

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

*présentée
pour obtenir*

*Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY*

par

Jean-Paul Carneiro

Etude expérimentale du photo-injecteur de Fermilab.

soutenue le 23 Mai 2001 devant la Commission d'Examen

MM.	F. Richard	Président
	J.M. Ortega	Rapporteurs
	S. Schreiber	
Mme	H. Edwards	Examineurs
MM.	T. Garvey	
	J. Le Duff	

FERMILAB
LIBRARY

*A mes Parents
et Séverine*

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse fut préparé de Septembre 1997 à Mars 2001 dans le groupe A0 photo-injecteur du Fermi National Accelerator Laboratory. Je tiens dans un premier lieu à remercier Madame **Helen Edwards** pour m'avoir chaleureusement accueilli dans son groupe et pour avoir dirigé cette thèse. Je remercie également Monsieur **Joël Le Duff** pour avoir accepté d'être mon interlocuteur à l'Université Paris XI et pour m'avoir fait bénéficier, tout au long de cette thèse, de son expérience sur les photo-injecteurs.

Je désire témoigner ma plus vive reconnaissance à Monsieur **François Richard**, directeur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse. Ma reconnaissance va aussi à Messieurs **Jean-Michel Ortega** et **Siegfried Schreiber** qui ont accepté d'être rapporteurs ainsi qu'à Monsieur **Terence Garvey** pour avoir accepté d'être examinateur.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à l'ensemble du groupe A0 qui m'aura tant aidé à réaliser ce travail et en particulier Monsieur **Walter Hartung** pour son aide et ses encouragements. Je le remercie également pour les nombreuses nuits qu'il a sacrifiées à l'acquisition de mes données de thèse, lesquelles ont par ailleurs largement bénéficié de son esprit méthodique et rigoureux. Je remercie Monsieur **Nickolaï Barov** pour ses innombrables conseils prodigués lors des mesures d'émission et pour avoir mis à la disposition du groupe son système d'acquisition des données. Je garderai en mémoire également le souvenir des soirées passées dans son bel appartement de Chicago. Je remercie Messieurs **Mickael Fitch**, thésitif de l'Université de Rochester, et **James Santucci** pour avoir mis à ma disposition un faisceau laser de qualité. Je les remercie pour leurs grandes patience et disponibilité. Je remercie également Messieurs **Mark Champion**, **Karl Koepke** et **Peter Prieto** pour avoir résolu de nombreux problèmes relatifs au système HF du photo-injecteur. Je remercie Messieurs **Joel Fuerst** et **Moyses Kuchnir** pour leur aide avec le système cryogénique et la chambre de préparation des photo-cathodes. Je remercie tout particulièrement Monsieur **Wade Muranyi** pour son remarquable travail effectué lors de l'installation de l'accélérateur. Je remercie Messieurs **Richard Carrigan** et **Sven Fritzlner** pour m'avoir fait découvrir le monde magique de l'accélération de particules dans les cristaux. Je remercie enfin Monsieur **Donald Edwards** pour son aide sur les points théoriques de cette thèse et notamment sur les définitions du concept de l'émission. De par leur sympathie et dynamisme, ce groupe m'a permis de vivre une aventure inoubliable.

Je tiens également à remercier Monsieur **Thomas Junquera**, responsable du service accélérateur de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, pour m'avoir conseillé de postuler à une thèse au Fermi National Accelerator Laboratory. Sans lui, cette aventure n'aurait sûrement pas eu lieu.

J'adresse de très vifs remerciements à Monsieur **Bernard Mouton** pour m'avoir fourni le code PARMELA et pour ses nombreuses lectures de ce manuscrit, ainsi qu'à Monsieur **Massimo Ferrario** pour le code HOMDYN.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Messieurs **Kip Bishofberger**, **Christian Travier** et **Guillaume Devanz** pour leurs lectures minutieuses du manuscrit.

Je voudrais remercier ma famille et en particulier mes parents **Fátima** et **Ilidio** pour m'avoir constamment soutenu durant mes études. Enfin et surtout, merci à **Séverine**.

Jean-Paul Carneiro
Batavia, le 23 Mars 2001.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les collisionneurs linéaires de hautes énergies

Les progrès réalisés en physique durant les derniers siècles ont permis de découvrir la structure de l'atome formée d'un noyau et d'électrons gravitant autour de celui-ci. Les recherches effectuées durant les dernières décennies ont abouti au "modèle standard" qui révèle que toute la matière de l'univers est formée de 12 particules élémentaires soumises à l'interaction forte, l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. Ce modèle, bien qu'il n'ait jamais été mis en échec, n'est pas la théorie ultime de la physique. La raison principale est qu'il ne prend pas en compte l'interaction gravitationnelle, quatrième et dernière interaction fondamentale connue. Le modèle standard prédit cependant l'existence du boson de Higgs, particule qui permettrait de donner une masse aux autres particules de la théorie. Ce boson, dont on suppose qu'il a une masse comprise entre 100 et 200 GeV, n'a toujours pas été découvert.

Pour poursuivre la recherche de ce boson et la compréhension des lois de la nature, de nouveaux accélérateurs de particules de hautes énergies et luminosités sont nécessaires. L'accélérateur le plus puissant en service de nos jours est le Tevatron du Fermilab avec une collision $p\bar{p}$ d'énergie 1,8 TeV au centre de masse et une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il peut produire des bosons de Higgs s'il en existe mais probablement en quantité insuffisante pour être détectés.

Le seul accélérateur de particules de haute énergie en construction de nos jours est le LHC (Large Hadron Collider), collisionneur $p\text{-}p$ dont la mise en service au CERN est prévue pour 2006. Il aura alors une énergie dans le centre de masse de 14 TeV pour une luminosité de $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pour succéder au LHC, plusieurs machines sont à l'étude. Le candidat le mieux placé semble être un collisionneur linéaire e^+/e^- avec 1 TeV dans le centre de masse. En effet, les collisionneurs $p\bar{p}$ sont parfaits pour l'étude de l'interaction forte mais peu adaptés à l'étude de l'interaction faible dont les événements, peu nombreux, sont noyés dans une énorme quantité d'interactions fortes. Les collisionneurs linéaires e^+/e^- sont quant à eux idéaux pour l'étude de l'interaction faible, les projectiles n'étant pas sensibles à l'interaction forte. Ainsi un collisionneur e^+/e^- serait un accélérateur complémentaire au LHC.

Les principaux accélérateurs e^+/e^- en développement à l'heure actuelle sont :

- TESLA : TeV Energy Superconducting Linear Accelerator, DESY, Allemagne.
- JLC : Japan Linear Collider, KEK, Japan.
- NLC : Next Linear Collider, SLAC, USA.
- CLIC : Compact LInear Collider, CERN, Suisse.

Le tableau 1.1 présente leurs principales caractéristiques (d'après [1]) :

<i>mise à jour</i>	TESLA 8/98	JLC-C 4/98	JLC-X/NLC 12/98	CLIC 8/00
Energie au centre de masse (TeV)	0,8	1	1	1
Luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	27,5	5,53	9	27
Fréquence HF (GHz)	1,3	5,7	11,4	30
Fréquence de répétition (Hz)	3	50	120	150
Nombre de particules par paquet (10^{10})	1,41	1,39	0,95	0,4
Nombre de paquets par impulsion	4500	72	95	154
Dimension transverse $\sigma_{x,y}$ (nm)	391/2	318/3,14	234/3,9	115/1,75
Dimension longitudinale σ_z (μm)	300	200	120	50
Emittance transverse $\gamma\epsilon_{x,n}^{rms}/\gamma\epsilon_{y,n}^{rms}$ (mm-mrad) RMS normalisée	8/0,1	3,3/0,05	4,5/0,1	1,3/0,02

Tableau 1.1: Paramètres des principaux collisionneurs linéaires e^+/e^- .

Ces accélérateurs présentent tous la même structure : Un injecteur complexe, deux linacs de plusieurs kilomètres de long, un système final de focalisation pour obtenir au point d'interaction une taille de faisceau de quelques nanomètres et enfin un détecteur. Le choix de leur fréquence de fonctionnement conditionne leur technologie et permet de les regrouper en trois catégories : TESLA, NLC/JLC et CLIC.

Le projet TESLA (Figure 1.1) est basé sur l'utilisation de cavités supraconductrices fonctionnant à basse fréquence ce qui lui procure l'avantage d'avoir de faibles champs de sillage¹ et donc une dynamique transverse plus simple que ses homologues. De plus, il peut accélérer de longues impulsions constituées d'un grand nombre de paquets à forte luminosité ce qui présente un avantage au niveau du détecteur. Sa principale difficulté est le gradient accélérateur. En effet, l'obtention d'une énergie de l'ordre du TeV au centre de masse pour une longueur totale de l'accélérateur d'une trentaine de kilomètres demande un champ accélérateur de l'ordre de 50 MV/m dans les cavités supraconductrices. La référence [2] indique que les champs maxima que l'on atteint aujourd'hui sur les cavités multicellules sont de 33 MV/m.

Les projets JLC/NLC ont une approche similaire basée sur l'utilisation de cavités en cuivre aux fréquences de fonctionnement élevées (11 GHz), ce qui leur permet d'obtenir de forts gradients accélérateurs (~ 77 MV/m) et donc une énergie importante au centre de masse. Les difficultés rencontrées dans ces projets concernent principalement le courant

¹Champ induit par le faisceau dans les cavités accélératrices.

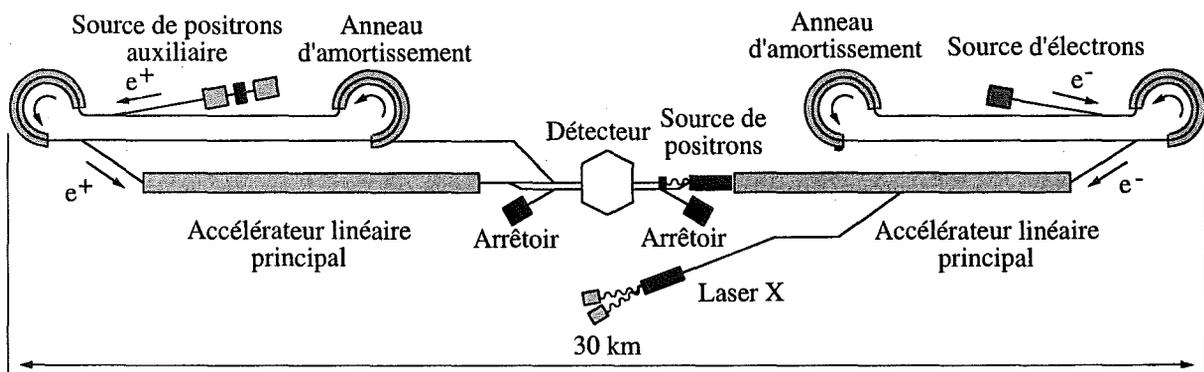


Figure 1.1: Schéma du collisionneur linéaire TESLA.

d'obscurité² élevé et les forts champs de sillage. De plus, ils nécessitent un grand nombre de klystrons de forte puissance difficiles à mettre au point.

Le projet CLIC est le seul collisionneur pouvant prétendre à une énergie de plusieurs TeV au centre de masse. Il est basé sur la technique d'accélération par deux faisceaux, laquelle consiste à utiliser un premier faisceau de forte puissance et de quelques GeV pour accélérer un deuxième faisceau à de hautes énergies. Grâce à la très haute fréquence HF utilisée, des gradients accélérateurs pouvant atteindre 150 MV/m [3] sont ainsi envisageables. Ce nouveau concept d'accélération n'est cependant pas encore suffisamment maîtrisé pour envisager dans l'immédiat la construction d'un tel accélérateur.

A l'heure actuelle aucun projet n'apparaît comme étant la solution idéale. Chacun fait l'objet d'actives recherches menées dans le cadre de collaborations internationales. Le projet TESLA regroupe à lui seul 9 pays représentés par 40 institutions. L'un des premiers buts de cette collaboration est la construction au laboratoire DESY à Hambourg d'un accélérateur prototype Tesla Test Facility (TTF) pour établir les bases techniques d'un tel collisionneur. Une description détaillée de cet accélérateur est présentée ci-dessous.

1.2 L'accélérateur "Tesla Test Facility"

Tesla Test Facility (TTF) [4] est un accélérateur linéaire à électrons qui se compose d'un injecteur, d'une section accélératrice et d'une zone expérimentale. La figure 1.2 présente l'accélérateur TTF dans sa version actuelle comprenant deux cryomodules de 12 mètres de long contenant chacun 8 cavités supraconductrices. Il délivre un faisceau d'environ 250 MeV utilisé pour produire de la lumière FEL ("Free Electron Laser") au passage d'un onduleur positionné dans la zone expérimentale. La première lumière FEL a été observée en Février 2000 [5] à la longueur d'onde de $\lambda=109$ nm. Dans sa version finale, l'accélérateur comprendra 8 cryomodules et délivrera une énergie de 1 GeV.

Deux injecteurs ont été développés pour TTF. Le premier (injecteur I) consiste en

²Courant parasite produit par la cavité accélératrice dû à l'émission de champ.

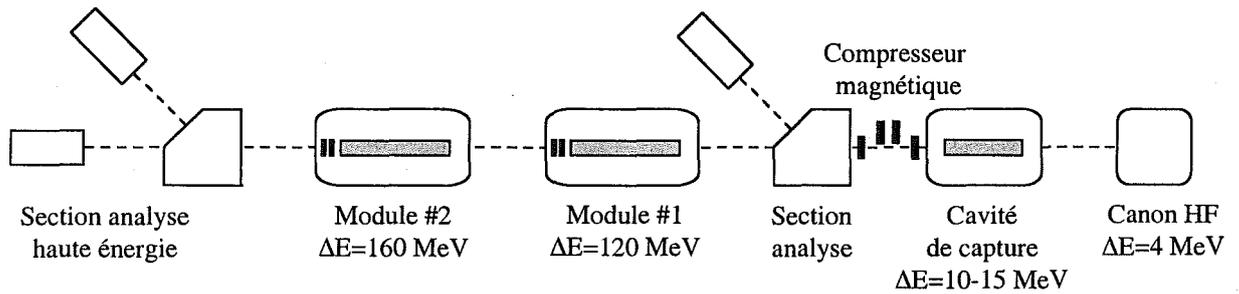


Figure 1.2: L'accélérateur Tesla Test Facility en 2000.

un injecteur classique. Il a été développé par 3 laboratoires français (le LAL et l'IPN d'Orsay et le CEA de Saclay) et mis en service à DESY en Février 1997. Le but de cet injecteur était de montrer qu'il était possible de produire et accélérer un faisceau de faible charge par paquets et de courant moyen important permettant ainsi de s'assurer du bon fonctionnement des cryomodules. Le second (injecteur II) est un photo-injecteur. Il a été développé par Fermilab et installé sur TTF en Décembre 1998. Ce dernier délivre des impulsions dont la structure temporelle est celle de TESLA comprenant des paquets de plus forte charge que l'injecteur I mais de même courant moyen. Une description détaillée de ces deux injecteurs est présentée ci-dessous. Les structures temporelles des injecteurs I et II sont représentées sur la figure 1.3.

Injecteur I

L'injecteur I [6] consiste en un canon thermo-ionique, une colonne électrostatique de pré-accelération, une cavité sub-harmonique et une cavité de capture. Le canon thermo-ionique est de type Pierce produisant des macro-impulsions de $800 \mu\text{s}$, composées de paquets de 37 pC à la fréquence de $216,7 \text{ MHz}$. La dimension longitudinale de ces paquets est inférieure à la nano-seconde ($\sim 0,64 \text{ ns}$) et leur énergie d'environ 30 keV . A la sortie du canon, les paquets sont accélérés à une énergie de 250 keV par une colonne électrostatique de 1 mètre de long puis comprimés à moins de $0,1 \text{ ns}$ par une cavité sub-harmonique. La cavité de capture est une cavité supraconductrice en niobium massif de 9 cellules résonant à la fréquence de $1,3 \text{ GHz}$. Celle-ci termine le groupement des paquets initié par la cavité sub-harmonique ($\sim 5 \text{ ps}$) et fournit l'énergie nécessaire (de 10 à 15 MeV) à l'injection dans le premier cryomodule de TTF.

Injecteur II

L'injecteur II [4] consiste en un canon HF, une cavité de capture (identique à celle de l'injecteur I) et une chicane magnétique. Le canon HF est une structure en cuivre de $1,625$ cellules résonant à la fréquence de $1,3 \text{ GHz}$ à l'intérieur de laquelle demeure une photo-cathode en tellure de césium (Cs_2Te) déclenchée par des impulsions UV d'un laser Nd:YLF. Il peut générer des macro-impulsions de 800 paquets de 8 nC , espacés de $1 \mu\text{s}$. Un système de focalisation magnétique composé de trois solénoïdes est installé

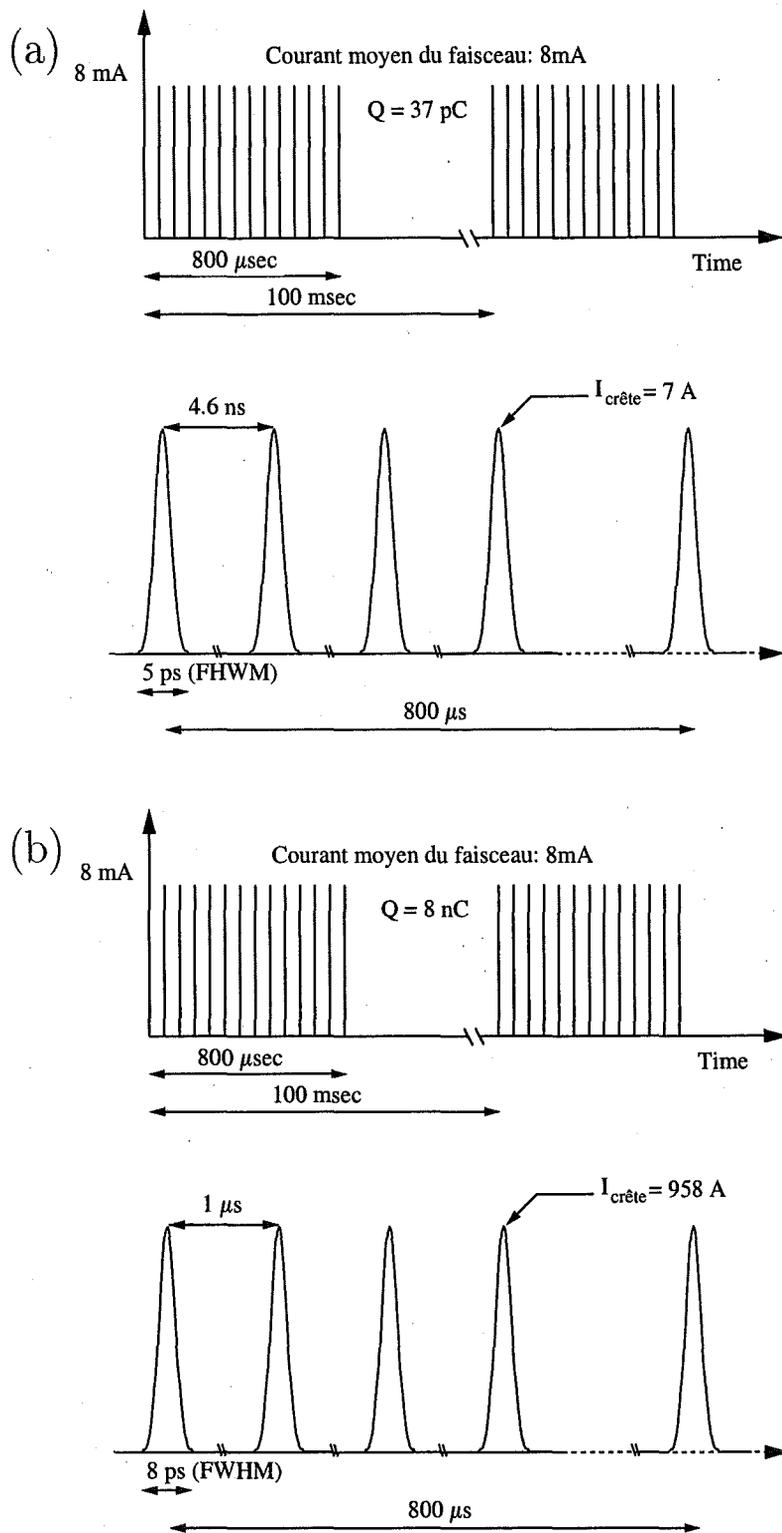


Figure 1.3: Structure temporelle de (a) l'injecteur I et (b) l'injecteur II de TTF.

<i>Avant compression</i>	
Nombre de paquets par macro-impulsion	800
Fréquence des macro-impulsions	100 ms
Intervalle entre paquets	1 μ s
Charge par paquet	8,0 nC
Longueur de l'impulsion laser FWHM	28 ps
Rayon du faisceau sur la cathode	3,0 mm
Champ électrique crête sur la cathode (nominal)	35 MV/m
Energie totale	18 MeV
Emittance transverse (RMS normalisée)	11 mm-mrad
Emittance longitudinale (100 % RMS)	820 deg-keV
Dispersion en énergie	4,2%
Longueur des paquets RMS	4,3 mm
Courant crête	276 A
<i>Après compression</i>	
Emittance transverse (RMS normalisée)	15 mm-mrad
Longueur des paquets RMS	1,0 mm
Courant crête	958 A

Tableau 1.2: Paramètres de l'injecteur II.

autour du canon pour confiner le faisceau. A la sortie de celui-ci, le faisceau d'énergie 4-5 MeV est rapidement accéléré par la cavité de capture à une énergie de 17-20 MeV. Enfin une chicane magnétique composée de 4 dipôles permet une compression longitudinale des paquets avant l'injection dans le cryomodule. Les paquets de 8 nC peuvent ainsi être comprimés à une valeur RMS de $\sigma_z=1$ mm pour atteindre le courant crête d'environ 1 kA. Les caractéristiques de l'injecteur II de TTF sont présentées dans le tableau 1.2 (d'après [4]).

1.3 Le programme Fermi Test Facility

Le programme de R&D sur l'injecteur II a débuté au Fermilab en 1993. La première étape a consisté à développer puis installer en 1995 à Argonne National Laboratory un photo-injecteur comprenant un canon HF à faible cycle utile (10^{-4}), une cavité accélératrice de 9 cellules en cuivre et un compresseur magnétique. Le but de ce linac était d'étudier la dynamique du faisceau à un seul paquet et de comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques afin de valider ou améliorer les modèles sur lesquels elles sont fondées. Les résultats obtenus avec cette installation sont rapportés dans la référence [7].

Dans une seconde étape, le Fermilab a entrepris le développement et la construction de deux canons HF remplissant le cahier des charges de l'injecteur II de TTF (voir tableau 1.2). Ces deux canons, nommés G3 et G4, ont été disponibles respectivement au printemps et à l'automne 1998 et sont supposés délivrer un faisceau de mêmes caractéristiques. En parallèle avec les travaux sur les canons HF, Fermilab a procédé à l'installation dans son hall A0 d'une copie de l'injecteur II de TTF (laser, cavité de capture, système d'alimentation HF, etc...). Cet équipement a permis de conditionner le canon G3 et de vérifier son bon fonctionnement. Cette vérification effectuée, G3 a été livré à DESY en Décembre 1998 avec quelques autres éléments de l'accélérateur (solénoïdes, modulateurs, chicane).

La troisième étape a consisté à installer G4 dans la ligne de faisceau avec de nouveaux solénoïdes, un nouveau modulateur et de terminer l'installation des différents éléments optiques et diagnostiques de la ligne de transport. Le canon G4 a produit son premier faisceau le 3 Mars 1999. Depuis cette date, ce photo-injecteur, copie presque conforme de l'injecteur II de TTF (voir chapitre 2 pour sa description détaillée), est utilisé pour différentes applications dont la liste est donnée ci-dessous :

- Développer une méthode de mesure de la longueur des paquets basée sur la détection par un cristal biréfringent (LiTaO_3 ou ZnTe) du champ de sillage induit par le faisceau lors de son passage dans la chambre à vide. Cette technique fait l'objet de la thèse de M. Fitch et est présentée dans les références [8], [9] et [10].
- Etudier l'accélération de particules par les champs de sillage créés dans un plasma ("Plasma Wake Field Acceleration"). Le principe de cette technique d'accélération est le suivant : Un premier paquet d'électrons traverse un plasma dont la densité est inférieure à celle du faisceau créant dans son passage de forts champs de sillage utilisés pour l'accélération d'un second paquet. Ces recherches sont entreprises par N. Barov et J. Rosenzweig [11] de UCLA qui ont installé leur chambre à plasma à l'extrémité de la ligne de transport. Ils espèrent obtenir dans celle-ci un gradient accélérateur de 650 MV/m.
- Utiliser le rayonnement émis par l'interaction du faisceau d'électrons avec une fine feuille de silicium ($18 \mu\text{m}$) afin de poursuivre l'étude de l'accélération de particules dans les cristaux ("Crystal Channeling Acceleration", [12]). Ces recherches sont menés par D. Carrigan en collaboration avec l'Université de Darmstadt (Allemagne).
- Générer des faisceaux plats ("flat beams") et étudier leur dynamique. Ces faisceaux présentent une forte asymétrie dans le plan transverse ($\epsilon_y \ll \epsilon_x$) [13] et sont de grande importance car ils permettraient la suppression des anneaux d'amortissement dans les collisionneurs linéaires, et part là-même une économie significative dans la construction de ces machines. Le photo-injecteur de Fermilab est le premier accélérateur à avoir généré ce type de faisceaux. Ces recherches sont menées par H. Edwards et S. Nagaitsev en collaboration avec DESY. Les premiers résultats sont reportés dans la référence [14].
- Poursuivre l'étude de la dynamique des faisceaux dans les photo-injecteurs. Cette étude est le corps de cette thèse et est présentée dans le paragraphe ci-après.

1.4 Présentation du travail de thèse

Le travail présenté dans cette thèse a consisté en l'installation de l'accélérateur au Fermilab puis en une série de mesures permettant de définir et optimiser ses performances. Ces mesures sont comparées aux prédictions avancées par deux codes de simulation.

Une description détaillée de l'injecteur installé au Fermilab est présentée au prochain chapitre. Le chapitre 3 décrit la théorie de la dynamique du faisceau dans l'accélérateur et les codes de simulation utilisés dans cette thèse. L'accord en fréquence du canon G4 et son installation dans la ligne de faisceau fait l'objet du chapitre 4. Le chapitre 5 présente une série de mesures permettant de caractériser le faisceau, le chapitre 6 les mesures de l'émittance d'un faisceau non-comprimé et le chapitre 7 les mesures de la longueur des paquets. Nous comparons enfin dans le chapitre 8 les caractéristiques de l'accélérateur mesurées à celles du cahier des charges.

Chapitre 2

Description de l'accélérateur

2.1 Introduction

L'accélérateur installé au Fermilab dans sa configuration actuelle est présenté sur la figure 2.1. Il consiste en un canon HF fonctionnant à une fréquence de 1,3 GHz dans lequel est insérée une photo-cathode à haute efficacité quantique déclenchée par un laser Nd:YLF. Les paquets d'électrons ainsi formés sont émis par le canon à une énergie de 4-5 MeV et sont rapidement accélérés par une cavité de capture à une énergie de 17-20 MeV. Une compression longitudinale des paquets peut être réalisée par une chicane magnétique installée après cette cavité.

Un ensemble de quadripôles et de défecteurs permet de transporter le faisceau jusqu'au spectromètre distant de 11,2 mètres de la cathode. Pour la plupart des expériences, le faisceau est stoppé par une cible de Faraday (non représentée sur la figure 2.1) située après le spectromètre et faisant un angle de 45° avec la section droite de la ligne de transport. D'autres expériences (comme l'accélération par plasma) installent leur dispositif expérimental après le spectromètre, le faisceau étant alors stoppé par une cible de Faraday positionnée en bout de la section droite.

Comme il a été indiqué au premier chapitre, cet accélérateur a été conçu pour délivrer un faisceau dont les caractéristiques sont données par le tableau 1.2. Cependant, comme nous le verrons dans les paragraphes ci-dessous qui décrivent en détail les différents éléments de l'accélérateur, des limitations provenant principalement du laser et du système d'alimentation HF du canon ne permettent pas d'obtenir un tel faisceau. Une présentation de ces paramètres limitatifs et des caractéristiques du faisceau associées feront l'objet du paragraphe 2.8.

2.2 Les cavités accélératrices

2.2.1 Le canon hyperfréquence

Le canon HF, conçu et usiné par Fermilab, est une version modifiée en bande L du canon HF de Brookhaven [15].

Un schéma du canon HF est présenté sur la figure 2.2. Il consiste en une structure en cuivre OFHC de 1,625 cellules résonant en mode $TM_{010,\pi}$ à une fréquence de 1,3 GHz. La

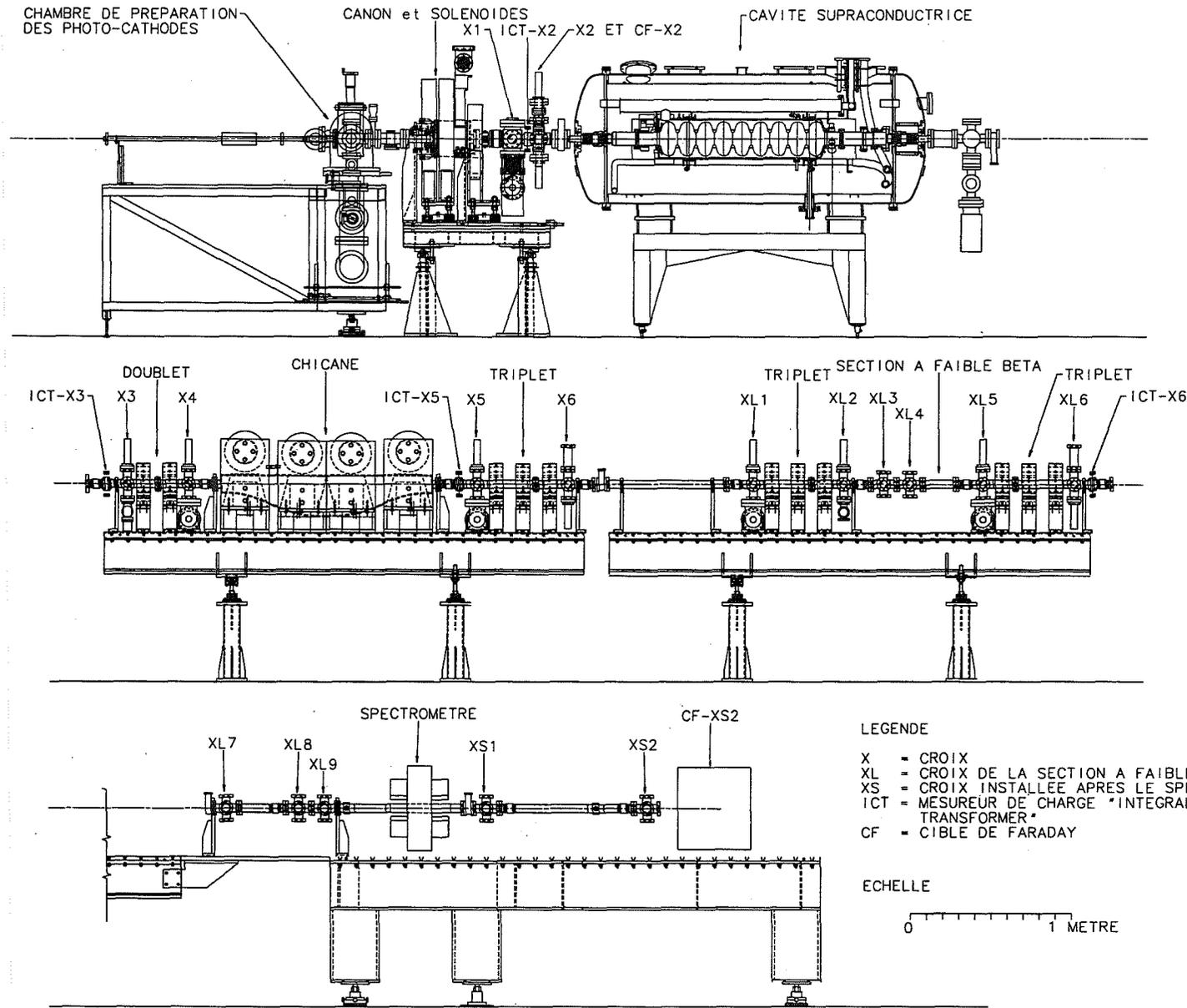


Figure 2.1: Schéma du photo-injecteur installé au Fermilab.

Mode	$TM_{010,\pi}$
Fréquence de résonance f	1,3 GHz
Facteur de temps de transit T	0,73217
Facteur de qualité externe Q_{ext}	23601
Temps de remplissage τ_{HF}	1,45 μs
Impédance shunt effective ZT^2	24,418 $M\Omega/m$
Rapport entre le champ accélérateur crête E_0 et axial E_a	1,87
Puissance incidente crête pour $E_0=35$ MV/m	2,2 MW
Puissance incidente crête pour $E_0=50$ MV/m	4,5 MW

Tableau 2.1: Principaux paramètres électriques du canon HF.

longueur de la demi-cellule est légèrement augmentée à $\frac{5}{4} \cdot \frac{\lambda_{HF}}{4}$ (au lieu de $\frac{\lambda_{HF}}{4}$) car il a été montré [16] que cette modification permettait une amélioration de l'émittance transverse du faisceau. La longueur de la cellule entière est quant à elle exactement $\frac{\lambda_{HF}}{2}$ pour éviter les termes élevés d'harmoniques d'espace.

C'est un canon au cycle utile élevé (1%) pouvant accepter de longues impulsions HF (d'une longueur maximale de 800 μs), de puissance crête 4,5 MW à un taux de répétition de 10 Hz, produisant ainsi une puissance de 36 kW dissipée dans les parois de la cavité. Cette chaleur est évacuée par un système de refroidissement à eau, situé autour des parois de la cavité, permettant la circulation de 4 litres d'eau par seconde à une pression d'environ 6 bars. La figure 2.2 ne représente que 4 ports du circuit de refroidissement. Le canon en possède en réalité 12 dont 8 sont situés au niveau de la demi-cellule et 4 au niveau de la cellule entière. Cette eau, dont la température est régulée au 1/10 de degré, permet également l'accord final du canon HF comme nous le verrons au paragraphe 4.2.5. Le tableau 2.1 donne un récapitulatif des caractéristiques électriques du canon HF (d'après [7]).

2.2.2 La cavité de capture et l'installation cryogénique

La cavité de capture est une cavité supraconductrice en niobium massif de 9 cellules fonctionnant en mode $TM_{010,\pi}$ à 1,3 GHz. Son rôle est d'accélérer rapidement les électrons issus du canon HF afin de combattre les effets de charge d'espace. Elle doit donc être positionnée le plus près possible de celui-ci. Pour le photo-injecteur de Fermilab cette distance, d'environ 1,2 mètres, permet le passage du faisceau laser vers la photo-cathode ainsi que l'installation de nombreux diagnostics pour la caractérisation du faisceau d'électrons à la sortie du canon. Un résumé des principales caractéristiques électriques de la cavité supraconductrice est donné dans le tableau 2.2 réalisé d'après la référence [4]. Dans ce tableau, E_a représente le champ électrique accélérateur sur l'axe de la cavité, E_c et B_c respectivement les champs électrique et magnétique sur la surface de la cavité, R_s l'impédance shunt et Q_{ext} le facteur de qualité externe.

Après installation au Fermilab, la cavité supraconductrice a subi une série de tests HF rapportés dans la référence [17]. Le champ accélérateur maximum mesuré en impulsion

- A : CIRCUIT DE REFROIDISSEMENT
- B : EMBLEMMENT DE LA PHOTO-CATHODE
- C : ASSIETTE BASSE ENERGIE
INTERFACE AIR/EAU
- D : ASSIETTE BASSE ENERGIE
INTERFACE EAU/VIDE
- E : ASSIETTE HAUTE ENERGIE
INTERFACE VIDE/EAU
- F : ASSIETTE HAUTE ENERGIE
INTERFACE EAU/AIR
- G : GUIDE D'ONDE
- H : TROU DE COUPLAGE

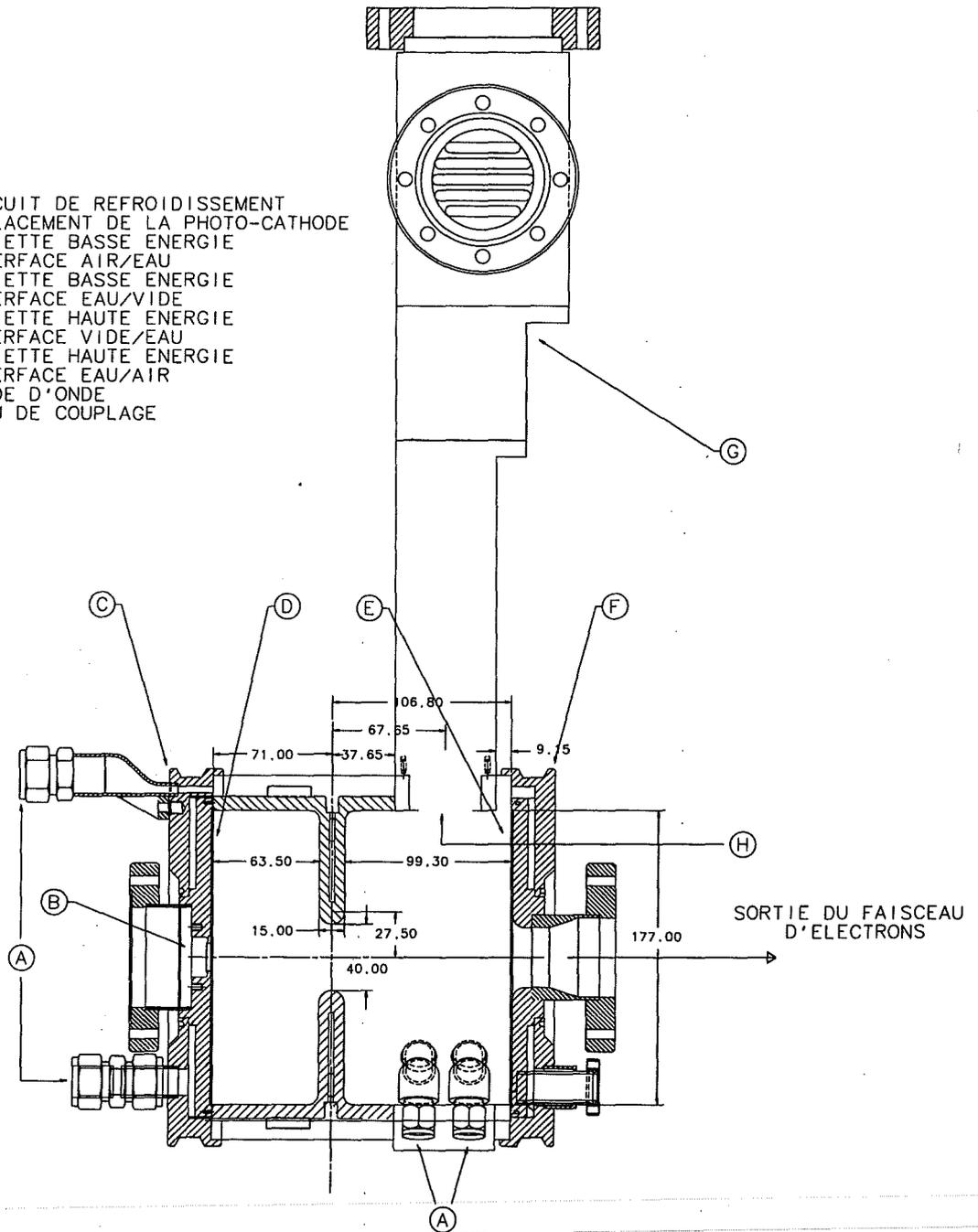


Figure 2.2: Le canon HF de Fermilab.

Mode	TM _{010,π}
Fréquence de résonance f	1,3 GHz
Couplage entre les cellules	1,87 %
E_c/E_a	2
cB_c/E_a	1,3
R_s/Q par cellule	114 Ω
df/dL	315 kHz/mm
Longueur active de la cavité L	1036 mm
Diamètre de l'iris	70 mm
Température de fonctionnement	1,8 K

Tableau 2.2: Principaux paramètres électriques de la cavité de capture.

sur l'axe de la cavité fut $E_a=14$ MV/m (fréquence de répétition de 1 Hz, longueur de l'impulsion HF de 100 μ s). Cette valeur est relativement faible. Pour comparaison, notons que la référence [2] présente des champs accélérateurs obtenus à DESY sur le même type de cavités pouvant atteindre $E_a=33$ MV/m et ce pour des conditions expérimentales plus sévères (fréquence de répétition de 10 Hz, longueur de l'impulsion HF de 800 μ s). La cavité supraconductrice est utilisée quotidiennement au Fermilab avec un champ accélérateur $E_a=12$ MV/m lequel, associé à un champ accélérateur crête $E_0=40$ MV/m dans le canon HF, permet d'obtenir un faisceau d'énergie totale d'environ 18 MeV.

La cavité supraconductrice demeure à l'intérieur d'un réservoir d'hélium (figure 2.3) qui se présente comme un fût horizontal soudé à celle-ci, l'ensemble étant inséré dans un cryostat et maintenu en suspension par 4 \times 2 tirants en époxy-fibre de verre. La cavité supraconductrice ainsi que le réservoir d'hélium ont été développés et fabriqués à DESY puis livrés au Fermilab durant l'été 1997. Le cryostat a été développé à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay [18] et fabriqué aux Etats-Unis dans une version quelque peu modifiée. Ces modifications concernent les tirants de suspension (désormais de diamètre plus important) et leur système d'attache à l'enceinte à vide, l'ouverture du tube faisceau (désormais de 59 mm au lieu de 35 mm) ainsi que la présence d'un écran à 5 K autour du réservoir d'hélium et de deux vannes à l'intérieur du cryostat (au lieu d'une seule initialement prévue).

La cavité de capture est alimentée en cryofluide à partir de cuves de 500 litres d'hélium liquide (4,2 K) et d'azote liquide (80 K) installées à l'extérieur du bunker. Sa mise à froid est réalisée par un refroidissement de l'ensemble du cryostat à 80 K puis le remplissage du réservoir d'hélium et enfin le pompage de celui-ci à 16 mbar pour faire chuter sa température à 1,8 K. Des mesures effectuées au Fermilab en régime statique (cavité supraconductrice non-alimentée en HF) indiquent [17] une consommation du système cryogénique (cryostat+ligne de transfert du cryofluide) à 1,8 K de 25 à 30 litres d'hélium liquide par heure, correspondant à un flux thermique de 12 Watts. La majeure partie de ce cryofluide est utilisée pour le refroidissement de la ligne de transfert (\sim 8 Watts), le complément étant utilisé pour le refroidissement du cryostat. En présence de HF

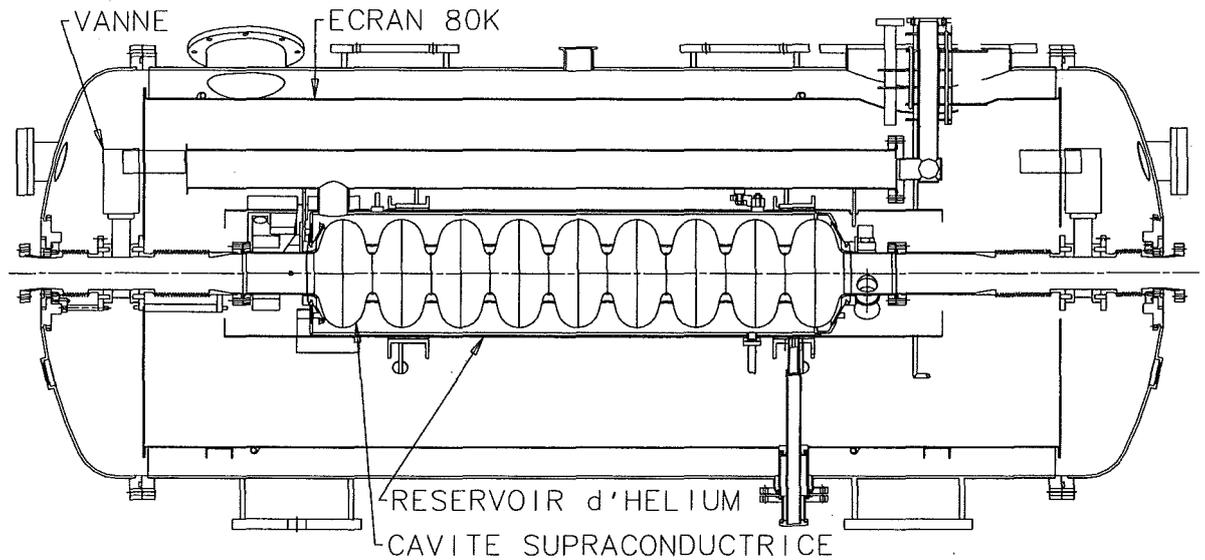


Figure 2.3: La cavité de capture dans le cryostat.

dans la cavité supraconductrice, un flux thermique correspondant à la dissipation de la puissance HF dans le bain d'hélium vient s'ajouter aux pertes statiques. Ce flux thermique HF va évidemment dépendre de l'onde HF incidente. Depuis son installation, la cavité supraconductrice fonctionne principalement avec une impulsion HF dont la partie accélératrice est de $100 \mu\text{s}$, une fréquence de répétition de 1 Hz et un champ accélérateur de 12 MV/m. Pour ces conditions, la référence [17] montre que le flux thermique d'origine HF est négligeable. La consommation quotidienne d'hélium liquide de l'accélérateur est donc celle indiquée ci-dessus.

2.2.3 Systèmes d'alimentation HF et boucles d'asservissement

Les systèmes d'alimentation en puissance hyperfréquence du canon HF et de la cavité de capture présentent le même principe. La différence majeure entre ces deux systèmes est le klystron, plus puissant dans le système HF du canon. La figure 2.4 montre le système d'alimentation HF de la cavité de capture.

Les principaux éléments de ces deux systèmes qui fonctionnent en parallèle sont :

- *un pilote HF* qui délivre un signal de fréquence 1,3 GHz et de puissance 9 dBm.
- *un modulateur vectoriel* contrôlé par une station UNIX qui fixe la phase, l'amplitude et la fréquence de répétition de l'onde HF. Le signal de sortie du modulateur vectoriel a une puissance de 17 dBm.
- *un pré-amplificateur* et *un amplificateur* dont les gains respectifs en puissance sont de 20 et 30 dB. A la sortie de l'amplificateur, le signal a une puissance de 300 Watts.

- *un klystron*, différent dans les deux réseaux de puissance :
 1. le klystron alimentant le canon est un Thomson¹, conçu pour délivrer des impulsions de puissance crête 4 MW, de longueur maximale 1,5 ms à une fréquence de répétition variant de 1 à 10 Hz. Les performances du klystron sont cependant limitées par le modulateur qui délivre des impulsions de longueur maximale 500 μ s à la fréquence de 1 Hz. De plus, la cavité résonante du klystron étant désaccordée, celui-ci délivre lorsqu'on le pousse dans ses limites des impulsions de puissance maximum 3,7 MW à 1,3 GHz.
 2. le klystron alimentant la cavité de capture est un Philips², et délivre des impulsions de puissance crête 170 kW, de longueur maximale 2 ms à un taux de répétition variant de 1 à 10 Hz.
- *un circulateur* situé à la sortie de chaque klystron pour le protéger d'un retour de puissance. Les deux circulateurs présentent des pertes identiques mesurées de l'ordre de 20%. Les puissances crêtes pouvant être délivrées dans le canon HF et la cavité de capture sont donc respectivement d'environ 3 MW et 140 kW.
- *une fenêtre HF* pour le canon et *un coupleur* pour la cavité de capture. Le guide d'onde du canon qui est sous vide poussé est séparé du système d'alimentation HF (sur-pressurisé à ~ 60 mbar en hexafluorure de soufre pour éviter les claquages) par une fenêtre HF en céramique. Le couplage entre le canon HF et son système d'alimentation en puissance est tel que, à 1,3 GHz, toute la puissance incidente est dissipée dans les parois du canon. En ce qui concerne la cavité de capture, son raccordement au système d'alimentation HF est réalisé par un coupleur [19] qui comprend 2 fenêtres HF. Ce dernier permet à la puissance HF d'entrer dans la cavité de capture uniquement lorsque celle-ci est traversée par un faisceau d'électrons. En l'absence de faisceau, la cavité est fortement sur-couplée et toute la puissance incidente est réfléchiée.

La phase et l'amplitude de l'onde HF dans le canon et la cavité de capture peuvent être maintenues constantes par l'intermédiaire d'une boucle d'asservissement. Celle-ci consiste à prélever la puissance transmise de la cavité de capture (ou du canon HF) et de mélanger ce signal à celui de référence de fréquence 1300,250372 MHz (voir paragraphe 2.5). La composante de sortie à 250 kHz est alors envoyée vers un module ADC ("Analog Digital Converter") puis vers un module DSP ("Digital Signal Processor"). Le module DSP permet de mesurer la phase et l'amplitude du signal détecté, de comparer ces quantités au signal voulu et de faire des compensations si nécessaire. Le signal de sortie du DSP est alors envoyé vers deux modules DAC ("Digital Analog Converter") qui traitent la phase et l'amplitude comme un vecteur complexe. Cette boucle d'asservissement est installée sur les deux systèmes d'alimentation HF. Cependant elle est utilisée uniquement dans le cas de la cavité de capture. En effet, la réponse du DSP est relativement lente ($\sim 70 \mu$ s) ce qui fait que la boucle d'asservissement ne devient efficace que pour des impulsions HF

¹Modèle TH2104U.

²Modèle YK2140.

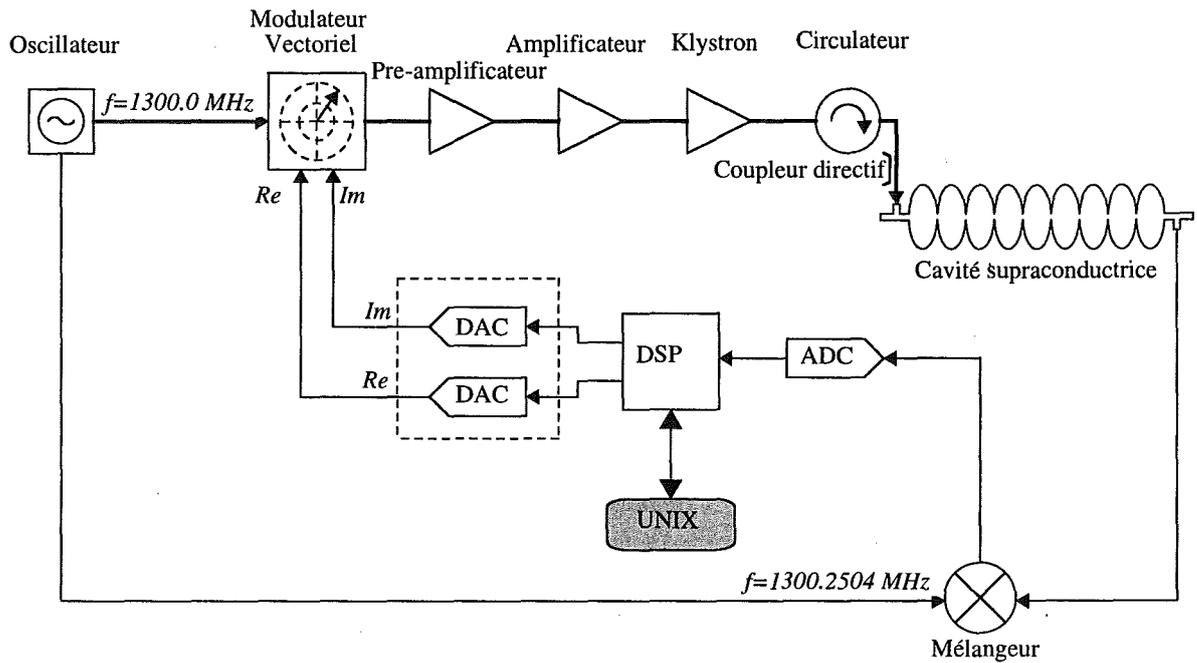


Figure 2.4: Système d'alimentation HF de la cavité de capture.

de longueur supérieure ou égale à $100 \mu s$. Dans le cas de la cavité de capture, la partie accélératrice de l'onde HF étant de $100 \mu s$, la boucle d'asservissement est utilisable. En ce qui concerne le canon, une impulsion HF de $100 \mu s$ produit une grande quantité de courant d'obscurité qui rend difficile la visualisation du faisceau. Pour contourner ce problème, nous avons décidé d'utiliser une impulsion HF "courte" de $22 \mu s$, le strict nécessaire à l'accélération d'un train de 10 impulsions. La boucle d'asservissement n'est donc pas utilisable. L'amplitude et la phase de l'onde HF du canon sont donc soumises aux dérives du système sans aucune compensation.

Des mesures effectuées sur une période de 6 heures ont montré une variation de la phase et de l'amplitude de l'onde HF alimentant la cavité de capture fonctionnant avec la boucle d'asservissement respectivement de $\pm 12,5$ degrés et $\pm 3,75\%$ (valeurs extrema). Cette même expérience effectuée durant 2 heures sur le canon HF fonctionnant sans boucle d'asservissement a indiqué une variation de la phase et de l'amplitude respectivement de $\pm 7,5$ degrés et $\pm 2,5\%$ (valeurs extrema). Notons enfin que les phase des ondes HF du canon et de la cavité de capture ainsi que la phase du laser sont régulées indépendamment et que la dérive de l'une de ces phases n'est pas répercutée sur les deux autres.

2.3 Les photo-cathodes

2.3.1 Définition de l'efficacité quantique

L'une des caractéristiques fondamentales des photo-cathodes est leur efficacité quantique définie comme le nombre d'électrons produits par photons incidents. Si Q est la charge extraite de la photo-cathode, E_{ph} et λ_{ph} l'énergie et la longueur d'onde du laser alors, en l'absence de saturation par des effets de charge d'espace, l'efficacité quantique η est donnée par :

$$\eta[\%] = 124 \times \frac{Q[\text{nC}]}{E_{ph}[\mu\text{J}] \cdot \lambda_{ph}[\text{nm}]} \quad (2.1)$$

2.3.2 Description des photo-cathodes et de leur chambre de préparation

Les photo-cathodes ainsi que leur chambre de préparation ont été développées par l'INFN Milan et installées au Fermilab durant l'été 1997.

Ce sont des cathodes en molybdène de 16 mm de diamètre sur lesquelles est déposée une couche, de quelques nanomètres d'épaisseur et de 14 mm de diamètre, de tellure de césium, métal alcalin semi-conducteur. Ces photo-cathodes ont été choisies pour leur grande résistance au champ électrique (des champs supérieurs à 120 MV/m ont été obtenus au CERN sur ce type de photo-cathodes [20]), leur forte efficacité quantique ($> 10\%$) et leur longue durée de vie (plusieurs mois). Elles doivent cependant demeurer sous un vide poussé ($< 10^{-9}$ mbar) durant toute leur vie, une contamination par un gaz résiduel entraînant une perte de leurs propriétés. Une telle contamination n'est toutefois pas irrévocable. Il est en effet possible de les régénérer comme nous le verrons au paragraphe 2.3.3.

Pour comparaison, notons que le second grand type de photo-cathodes utilisées dans les photo-injecteurs sont des cathodes métalliques (cuivre, magnésium,...). Ces photo-cathodes ne nécessitent pas de vide poussé, peuvent supporter des champs électriques élevés mais présentent une faible efficacité quantique (10^{-2} - $10^{-4}\%$).

La chambre de préparation des photo-cathodes est raccordée au canon HF et maintenue sous ultra-vide par 2 pompes ioniques à getter et une pompe à sublimation en titane. Les mesures du vide dans la chambre sont réalisées par des jauges ioniques. Il est aussi possible d'y effectuer une analyse de gaz résiduel.

La chambre possède deux sources, l'une de tellure et l'autre de césium, permettant le dépôt d'une couche active de Cs_2Te sur le molybdène. Un système de bras articulés permet le déplacement de la cathode ainsi préparée jusqu'au canon HF. Le contact électrique entre la cathode et le canon est fait par un ressort en alliage cuivre/béryllium. Il est possible de préparer et stocker un maximum de 5 photo-cathodes dans la chambre de préparation.

2.3.3 Préparation et régénération des photo-cathodes

Avant de réaliser le dépôt de Cs_2Te sur le molybdène, on procède à l'étuvage de celui-ci en le chauffant à 350°C avec une lampe à halogène pendant 30 à 60 minutes. Une

fois l'étuvage terminé, on diminue la température de la cathode à 120°C, température à laquelle se fait le dépôt. Les sources de tellures et de césium, préalablement dégazées et calibrées, sont alors activées. Le tellure est déposé en premier pendant environ 10 minutes à une vitesse d'évaporation de 1 nm/mn puis le césium pendant 60 à 120 minutes à la même vitesse. La lumière UV d'une lampe à mercure ($\lambda=254$ nm) est focalisée sur la cathode durant le dépôt pour mesurer l'évolution de l'efficacité quantique.

L'exposition des photo-cathodes à des gaz résiduels (O_2 , CO_2 et principalement H_2O) provoque une détérioration de leur efficacité quantique. Il est possible de les régénérer dans la chambre de préparation. La régénération consiste à chauffer durant 3 heures la cathode à 230°C tout en y focalisant un faisceau UV de 10 mm de diamètre et d'énergie variant entre 4 et 60 μW . Comme pour la préparation des photo-cathodes, la chaleur et le faisceau UV proviennent respectivement d'une lampe halogène et d'une lampe à mercure. Il se produit alors une désorption du gaz résiduel des couches émissives de Cs_2Te entraînant une augmentation de l'efficacité quantique. La référence [21] montre une augmentation de l'efficacité quantique de 0,65% à 10% observée au Fermilab lors de la régénération de la première photo-cathode.

2.4 Le laser

Le laser a été développé par l'Université de Rochester [22] et installé au Fermilab en 1997. Il est capable de délivrer sur la cathode un train de 800 impulsions à une fréquence de 1 Hz, chaque impulsion ayant une énergie maximum d'environ 5 μJ à la longueur d'onde de 263 nm. La variation d'énergie entre impulsions a été mesurée à 10% RMS et la dérive en phase à 1,78 ps RMS. La figure 2.5 présente le laser dans sa configuration actuelle. Les paragraphes ci-dessous décrivent ses différents constituants.

2.4.1 L'oscillateur

Un schéma de l'oscillateur est présenté sur la figure 2.6. Le milieu amplificateur est une barre de 4×4×79 mm d'yttrium lithium fluoride ($LiYF_4$) dopée par des ions Nd^{3+} qui remplacent certains ions Y^{3+} dans le réseau cristallin (1,1%). C'est un milieu à 4 niveaux pompé en continu par une lampe à arc produisant 4,5 kW de puissance. Un faible pourcentage de cette puissance est absorbé par le cristal, le reste étant évacué par un système de refroidissement à eau. Ce système émet essentiellement dans deux transitions de longueur d'onde $\lambda=1053$ nm et $\lambda=1047$ nm possédant chacune un état de polarisation différent. Deux polariseurs (positionnés aux angles de Brewster afin de minimiser les pertes par réflexion) permettent de sélectionner la longueur d'onde $\lambda=1053$ nm. Celle-ci est préférée car le néodyme présente un gain plus important à cette longueur d'onde. Deux miroirs, l'un concave à haute réflectivité et l'autre plan à 88% de réflectivité, permettent l'oscillation de la lumière dans la cavité. Un système de filtrage spatial sélectionne le mode transverse TEM_{00} présentant une distribution transverse gaussienne.

En l'absence du modulateur acousto-optique, la cavité autorise l'oscillation de plusieurs modes longitudinaux. Si L_{opt} est la longueur optique de la cavité, les fréquences des modes

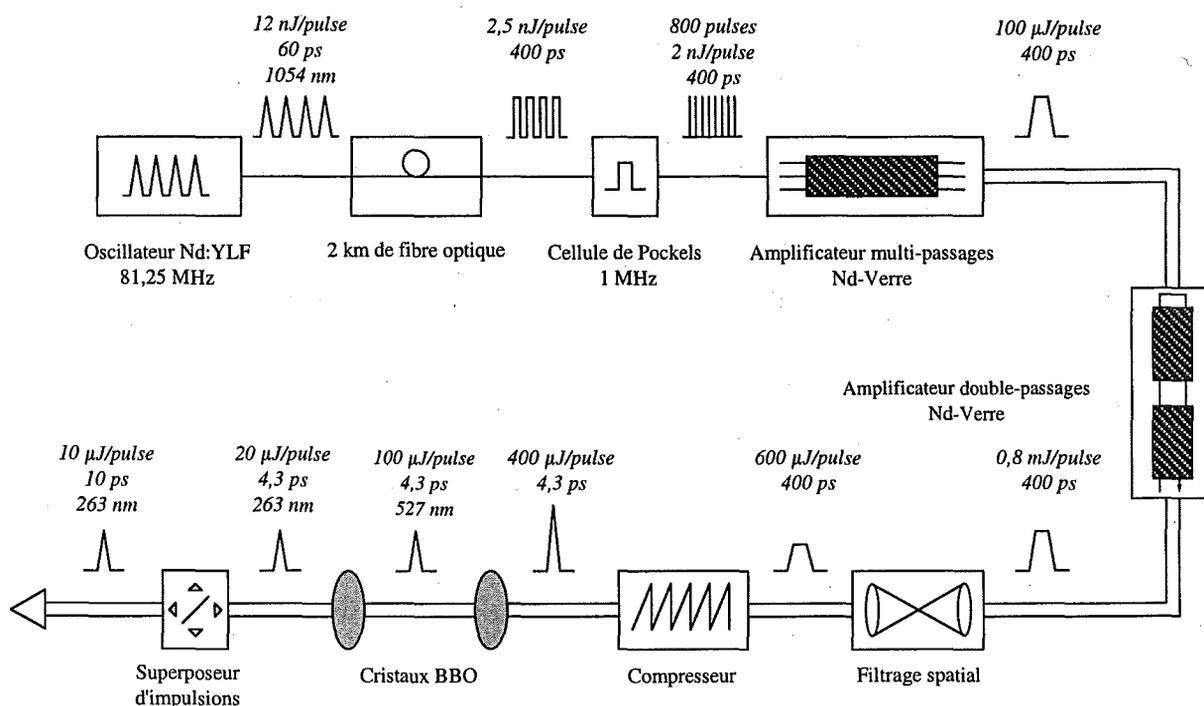


Figure 2.5: Le système laser.

longitudinaux sont définies par la relation :

$$\nu_q = q \frac{c}{2L_{opt}} \quad (2.2)$$

avec q entier. Dans une telle configuration, le signal de sortie de l'oscillateur est continu et présente de larges fluctuations en phase et intensité.

La production de trains d'impulsions courtes repose sur la technique du blocage de modes dont l'idée est de forcer le déphasage entre modes à rester constant dans le temps. Dans l'oscillateur, ce blocage de modes est réalisé par un modulateur acousto-optique. Des ondes acoustiques stationnaires sont générées dans un cristal par un transducteur piézo-électrique déclenché par un signal HF. La propagation de ces ondes modifie de façon périodique l'indice de réfraction du cristal. Quand la lumière laser passe au travers de celui-ci, une partie est diffractée, la transmission étant maximale quand l'amplitude de l'onde acoustique est nulle, soit deux fois par période. La fréquence de déclenchement du cristal doit donc être égale à la moitié de la fréquence d'oscillation des ondes dans la cavité, soit 40,625 MHz. La lumière laser ainsi produite va former un train d'impulsions espacées de

$$T = 2 \frac{L_{opt}}{c} \quad (2.3)$$

correspondant à un aller-retour dans la cavité.

Si Ω est la fréquence d'oscillation des modes dans la cavité et N le nombre de modes, la durée de chaque impulsion est :

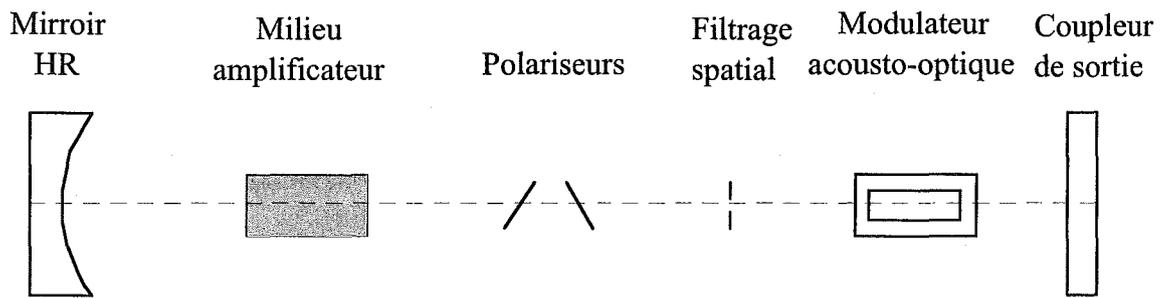


Figure 2.6: Schéma de l'oscillateur.

$$\delta t = \frac{2\pi}{N\Omega} \quad (2.4)$$

La durée de chaque impulsion produite par l'oscillateur est d'environ 100 ps, leur fréquence de répétition de 81,25 MHz et leur énergie de quelques nanojoules. Comme nous le verrons au paragraphe 2.4.6, un système de bouclage permet de fixer la phase du signal de sortie.

2.4.2 Les amplificateurs

Le canon HF a été conçu pour produire des paquets d'électrons de charge maximale d'environ 10 nC. D'après l'équation (2.1), si on considère que la cathode a une efficacité quantique de 1% (cas pessimiste ou en régime de saturation), celle-ci doit être déclenchée par des impulsions UV d'environ 5 μ J. Etant données les pertes dans les différents éléments optiques de la chaîne de transport de la lumière laser ainsi que le faible rendement de conversion de l'IR vers l'UV (voir paragraphe 2.4.3), les impulsions après amplifications doivent avoir une énergie d'environ 1 mJ.

Les impulsions à la sortie de l'oscillateur sont cependant trop courtes pour pouvoir être amplifiées directement à cette énergie car nous atteindrions à la sortie des amplificateurs une énergie de l'ordre du millijoule répartie longitudinalement sur quelques dizaines de picosecondes et transversalement sur quelques millimètres carrés, soit des densités de puissance de quelques dizaines de GW/cm^2 supérieures au seuil de rupture des amplificateurs classiques qui se situe aux alentours de quelques GW/cm^2 . Pour résoudre ce problème on utilise la technique "Chirped Pulse Amplification" (CPA) [23] ou "amplification à dérive de fréquence".

Dans cette technique, l'impulsion issue de l'oscillateur est focalisée dans une fibre optique de 2 km de long. Lors de la propagation dans cette fibre, l'impulsion est allongée temporellement de 100 à 400 ps et "chirpée", c'est à dire que sa fréquence instantanée varie au cours du temps. Dans notre cas, cette dérive en fréquence est linéaire. A la sortie de la fibre optique, cette longue impulsion est amplifiée à environ 1 mJ. Comme présenté sur la figure 2.5, deux amplificateurs sont utilisés. Ils fonctionnent sur le même principe : Deux miroirs permettant des allers-retours dans la cavité, un milieu amplificateur et une cellule de Pockels pour l'extraction de la lumière amplifiée. Le milieu amplificateur de la première cavité est une barre en néodyme-verre de $6,35 \times 6,35 \times 150$ mm. La lumière laser y

fait 20 allers-retours pour un gain de 500 en énergie. La seconde cavité possède deux barres en néodyme-verre, l'une de $6,35 \times 6,35 \times 150$ mm et l'autre de $10 \times 10 \times 150$ mm, la lumière y faisant 2 allers-retours pour un gain de 10 en énergie. Après amplification, l'impulsion est comprimée par une paire de réseaux de diffraction parallèles l'un à l'autre et couplés à un miroir. Les réseaux introduisent à leur tour une dérive de fréquence qui compense celle de l'impulsion permettant ainsi sa compression à environ 4,3 ps. Cette compression est nécessaire car le rendement de conversion de l'IR dans l'UV dans les cristaux BBO présentés dans le paragraphe ci-après est meilleur pour une impulsion courte. Comme indiqué sur la figure 2.5, le système de filtrage spatial et les réseaux de diffraction entraînent de fortes pertes d'énergie. A la sortie de ces derniers, les impulsions IR ont une énergie d'environ $400 \mu\text{J}$.

Une cellule de Pockels installée après la fibre optique permet de sélectionner un train de 800 impulsions séparées par $1 \mu\text{s}$, à une fréquence variant de 1 à 10 Hz. Cependant, nous n'avons jamais fait fonctionner le laser à une fréquence autre que 1 Hz par risque de surchauffer les barres amplificatrices en néodyme-verre. Un train de 800 impulsions à une fréquence de 1 Hz a été obtenu en Septembre 98 et est présenté dans la référence [24].

2.4.3 Conversion de fréquence

Pour produire des photo-électrons, les photons doivent avoir une énergie comparable au travail de sortie de la photo-cathode, qui vaut 4,5 eV pour une cathode en Cs_2Te . On utilise alors l'UV de la quatrième harmonique ($\lambda=263$ nm) de l'impulsion fondamentale infrarouge ($\lambda=1054$ nm) pour éclairer la cathode. Ces photons de 4,71 eV ont une énergie supérieure au travail de sortie de la photo-cathode et permettent le processus de photo-émission. Pour générer cette quatrième harmonique on procède à deux doublements successifs de fréquence au travers de cristaux BBO.

Ce phénomène de doublement de fréquence peut être expliqué par une approche corpusculaire comme le résultat de la collision entre deux photons lors de leur propagation dans la matière : Deux photons de fréquence ω_1 sont absorbés par le milieu qui émet un photon de fréquence ω_2 . L'interaction lumière-matière s'étudie alors par le simple modèle du choc élastique. En considérant les faisceaux comme collinéaires, la conservation de l'énergie entraîne :

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 \rightarrow 2\omega_1 = \omega_2 \quad (2.5)$$

et la conservation de la quantité de mouvement :

$$\hbar k_1 + \hbar k_1 = \hbar k_2 \rightarrow 2\omega_1 n_1 = \omega_2 n_2 \quad (2.6)$$

où

$$k_{1,2} = \frac{\omega_{1,2}}{c} n_{1,2} \quad (2.7)$$

et $n_{1,2}$ représente l'indice de réfraction du milieu aux fréquences respectives ω_1 et ω_2 .

En comparant (2.5) et (2.6), on trouve que le doublement en fréquence est réalisé uniquement lorsque le milieu est tel que :

$$n_1 = n_2 \quad (2.8)$$

Cette condition, appelée *condition d'accord de phase*, n'est pas réalisable dans les milieux isotropes à dispersion normale pour lesquels l'indice de réfraction croît avec la fréquence mais elle peut être respectée dans certains milieux anisotropes qui ont la propriété de voir leur indice de réfraction varier en fonction de la direction de propagation et de la polarisation du faisceau incident. Plus particulièrement, un cristal biréfringent uniaxe négatif du type BBO possède un angle de propagation relatif à l'axe optique pour lequel la condition d'accord de phase est vérifiée.

Le laser installé au Fermilab est équipé de deux de ces cristaux. Le premier permet le doublement en fréquence et le second la génération de l'harmonique 4. Le rendement de conversion de ce système pour l'harmonique 4 a été mesuré à environ 5%. L'impulsion UV ainsi produite a une énergie maximale d'environ 20 μJ à $\lambda=263$ nm.

2.4.4 Le superposeur d'impulsions

Pour éviter une forte dispersion en énergie des paquets d'électrons, la longueur de l'impulsion laser doit rester petite devant celle de l'onde HF (~ 769 ps) mais toutefois suffisamment grande pour réduire la densité du faisceau et par conséquent les effets de charge d'espace. Comme il est indiqué dans le tableau 1.2, la longueur de l'impulsion laser préconisée par les concepteurs du canon HF pour le déclenchement de la photo-cathode est de $\tau_z=28$ ps FWHM. A la sortie des cristaux BBO, l'impulsion laser a été mesurée en utilisant une caméra à balayage de fente Hamamatsu³ à $\tau_z=4,2$ ps FWHM (voir figure 2.8(a)). L'impulsion laser doit donc être allongée avant d'atteindre la photo-cathode. On utilise à cette fin un "pulse stacker" ou superposeur d'impulsions.

Un schéma de principe du superposeur d'impulsions utilisé au Fermilab est montré sur la figure 2.7. L'impulsion incidente de $\tau_z=4,2$ ps FWHM est séparée au moyen d'une lame séparatrice. Ce miroir est incliné à 45° de façon à ce que le faisceau incident soit perpendiculaire au faisceau transmis. Ces deux faisceaux, dont l'intensité est presque égale, sont ensuite renvoyés sur la lame séparatrice par deux prismes qui leurs sont perpendiculaires. Les deux impulsions ainsi obtenues se recombinent avec un décalage temporel. Ce processus est répété pour obtenir la superposition de 4 impulsions. Notons que le superposeur d'impulsions possède deux sorties dont chacune transporte 50% de l'énergie incidente. Dans notre cas, seul l'un de ces faisceaux est transporté jusqu'à la photo-cathode, l'autre étant utilisé comme diagnostic. Notons que D. Reis présente dans sa thèse [25] un moyen de recombiner ces deux faisceaux de sortie. A la sortie du superposeur d'impulsions, l'impulsion UV a été mesurée à $\tau_z=10,8$ ps FWHM avec la caméra à balayage de fente (voir figure 2.8(b)) pour une énergie maximale de l'ordre de 10 μJ . Comme précisé dans le tableau 1.2, des impulsions UV de $\tau_z=28$ ps FWHM auraient été préférables. Cependant, l'obtention de telles impulsions aurait nécessité l'installation sur le superposeur de 4 prismes supplémentaires. Par faute de temps, nous n'avons pas procédé à cette modification. Les impulsions UV utilisées pour cette thèse ont donc une longueur maximale $\tau_z=10,8$ ps FWHM.

Nous pouvons remarquer que la distribution longitudinale de l'impulsion laser à l'entrée du superposeur d'impulsions (figure 2.8(a)) est du type gaussienne alors que celle à la sor-

³Modèle C5680-21S.

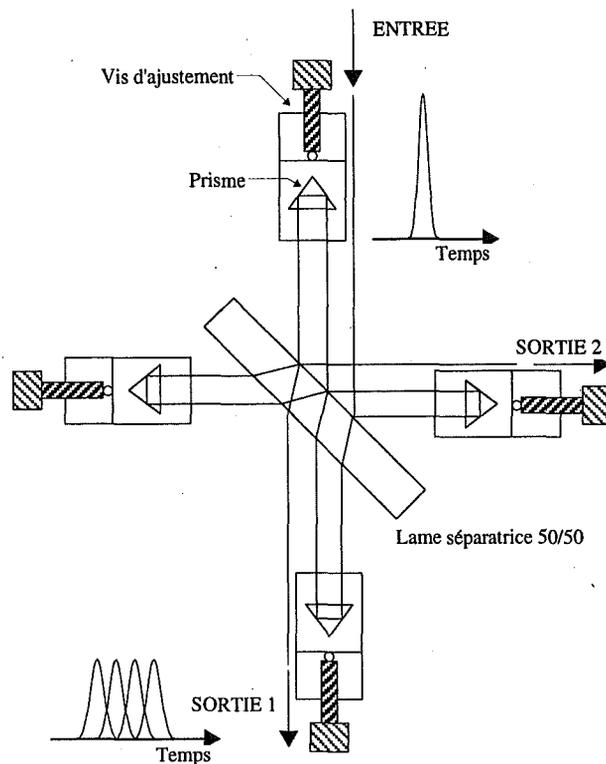


Figure 2.7: La superposition d'impulsions.

tie (figure 2.8(b)) est plutôt uniforme. Un lissage gaussien de cette dernière a toutefois été effectué par le programme KaleidaGraph [26] car celui-ci permet d'obtenir une valeur FWHM proche de la distribution réelle.

2.4.5 Transport de la lumière laser

La lumière UV doit être transportée depuis la salle laser jusqu'à la photo-cathode. Le long de ce trajet d'environ 20 mètres, celle-ci doit subir le moins d'atténuation possible. La majeure partie de ce transport (~ 15 m) se fait sous vide, à une pression d'environ 1×10^{-6} mbar. En effet, la référence [8] précise que l'air absorbe et diffuse la lumière UV; un bon vide permet de réduire ces effets. A l'intérieur du tube à vide, trois miroirs contrôlables à distance permettent de guider la lumière laser. Ces miroirs sont traités pour une haute réflectivité dans l'UV ($\geq 98\%$).

A la sortie du système de transport sous vide, un ensemble de lentilles et miroirs dirige la lumière UV vers la photo-cathode. Ce système permet également de mesurer la dimension radiale et l'intensité du faisceau UV avant sa destination finale. Un schéma de ce système est présenté sur la figure 2.9.

Un télescope situé dans la salle laser est associé à une lentille de distance focale 2 mètres et permet un premier ajustement de la dimension radiale du faisceau UV sur la photo-cathode. Un diaphragme (voir figure 2.9), ajustable depuis la salle de contrôle de

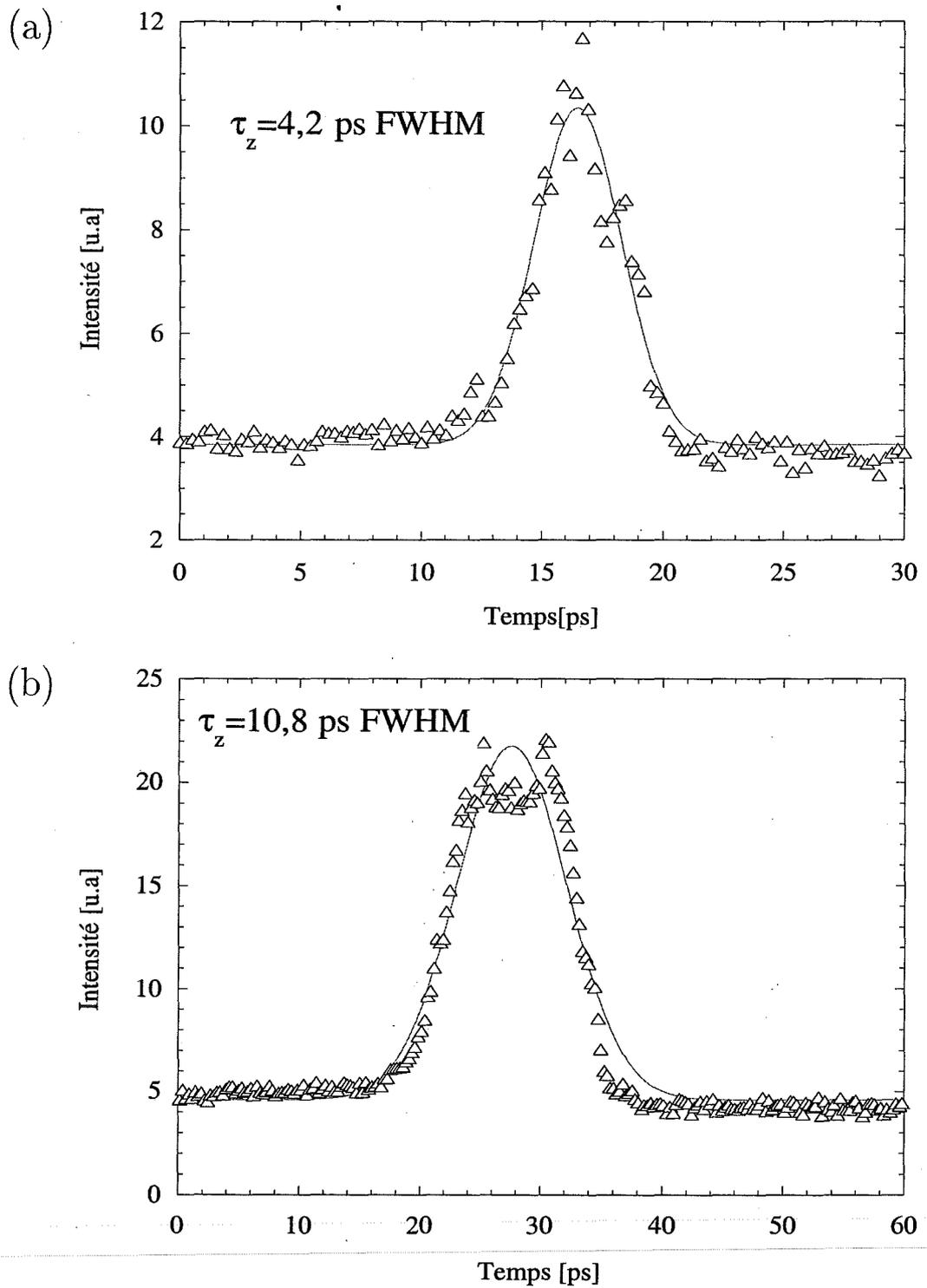


Figure 2.8: Profil longitudinal de l'impulsion UV dans la salle laser (a) à l'entrée et (b) à la sortie du superposeur d'impulsions mesuré avec une caméra à balayage de fente.

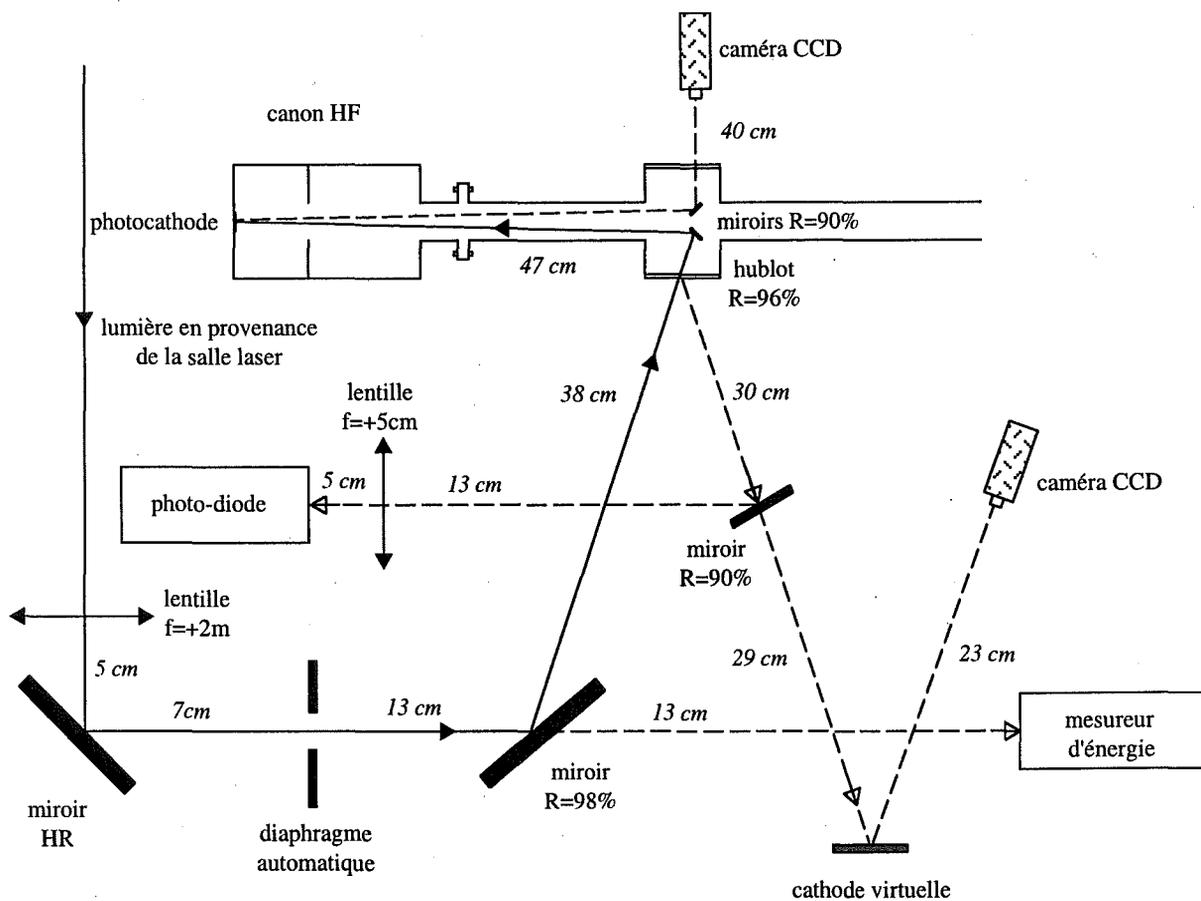


Figure 2.9: Transport de la lumière laser vers la photo-cathode.

l'accélérateur, permet de fixer cette dimension sur l'intervalle $0,4 < \sigma_x < 2,3$ mm, σ_x représentant la distribution transverse gaussienne dans le plan horizontal du faisceau laser sur la cathode. L'image du faisceau UV sur la photo-cathode peut être visualisée sur une cathode virtuelle qui est une feuille de papier cartonné de $1\text{cm} \times 1\text{cm}$, fluorescente à l'UV. Cette image est ensuite observée par une caméra CCD, enregistrée puis analysée pour en déduire le σ_x de sa distribution transverse.

L'intensité du laser est également ajustée depuis la salle de contrôle de l'accélérateur grâce à une lame d'onde automatique positionnée dans la salle laser avant le compresseur. Une photo-diode et un mesureur d'énergie installés comme indiqué sur la figure 2.9 permettent la mesure de l'énergie des impulsions UV. Notons que la transmission de l'UV depuis la salle laser jusqu'à l'entrée du hublot de la ligne de faisceau de l'accélérateur a été mesurée à environ 50%. Les impulsions UV déclenchant la photo-cathode ont une énergie maximum d'environ $10 \mu\text{J}$.

2.4.6 Boucle d'asservissement du laser

La boucle d'asservissement du laser est présentée sur la figure 2.10. La fréquence de 81,25 MHz provenant du système HF bas niveau est divisée par deux (voir paragraphe 2.4.1) avant de déclencher le modulateur acousto-optique. Une photo-diode positionnée à la sortie de l'oscillateur permet de déterminer la phase de la lumière laser qui est ensuite comparée à la phase du signal à 81,25 MHz. Le signal de sortie est alors ajusté et envoyé dans un déphaseur qui corrige la phase du signal de déclenchement du modulateur acousto-optique.

Pour le photo-injecteur du Fermilab (comme pour la plupart des photo-injecteurs fonctionnant en bande L), la stabilité de la phase du laser relative à celle de l'onde HF doit être inférieure à 1 degré soit 2,1 ps RMS. Des mesures ont montrées[8] que ce système d'asservissement permet de contrôler la phase du laser à $1,78 \pm 0,14$ ps RMS.

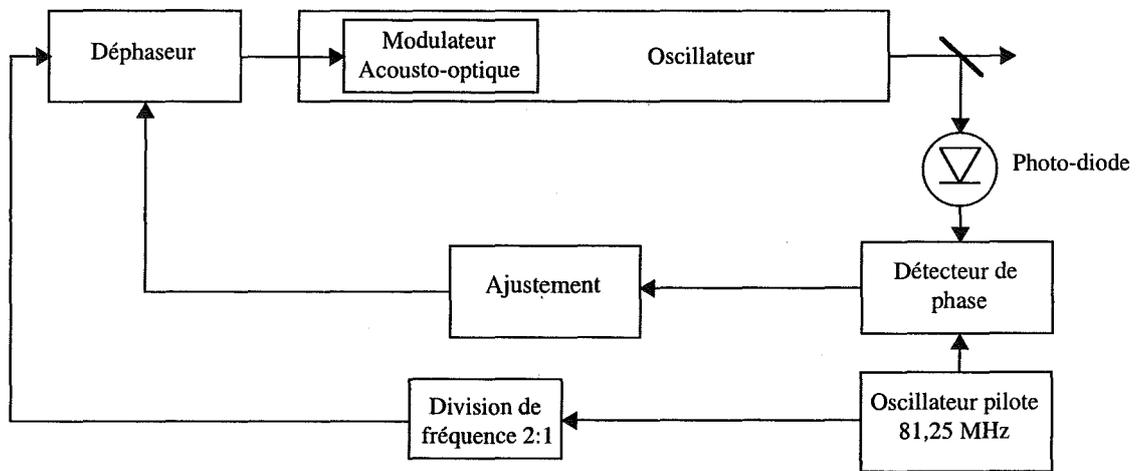


Figure 2.10: Boucle d'asservissement de la phase du laser.

2.5 Synchronisation de l'accélérateur

La synchronisation de l'accélérateur et la stabilité de cette synchronisation sont cruciales en terme de qualité du faisceau. En effet, le laser doit déclencher la cathode lorsque le champ HF est accélérateur sur celle-ci. De même, les paquets d'électrons doivent traverser la cavité de capture lorsqu'elle présente un champ accélérateur. Le laser, le canon HF et la cavité de capture doivent donc être synchronisés.

Le signal de référence est donné par un résonateur à quartz oscillant à la fréquence de 9,027775 MHz. Les fréquences de déclenchement des différents éléments de l'accélérateur sont des harmoniques de ce signal. Pour générer ces harmoniques, le signal de référence déclenche 5 oscillateurs indépendants bloqués en phase avec leur signal d'entrée.

Le tableau 2.5 présente les différentes fréquences de déclenchement et leur fonction. Comme nous l'avons vu au paragraphes 2.2.3, il est possible d'ajuster la phase du canon HF et celle de la cavité de capture et de les maintenir constantes par deux boucles

d'asservissement. Une troisième boucle d'asservissement décrite au paragraphe 2.4.6 permet de fixer la phase du laser.

Fréquence [MHz]	Harmonique	Fonction
1,003086	$(1/9)f_{pilote}$	formation des trains d'impulsions
9,027775	f_{pilote}	fondamental
10,030861	$(10/9)f_{pilote}$	électronique d'acquisition des données
81,249975	$9f_{pilote}$	oscillateur laser
1299,9996	$144f_{pilote}$	canon HF et cavité de capture
1300,250372	$144f_{pilote} + (1/36)f_{pilote}$	boucles d'asservissement HF

Tableau 2.3: Fréquences des différents éléments de l'accélérateur.

2.6 Les éléments magnétiques

2.6.1 Les solénoïdes

Afin de compenser les effets de charge d'espace, un système de focalisation magnétique composé de trois solénoïdes entoure le canon HF.

Deux des trois solénoïdes sont identiques. Ils sont positionnés symétriquement par rapport à la photo-cathode et ont une polarité opposée. Le solénoïde installé du côté de la chambre de préparation des cathodes est appelé le solénoïde de contre-champ, son homologue installé autour de la demi-cellule du canon HF étant appelé primaire. Le solénoïde de contre-champ sert à annuler le champ magnétique sur la cathode. Le dernier solénoïde, appelé secondaire, est situé à la sortie du canon HF. Les trois solénoïdes sont alimentés indépendamment et un étalonnage de leur source de puissance a été effectué avant leur mise en service. Pour la majeure partie des travaux présentés dans cette thèse, les champs magnétiques des solénoïdes de contre-champ et primaire sont égaux en valeurs absolues. De plus amples informations sur les solénoïdes sont données au chapitre 4.

Les trois solénoïdes sont installés à l'intérieur d'un support en fer et refroidis par écoulement d'eau. Le tableau 2.4 résume leurs principales caractéristiques.

2.6.2 La chicane

Une chicane magnétique composée de 4 dipôles est installée à la sortie de la cavité de capture pour permettre une compression longitudinale des paquets d'électrons. Ces aimants, de mêmes force et rayon de courbure, diffèrent uniquement de par la forme de leurs pôles : Deux ont des formes de trapèze et deux de parallélogramme. Les dipôles sont installés sur la ligne de faisceau comme indiqué sur la figure 2.11, les deux "trapèzes" ayant une polarité opposée à celle des deux "parallélogrammes". Ces dipôles ont été retenues afin de produire une focalisation dans les plans vertical et horizontal, le plan vertical étant le plan de déflexion. Cependant, l'angle des coins des pôles (de 15 degrés) ne permet pas une focalisation de même force dans ces deux plans, celle-ci étant plus importante dans

Paramètre	Primaire et Contre-champ	Secondaire
Courant maximum	385 A	312 A
Champ B_z maximum	2059 G	806 G
Nombre de tours	23×6	7×6
Densité de courant maximum	0,7 A/cm ²	0,6 A/cm ²
Diamètre intérieur	26 cm	24 cm
Diamètre extérieur <i>sans support</i>	68 cm	37 cm
<i>avec support</i>	73,3 cm	42,4 cm
Longueur <i>sans support</i>	5,8 cm	5,8 cm
<i>avec support</i>	9,2 cm	9,2 cm

Tableau 2.4: Caractéristiques principales des solénoïdes installés sur le canon HF.

le plan de déflexion. Cet effet est alors compensé à la sortie de la chicane par un choix judicieux du courant dans le premier triplet de quadripôles (voir figure 2.1).

Le tableau 2.5 présente les caractéristiques des 4 dipôles. Le coefficient R_{56} indiqué dans ce tableau est défini par la relation :

$$R_{56} = \frac{\Delta l}{\left(\frac{\delta p}{p}\right)} \quad (2.9)$$

où Δl est l'allongement (ou le raccourcissement) relatif de la distance entre la particule centrale et une particule arbitraire et $\frac{\delta p}{p}$ leur écart en énergie. Dans le cas où l'angle de déflexion est de 22,5° et le rayon de courbure $\rho=758$ mm, une simulation de la chicane avec le code Trace 3D indique que $R_{56}=84,3$ mm. Le facteur de compression attendu d'après les simulations est d'environ 5, les paquets comprimés ayant une longueur RMS d'environ $\sigma_z=1$ mm.

Longueur magnétique effective	295,5 mm
Largeur de l'entrefer	57,15 mm
Angle de déflexion maximum	±22,5 deg
Rayon de courbure maximum	758 mm
Coefficient R_{56} d'après [27]	84,3 mm
Déviations verticale max.	143,57 mm
Nombre de tours par bobine	87×18

Tableau 2.5: Caractéristiques des dipôles de la chicane.

Pour un faisceau de quantité de mouvement 18 MeV/c, le champ magnétique théorique nécessaire à une compression maximale est de 988 Gauss. La trajectoire de la particule de référence est représentée sur la figure 2.11. Notons qu'il est également possible d'utiliser la chicane comme un espace de glissement en n'alimentant pas les dipôles. Il est cependant préférable de "dégausser" ces derniers avant une telle utilisation afin d'éviter

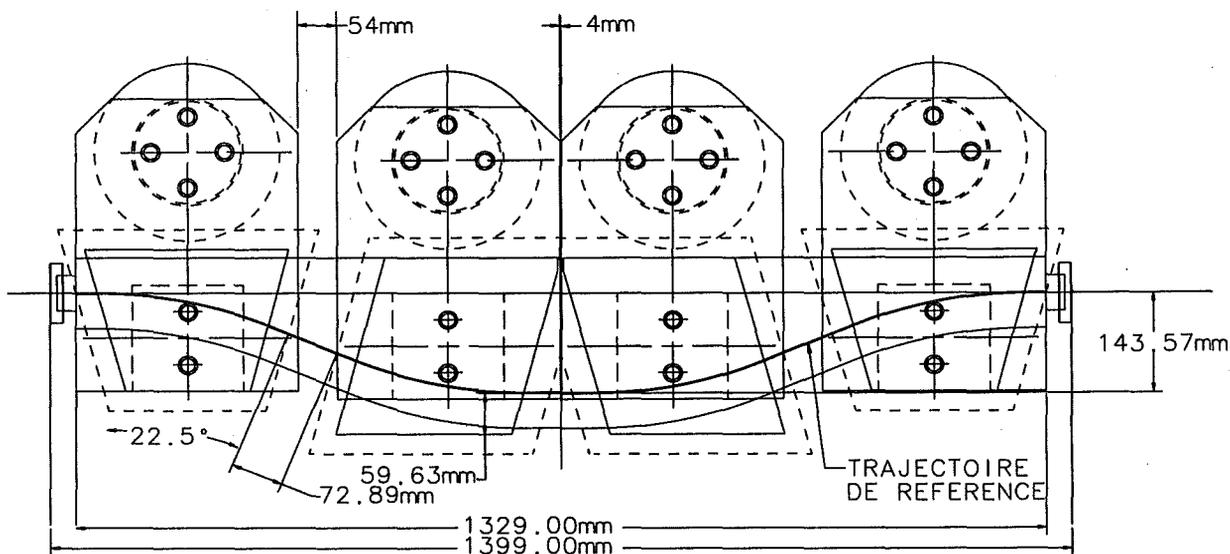


Figure 2.11: La chicane magnétique.

des perturbations sur le faisceau dues au champ magnétique résiduel. Notons enfin que les 4 dipôles avec leurs sources d'alimentation ont été calibrés avant leur installation.

2.6.3 Les quadripôles

Onze quadripôles repartis en un doublet et trois triplets permettent de transporter le faisceau jusqu'aux cibles de Faraday situées en fin de ligne de transport. Ces quadripôles ont été livrés par UCLA, et présentent les caractéristiques suivantes :

- Longueur magnétique effective : 106 mm
- Longueur de fer : 86 mm
- Diamètre du cercle de gorge : 53,3 mm

La longueur de fer et le diamètre du cercle de gorge ont été mesurés au Fermilab et confirment les valeurs avancées par UCLA. Aucune vérification de la longueur magnétique effective donnée par UCLA n'a été faite au Fermilab avant l'installation des quadripôles. Nous pouvons toutefois penser que celle-ci est correcte si nous prenons l'approximation standard de la longueur magnétique effective comme étant égale à la longueur de fer plus le rayon du cercle de gorge.

Aucun quadripôle n'a été calibré au Fermilab avant son installation. Nous avons réalisé l'étalonnage de chacun *in situ* en insérant une sonde à effet Hall entre les pôles et le tube faisceau. Les quadripôles peuvent être séparés en deux groupes :

- Les quadripôles du doublet ainsi que ceux du second et troisième triplet (de couleur bleue) produisent un champ magnétique identique mesuré à environ 135 Gauss pour un courant de 1 Ampère. Le gradient de ces quadripôles à 1 Ampère est donc d'environ 0,51 T/m .
- Les quadripôles du premier triplet (de couleur verte) génère un champ magnétique identique mesuré à environ 209 Gauss pour un courant de 1 Ampère. Le gradient de ces quadripôles à 1 Ampère est donc d'environ 0,78 T/m .

Nous avons fait ces mesures pour les 4 pôles de chaque quadripôle et nous avons remarqué que leurs réponses étaient identiques et linéaires vis-à-vis du courant. Notons enfin que les quadripôles peuvent être alimentés indépendamment et que chaque source d'alimentation a fait l'objet d'un étalonnage.

2.7 Les diagnostics faisceau

2.7.1 Mesure de la charge

Deux types de mesureurs de charge sont utilisés pour évaluer la transmission de la charge le long de la ligne de faisceau : des cibles de Faraday et des ICT (Integral Current Transformer). Ils sont décrits ci-dessous.

Les cibles de Faraday

Trois cibles de Faraday sont installées sur la ligne de transport dont elles sont isolées électriquement par une céramique. Elles permettent de mesurer la charge en interceptant le faisceau. Ce sont donc des diagnostics destructifs.

La première cible de Faraday est située à la sortie du canon HF (CF-X2, voir figure 2.1) sur un translateur qui permet de l'insérer dans la chambre à vide du faisceau. Elle consiste en une pièce d'acier inoxydable de 3,5 cm d'épaisseur dans laquelle a été usinée un cône optimisant l'interception des électrons secondaires. Les deux autres cibles de Faraday (CF-XS2 et CF-XS3) sont situées aux extrémités de la ligne de transport, CF-XS2 au niveau de la section droite (voir figure 2.1) et CF-XS3 sur la section à 45° après le spectromètre (non représentée sur la figure 2.1). Ces deux dernières cibles de Faraday sont formées de quatre cylindres juxtaposés de 10,2 cm de diamètre et 1,3 cm d'épaisseur (le premier est en aluminium et les trois autres en cuivre). Aucune optimisation pour la capture des électrons secondaires n'a été retenue pour ces deux dernières cibles qui auront donc tendance à sous-estimer la charge du faisceau. Une étude présentée dans la référence [28] montre que ces cibles de Faraday sont adaptées sur 50 Ω . Le signal de sortie est alors transporté jusqu'à la salle de contrôle (via des cables RG8 à faibles pertes) et intégré par un oscilloscope⁴. L'intégrale de ce signal, duquel on soustrait le bruit de fond, donne la charge du faisceau.

⁴Le Croy, modèle LC574AL.

Les ICT (Integral Current Transformer)

La charge du faisceau peut être mesurée de façon non-destructive par l'intermédiaire de quatre ICT⁵. Ces dispositifs sont des toroïdes installés autour de la chambre à vide et situés après les croix X2 et X6 (ICT-X2 et ICT-X6, voir figure 2.1) et avant les croix X3 et X5 (ICT-X3 et ICT-X5, voir figure 2.1). Pour un fonctionnement idéal de l'ICT, le courant induit au passage du faisceau dans les parois de la chambre à vide doit circuler autour du toroïde. Pour ce faire, le tube faisceau est interrompu par une céramique isolante et le toroïde entouré par un bouclier en cuivre attaché à la chambre à vide. Il est précisé dans [29] que les ICT ne doivent pas subir l'influence d'un champ magnétique extérieur. Des simulations réalisées avec le code POISSON [30] indiquent que l'ICT-X2 est suffisamment éloigné des solénoïdes pour ne pas en subir leur influence. Par contre, l'ICT-X5 est totalement saturé par le dernier dipôle de la chicane et ne permet donc pas la mesure de la charge du faisceau comprimé. Un blindage magnétique de cet ICT est en cours de développement.

Le principe de fonctionnement des ICT est le suivant : au passage du paquet d'électrons, le toroïde génère un signal de sortie dont l'intégrale est proportionnelle à la charge du paquet. Le manuel d'utilisation [29] stipule que pour des impulsions inférieures à 2 μ s le facteur de proportionnalité est de 0,8 nC/nVs. Une étude présentée dans la référence [28] montre que cette relation est vérifiée pour des impulsions variant de 2 à 40 ns; par contre elle ne dit rien pour des impulsions de l'ordre de la picoseconde techniquement impossibles à produire à l'heure actuelle par l'intermédiaire d'un générateur d'impulsions. Dans cette thèse, toutes les valeurs de charge mesurées avec les ICT ont le bruit de fond soustrait et utilisent le facteur de proportionnalité ci-dessus.

2.7.2 Mesure de l'énergie du faisceau

Le spectromètre est un aimant secteur dipolaire d'angle $\theta=45^\circ$ positionné à environ 11,2 mètres de la cathode. Il permet de dévier le faisceau sur un écran carré de 5,08 cm de côté dont le centre est supposé coïncider avec la trajectoire de la particule de référence. La visualisation de cet écran par une caméra CCD nous permet de déduire l'énergie et la dispersion en énergie du faisceau.

Nous avons déterminé, par de simples considérations géométriques, que le rayon de courbure du dipôle est égal à $\rho=380$ mm et que l'espace de glissement entre le dipôle et l'écran est de $L=253$ mm, ces calculs tenant compte du champ de fuite. Le spectromètre n'a pas été étalonné avant son installation. Nous avons cependant entrepris un étalonnage *in situ* en insérant une sonde à effet Hall dans l'entrefer, au-dessus de la ligne de faisceau et en mesurant la variation du champ magnétique en fonction du courant d'excitation (la source d'alimentation du spectromètre ayant été calibrée au préalable).

Principe de mesure de l'énergie

La technique de mesure de l'énergie consiste à ajuster "à l'oeil" le faisceau au centre de l'écran et à relever le courant d'alimentation du spectromètre. Ayant ainsi déduit la

⁵Bergoz, modèle 122-070-20:1. Voir également [29].

valeur du champ magnétique, on a alors [31] :

$$p[\text{GeV}/c] = 0,29979(B\rho)[\text{T} \cdot \text{m}] \quad (2.10)$$

Principe de mesure de la dispersion en énergie

La mesure de la dispersion en énergie s'appuie sur les propriétés dispersives du spectromètre. Une particule présentant un écart en impulsion δp par rapport à la particule de référence d'impulsion p_0 est déviée par le dipôle d'une quantité Δx . Si σ_x représente la valeur RMS on a alors [31] :

$$\sigma_x^2 = \frac{\epsilon_g \beta}{\pi} + D^2 \left\langle \left(\frac{\delta p}{p_0} \right)^2 \right\rangle \quad (2.11)$$

où : ϵ_g , β , et D sont respectivement l'émittance géométrique, la fonction bêatron et la fonction de dispersion au point de mesure.

Le principe de mesure de la dispersion en énergie consiste à utiliser l'un des derniers quadripôles positionnés avant le spectromètre pour focaliser horizontalement le faisceau sur l'écran et minimiser ainsi la fonction bêatron. Pour toutes les mesures de la dispersion en énergie présentées dans cette thèse, nous avons fait l'hypothèse pessimiste pour la dispersion en énergie que nous pouvions ainsi annuler la fonction β au point de mesure. En exprimant la fonction de dispersion D par les quantités ρ , θ et L définies précédemment, l'équation (2.11) devient alors :

$$\left(\frac{\delta p}{p_0} \right) = \frac{\sigma_x}{[\rho(1 - \cos(\theta)) + L \sin(\theta)]} \quad (2.12)$$

où σ_x est déterminé par un lissage gaussien de la distribution horizontale du faisceau au centre de l'écran.

2.7.3 Mesure de la position du faisceau

Les BPM (Beam Position Monitor) mesurent la position du faisceau dans la chambre à vide. Il sont au nombre de sept installés le long de la ligne de transport, depuis la sortie du canon jusqu'à celle du spectromètre. Chaque BPM se compose de 4 antennes disposées à 90 degrés qui affleurent la chambre à vide et détectent le champ électromagnétique généré par le faisceau. La différence de signal mesurée sur les deux antennes verticales (ou horizontales) permet de déduire la position de ce dernier. Cependant, l'électronique de traitement des signaux des BPM n'était pas disponible durant le travail de thèse. Pour toutes les données présentées dans ce manuscrit, le transport du faisceau s'est fait en le positionnant au centre des écrans décrits au paragraphe suivant et en s'assurant, par l'intermédiaire des ICT, que toute la charge était transmise.

2.7.4 Ecrans et caméras

Pour visualiser le faisceau d'électrons, seize écrans sont installés le long de la ligne de transport. Ils sont montés sur des translateurs qui les insèrent dans la chambre à vide, à

45 degrés par rapport à l'axe de la ligne de faisceau. Chaque écran est visualisé à l'aide d'une caméra CCD distante de 30 à 50 cm de celui-ci.

Ces écrans peuvent être classés en trois catégories : Chromox, YAG et RTO (Rayonnement de Transition Optique) :

- Les écrans chromox sont des écrans en alumine (Al_2O_3) dopés au chrome (Cr). Ils sont de grande sensibilité et permettent la visualisation du faisceau à basse énergie (5 MeV). On leur reproche cependant [32] d'avoir une réponse non-linéaire à la charge et une longue persistance (~ 10 ms).
- Les écrans YAG sont formés par un cristal en Yttrium Aluminium Garnet dopé par un scintillateur leur permettant d'émettre dans le visible. Une étude détaillée de ces écrans présentée dans la référence [33] indique qu'ils ont une réponse linéaire à la charge et une grande résolution ($< 1 \mu\text{m}$). Les quelques écrans YAG utilisés sur le photo-injecteur au Fermilab ont montrés une fluorescence excessive et une longue persistance qui rendaient difficile la visualisation du faisceau.
- Les écrans RTO utilisent le Rayonnement de Transition Optique émis lorsque le faisceau traverse deux milieux de constantes diélectriques différentes, dans notre cas une feuille ou une fine couche d'aluminium évaporée sur un support en kapton ou en verre (comme indiqué ci-après) et placée dans la chambre à vide. Le rayonnement RTO est émis sous forme de deux lobes de part et d'autre du milieu traversé, l'un "en arrière" et l'autre "en avant". L'angle d'ouverture de ces lobes est proportionnel à $\frac{1}{\gamma}$, γ étant le facteur de Lorentz du faisceau. Pour un positionnement de l'écran à 45 degrés par rapport au faisceau incident, le lobe arrière est émis à 90 degrés et détecté par une caméra CCD. Ces écrans sont appréciés car ils présentent une grande linéarité vis-à-vis de la charge et ont un temps de réponse bref (inférieur à la picoseconde). Une description détaillée du principe de fonctionnement de ces types d'écrans est donnée dans la référence [34].

Depuis la mise en service de l'accélérateur plusieurs combinaisons d'écrans ont été essayées. Celle qui a été retenue pour l'acquisition de la majeure partie des données consiste en un écran chromox sur la croix X2 afin de visualiser le faisceau à faible énergie, d'un écran YAG sur la croix XL4 afin d'observer le courant d'obscurité, tous les autres étant des écrans RTO. Ces écrans RTO sont répartis en trois types : le premier type est simplement une fine feuille d'aluminium ($\sim 100 \mu\text{m}$), les deux autres étant une mince couche d'aluminium évaporée sur un substrat en kapton ou en verre. Ces deux derniers types d'écrans RTO ont montré une faible résistance aux fortes charges, leur durée de vie allant de quelques semaines à quelques jours.

Les caméras CCD utilisées sont de marque COHU⁶ et ELMO⁷ réparties en quantités égales. Elle ont été retenues pour leurs hautes sensibilité et linéarité. Elles sont toutes équipées d'un objectif de 25 mm. La sensibilité de chaque caméra est ajustée

⁶Modèle 4910.

⁷Modèle SE362.

manuellement par une subtile combinaison de son gain et du diamètre d'ouverture de son objectif. Il a été nécessaire dans certain cas de positionner des filtres devant l'objectif afin d'atténuer la lumière incidente.

La synchronisation des caméras COHU de tous les mesureurs de la ligne de transport a été réalisée de la façon suivante : toutes les caméras COHU sont reliées en série, ce circuit étant terminé par une résistance de 75Ω à l'intérieur du bunker et par une caméra COHU pilote à l'extérieur. La synchronisation de cette dernière caméra permet de synchroniser les autres. Nous nous sommes inspiré de ce modèle pour synchroniser les caméras ELMO.

Afin de protéger les caméras contre les rayonnements ionisants (les rayons X en particulier) et améliorer ainsi la qualité des images, celles-ci sont protégées par des briques de plomb. Notons enfin que l'ensemble écran-caméra CCD permet d'obtenir une résolution d'image de l'ordre de $50-100 \mu\text{m}$.

2.8 Résumé des performances de l'installation

L'accélérateur installé au Fermilab a été conçu pour produire un faisceau dont les caractéristiques sont données dans le tableau 1.2. Comme nous l'avons décrit dans ce chapitre, certains éléments de l'accélérateur ne permettent pas de remplir ce cahier des charges. Le laser et le modulateur du système HF du canon fonctionnent uniquement à une fréquence de répétition de 1 Hz. De plus, ce même modulateur produit des impulsions HF d'une longueur maximum de $500 \mu\text{s}$, trop courtes pour accélérer les 800 impulsions pouvant être générées par le laser. La puissance incidente maximum produite par le klystron alimentant le canon HF est de 3 MW (à la sortie du circulateur). Les impulsions laser ont une longueur de $\tau_z=4,2 \text{ ps}$ ou $\tau_z=10,8 \text{ ps}$ FWHM (avec ou sans le superposeur d'impulsions) pour une énergie pouvant atteindre $5 \mu\text{J}$ par impulsion. En ce qui concerne la cavité de capture, le gradient accélérateur maximum sur l'axe a été mesuré à 14 MV/m .

Chapitre 3

Dynamique du faisceau : théorie et simulation

3.1 Introduction

Ce chapitre introduit les modèles de Kim [35], Serafini [36] et Serafini-Rosenzweig [37] qui décrivent la dynamique du faisceau dans un photo-injecteur. Ces modèles indiquent notamment les valeurs à donner aux paramètres initiaux d'un photo-injecteur en vue d'optimiser les performances de celui-ci et de permettre son fonctionnement dans le régime idéal de compensation d'émittance développé par Carlsten. Il est également présenté dans ce chapitre le principe de compression longitudinale du faisceau dans une chicane magnétique ainsi que les deux codes de simulation utilisés dans cette thèse : HOMDYN récemment développé et PARMELA utilisé depuis plusieurs années par la communauté des accélérateurs.

3.2 Définition du concept d'émittance

Un faisceau de N particules est défini dans l'espace des phases à $6N$ dimensions par ses $3N$ coordonnées spatiales x, y, z et ses $3N$ impulsions p_x, p_y, p_z . Dans le cas où les particules sont identiques et qu'elles n'interagissent pas entre elles, on peut alors réduire le problème à une seule particule dans un espace à 6 dimensions. De plus, si les mouvements transverses et longitudinaux sont découplés, nous pouvons projeter l'hypervolume à 6 dimensions dans un espace transverse à 4 dimensions et longitudinal à 2 dimensions. De la même manière, si les mouvements transverses horizontaux et verticaux sont découplés, l'espace à 4 dimensions peut être considéré comme 2 espaces à 2 dimensions : Les espaces des phases horizontal (x, p_x) et vertical (y, p_y) .

Pour les faisceaux présentant une symétrie cylindrique, nous pouvons introduire la variable u pour indiquer les directions x ou y . L'espace des phases transverse (u, p_u) ainsi défini est généralement remplacé en physique des accélérateurs par l'espace des traces transverse (u, u') où u' est la dérivée de u par rapport à la variable z définissant la direction du faisceau. Dans les sections où le potentiel vecteur est nul, l'impulsion p_u est alors reliée à la variable u' par la relation :

$$p_u = m_0 \beta c \gamma u' \quad (3.1)$$

où m_0 est la masse de l'électron au repos, βc la vitesse de la particule et γ son facteur de Lorentz.

L'émittance géométrique transverse (ϵ_u^g) est définie par la relation :

$$\epsilon_u^g = \frac{1}{\pi} \iint dud u' \quad (3.2)$$

et son unité le π mètre-radian.

Le faisceau peut être également considéré comme une distribution de points dans un espace des traces à deux dimensions. Pour cette raison, il a été introduit une autre définition de l'émittance, l'émittance statistique ou RMS (ϵ_u^{rms}), qui est la mesure de la dispersion des points dans ce plan et est définie par la relation [38] :

$$\epsilon_u^{rms} = \sqrt{\langle u^2 \rangle \langle u'^2 \rangle - \langle uu' \rangle^2} \quad (3.3)$$

où

$$\langle u^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2, \quad \langle u'^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i'^2, \quad \langle uu' \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i u_i' \quad (3.4)$$

L'unité de l'émittance statistique est le mètre-radian. Le terme $\langle uu' \rangle$ représente une corrélation entre u et u' qui a lieu lorsque le faisceau est convergent ou divergent. Ce terme est nul pour un faisceau parallèle.

Le théorème de Liouville

Le théorème de Liouville (voir par exemple la référence [39]) assure la conservation du volume dans l'espace des phases au cours du mouvement pour des systèmes conservatifs, ce qui implique la conservation de l'émittance (géométrique et statistique) du faisceau dans l'espace des phases. Dans un système sans perte ou sans gain d'énergie ($\beta\gamma = \text{constante}$), alors la relation (3.1) implique que le théorème de Liouville est valable dans l'espace des traces et donc que l'émittance (géométrique et statistique) n'y est pas conservée. Par contre, dans une section avec accélération et/ou perte d'énergie par radiation ($\beta\gamma \neq \text{constante}$), le théorème de Liouville n'est pas valable dans l'espace des traces et donc l'émittance (géométrique et statistique) n'y est pas conservée.

Pour contourner cette difficulté, on introduit l'émittance géométrique normalisée définie par la relation :

$$\epsilon_{u,n}^g = \beta\gamma \epsilon_u^g \quad (3.5)$$

et l'émittance statistique normalisée qui s'exprime :

$$\epsilon_{u,n}^{rms} = \beta\gamma \epsilon_u^{rms} = \sqrt{\langle u^2 \rangle \left\langle \left(\frac{p_u}{m_0 c} \right)^2 \right\rangle - \left\langle u \cdot \left(\frac{p_u}{m_0 c} \right) \right\rangle^2} \quad (3.6)$$

Les émittances géométrique normalisée ($\epsilon_{u,n}^g$) et statistique normalisée ($\epsilon_{u,n}^{rms}$) ainsi définies sont conservées dans l'espace des traces même lors de variations d'énergie du faisceau.

Il est enfin important de noter que toutes les valeurs d'émittance transverse énoncées dans cette thèse et provenant des modèles théoriques ou des codes de simulation HOM-DYN ou PARMELA utilisent la définition statistique normalisée donnée par la relation (3.6).

3.3 Dynamique transverse dans le canon HF

3.3.1 Le modèle de Kim

Kim fut le premier à proposer un modèle qui décrit la dynamique du faisceau dans un photo-injecteur [35]. Nous nous contentons, dans ce paragraphe, d'énoncer les principaux résultats et les principales limitations de ce modèle, une description détaillée de ce dernier étant donnée dans les références [40] et [41].

Kim considère un canon de $n+0,5$ cellules dont la longueur de la première demi-cellule est de $\frac{\lambda}{4}$ et celle des cellules entières de $\frac{\lambda}{2}$, λ étant la longueur de l'onde HF. Il suppose que ce canon résonne en mode π avec un champ électromagnétique de la forme :

$$\begin{aligned} E_z(z, t) &= E_0 \cos(kz) \sin(\omega t + \phi_0) \\ E_r(z, t) &= E_0 \frac{kr}{2} \sin(kz) \sin(\omega t + \phi_0) \\ cB_\theta(z, t) &= E_0 \frac{kr}{2} \cos(kz) \cos(\omega t + \phi_0) \end{aligned} \quad (3.7)$$

où E_0 est le champ accélérateur crête, ϕ_0 la phase HF vue par le centre du paquet lors de l'extraction de la photo-cathode, ω la pulsation HF et k le vecteur d'onde tels que $\omega = ck = c\frac{2\pi}{\lambda}$. Il vient, d'après les équations (3.7), que le champ utilisé par Kim ne contient que l'harmonique d'espace fondamentale, ce qui le rend idéal mais peu représentatif du champ réel dans le canon HF. Ce point constitue l'une des limitations de ce modèle.

Energie et Phase

L'évolution de la phase ϕ dans le canon est définie par la relation :

$$\phi(z) = \omega t - kz + \phi_0 = k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz + \phi_0 \quad (3.8)$$

où γ est le facteur de Lorentz qui s'exprime le long de l'axe du canon comme :

$$\gamma(z) = \frac{eE_0}{mc^2} [\cos(kz) + \sin(\omega t + \phi_0)z] \quad (3.9)$$

Kim dérive l'équation (3.9) et fait l'hypothèse que les électrons sont extraits de la cathode au repos, ce qui lui permet d'écrire :

$$\frac{d\gamma(z)}{dz} \approx \frac{eE_0}{mc^2} \sin\phi_0 \quad (3.10)$$

En introduisant l'équation (3.10) dans (3.8) il vient que :

$$\phi(z) \approx \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \left[\sqrt{\gamma(z)^2 - 1} - (\gamma(z) - 1) \right] + \phi_0 \quad (3.11)$$

En considérant le faisceau ultra-relativiste à la sortie du canon, la phase vue par le centre du faisceau à la sortie du canon HF prend alors une forme asymptotique telle que :

$$\phi_f = \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} + \phi_0 \quad (3.12)$$

où $\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2k}$ est un facteur sans dimension représentant la force du champ accélérateur. Comme nous le verrons ci-dessous, il est conseillé afin de réduire l'émittance transverse d'origine HF, de choisir la phase d'injection ϕ_0 de sorte que la phase à la sortie du canon soit de $\phi_f=90^\circ$. Pour le canon de Fermilab fonctionnant avec un champ accélérateur crête de 35 MV/m, $\alpha=1,26$ et l'équation (3.12) indique que $\phi_0 \cong 65^\circ$.

Emittance transverse

Dans son modèle, Kim indique deux contributions à l'augmentation de l'émittance transverse : Celle d'origine HF (ϵ_r^{HF}) et celle générée par les effets de charge d'espace (ϵ_r^{CE}).

ϵ_r^{HF} est due à la force transverse d'origine HF notée F_r que subit le paquet d'électrons lors de son accélération dans le canon et notée :

$$F_r^{HF} = e(E_r - \beta c B_\theta) \quad (3.13)$$

où E_r et B_θ sont donnés par les équations (3.7). En intégrant la relation fondamentale de la dynamique et en supposant que la dimension transverse du faisceau (r) est constante au cours de l'accélération, Kim déduit l'impulsion transverse p_r subie par le faisceau dans le canon :

$$p_r = \alpha k r \sin \phi \quad (3.14)$$

Cette équation indique que la droite représentative de l'espace des phases (p_r, r) dépend de la position longitudinale de la particule dans le paquet, ce qui fait apparaître un éventail dans l'espace des phases représentatif de l'émittance d'origine HF. Celle-ci est évaluée en insérant l'équation (3.14) dans l'équation (3.6) (le problème étant envisagé à symétrie de révolution, nous considérons l'équivalence $u \equiv r$), puis en réalisant un développement au second ordre en ϕ des fonctions sinusoïdales. La phase ϕ , qui représente la distribution longitudinale du paquet d'électrons, est définie par la relation :

$$\phi = \phi_f + \Delta\phi \quad (3.15)$$

où $\Delta\phi$ est supposée petit. Si la distribution en $\Delta\phi$ est gaussienne alors Kim montre que l'émittance transverse normalisée d'origine HF est minimum pour $\phi_f=90^\circ$ et s'écrit :

$$\epsilon_r^{HF,min} = \frac{\alpha k^2}{\sqrt{2}} \sigma_r^2 \sigma_z^2 \quad (3.16)$$

Kim utilise la même méthode pour déterminer l'influence des effets de charge d'espace sur l'émittance transverse. Il définit tout d'abord l'impulsion transverse p_r^{CE} subi par les particules et généré par le champ électrostatique radial de charge d'espace E_r^{CE} selon la relation :

$$p_r^{CE} = \frac{1}{E_0 \sin \phi_0} \frac{\pi}{2} E_r^{CE} \quad (3.17)$$

En insérant la relation (3.17) dans (3.6) (en considérant $u \equiv r$ comme pour l'équation 3.16) et en développant le terme E_r^{CE} , Kim aboutit à la valeur de l'émittance transverse normalisée due aux effets de charge d'espace qui est donnée, dans le cas de distributions gaussiennes dans le plan transverse et longitudinal, par la relation :

$$\epsilon_r^{CE} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k \sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{1}{3A + 5} \quad (3.18)$$

où $A = \frac{\sigma_x}{\sigma_z}$ est le rapport d'aspect du paquet et $I_A = 17$ kA le courant de Alfvén.

Dans le cas où les effets HF et de charge d'espace ont une contribution identique sur l'émittance transverse, ils ne peuvent être traités séparément. Kim montre que l'émittance totale normalisée s'exprime alors comme :

$$\epsilon_r^{total} = \sqrt{(\epsilon_r^{HF})^2 + (\epsilon_r^{CE})^2 + 2(\epsilon_r^{HF})(\epsilon_r^{CE})C} \quad (3.19)$$

où C est un facteur de corrélation qui s'exprime en fonction du rapport d'aspect A . Le facteur C étant inférieur à l'unité, l'équation (3.19) est bornée par la relation :

$$\sqrt{(\epsilon_r^{HF})^2 + (\epsilon_r^{CE})^2} < \epsilon_r < \epsilon_r^{HF} + \epsilon_r^{CE}. \quad (3.20)$$

Nous avons présenté dans ce paragraphe les principaux résultats du modèle de Kim. L'une des principales limitations de ce modèle est la restriction au champ électrique accélérateur parfaitement sinusoïdal. Pour contourner cette hypothèse, Serafini a repris les calculs de Kim en prenant en compte les harmoniques d'espace supérieures du champ électromagnétique, ce qui permet de représenter le champ accélérateur d'une cavité réelle. Ces calculs sont reportés ci-dessous.

3.3.2 Le modèle de Serafini

Comme pour le modèle de Kim, nous reportons dans ce paragraphe les principaux résultats du modèle de Serafini, ce dernier étant décrit en détail dans la référence [36]. Serafini considère un canon de $n+0,5$ cellules comprenant un champ électromagnétique de la forme $TM_{010,\pi}$ comprenant des harmoniques d'espace d'ordres supérieurs. Pour les trois premiers ordres, celui-ci est de la forme :

$$\begin{aligned}
E_z(r, z) &= E_0[a_1 \cos(kz) + a_3(1 + 2k^2r^2 + k^4r^4) \times \cos(3kz) + \dots] \sin(\omega t + \phi_0) \\
E_r(r, z) &= E_0(kr/2)[a_1 \sin kz + 3a_3(1 + k^2r^2) \times \sin(3kz) + \dots] \sin(\omega t + \phi_0) \\
cB_\theta(r, z) &= E_0(kr/2)[a_1 \cos(kz) + a_3(1 + k^2r^2) \times \cos(3kz) + \dots] \cos(\omega t + \phi_0)
\end{aligned} \tag{3.21}$$

où E_0 , ϕ_0 , ω et k sont les quantités définies dans l'équation (3.7) et où les coefficients a_n représentent les amplitudes des harmoniques d'espace. La symétrie du mode considéré annule les coefficients d'ordre pair. La généralisation à l'ordre N des équations (3.21) est donnée dans la référence [42].

Phase et énergie

En utilisant les expressions (3.21) du champ électromagnétique, Serafini trouve une nouvelle relation pour la phase ϕ_f à la sortie du canon en fonction de la phase d'injection ϕ_0 . L'équation (3.12) devient alors :

$$\phi_0 = \phi_f - \frac{1}{2\mu\alpha \sin\phi_f} - \frac{1}{10(\mu\alpha)^2 \sin^2\phi_f} \tag{3.22}$$

où μ est la somme des coefficients a_n et α le facteur de Kim défini au paragraphe précédent. En considérant le cas où $\mu=1$, $\alpha=1,26$ (correspondant à $E_0=35$ MV/m) et une phase de sortie $\phi_f=90^\circ$ (correspondant au minimum d'émittance transverse comme nous le verrons ci-dessous) alors l'équation (3.22) du modèle de Serafini donne $\phi_0 \cong 75^\circ$ pour la phase d'injection, à comparer avec $\phi_0 \cong 65^\circ$ recommandée par l'équation (3.8) du modèle de Kim.

Serafini montre également que l'équation (3.9) représentant l'évolution de l'énergie dans le canon devient, en utilisant les expressions (3.21) du champ électromagnétique :

$$\gamma(z) = 1 + \alpha(kz) \sin \phi + \alpha \sin(kz) \sin(kz + \phi) \tag{3.23}$$

Emittance

En utilisant le théorème de Panofsky-Wenzel [43], Serafini calcule l'impulsion transverse d'origine HF p_r générée à la sortie du canon par le champ électromagnétique défini par les expressions (3.21) :

$$p_r = \alpha kr(a_1 + a_3) \sin \phi + \alpha k^3 r^3 a_3 \sin \phi \tag{3.24}$$

Pour simplifier l'intégration, Serafini fait l'hypothèse (comme Kim pour l'équation (3.14)) que la dimension transverse du faisceau ne varie pas au cours de l'accélération. Serafini montre alors que l'émittance transverse d'origine HF s'exprime sous la forme de trois termes selon la relation :

$$\epsilon_r^{HF} = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_3^2 + \epsilon_c^2} \tag{3.25}$$

où u représente les coordonnées x ou y , ϵ_1 est l'émittance linéaire corrélée calculée en utilisant la partie linéaire de l'équation (3.24) soit $p_1 = \alpha k(a_1 + a_3)\sin\phi$, ϵ_3 est le terme d'aberration sphérique correspondant à la dépendance non-linéaire de l'équation (3.24) soit $p_3 = \alpha k^3 a_3 \sin\phi$, et ϵ_c est un terme de corrélation entre les deux termes précédents. Une description analytique de ces trois termes est donnée dans la référence [40] pour des distributions gaussiennes et uniformes dans les plans transverse et longitudinal. Il vient de ces expressions que dans le cas où le champ électromagnétique est parfaitement sinusoïdal ($a_1=1$ et $a_3, \dots, a_n=0$), alors $p_3=0$, $\epsilon_3=\epsilon_c=0$ et les équations (3.24) et (3.25) sont équivalentes à celles définies par Kim, respectivement (3.14) et (3.16).

Serafini utilise le même formalisme pour déterminer l'augmentation d'émittance due aux effets de charge d'espace. Il part de l'équation (3.17) de Kim et développe le champ électrostatique de charge d'espace suivant une composante linéaire et non-linéaire. Dans le cas de distributions transverse et longitudinale uniformes, l'équation (3.17) prend la forme :

$$p_r^{CE} = \frac{\pi}{2E_0 \sin\phi_0} E_r^{CE} = p_1 \frac{r}{R} + p_3 \frac{r^3}{R^3} \quad (3.26)$$

où R est le rayon transverse de la distribution, les termes p_1 et p_3 représentant les impulsions transverses correspondant respectivement aux composantes linéaires et non-linéaires du champ de charge d'espace. Comme pour l'émittance d'origine HF, Serafini calcule que l'émittance de charge d'espace se décompose en trois termes et s'écrit :

$$\epsilon_r^{CE} = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_3^2 + \epsilon_c^2} \quad (3.27)$$

où u représente les coordonnées x ou y , les termes ϵ_1 , ϵ_3 , ϵ_c étant les quantités définies dans l'équation (3.25) et dont l'expression relativement complexe est donnée dans la référence [40] pour le cas des distributions uniforme et parabolique inverse. D'après Serafini, cette dernière distribution permet de minimiser l'émittance de charge d'espace.

D'après les modèles de Kim et de Serafini, l'émittance transverse d'un faisceau produit par un photo-injecteur est détériorée par 4 mécanismes : Les effets de charge d'espace linéaires et non-linéaires ainsi que les effets HF linéaires et non-linéaires.

De nombreuses techniques de réduction d'émittance ont été développées durant la dernière décennie, toutes basées sur le même principe : Appliquer une force transverse au faisceau qui compense la divergence de ce dernier due aux effets HF et de charge d'espace. Nous ne présentons pas dans cette thèse l'ensemble de ces techniques qui sont reportées dans la référence [40]. Nous nous contentons de décrire dans le paragraphe ci-dessous la technique développée par Carlsten qui est celle utilisée sur le photo-injecteur de Fermilab.

3.3.3 La méthode de compensation d'émittance de Carlsten

La méthode de compensation d'émittance développée par Carlsten [44] utilise une lentille magnétique linéaire pour compenser les effets de charge d'espace linéaires. Par

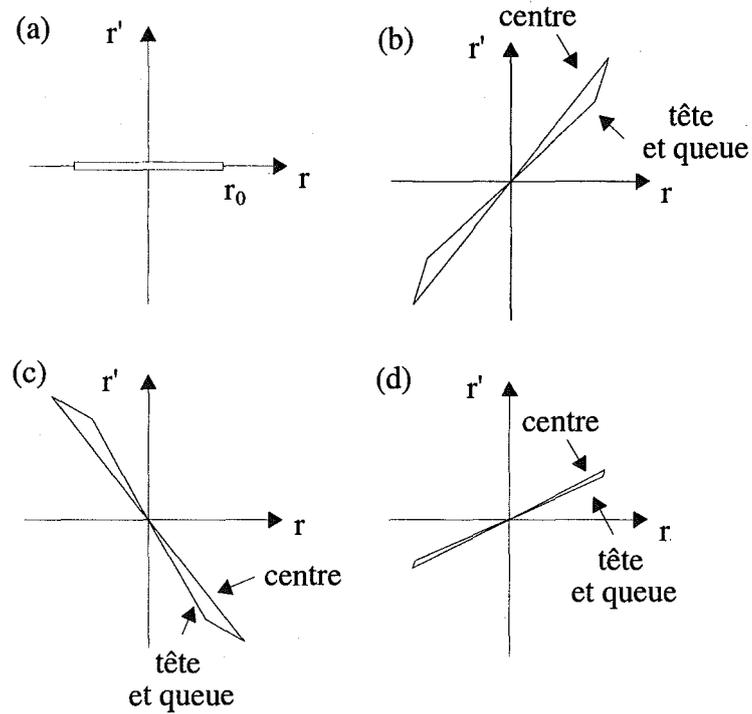


Figure 3.1: Représentation de l'espace des traces selon le principe de compensation d'émittance : Au début (a) et à la sortie (b) du premier espace de glissement, à la sortie de la lentille magnétique (c) et au point de compensation d'émittance dans le second espace de glissement (d). D'après [44].

contre, elle ne compense pas les effets HF linéaires et non-linéaires ainsi que les effets de charge d'espace non-linéaires qui peuvent dans certains cas être non-négligeables (comme précisé dans la référence [44]).

Le principe de fonctionnement de cette méthode est illustré sur la figure (3.1). Considérons une section de ligne de faisceau constituée d'un espace de glissement, d'une lentille linéaire et d'un espace de glissement. Soit un faisceau cylindrique de densité de charge uniforme au début du premier espace de glissement. A cette position, la distribution du faisceau dans l'espace des traces (r, r') est rectangulaire, comme représenté sur la figure 3.1(a).

En considérant que le faisceau est soumis uniquement aux effets de charge d'espace linéaires, sa représentation dans l'espace des traces au bout du premier espace de glissement est un éventail dont l'aire est supérieure à celle du rectangle de départ. Cette augmentation de l'aire de l'espace des traces traduit une augmentation de l'émittance du faisceau. Celle-ci est due au fait que l'expansion du faisceau n'est pas uniforme le long de l'espace de glissement. En effet, les particules du centre du paquet sont soumises à un champ de charge d'espace plus élevé que celles des extrémités et ont par conséquent une vitesse radiale plus importante, d'où l'éventail présenté sur la figure 3.1(b).

Lors du passage du faisceau au travers de la lentille magnétique, il se produit une rota-

tion de l'éventail de l'espace des traces. La lentille étant linéaire, l'aire de l'éventail reste constante durant cette rotation impliquant une conservation de l'émittance du faisceau. L'éventail à la sortie de la lentille est présenté sur la figure 3.1(c). L'expansion du faisceau dans le second espace de glissement n'étant pas uniforme, la compensation d'émittance est alors réalisée en un point précis, comme représenté sur la figure 3.1(d).

Comme nous l'avons déjà précisé, la réduction d'émittance du photo-injecteur décrit dans cette thèse est basée sur la méthode de Carlsten. Notons enfin que la méthode de compensation d'émittance de Carlsten a été vérifiée expérimentalement sur le photo-injecteur de Brookhaven, comme précisé dans la référence [45].

Serafini et Rosenzweig ont développé un modèle décrivant la dynamique du faisceau dans un photo-injecteur et incluant la méthode de compensation d'émittance de Carlsten. Leur modèle permet de trouver les valeurs à donner aux paramètres initiaux d'un photo-injecteur (champ électrique crête, champ magnétique, phase d'injection, diamètre de la tache laser sur la cathode, etc...) pour que celui-ci fonctionne en régime de compensation d'émittance. Ce modèle est présenté ci-dessous.

3.3.4 Le concept d'invariance d'enveloppe

Le point de départ de la théorie de Serafini et Rosenzweig (nommé S&R par la suite) [37] est l'équation de Lawson [46] qui décrit l'évolution de l'enveloppe RMS d'un faisceau continu à symétrie cylindrique dans l'approximation paraxiale :

$$\sigma'' + \sigma' \left(\frac{\gamma'}{\beta^2 \gamma} \right) K_r \sigma - \frac{\kappa_s}{\sigma \beta^3 \gamma^3} - \frac{\epsilon_n^2}{\sigma^3 \beta^2 \gamma^2} = 0 \quad (3.28)$$

où $\sigma(z)$ représente la dimension transverse du faisceau, γ' le gain d'énergie par unité de longueur, $K_r(z)$ une force linéaire de focalisation externe, κ_s la pervéance du faisceau définie par la relation (3.30), ϵ_n l'émittance transverse normalisée, β et γ respectivement la vitesse et le facteur de Lorentz du faisceau, la différenciation se faisant par rapport à la variable z représentant l'axe de propagation du faisceau.

Avant de résoudre l'équation (3.28), S&R font une série d'hypothèses dont la liste est donnée ci-dessous :

- comme il a été précisé, l'équation (3.28) est valable uniquement pour un faisceau à symétrie cylindrique et sous l'approximation paraxiale ($\sigma' \ll 1$).
- le faisceau est considéré comme mono-énergétique donc ne générant pas d'aberrations chromatiques au passage des éléments focalisants.
- l'équation (3.28) est applicable uniquement dans la région où le faisceau est relativiste ($v_b = \beta c \cong c$, v_b étant la vitesse moyenne du faisceau), c'est à dire après la deuxième cellule.
- le faisceau est considéré comme quasi-laminaire, c'est à dire que les trajectoires des particules ne s'entrecoupent pas. Dans ce cas, on peut négliger le terme d'émittance dans l'équation (3.28).

- le gradient accélérateur γ' est considéré comme constant.
- comme il a été indiqué aux paragraphes précédents, la phase de sortie du faisceau est choisie égale à $\frac{\pi}{2}$ de façon à minimiser les effets HF sur l'émittance.
- le faisceau est soumis à deux forces de focalisation : La force pondéromotrice de focalisation HF [47] et celle générée par le champ magnétique longitudinal B_0 créé par les solénoïdes entourant le canon (dans cette théorie B_0 est considéré constant et s'étendant de $z=\frac{\lambda}{8}$ à $z=\frac{11\lambda}{8}$). Le facteur K_r définie dans l'équation (3.28) regroupe ces deux types de focalisation et s'écrit, dans le cas d'une structure à onde stationnaire et en considérant une phase de sortie égale à $\frac{\pi}{2}$:

$$K_r = \left[\frac{1}{8} + \left(\frac{cB_0}{E_0} \right)^2 \right] \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 \quad (3.29)$$

- l'équation (3.28) est valable en théorie pour un faisceau continu de courant moyen I . On étend ce domaine de validité en incorporant un facteur de forme $g(\zeta)$ dans le facteur κ_s définissant la pervéance du faisceau et qui s'écrit alors :

$$\kappa_s = \frac{I g(\zeta)}{2I_0} \quad (3.30)$$

où $g(\zeta)$ représente la dépendance du champ transverse de charge d'espace en fonction de la coordonnée $\zeta = z - v_b t$ à l'intérieur du paquet d'électrons et I_0 le courant crête.

- le champ électromagnétique est considéré purement sinusoïdal, comme celui décrit dans la théorie de Kim par les expressions (3.7).
- S&R négligent les effets HF (linéaires et non-linéaires) ainsi que les effets non-linéaires de charge d'espace sur l'émittance.
- l'équation (3.28) est valable pour toute distribution transverse et longitudinale des paquets d'électrons. Cependant, S&R considèrent le cas unique d'une distribution transverse et longitudinale gaussienne.

S&R considèrent un canon multicellules qu'ils divisent en trois parties : Une première partie qui s'étend de la cathode jusqu'à la fin de la seconde cellule, puis une seconde qui va jusqu'à la fin du champ magnétique, et enfin une troisième qui comprend les dernières cellules jusqu'à la sortie du canon. La dynamique du faisceau dans la première région est expliquée dans la référence [36] et n'est pas retranscrite ici. Comme il a été précisé ci-dessus, S&R résolvent l'équation (3.28) à partir de la seconde cellule où le faisceau est relativiste. L'équation (3.28), compte tenu de l'ensemble des hypothèses, prend alors la forme :

$$\sigma'' + \sigma' \frac{\gamma'}{\gamma} + \sigma \left(\frac{1}{8} + \left(\frac{cB_0}{E_0} \right)^2 \right) \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 = \frac{\kappa_s(\zeta)}{\sigma \gamma^3} \quad (3.31)$$

Pour résoudre l'équation (3.31), S&R transforment celle-ci tout d'abord de l'espace réel (σ, z) dans l'espace de Cauchy (σ, y) à l'aide du changement de variable $y \equiv \ln(\gamma/\gamma_2)$, où γ est le facteur de Lorentz qui s'écrit $\gamma = 1 + \gamma'z$ et γ_2 la valeur de γ à la sortie de la seconde cellule. L'équation 3.31 s'exprime alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dy^2} + \Omega^2\sigma = \frac{S(\zeta)}{\sigma}e^{-y} \quad (3.32)$$

avec $\Omega^2 = (1/8 + (cB_0/E_0)^2)$, B_0 étant le champ magnétique longitudinal crête produit par les solénoïdes et E_0 le champ électrique crête dans le canon HF et $S(\zeta) = \kappa_s(\zeta)/\gamma_2\gamma'^2$. Un second changement de variable $\tau \equiv \sigma\gamma'\sqrt{\gamma_2/\kappa_s(\zeta)}$ permet d'écrire l'équation (3.32) dans l'espace de Cauchy sans dimension (τ, y) comme :

$$\frac{d^2\tau}{dy^2} + \Omega^2\tau = \frac{e^{-y}}{\tau} \quad (3.33)$$

On recherche une solution particulière de l'équation (3.33) laquelle, en dehors de la région de champ magnétique ($B_0=0$), prend la forme :

$$\tau^* = \sqrt{\frac{8}{3}}e^{-\frac{y}{2}} \quad (3.34)$$

$$\sigma^* = \frac{2}{\gamma'}\sqrt{\frac{I}{3\gamma I_0}} \quad (3.35)$$

Cette solution, appelée l'enveloppe invariante, présente la propriété intéressante de posséder un angle δ^* constant dans l'espace des phases. Cette propriété, qui se traduit dans les deux espaces de Cauchy par $\delta^* = \frac{\tau^{*\prime}}{\tau^*} = \frac{\sigma^{*\prime}}{\sigma^*} = -\frac{1}{2}$ et dans l'espace réel par $\delta^* = -\frac{\gamma'}{2}$ est la condition requise à la compensation d'émittance proposée par Carlsten et présentée au paragraphe 3.3.3 : Les différentes tranches du paquet présentent la même orientation dans l'espace des phases indépendamment de leur position ζ à l'intérieur du paquet et donc du courant I des différentes tranches.

En réalité, il est difficile de réaliser une adaptation parfaite des tranches du paquet. S&R ont étudié le cas où seule une partie du faisceau est adaptée et l'autre soumise à de petites oscillations autour de l'enveloppe invariante. Il vient alors que l'émittance s'exprime sous la forme de deux termes par la relation :

$$\epsilon_n(z) = \sqrt{\epsilon_{off}^2 + \sigma^*(a + b\cos^2[\psi + \theta_c])} \quad (3.36)$$

où ϵ_{off} est un terme d'émittance résiduel provenant des oscillations, a, b et ψ les paramètres décrivant l'orientation de l'ellipse d'émittance ϵ_{off} et $\psi = (1/\sqrt{2})\ln(\gamma/\gamma_c)$ avec γ_c l'énergie du faisceau à la sortie de la zone de champ magnétique. Nous pouvons remarquer d'après l'équation (3.35) que le terme σ^* présente un amortissement en $1/\sqrt{\gamma}$ ce qui entraîne un amortissement de l'émittance donnée par la relation (3.36).

Dans le but de trouver le point de fonctionnement optimum du photo-injecteur multicellules, S&R égalisent à l'abscisse $z=z_c$ (correspondant à la transition de $B_0=$ constante

à $B_0=0$) les solutions σ et σ' de l'équation (3.31) avec les solutions particulières σ^* et σ^{*} de l'équation (3.32). Ils trouvent alors un ensemble d'équations relativement compliquées permettant de déterminer les valeurs à donner aux six paramètres du photo-injecteur (fréquence f_{HF} , champ accélérateur E_0 , champ magnétique B_0 , dimension transverse et longitudinale du faisceau laser σ_r et σ_z ainsi que la charge Q) afin que celui-ci fonctionne dans le régime de l'enveloppe invariante donc dans sa configuration optimum. S&R montrent également que la signature expérimentale d'un photo-injecteur long fonctionnant dans un tel régime est un faisceau parallèle ($\sigma'=0$) à la sortie du canon due à l'exacte compensation de la convergence de l'enveloppe invariante $\sigma^{*'} = -\gamma'\sigma^*/2\gamma$ par la divergence $\Delta\sigma'_{HF} = \gamma'\sigma/2\gamma$ engendrée par le champ HF à la sortie d'une structure à onde stationnaire [47]. A la sortie du photo-injecteur, le faisceau présente alors une dimension transverse telle que : $\sigma_f = (2/\gamma')\sqrt{I/3I_0\gamma_f}$, γ_f représentant l'énergie à la sortie de canon.

3.3.5 Cas d'un photo-injecteur court suivi d'une cavité accélératrice

Le paragraphe précédent décrit le concept de l'invariance d'enveloppe dans un photo-injecteur infiniment long. Dans ce cas, l'invariance d'enveloppe est réalisée à l'intérieur du canon. S&R ont également traité dans la référence [37] le cas d'un photo-injecteur court (1,5 et 1,625 cellules) suivi d'un espace de glissement et d'une cavité accélératrice. Ils déterminent alors les valeurs à donner aux six paramètres du canon HF (voir le paragraphe précédent) ainsi qu'au champ accélérateur γ'_{acc} de la cavité accélératrice afin d'adapter l'invariance d'enveloppe à l'entrée de celle-ci et d'obtenir à sa sortie un faisceau présentant la compensation d'émittance [44].

Cependant, S&R utilisent dans leurs calculs un champ magnétique longitudinal constant B_0 de $z=\frac{\lambda}{2}$ jusque $z=\frac{7\lambda}{4}$ donc différent de la configuration utilisée sur le photo-injecteur de Fermilab (voir paragraphe 4.3.2). Les valeurs qu'ils préconisent pour les différents paramètres du photo-injecteur ne peuvent donc pas être utilisées pour optimiser le faisceau produit par le photo-injecteur présenté dans cette thèse. Nous retenons principalement de cette théorie les deux conditions nécessaires pour adapter un photo-injecteur court suivi d'un espace de glissement et d'une cavité accélératrice à l'invariance d'enveloppe : Le faisceau doit être parallèle à l'entrée de la cavité accélératrice ($\sigma'_w=0$) et sa dimension doit être proportionnelle au gradient accélérateur dans le canon, γ' , à l'énergie du faisceau et au courant I . Ces deux conditions peuvent être considérées comme la signature expérimentale d'un photo-injecteur court fonctionnant sous le régime de l'enveloppe invariante.

3.4 Dynamique longitudinale dans le canon HF

Compression

La phase d'injection ϕ_0 préconisée par les modèles de Kim et Serafini est respectivement de $\phi_0 \cong 65^\circ$ et $\phi_0 \cong 75^\circ$ donc inférieure à la phase d'injection présentant un champ électrique maximal sur la cathode. Il s'en suit une corrélation phase/énergie résultant en une compression des paquets d'électrons dans le canon HF, les particules de tête ayant

une énergie plus faible que celles de queue. En partant de la relation (3.8), Kim a modélisé ce processus en définissant un rapport de compression R_c tel que :

$$R_c = \frac{\Delta\phi_\infty}{\Delta\phi_0} = 1 - \frac{\cos\phi_0}{2\alpha\sin^2\phi_0} \quad (3.37)$$

Dans le cas où $\phi_0 \cong 65^\circ$ et $\alpha=1,26$ alors $R_c \cong 0,81$, confirmant une compression du paquet. Cependant, l'équation (3.37) ne prend en compte que les effets HF et néglige les effets de charge d'espace. Il est indiqué dans la référence [7] que pour des faisceaux de forte charge (~ 8 nC), les effets de charge d'espace résultant en une expansion du faisceau sont d'un ordre de grandeur plus important que les effets de compression HF décrits ci-dessus. Il s'ensuit une expansion irrémédiable des paquets d'électrons dans le canon, contrairement à ce que prédit la relation (3.37).

Emittance longitudinale

Dans la référence [35], Kim évalue l'émittance longitudinale dans le cas d'un faisceau de distribution longitudinale gaussienne et pour une phase de sortie $\phi_f = \frac{\pi}{2}$, valeur optimisant l'émittance transverse comme il a été précisé au paragraphe 3.3. En partant de la définition [38] de l'émittance, il obtient l'expression :

$$\epsilon_{z,n}^{HF} = \frac{\sqrt{3}}{2} mc(\gamma_f - 1)k^2\sigma_z^3 \quad (3.38)$$

Serafini a repris ces calculs dans la référence [48] pour le cas d'une distribution longitudinale uniforme et pour une phase de sortie ϕ_f quelconque. Il obtient l'expression :

$$\epsilon_{z,n}^{HF} = \frac{\alpha\Delta\phi^4}{2 \cdot 5! \sqrt{21}k} \sqrt{1 + \pi^2(N + 1/2)^2} + \frac{\alpha\Delta\phi^3}{4\sqrt{2} \cdot 5!k} |\pi(N + 1/2)\sin(\phi_f) + \cos(\phi_f)| \quad (3.39)$$

Serafini indique alors que l'émittance longitudinale est minimum lorsque le second terme de l'équation (3.39) est nul, soit :

$$\cot\phi_f = -\pi \left(N + \frac{1}{2} \right) \quad (3.40)$$

où N est le nombre de cellules entières. Dans le cas 1,5 cellules, l'équation (3.40) indique une valeur de phase de sortie $\phi_f = -12^\circ$, différente de la phase de sortie nécessaire pour l'optimisation de la phase transverse ($\phi_f = \frac{\pi}{2}$). D'après ces calculs, il est donc impossible d'optimiser à la fois l'émittance transverse et longitudinale du faisceau issu d'un canon 1,5 cellules. La référence [7] mentionne également que, dans le cas d'un champ accélérateur crête de 35 MV/m ou 50 MV/m, l'équation (3.12) ne présente pas de solution pour la phase initiale ϕ_0 permettant d'obtenir $\phi_f = -12^\circ$.

Compte tenu de ce résultat, nous n'avons jamais cherché à optimiser l'émittance longitudinale lors de nos mesures. Nous avons concentré nos efforts sur l'optimisation de l'émittance transverse.

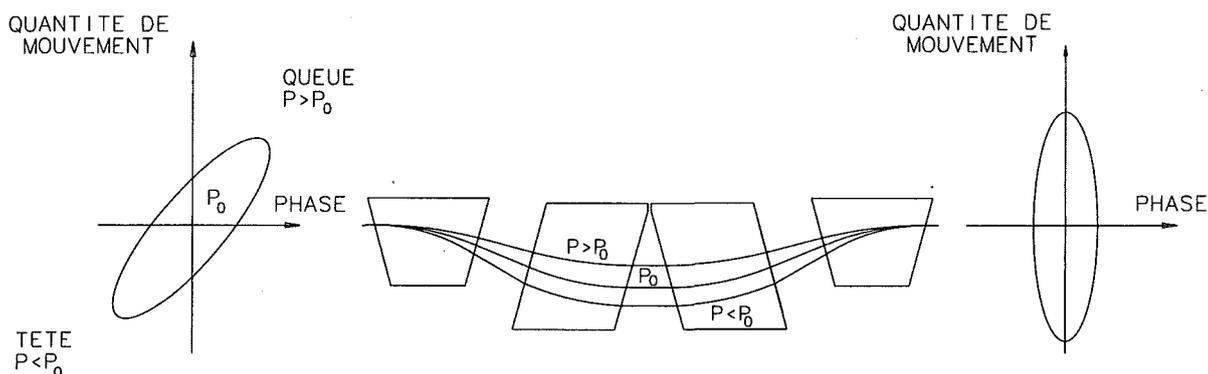


Figure 3.2: Principe de compression longitudinale dans la chicane.

3.5 Principe de compression longitudinale dans la chicane

Une chicane magnétique est positionnée en aval de la cavité supraconductrice (voir figure 2.1) et permet, sous certaines conditions, une compression longitudinale des paquets d'électrons. Une description détaillée de celle-ci est présentée au paragraphe 2.6.2. Rappelons qu'elle se compose de quatre dipôles dont les deux du milieu ont une polarité opposée à ceux des extrémités, le premier dipôle déviant le faisceau verticalement vers le bas. Le principe de compression longitudinale dans la chicane est illustré sur la figure 3.2 : A l'entrée de la chicane le paquet d'électrons doit présenter une corrélation dans l'espace des phases longitudinal (z, p_z) telle que les particules de queue aient une énergie plus importante que celles de tête. Les particules de queue, moins déviées dans la chicane que celles de tête, ont donc tendance à se rapprocher de ces dernières induisant une compression du paquet d'électrons. En termes statistiques, il se produit dans la chicane une rotation de l'ellipse de l'espace des phases longitudinal (z, p_z), la compression maximum étant atteinte lorsque l'ellipse est droite. Dans le cas où la corrélation initiale est inversée (particules de tête ayant une énergie plus importante que celles de queue) la chicane induit un allongement des paquets d'électrons. Nous ne présentons pas dans cette thèse une étude détaillée de la dynamique du faisceau dans la chicane. Nous mentionnons simplement la référence [49] qui présente en détail la dynamique du faisceau dans la chicane (constituée de 3 dipôles) installée sur l'accélérateur CTF du CERN.

3.6 Les codes de simulation

3.6.1 Introduction

Deux codes sont utilisés dans cette thèse pour simuler la dynamique du faisceau dans l'accélérateur : HOMDYN [50] (version HTWA21, fournie par M. Ferrario du laboratoire INFN-Frascati) et PARMELA [51] (version 5.03, fournie par B. Mouton du laboratoire LAL-Orsay). La raison pour laquelle nous avons utilisé deux codes est la suivante : PARMELA est un code utilisé par de nombreux laboratoires pour étudier la dynamique du faisceau dans un photo-injecteur. Il a été validé expérimentalement à plusieurs reprises

et est considéré comme le code de "référence". Cependant ce code requiert un temps de calcul considérable (plusieurs heures) lorsqu'il est question de simuler la totalité de la ligne de faisceau (~ 12 m). M. Ferrario a alors entrepris le développement en 1993 de HOMDYN dont la qualité principale est la rapidité d'exécution, typiquement de 2-3 minutes pour la totalité de la ligne de faisceau. Cette thèse est la première présentant des simulations avec ce code. Nous verrons dans les prochains chapitres que les résultats obtenus par ce code sont très encourageants.

3.6.2 Le code HOMDYN

HOMDYN décrit chaque paquet d'électrons comme un cylindre uniformément chargé dont la longueur et le diamètre peut varier au cours du transport, la distribution de charge restant toutefois uniforme. Chaque cylindre est découpé en plusieurs tranches identiques et soumis au champ local HF, au champ de charge d'espace et au champ magnétique des éléments de focalisation.

La composante radiale et linéaire du champ de charge d'espace vue par la n ème tranche du paquet est donnée par la relation :

$$E_r^{SC}(\zeta_n, A_{r,n}) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R_n L} G(\zeta_n, A_{r,n}) \quad (3.41)$$

où Q est la charge du paquet, L la longueur du paquet, R_n le rayon de la n ème tranche du paquet, $A_{r,n} \equiv R_n/(\gamma_n L)$ son rapport d'aspect et G le facteur de forme tels que :

$$G_n = \frac{\zeta_n/L}{\sqrt{(\zeta_n/L)^2 + A_{r,n}^2}} + \frac{1 - \zeta_n/L}{(1 - \zeta_n/L)^2 + A_{r,n}^2} \quad (3.42)$$

avec $\zeta_n = z_n - z_q$, z_n étant la coordonnée de la n ème tranche du paquet et z_q celle de la queue.

L'évolution de chaque tranche du cylindre est décrite par une équation d'enveloppe (3.43) dont les termes sont dans l'ordre : L'émittance thermique ϵ_n^{th} à la cathode, la focalisation magnétique externe, les effets de charge d'espace (k_p étant la pervéance du faisceau), la charge image de la photo-cathode, la force de focalisation HF K_n^{HF} et l'amortissement due à l'accélération :

$$\ddot{R}_n = \left(\frac{4\epsilon_n^{th} c}{\gamma_n} \right)^2 \frac{1}{R_n^3} - \left(\frac{eB_z(z_n)}{2m_0\gamma_n} \right)^2 R_n + \frac{2c^2 k_p}{R_n \beta_n \gamma_n^3} G - \frac{2c^2 k_p}{R_n \beta_n \gamma_n} (1 + \beta_n)^2 G - K_n^{HF} R_n - \beta_n \gamma_n^2 \dot{\beta}_n \dot{R}_n \quad (3.43)$$

L'émittance RMS normalisée ϵ_n^{rms} est définie comme la somme quadratique de l'émittance thermique ϵ_n^{th} et de l'émittance corrélée ϵ_n^{cor} et prend dans la direction x la forme :

$$\epsilon_{x,n}^{rms} = \sqrt{(\epsilon_{x,n}^{th})^2 + (\epsilon_{x,n}^{cor})^2} \quad (3.44)$$

avec

$$\epsilon_{x,n}^{cor} = \sqrt{\langle X \rangle^2 \langle \beta \gamma X' \rangle^2 - \langle X \beta \gamma X' \rangle^2} \quad (3.45)$$

où $X = \frac{x}{2}$, x étant la coordonnée de la particule dans le cylindre. Il est à noter que l'équation (3.45) suit la définition standard de l'émittance statistique normalisée donnée par la relation (3.6).

Définition de la phase d'injection

Pour une longueur d'impulsion laser Λ , HOMDYN génère un paquet de longueur initiale $L_0 = \beta c \Lambda$ et de quelques eV d'énergie initiale. Au temps $t=0$, la tête du paquet est positionnée à $z=z_c$, z_c étant la position de la photo-cathode. Pour $t > 0$, le paquet se déplace, tranche par tranche, à l'intérieur du canon HF et est soumis à l'équation (3.43). La phase initiale ϕ_0 correspond donc à la phase de la HF vue par la tête du paquet d'électrons.

Insertion des champs extérieurs HF et magnétique

Les champs HF du canon et de la cavité de capture sont insérés dans HOMDYN sous la forme de deux fichiers de deux colonnes, la première colonne étant la position z le long de l'axe de l'accélérateur et la deuxième la composante longitudinale du champ électrique $E_{z,r=0}$. La position $z=0$ correspond à la position de la cathode. Ces deux fichiers ont été créés à Frascati à l'aide du code Superfish [30].

Le champ magnétique créé par les solénoïdes est également inséré dans HOMDYN par l'intermédiaire d'un fichier de deux colonnes, la première colonne indiquant la position z comme défini ci-dessus et la seconde la composante longitudinale du champ magnétique $B_{z,r=0}$. Nous avons créé au Fermilab, pour chaque configuration des solénoïdes utilisée dans cette thèse, un tel fichier par l'intermédiaire du code Poisson [30].

3.6.3 Le code PARMELA

PARMELA considère chaque paquet comme un ensemble de points dont la distribution peut être de différents types (gaussienne, uniforme, KV¹...). L'évolution de ces paquets suit l'équation du mouvement.

Les effets de charge d'espace peuvent être traités par PARMELA selon deux différentes méthodes : La méthode de la grille et la méthode "point par point". La méthode de la grille est décrite en détail dans la référence [52] et n'est pas développée ici. Nous présentons la méthode "point par point" qui est celle utilisée dans cette thèse car plus fiable dans le cas d'un photo-injecteur, d'après la référence [40].

La méthode "point par point" a été développée par K. McDonald [53]. Celle-ci considère le paquet d'électrons comme la somme de N macro-particules. Chaque macro-particule contient une charge égale à la charge totale du paquet d'électrons divisée par N . A chaque intervalle d'intégration, chaque macro-particule est soumise à l'interaction coulombienne des autres macro-particules. Le défaut majeur de cette méthode est le temps de calcul qui peut devenir prohibitif pour de grandes valeurs de N . Nous avons

¹Distribution elliptique uniforme dans l'espace des phases transverse, d'après Kapchinskij-Vladimirskij.

choisi pour les simulations PARMELA de cette thèse $N=1000$. La simulation de toute la ligne de faisceau (~ 12 m) prend alors une vingtaine d'heures.

Il est important de rappeler que toutes les valeurs d'émittance présentées dans cette thèse et issues de PARMELA utilisent la définition de l'émittance statistique définie dans la relation (3.6) et qui est également celle retenue par HOMDYN (3.45).

Définition de la phase d'injection

Pour PARMELA, au temps $t=0$, le milieu du paquet se situe au niveau de la cathode. La phase initiale ϕ_0 est donc définie pour PARMELA comme étant le milieu du paquet d'électrons.

Insertion des champs extérieurs HF et magnétique

Les champs HF du canon et de la cavité de capture sont insérés dans PARMELA par l'intermédiaire de deux fichiers de même nature que ceux utilisés pour le code HOMDYN et présentés ci-dessus. Ces fichiers ont été créés au Fermilab à l'aide du code Superfish [30].

Le champ magnétique des solénoïdes est inséré dans PARMELA par un fichier de même nature que celui utilisé pour HOMDYN (deux colonnes, l'une indiquant la position longitudinale z et l'autre la valeur du champ magnétique B_z). Nous avons tenu à insérer les mêmes valeurs de z et B_z dans les fichiers de PARMELA et de HOMDYN. A cette fin, nous avons créé un programme avec le code Matlab [54] qui lit le fichier de sortie "outpoi.lis" du code Poisson et qui crée les fichiers d'entrée de focalisation magnétique des codes PARMELA et HOMDYN. Ces deux codes possèdent ainsi exactement la même distribution du champ magnétique créé par les solénoïdes.

3.7 Conclusion

Nous avons vu au travers du paragraphe 3.3 que l'optimisation de la qualité d'un faisceau issu d'un photo-injecteur (et notamment son émittance transverse) se fait au prix d'une subtile combinaison des paramètres initiaux de l'accélérateur. Serafini et Rosenzweig ont développé un modèle donnant les valeurs des paramètres à utiliser pour une charge donnée Q afin d'optimiser l'émittance transverse d'un faisceau dans le cas d'un photo-injecteur court suivi d'une cavité accélératrice. Malheureusement, pour une question de distribution du champ magnétique transverse, ce modèle n'est pas applicable au photo-injecteur du Fermilab. Nous verrons au chapitre 6 que l'optimisation de l'émittance transverse de notre photo-injecteur s'est faite de façon empirique, la théorie présentée dans ce chapitre nous permettant d'anticiper les effets des paramètres initiaux sur cette quantité.

Les simulations HOMDYN et PARMELA ont été réalisées en parallèle tout au long de cette thèse. Il est important de noter que HOMDYN modélise un faisceau cylindrique et nous avons utilisé pour PARMELA un faisceau gaussien. Nous avons alors utilisé la

relation d'équivalence $R=2\sigma$, σ étant la distribution RMS du faisceau gaussien inséré dans PARMELA et R le rayon du cylindre utilisé par HOMDYN. Notons enfin qu'un fichier d'entrée des codes HOMDYN et PARMELA est présenté dans l'annexe A.

Chapitre 4

Installation et conditionnement du canon HF

4.1 Introduction

Dans une première partie de ce chapitre, nous étudions en détail les différentes étapes de l'accord en fréquence du canon HF puis les précautions qui ont été prises (notamment pour maintenir ses surfaces internes aussi propres que possible) avant son installation sur la ligne de faisceau. Nous décrivons ensuite le conditionnement du canon et sa caractérisation en terme de courant d'obscurité. Nous ne présentons pas dans ce chapitre de mesures relatives au photo-courant, celles-ci faisant l'objet des chapitres suivants.

4.2 Accord en fréquence du canon HF

4.2.1 Quelques rappels théoriques

Ce paragraphe définit quelques caractéristiques électriques d'une cavité résonant en mode TM_{010} utilisées lors de l'accord du canon HF. Ces définitions sont extraites de la référence [55].

Fréquence de résonance

La fréquence de résonance f_0 en mode TM_{010} d'une cavité cylindrique idéale est donnée par la relation :

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \frac{p_{01}}{r} \quad (4.1)$$

où c est la vitesse de la lumière, $p_{01}=2,405$ la première racine de la fonction de Bessel J_0 et r le rayon de la cavité. Il est à noter que la relation (4.1) est valable pour une cavité courte devant r , communément appelée "cavité camembert". Le canon est une structure à 2 cellules couplées par un iris. Il permet l'oscillation de deux modes de déphasages respectifs 0 et π .

Champ électromagnétique

Dans le mode TM_{010} , seules les composantes E_z et H_ϕ du champ électromagnétique sont présentes dans la cavité et s'écrivent, en coordonnées cylindriques (τ, ϕ, z) :

$$E_z \propto J_0 \left(p_{01} \frac{\tau}{r} \right) \quad (4.2)$$

$$H_\phi \propto -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J'_0 \left(\frac{p_{01}}{r} \right) \quad (4.3)$$

avec ϵ_0 et μ_0 respectivement les perméabilité et permittivité du vide. On définit par le coefficient α le rapport du champ électrique crête dans la cellule entière $|E_{z,max}^{1C}|$ du canon HF à celui dans la demi-cellule $|E_{z,max}^{1/2C}|$:

$$\alpha = \frac{|E_{z,max}^{1C}|}{|E_{z,max}^{1/2C}|} \quad (4.4)$$

Facteur de qualité

Le facteur de qualité Q_0 de la cavité est défini par la relation :

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U_0}{P_d} \quad (4.5)$$

où ω_0 est la pulsation à la résonance, U_0 l'énergie stockée dans la cavité et P_d la puissance dissipée dans les parois de la cavité.

Coefficient de réflexion

La puissance HF pénètre dans la cavité par l'intermédiaire d'un trou de couplage assurant l'interface entre celle-ci et le guide d'onde. Dans le canon HF ce trou de couplage est situé au niveau de la cellule entière (voir figure 2.2). Si $V_1 e^{-ikz}$ est l'onde progressive incidente alimentant la cavité et $V_2 e^{+ikz}$ celle réfléchie, alors il réside dans le guide d'onde une onde stationnaire de la forme :

$$V(z) = V_1 e^{-ikz} + V_2 e^{+ikz} \quad (4.6)$$

On définit le coefficient de réflexion ρ par :

$$\rho = \frac{V_2}{V_1} e^{2ikz} = |\rho| e^{2ikz} \quad (4.7)$$

Coefficient de couplage

Le coefficient de couplage β^{HF} entre le canon HF et le guide d'onde est relié au coefficient de réflexion ρ par l'expression :

$$|\rho| = \frac{|1 - 1/\beta^{HF}|}{1 + 1/\beta^{HF}} \quad (4.8)$$

Il peut être également défini en terme de puissance. En effet, lors de l'arrêt de l'alimentation HF de la cavité, la puissance stockée dans celle-ci est dissipée dans les parois de la cavité (P_d) et évacuée par le trou de couplage (P_{ext}). Le coefficient de couplage HF est alors défini par la relation :

$$\beta^{HF} = \frac{P_{ext}}{P_d} = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (4.9)$$

où Q_{ext} est le facteur de qualité externe de la cavité défini en remplaçant P_d par P_{ext} dans l'équation (4.5).

Taux d'onde stationnaire

Le taux d'onde stationnaire (TOS) est défini par la relation :

$$\text{TOS} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (4.10)$$

Si le système canon-guide d'onde est parfaitement adapté alors $\rho=0$, ce qui implique que $\beta^{HF}=\text{TOS}=1$. Si $0 < \beta^{HF} < 1$, alors le système est sous-couplé et $\beta^{HF}=\frac{1}{\text{TOS}}$. Si $\beta^{HF} > 1$ alors le système est sur-couplé et $\beta^{HF}=\text{TOS}$.

4.2.2 Principe des mesures HF

Lors de l'accord du canon HF, il a été nécessaire de mesurer les quantités suivantes :

- Fréquence de résonance du mode π : f^π
- Fréquence de résonance du mode 0 : f^0
- Fréquence de résonance de la cellule entière : f^{1C}
- Fréquence de résonance de la demi-cellule : $f^{1/2C}$
- Coefficient de couplage HF cavité-guide d'onde : β^{HF}
- Facteur de qualité : Q_0
- Distribution longitudinale du champ électrique : α

Les mesures HF ont été effectuées avec un analyseur de réseau Hewlett-Packard¹, calibré avant chaque mesure. Ces mesures, présentées dans les tableaux 4.1 et 4.2 sont moyennées sur 16 acquisitions. Nous présentons ci-dessous brièvement leur principe.

¹Modèle 8753C.

Mesures des fréquences

Les mesures des fréquences (sauf $f^{1/2C}$) ont été effectuées en réflexion c'est à dire que la source émettrice (positionnée à l'extrémité du guide d'onde du canon) était aussi réceptrice. Cette méthode a donné un accès direct à la fréquence des modes 0 et π . Pour la mesure de la fréquence de la cellule entière, nous avons inséré dans la demi-cellule une cathode d'environ 5 cm de long de façon à la découpler de la cellule entière. Ce même principe a été utilisé pour mesurer la fréquence de la demi-cellule $f^{1/2C}$. On a alors inséré dans la cellule entière une barre en plexiglass et placé deux boucles HF (l'une émettrice et l'autre réceptrice) dans la demi-cellule pour mesurer en transmission sa fréquence de résonance.

Mesure de β_{HF} et Q_0

La mesure du coefficient β^{HF} se fait par l'intermédiaire de la mesure du taux d'onde stationnaire, TOS. Ces deux quantités sont reliées entre elles d'après les remarques formulées au paragraphe 4.2.1. L'observation sur l'analyseur de réseau du cercle décrit par le coefficient de réflexion ρ sur l'abaque de Smith permet de déterminer si le système canon-guide d'onde est sur-couplé, sous-couplé ou adapté.

Le facteur de qualité mesuré par l'analyseur de réseau Q_{mes} tient compte de la puissance dissipée dans les parois de la cavité P_d et de la puissance évacuée par le trou de couplage P_{ext} :

$$Q_{mes} = \frac{\omega_0 U_0}{P_d + P_{ext}} \quad (4.11)$$

En utilisant les définitions de (4.5), (4.9) et (4.11), on peut relier Q_{mes} à la valeur recherchée Q_0 par la relation :

$$Q_0 = Q_{mes}(1 + \beta^{HF}) \quad (4.12)$$

La mesure de Q_{mes} et du coefficient de couplage β^{HF} permet de calculer le facteur de qualité Q_0 du canon HF.

Mesure de la distribution du module du champ électrique

Cette méthode est basée sur le théorème de Slater [56] qui stipule que l'introduction d'un élément perturbateur dans une cavité résonante électromagnétique sans perte entraîne un changement de sa fréquence de résonance qui dépend de la forme de l'élément perturbateur ainsi que de la valeur du champ électromagnétique à l'emplacement de la perturbation. Une forme du théorème de Slater énoncée dans la référence [57] est telle que :

$$f^2 = f_0^2 \left(1 + \frac{1}{2U_0} \int_{dv} (\mu_0 H_0^2 - \epsilon_0 E_0^2) dv \right) \quad (4.13)$$

où f_0 est la fréquence de résonance sans la perturbation, f la fréquence de résonance avec la perturbation, U_0 l'énergie stockée dans la cavité sans la perturbation, E_0 et H_0 les champs électrique et magnétique à l'emplacement de la perturbation.

La référence [58] étudie la cas où l'élément perturbateur est une petite bille de rayon r_0 . L'équation (4.13) devient alors :

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{-\pi r_0^3}{U_0} \left[\epsilon_0 \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} E_0^2 + \mu_0 \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 2} H_0^2 \right] \quad (4.14)$$

où $\delta f = f - f_0$ et μ_r et ϵ_r sont respectivement la perméabilité et la permittivité relatives de la bille.

La mesure de la forme du module du champ électrique dans le canon HF a consisté dans le déplacement le long de l'axe (où le champ magnétique est nul) d'une petite bille en nylon de rayon $r_0=2,9$ mm et de perméabilité unité. D'après l'équation (4.14), le module du champ électrique $|E_0|$ est alors proportionnel à $\sqrt{|\delta f|}$.

4.2.3 Les différentes étapes de l'accord en fréquence

Lors de sa livraison, le canon HF était constitué de 6 éléments séparés : 1 bloc de 1,625 cellules, 1 guide d'onde et 4 assiettes pour les extrémités du bloc-cellules (2 assiettes assurant l'interface vide/eau et 2 autres celle eau/air, voir la figure 2.2). La première étape de l'accord a été la mesure des caractéristiques électriques du canon à sa livraison. Pour cela, nous avons assemblé sur le bloc-cellules les deux assiettes vide/eau (cathode et haute énergie) puis positionné le guide d'onde en face du trou de couplage. Il était important d'assurer un bon contact entre les assiettes et le bloc-cellules afin de ne pas fausser la mesure du facteur de qualité Q_0 de la cavité. Le positionnement du guide d'onde n'a pas fait l'objet d'une telle attention. Nous nous sommes contentés d'un simple contact entre celui-ci et le corps du canon.

Les caractéristiques électriques du canon ainsi mesurées à sa livraison suivant les techniques décrites au paragraphe 4.2.2 sont présentées dans le tableau 4.1. Il est à noter d'après ce tableau que la fréquence du mode π était de 9 MHz trop élevée et que le canon était sous-couplé. Le module du champ électrique axial avait une valeur crête identique dans les deux cellules.

Après l'installation sur la ligne de faisceau, le canon devait présenter les caractéristiques suivantes :

1. Une fréquence du mode π à 1,3 GHz pour un fonctionnement sous vide de la cavité à une température de 35°C.
2. Un couplage idéal entre la cavité et le guide d'onde ($\beta_{HF}=1$) de façon à ce que la puissance réfléchi soit nulle.
3. Le module du champ électrique axial de valeur crête identique dans les deux cellules du canon.

La première étape de l'accord du canon a consisté en l'augmentation des diamètres des deux cellules pour diminuer la fréquence des modes π et 0 avant le brasage des deux assiettes vide/eau sur les extrémités du bloc-cellules. Durant ces reprises nous avons maintenu l'écart de fréquence du mode π entre la cellule entière et la demi-cellule à environ 750 kHz, nécessaire d'après Superfish [59] à une valeur crête identique du module du champ électrique axial dans les deux cellules. Nous n'avons pas cherché durant cette première étape à obtenir un $\beta^{HF}=1$, ce point faisant l'objet de la seconde étape de l'accord du canon.

Les conditions des mesures HF lors de l'accord du canon (sous air, à température ambiante, etc...) étant différentes de celles de sa mise en service, quelques corrections ont dû être prises en compte :

- La modification de l'indice de réfraction lors du passage de l'air ($n \cong 1,0003$ à 25°C d'après [60]) au vide ($n_0=1$) entraîne une augmentation de fréquence de 343 kHz pour une fréquence initiale de 1,3 GHz.
- La variation de fréquence du mode π en fonction de la température de la cavité est de : $\frac{\partial f^\pi}{\partial T} \cong -22 \text{ kHz}/^\circ\text{C}$, le passage de 25°C à 35°C entraînant une baisse de fréquence du mode π d'environ 220 kHz.
- Des mesures effectuées sur le canon G3 avant sa livraison à DESY ont montré d'une part que l'insertion de la photo-cathode abaisse de 190 kHz la fréquence du mode π et d'autre part que l'eau du système de refroidissement (~ 6 bars) comprime les parois du canon augmentant la fréquence du mode π de 43 kHz.

D'après ces remarques, le canon HF devait présenter une fréquence du mode π de 1299,976 MHz lors de l'accord final sous air ambiant (à 25°C) pour avoir une fréquence de 1,3 GHz lors de sa mise en service sur la ligne de faisceau. Il était important, avant l'augmentation des diamètres, d'estimer l'intervalle d'erreur dont nous disposions. En effet, une reprise trop importante de ces derniers aurait été fatale au canon HF. Il a été précisé [59] que la modification du volume du canon, en enfonçant ou retirant l'assiette eau/vide de la demi-cellule ou de la cellule entière, engendre une variation de fréquence de ± 500 kHz. De même, la température du système de refroidissement pouvant varier de $\pm 20^\circ\text{C}$ à 35°C , ceci représente une variation de fréquence de ± 440 kHz. Nous avons donc recherché à obtenir une fréquence du mode π de 1299,976 MHz à ± 1 MHz près. A cette fin, nous avons utilisé les valeurs calculées par E. Colby avec Superfish [30] pour évaluer les variations des différentes fréquences de résonance en fonction du rayon de la demi-cellule $r_{1/2C}$:

$$\frac{\partial f^\pi}{\partial r_{1/2C}} = -5,73 \text{ MHz/mm}, \quad \frac{\partial f^{1/2C}}{\partial r_{1/2C}} = -14,83 \text{ MHz/mm} \quad (4.15)$$

et de la cellule entière r_{1C} :

$$\frac{\partial f^{1C}}{\partial r_{1C}} = -14,86 \text{ MHz/mm}, \quad \frac{\partial f^\pi}{\partial r_{1C}} = -9,22 \text{ MHz/mm} \quad (4.16)$$

Deux reprises des diamètres de la cellule entière et de la demi-cellule ont été réalisées avant le premier brasage des deux assiettes vide/eau sur le bloc-cellules. Le tableau 4.1 présente les mesures effectuées après les reprises et le brasage. Après le brasage, le canon HF présentait une fréquence du mode π en accord avec la valeur recherchée compte tenu de la marge d'erreur. La différence de fréquence entre la cellule entière et la demi-cellule était de +722 kHz également en accord avec la valeur recherchée. Le module du champ électrique axial avait une valeur crête identique dans les deux cellules ($\alpha \cong 1,02$). Le canon, fortement sous-couplé ($\beta \cong 0,56$), était prêt pour la seconde étape de l'accord.

	réception	reprise1	reprise2	brasage1
\emptyset^{1C} [mm]	176,997	177,546	178,028	-
$\emptyset^{1/2C}$ [mm]	176,959	177,769	178,206	-
f^π [MHz]	1309,176	1304,032	1300,677	1300,601
f^0 [MHz]	1306,377	1301,275	1298,033	1298,0
f^{1C} [MHz]	1307,301	1303,114	1299,676	1299,551
$f^{1/2C}$ [MHz]	1308,196	1302,167	1298,954	1298,963

Tableau 4.1: Mesures des paramètres du canon HF durant la première étape de l'accord (augmentation du diamètre des cellules). Le tiret indique que la mesure n'était pas réalisable.

La seconde étape de l'accord a consisté en l'ouverture du trou de couplage afin d'obtenir un $\beta^{HF}=1$ avant le brasage du guide d'onde sur la cellule entière et des deux assiettes eau/air recouvrant celles vide/eau. Nous avons utilisé à cette fin la formule énoncée par Gao dans la référence [61] qui relie l'aire S du trou de couplage au coefficient β^{HF} :

$$S_{final} = \left(\frac{\beta_{final}^{HF}}{\beta_{initial}^{HF}} \right)^{\frac{1}{6}} S_{initial} \quad (4.17)$$

Cependant, l'ouverture du trou de couplage entraîne, d'après la référence [61], une baisse de la fréquence de la cellule entière (f^{1C}) d'un facteur :

$$\frac{\partial f^{1C}}{\partial S} = -0,001401 \text{ MHz/mm}^2 \quad (4.18)$$

Il était alors nécessaire après chaque ouverture du trou de couplage de donner un léger coup de marteau sur la cellule entière afin de réduire la fréquence de résonance de celle-ci et donc de rétablir une valeur crête du module du champ électrique axial identique dans les deux cellules. Cinq ouvertures du trou de couplage ont été nécessaires avant le brasage. Le tableau 4.2 répertorie les mesures HF effectuées après les différentes reprises et le dernier brasage.

Après le second brasage, nous avons effectué une mesure détaillée du champ électrique sur l'axe de la cavité selon la technique décrite au paragraphe 4.2.2. La petite bille de nylon était déplacée depuis la cathode jusqu'à la sortie du canon par pas de 5 mm. Cette mesure est illustrée par la figure 4.1 et présente un accord satisfaisant avec la simulation Superfish. D'après cette mesure, le rapport du champ crête entre les deux cellules est

	reprise1	reprise2	reprise3	reprise4	reprise5	brasage2
S [mm ²]	691	725	771	818	848	-
f^π [MHz]	1300,431	1304,283	1300,124	1299,993	1299,982	1299,637
f^0 [MHz]	1297,797	1297,625	1297,448	1297,325	1297,357	1296,950
f^{1C} [MHz]	1299,452	1299,281	1299,145	1299,012	1298,886	1298,717
$f^{1/2C}$ [MHz]	1298,700	1298,550	1298,400	1298,275	1298,350	1297,862
TOS	1,59	1,45	1,23	1,1	1,05	1,07
β^{HF}	0,63	0,69	0,81	0,91	0,95	0,93
Q^0	23250	23255	22636	23098	25877	22869

Tableau 4.2: Mesures des paramètres du canon HF durant la seconde étape de l'accord (augmentation du trou de couplage). Le tiret indique que la mesure n'était pas réalisable.

de : $\alpha=1,09$, le champ étant légèrement plus élevé dans la cellule entière que dans la demi-cellule.

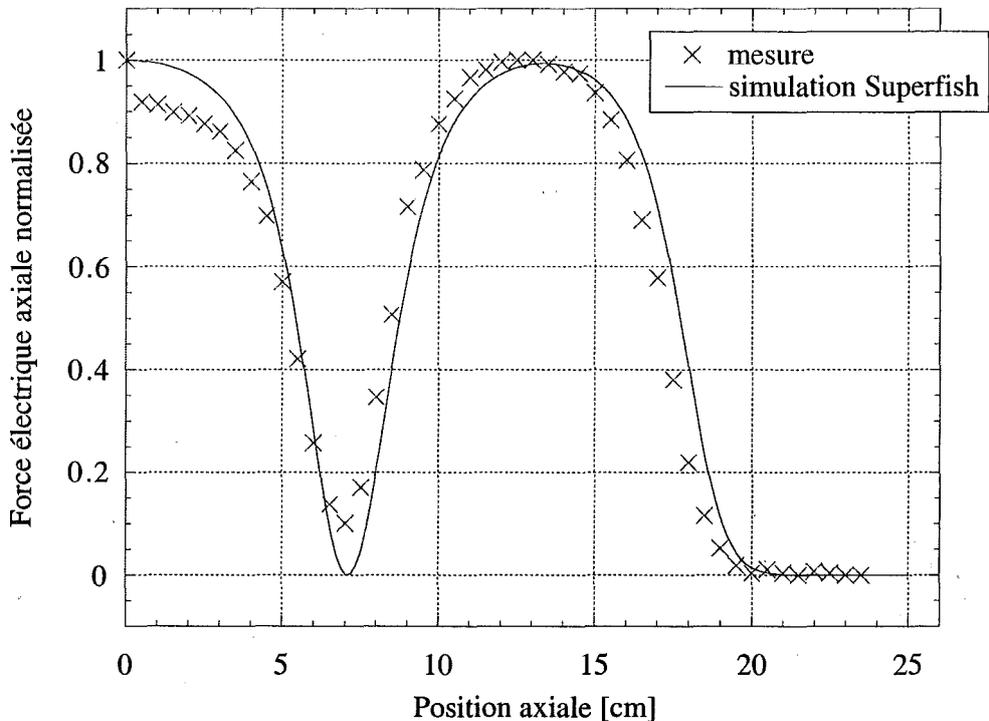


Figure 4.1: Distribution axiale du champ électrique dans le canon HF.

4.2.4 Nettoyage et étuvage

Il a été montré expérimentalement [62] que l'émission de champ d'une cavité HF diminue fortement en fonction de l'état de propreté de sa surface. C'est la raison pour laquelle le canon a été nettoyé et étuvé avant son installation sur la ligne de faisceau.

Une fois l'accord terminé, le canon a subi un premier nettoyage en salle blanche de classe 10^4 . L'extérieur puis l'intérieur du canon ont été nettoyés avec un liquide anti-poussière et anti-graisse (micro 90) puis rincé abondamment à l'eau distillée. La même opération a été répétée avec un liquide anti-oxydant (citranox). Le canon HF a ensuite été déplacé en salle blanche de classe 10^3 pour subir un nouveau nettoyage au citranox puis un rinçage. Cette opération terminée, le canon a été nettoyé une dernière fois à l'alcool puis séché et déplacé en salle blanche de classe 10^2 où son assemblage final a été effectué (boucles HF, fenêtre HF, support de la photo-cathode et ressort permettant le contact électrique entre celle-ci et le canon). Deux embouts ont été positionnés de part et d'autre du bloc-cellules pour isoler celui-ci de l'air ambiant lors de son déplacement en dehors de la salle blanche pour l'étuvage et l'installation sur la ligne de faisceau.

A la sortie de la salle blanche le canon a été mis sous vide à une pression minimum de 2×10^{-5} mbar puis étuvé pendant trois jours. La température du canon a été portée la première journée de 75°C à 150°C puis maintenue à cette dernière valeur pendant deux jours. A la fin de l'étuvage le canon présentait un vide de $2,4 \times 10^{-7}$ mbar. Le canon a été maintenu sous vide jusqu'à son raccordement à la ligne de faisceau.

4.2.5 Installation du canon HF sur la ligne de faisceau et insertion de la photo-cathode.

Le canon HF est porté par deux supports en aluminium qui entourent ses extrémités. L'ensemble est fixé à une table qui permet son déplacement dans le repère X, Y, et Z. Le canon HF a ainsi été aligné dans ces trois directions au millième de inch ($\sim 0,0254$ mm). Il a ensuite été raccordé au système de refroidissement à eau (dont la température lors du raccordement était de $\sim 25^\circ\text{C}$), et (sous un flux laminaire) à la chambre de préparation des cathodes ainsi qu'à la ligne de transport. Après raccordement, le canon a été isolé (vannes de la chambre de préparation des cathodes et de la cavité de capture fermées) puis pompé par deux systèmes formés d'une pompe ionique et d'une pompe à sublimation (l'un situé au niveau du guide d'onde et l'autre entre le canon et la cavité de capture). Ces deux systèmes sont également équipés d'une jauge ionique pour suivre l'évolution du vide.

En Janvier 1999, le vide était de 5×10^{-9} mbar (au niveau du guide d'onde) c'est-à-dire suffisamment poussé pour permettre l'ouverture de la vanne de la chambre de préparation des cathodes (dont le vide était de $\sim 10^{-10}$ mbar) et l'insertion d'une photo-cathode. Nous avons alors inséré une cathode en molybdène (sans couche active de Cs_2Te). L'insertion s'est faite par mesure de la fréquence du mode π (réalisée en réflexion). Comme indiqué au paragraphe 4.2.3, des mesures effectuées sur le canon G3 avant sa livraison à DESY avaient montré que l'insertion de la photo-cathode dans le canon HF jusqu'à sa position finale fait baisser la fréquence du mode π de 190 kHz. Dans notre cas nous avons fait baisser la fréquence du mode π de 234 kHz. Le canon HF, dont la température de fonctionnement était de 25°C , présentait une fréquence du mode π trop élevée. Celle-ci a été baissée à $f^\pi = 1299,997500$ MHz en augmentant la température du système de refroidissement à eau à $\sim 39,9^\circ\text{C}$. La fréquence du mode 0 a alors été mesurée à $f^0 = 1297,429875$ MHz, le

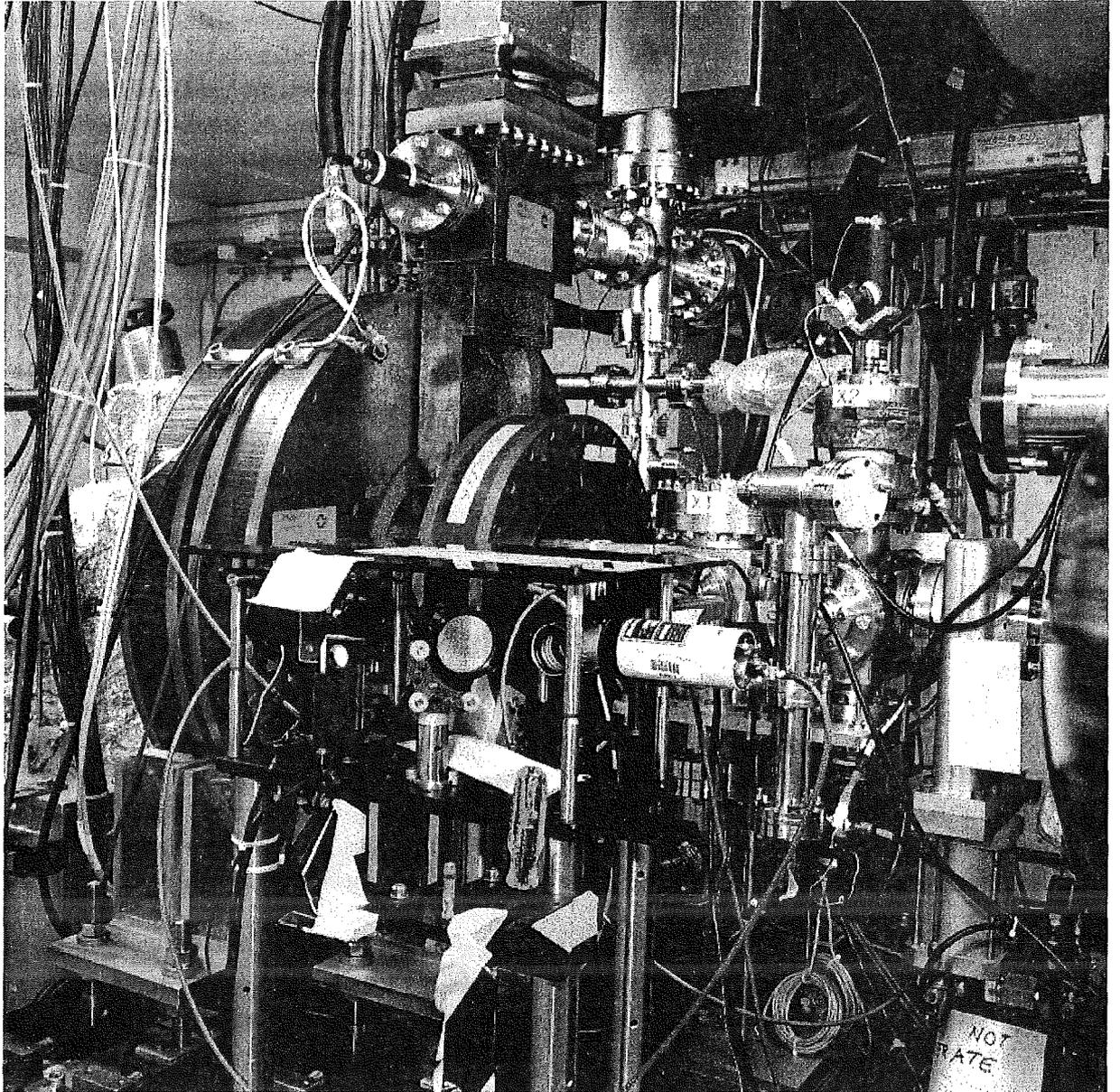


Figure 4.2: Photographie du photo-injecteur de Fermilab.

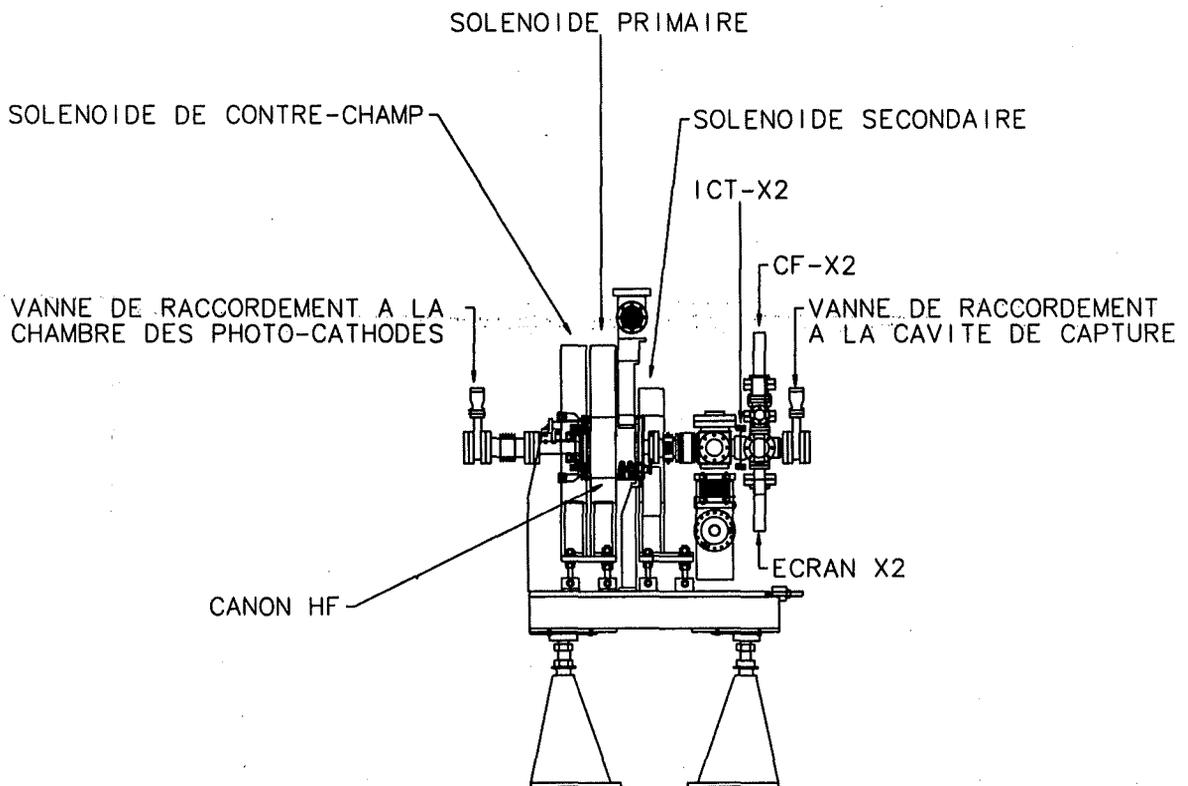


Figure 4.3: Schéma du photo-injecteur de Fermilab.

coefficient de couplage HF $\beta^{HF}=1,03$ et le facteur de qualité Q_0 de 22697. Le canon était prêt pour le conditionnement.

4.3 Installation des solénoïdes

4.3.1 Alignement des bobines dans les culasses

Une description des trois solénoïdes installés autour du canon HF est présentée au paragraphe 2.6.1. Ces solénoïdes ont été utilisés avec le canon prototype à Argonne (voir paragraphe 1.3) puis transférés au Fermilab. Nous avons décidé, à leur réception, d'aligner de nouveau le centre magnétique des bobines B_z avec le centre mécanique des culasses lequel est utilisé comme référence pour l'alignement de l'ensemble sur la ligne de faisceau. En effet, les culasses ont un diamètre d'environ 2 cm plus grand que les bobines. Après alignement des centres magnétiques et mécaniques, des petites cales en aluminium ont été insérées entre la culasses et la bobine pour fixer cette dernière dans la culasse.

Les composantes du champ magnétique créées par les solénoïdes sont B_r et B_z , reliées

d'après la relation $\nabla \cdot B=0$, par l'équation :

$$B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (4.19)$$

Si on considère que B_z est indépendant de r sur une dimension transverse de quelques millimètres, alors l'équation (4.19) entraîne :

$$B_r(r) \propto B_0 r \quad (4.20)$$

où B_0 est le champ magnétique sur l'axe longitudinal de la bobine. L'équation (4.20) indique que le champ magnétique radial créé par les bobines est constant sur un cercle de rayon r dont le centre coïncide avec le centre des bobines. Si on mesure le champ magnétique radial sur un cercle dont le centre est déplacé d'une quantité δ par rapport au centre de la bobine alors l'équation (4.19) devient :

$$B_r(r) \propto B_0 r \left(1 - \frac{\delta}{r} \cos \phi\right) \quad (4.21)$$

où ϕ est l'angle entre le point d'observation et le vecteur définissant l'offset.

Le principe utilisé pour l'alignement des bobines dans les culasses repose sur l'équation (4.21) : une pièce mécanique fixée à la culasse permet la mesure du champ magnétique radial B_r créé par la bobine. Cette mesure est effectuée sur un cercle dont le centre coïncide avec le centre de la culasse, de rayon $r=6,5$ cm, par pas de 15° . Si le centre de la bobine est déplacé par rapport au centre de la culasse, alors B_r présente une oscillation comme indiqué par la relation (4.21).

La figure 4.4 présente cette mesure effectuée après l'alignement final du solénoïde secondaire dans sa culasse. On peut alors estimer la valeur de l'offset δ et de l'angle ϕ en lissant les données par une fonction comme indiqué sur la figure 4.4. En comparant ce lissage avec la relation (4.21) il vient :

$$\frac{\delta}{r} = \frac{\sqrt{m_2^2 + m_3^2}}{m_1} \quad (4.22)$$

$$\phi = \arctan \left(\frac{m_3}{m_2} \right) \quad (4.23)$$

D'après les coefficients indiqués sur la figure 4.4, $\delta=1,48$ mm et $\phi=-74^\circ$ pour le solénoïde secondaire. La même mesure effectuée lors de l'alignement des bobines des solénoïdes de contre-champ et primaire a indiqué des valeurs respectives de δ de 0,28 mm et 1,87 mm et ϕ de -36° et 81° . Le système de mesure du champ magnétique B_r n'était pas suffisamment précis pour nous permettre d'obtenir des valeurs de δ plus petites. Après l'alignement des bobines dans les culasses, ces dernières ont été fixées sur leur support. Les solénoïdes étaient prêts pour un étalonnage, dernière étape avant leur installation sur la ligne de faisceau.

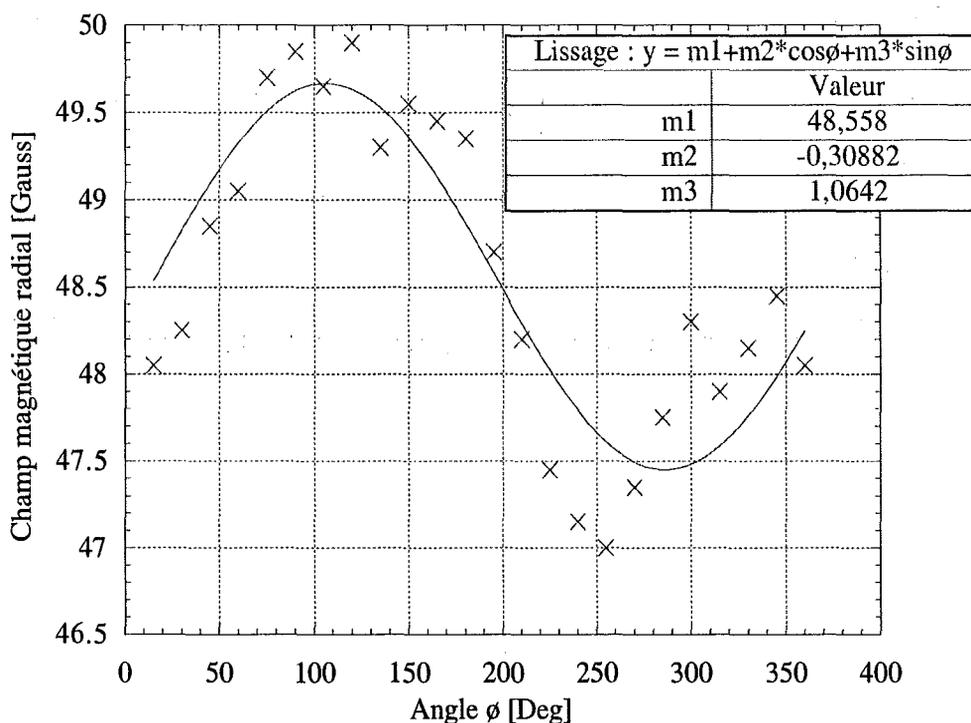


Figure 4.4: Mesure du champ magnétique radial du solénoïde secondaire.

4.3.2 Etalonnage des solénoïdes

Des étalonnages du système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire ainsi que du solénoïde secondaire seul ont été réalisés avant l'installation de ceux-ci sur la ligne de faisceau. Les mesures magnétiques ont été effectuées selon la même procédure : une règle en bois d'environ 2 mètres de long traversait les solénoïdes. Cette règle était posée sur deux supports en fer suffisamment éloignés des solénoïdes pour ne pas perturber les mesures magnétiques. Cette règle était positionnée pour permettre la mesure, à l'aide d'une sonde à effet Hall, de la composante $B_z(r = 0)$ créée par les solénoïdes.

La figure 4.5 présente la mesure du profil du champ magnétique axial $B_z(r = 0)$ effectuée sur le système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire alimentés en série pour un courant de 295 A. Pour cette mesure, la sonde à effet Hall a été déplacée par pas de 5 mm le long de la règle. Nous pouvons voir, d'après cette figure, que le champ magnétique est opposé et de même norme dans les deux solénoïdes entraînant une composante B_z nulle au milieu du "gap" (de 1,5 cm) les séparant. Ce point est important pour l'alignement longitudinal de l'ensemble, comme nous le verrons dans le paragraphe ci-dessous. Les résultats expérimentaux ont été comparés au code de simulation Poisson [30], l'accord étant particulièrement satisfaisant.

Nous avons utilisé le même montage pour mesurer le champ magnétique axial maximum généré par les deux solénoïdes en fonction du courant les alimentant. Cette mesure, présentée sur la figure 4.6, indique d'une part que les solénoïdes saturent à fort courant et d'autre part que l'accord avec le code Poisson n'est plus très bon au-delà de 300 A.

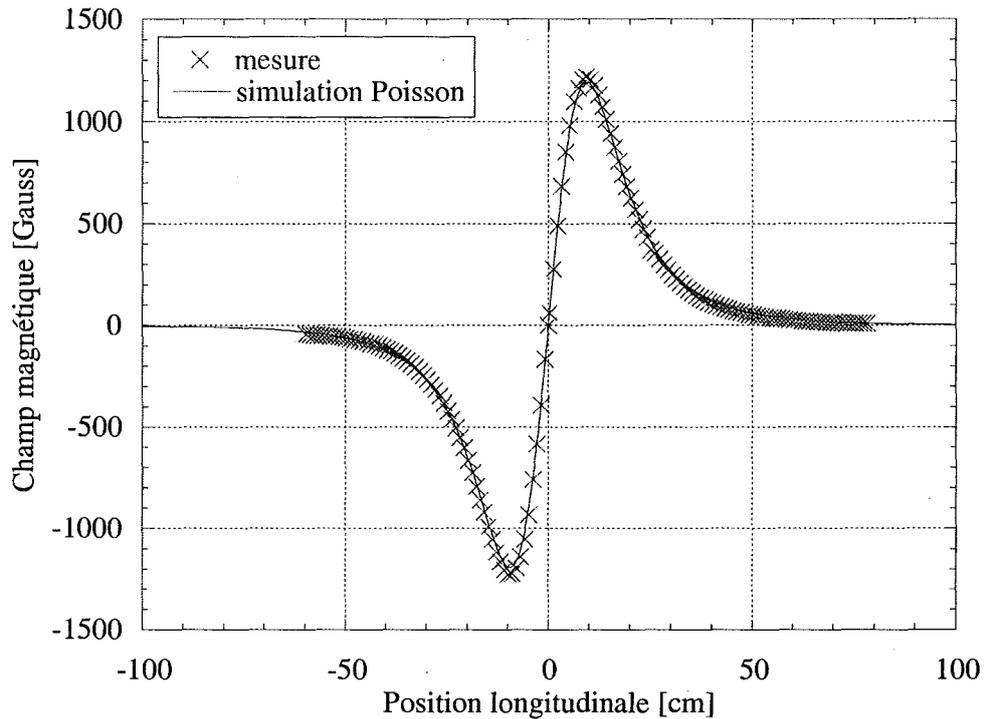


Figure 4.5: Profil du champ magnétique axial du système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire alimentés en série à 295 A.

La figure 4.7 montre les mesures du champ magnétique axial maximum du solénoïde secondaire en fonction du courant. Nous pouvons voir sur cette figure d'une part une dépendance linéaire du champ magnétique vis-à-vis du courant et d'autre part que l'accord entre les mesures et le code de simulation Poisson n'est pas très satisfaisant. Ceci s'explique par le fait que, pour cette mesure, nous ne disposions plus de la sonde à effet Hall utilisée pour l'étalonnage des solénoïdes de contre-champ et primaire, laquelle était appropriée pour la mesure de la composante B_z . Nous avons utilisé en remplacement une sonde idéale pour la mesure de la composante radiale du champ magnétique. Cette sonde était difficile à positionner sur la règle en bois d'où l'écart indiqué sur la figure 4.7 entre la mesure et la simulation.

Tout au long de ce travail nous caractérisons le champ magnétique des solénoïdes par le courant les alimentant. Afin de pouvoir ramener ces quantités à un champ magnétique, nous présentons sur la figure 4.8 le champ magnétique longitudinal maximum pour le système formé par les trois solénoïdes alimentés par un courant identique ($I_{cc}=I_p=I_s$), configuration la plus couramment adoptée.

4.3.3 Installation des solénoïdes sur la ligne de faisceau

Une fois calibrés, les solénoïdes ont été installés autour du canon HF. Ils reposent sur un support fixé à la table qui supporte le canon HF. Ce support permet un mouvement

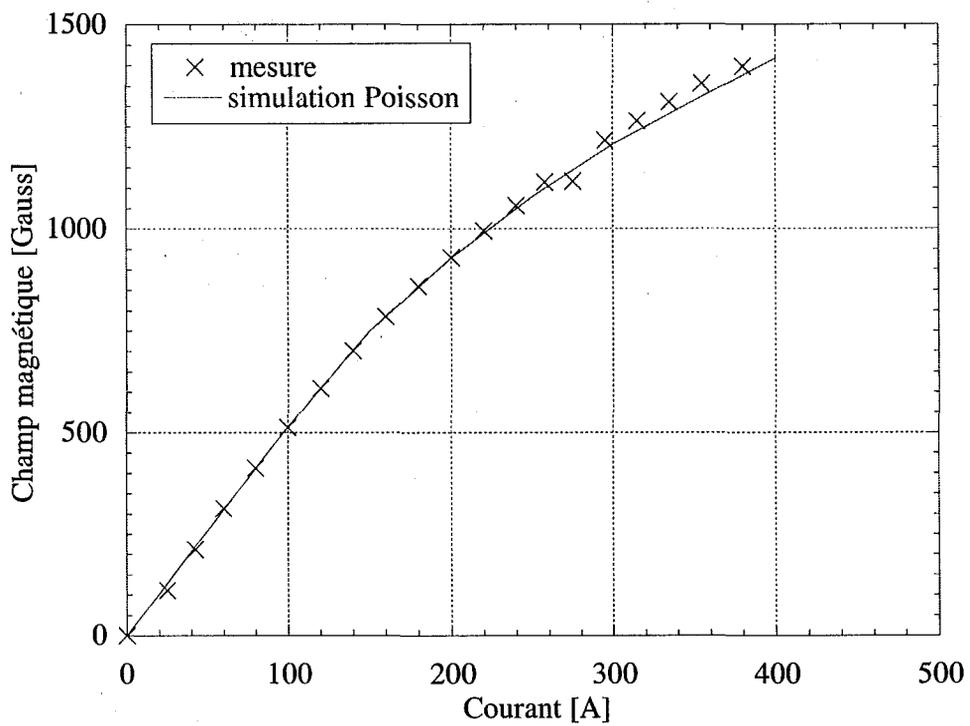


Figure 4.6: Champ magnétique axial maximum en fonction du courant pour le système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire alimentés en série.

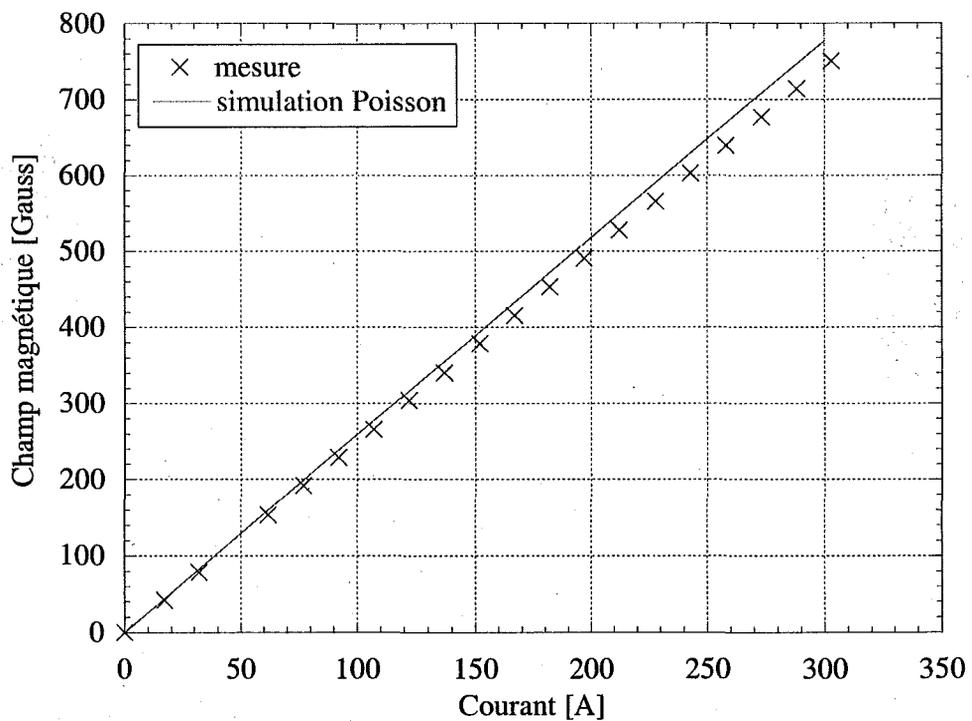


Figure 4.7: Champ magnétique axial maximum en fonction du courant pour le solénoïde secondaire.

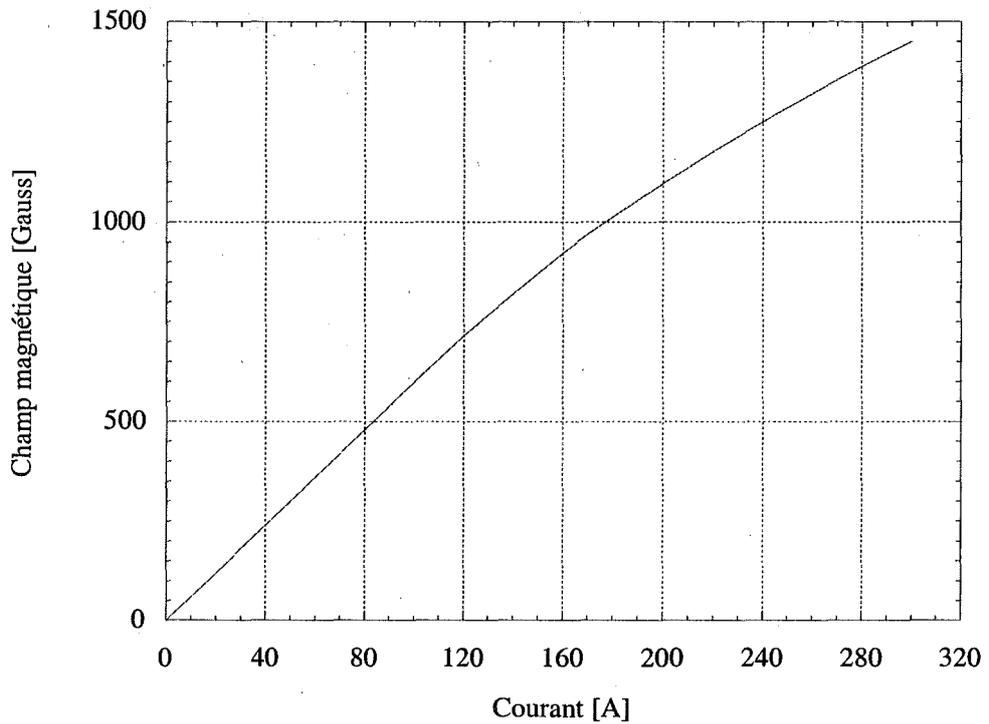


Figure 4.8: Simulation Poisson du champ magnétique axial maximum en fonction du courant dans les trois solénoïdes.

transverse et longitudinal des solénoïdes relativement facile. Nous discutons ce point ci-dessous.

Alignement longitudinal

Les solénoïdes de contre-champ et primaire ont été installés autour du canon de façon à ce que le milieu du “gap” les séparant soit au niveau de la cathode ($z=0$). Le solénoïde secondaire a été positionné à la sortie du canon et plaqué contre le guide d’onde pour le rapprocher au maximum du solénoïde primaire. Lorsque les trois solénoïdes sont alimentés avec le même courant, alors la cathode subit l’influence du champ magnétique du solénoïde secondaire. La figure 4.9 illustre ce fait : Pour un courant identique dans les solénoïdes de contre-champ et primaire (et un courant nul dans le solénoïde secondaire), alors la composante longitudinale du champ magnétique à $z=0$ est nulle; par contre, lorsque le solénoïde secondaire est alimenté celui-ci entraîne une composante non-nulle du champ magnétique longitudinal à $z=0$.

Il a été démontré (voir Annexe B) qu’un champ magnétique longitudinal résiduel sur la cathode B_z^{cath} engendre une émittance d’origine magnétique dont la valeur est donnée sous sa forme normalisée par la relation :

$$\epsilon_{n,rms}^{mag} [\text{mm} - \text{mrad}] = \frac{e \cdot B_z^{cath}}{8 \cdot m_0 c} \cdot r^2 \cong 7,34 \cdot 10^{-3} \times B_z^{cath} [\text{G}] r^2 [\text{mm}] \quad (4.24)$$

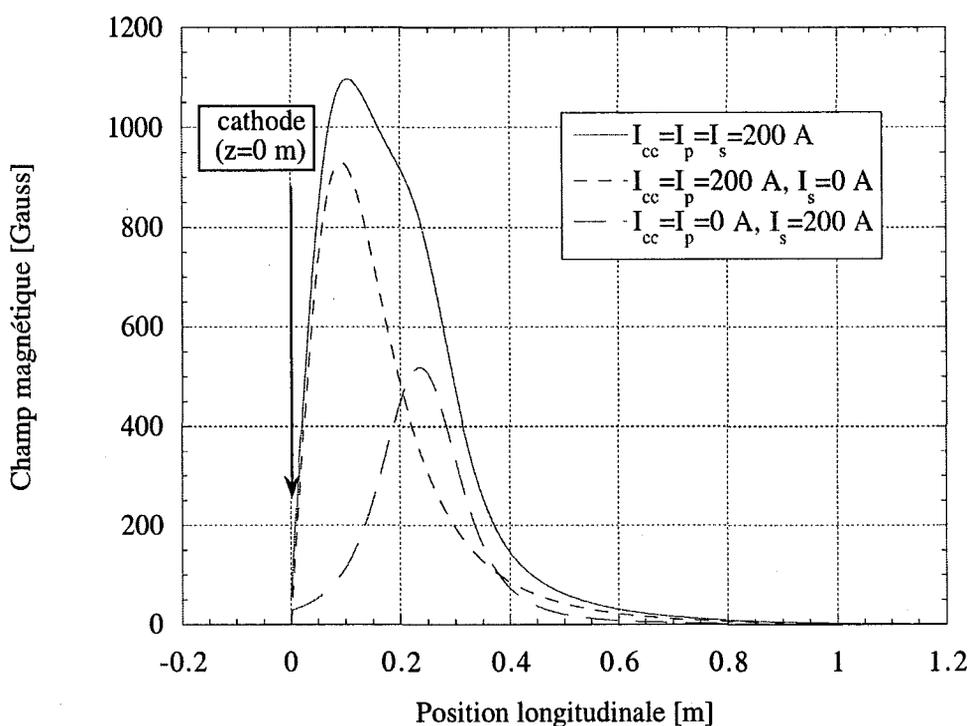


Figure 4.9: Distribution du champ magnétique longitudinal des solénoïdes selon Poisson pour $I_{cc}=I_p=I_s=200$ A, $I_{cc}=I_p=200$ A, $I_s=0$ A et $I_{cc}=I_p=0$ A, $I_s=200$ A.

où r est le rayon du faisceau supposé cylindrique et uniforme. La figure 4.10 montre la valeur du champ magnétique résiduel sur la cathode dans le cas où les trois solénoïdes sont alimentés en série ainsi que l'émittance associée et calculée d'après la relation (4.24) pour un faisceau de rayon $r=2$ mm.

Il vient, d'après ces remarques, que les trois solénoïdes ne doivent pas être alimentés avec le même courant si l'on veut éviter l'émittance résiduelle d'origine magnétique. Il faut que le courant dans le solénoïde de contre-champ soit plus élevé que le courant dans le primaire afin de compenser, au niveau de la cathode, le champ magnétique provenant du secondaire. Pour la plupart des mesures d'émittance présentées dans cette thèse, la valeur du courant dans les trois solénoïdes était identique. Ces valeurs d'émittance ne sont donc pas optimales.

Alignement transverse

L'alignement du centre des culasses sur la ligne de faisceau a été réalisé au 1/10 de millimètre donc, compte tenu des valeurs de δ (écart entre le centre magnétique des bobines et le centre des culasses) avancées au paragraphe 4.3.1, il vient que le champ magnétique longitudinal $B_z(r=0)$ est aligné radialement avec le centre de la ligne de faisceau avec un écart de moins de 2 mm pour chacun des trois solénoïdes. Zhou a calculé dans la référence [63] l'influence d'un tel défaut d'alignement sur l'émittance transverse

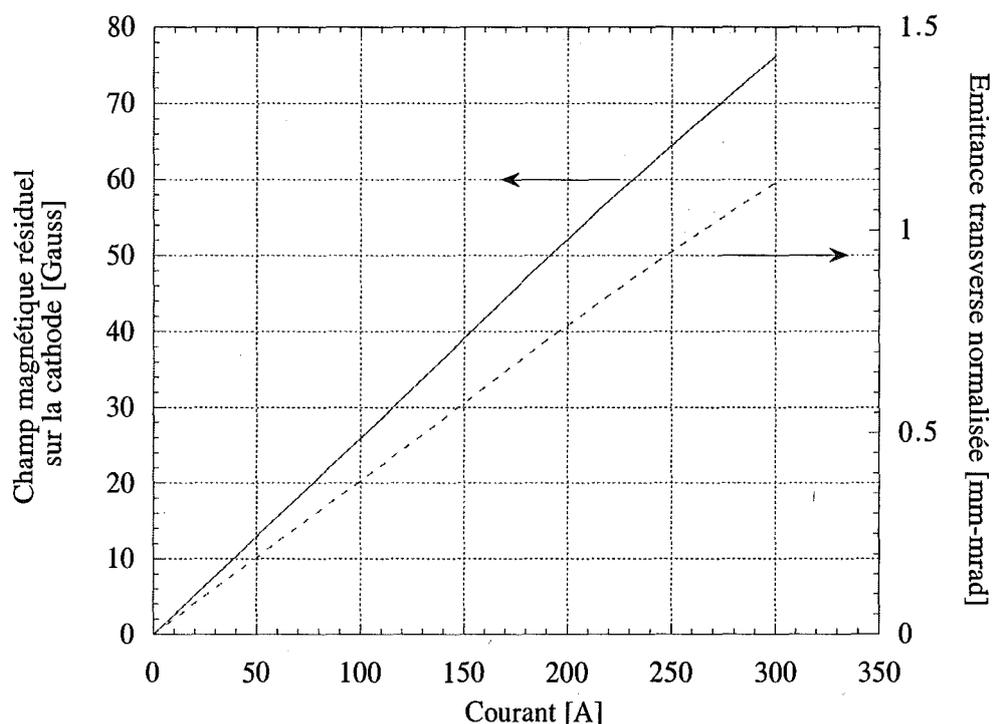


Figure 4.10: Champ magnétique résiduel sur la cathode d'après Poisson et valeur de l'émittance normalisée associée en fonction du courant dans les solénoïdes ($I_{cc}=I_p=I_s$).

du faisceau pour le canon TTF-FEL développé par DESY, de conception relativement proche de celui de Fermilab. Il a conclu que, pour un écart de 10 mm, l'augmentation de l'émittance transverse était inférieure à 5%. Nous avons considéré que, compte tenu de cette remarque et des résultats expérimentaux obtenus sur l'émittance transverse présentés au chapitre 5, il n'était pas nécessaire d'aligner radialement les solénoïdes avec plus de précision.

4.4 Conditionnement du canon HF

Le conditionnement du canon G4 a été réalisé avec une cathode en molybdène (sans couche active de tellure de césium). Il nous a fallu environ un mois pour alimenter le canon avec le maximum de puissance HF disponible (voir paragraphe 2.2.3) : Impulsion HF de $400 \mu\text{s}$, puissance crête de 3 MW (correspondant à un champ accélérateur crête d'environ $E_0=42 \text{ MV/m}$, voir paragraphe 4.5.1) et à une fréquence de 1 Hz. Lors du conditionnement, nous avons fait varier le courant dans les trois solénoïdes. Pour certaines combinaisons du courant, des pic de "multipactor" sont apparus. En fin de conditionnement, le canon HF pouvait fonctionner pour toutes combinaisons du courant dans les solénoïdes. Le vide (mesuré au niveau du guide d'onde et en présence de la HF) était alors de $7 \times 10^{-9} \text{ mbar}$.

Après avoir remplacé la cathode en molybdène par une cathode en tellure de césium

et réalisé quelques ajustements concernant le déclenchement entre le laser et l'impulsion HF, nous avons obtenu les premiers photo-électrons le 3 Mars 1999.

La figure 4.11 présente les signaux enregistrés sur l'oscilloscope dans la salle de contrôle pour un fonctionnement typique de l'accélérateur. Le canal 1 présente le signal de la puissance incidente dans le canon pour une impulsion HF de $22 \mu\text{s}$ et de 3 MW de puissance crête. Le signal sur le canal 4 montre la puissance réfléchiée par le canon. Celle-ci est inférieure à 60 kW et représente donc moins de 2% de la puissance incidente ce qui montre que le canon est correctement couplé au guide d'onde. Les puissances incidente et réfléchiée sont mesurées sur un coupleur HF situé en aval du circulateur. Le canal 3 présente la puissance transmise à la cellule entière ($\sim 550 \text{ W}$). La puissance transmise étant proportionnelle à l'amplitude du carré du champ électrique dans la cavité, il vient d'après le canal 3 que pour minimiser la dispersion en énergie des photo-électrons, les impulsions UV doivent déclencher la photo-cathode environ $10 \mu\text{s}$ après le début de l'onde incidente HF. Ceci est présenté sur le canal 2 qui montre un train de 10 paquets d'électrons mesuré avec l'ICT-X2 (nous pouvons remarquer qu'il manque le second paquet, ceci étant dû à un mauvais fonctionnement du générateur de courant des cellules de Pockels). Nous pouvons voir également sur ce canal deux pics de "multipactor", l'un apparaissant au début de l'onde HF incidente et l'autre environ $5 \mu\text{s}$ après la fin. Le conditionnement terminé, nous avons réalisé durant plusieurs mois des mesures afin de caractériser le courant d'obscurité. Ces études sont présentées ci-après.

4.5 Mesures du courant d'obscurité

4.5.1 Définition et principe des mesures

Lorsqu'un champ électrique élevé est appliqué à une surface métallique, celui-ci abaisse la barrière de potentiel du métal et des électrons peuvent en être arrachés par émission de champ. Ces électrons peuvent ensuite être accélérés par l'onde HF pour former un courant d'obscurité qui se superpose au photo-courant. Ce courant d'obscurité, dont la structure temporelle est celle de l'onde HF, est nuisible car il rend difficile l'observation du photo-courant. Il peut également dans certain cas représenter une source importante de consommation de puissance HF [64].

La densité de courant émise par une surface soumise à un champ électrique constant a été formulée par Fowler et Nordheim [65]. D'après leur relation on peut dériver une expression donnant le courant émis par une pointe métallique soumise à un champ électrique alternatif :

$$\langle I_{FN} \rangle \propto (\beta E_s)^{2,5} \exp\left(-\frac{E_0}{\beta E_s}\right) \quad (4.25)$$

où $\langle I_{FN} \rangle$ est le courant de Fowler-Nordheim moyenné sur une période HF, β est le facteur de renforcement du champ local, E_s le champ de surface macroscopique crête et $E_0 = \frac{8\pi}{3hq} \sqrt{2m_e \phi^3}$, q représentant la charge élémentaire et ϕ le travail de sortie du métal.

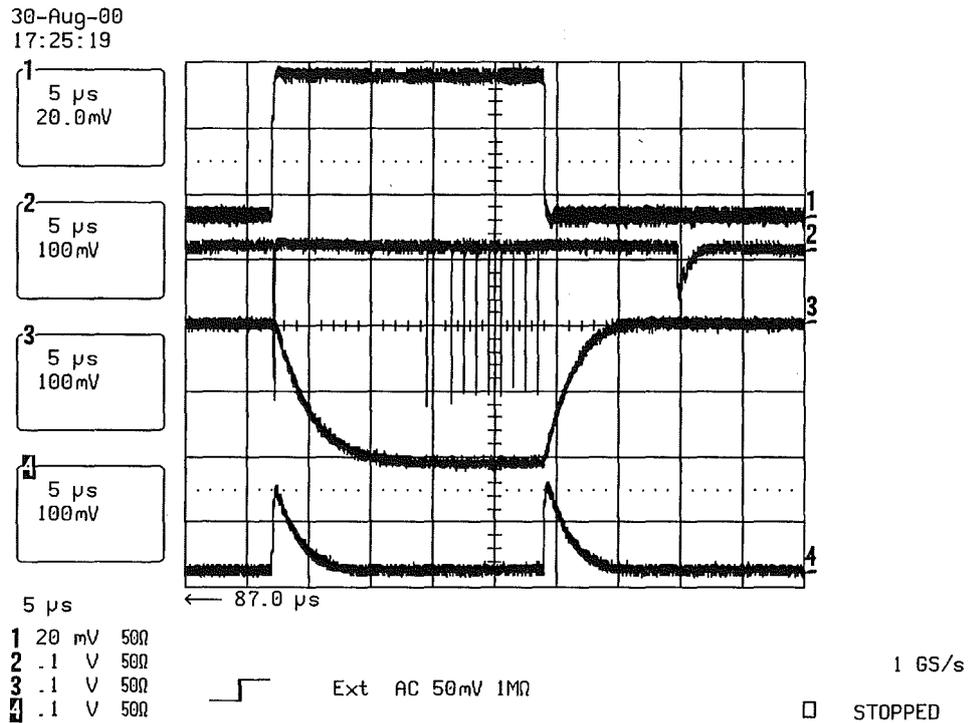


Figure 4.11: Signaux de l'oscilloscope correspondant à (1) la puissance incidente, (2) le mesureur de charge ICT-X2, (3) la puissance transmise et (4) la puissance réfléchie.

Principe de mesure du courant d'obscurité

Les mesures du courant d'obscurité ont été effectuées à l'aide de la cible de Faraday installée à la sortie du canon HF (CF-X2, $z \cong 0,6$ m) et décrite au paragraphe 2.7.1. La figure 4.12 montre le relevé sur le canal 2 du signal de la cible de Faraday et sur le canal 1 du signal de la puissance HF incidente d'une durée de $100 \mu\text{s}$ utilisée pour la plupart des mesures. Le courant d'obscurité I_{co} mesuré est le courant moyen sur une période de l'onde HF donné par la relation :

$$I_{co}[\text{A}] = \frac{1}{50} \frac{\int V_{CF} dt}{\Delta t} \quad (4.26)$$

où $\int V_{CF} dt$ est l'intégrale du signal de la cible de Faraday, Δt le temps d'intégration, la terminaison de l'oscilloscope étant de 50Ω . On utilise typiquement $\Delta t = 60 \mu\text{s}$. Afin de protéger l'oscilloscope, le signal incident de la cible de Faraday doit impérativement être atténué par au moins 20 dB. Signalons enfin que chaque mesure du courant d'obscurité est moyennée sur une dizaine d'acquisitions desquelles on soustrait le bruit de fond.

Principe de mesure du champ accélérateur crête dans le canon HF

L'énergie électromagnétique U stockée dans la cavité cylindrique est donnée par la relation :

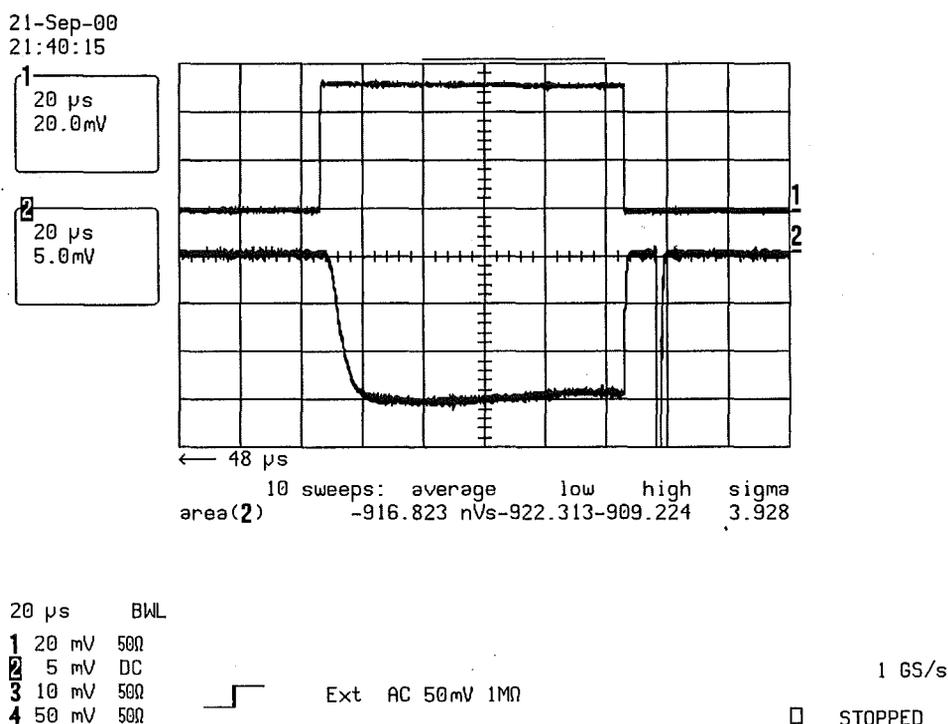


Figure 4.12: Signaux de l'oscilloscope correspondant à (1) la puissance incidente dans le canon et (2) au courant d'obscurité sur la cible de Faraday (CF-X2).

$$U = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V |E_z|^2 dV \quad (4.27)$$

où E_z est le champ accélérateur axial et V le volume de la cavité. Appliquée au canon HF, cette relation prend la forme : $U=k(E_0)^2$, k étant une constante et E_0 la valeur crête du champ accélérateur. Pour un champ accélérateur crête dans le canon HF $E_0=35$ MV/m correspondant à une puissance incidente $P_i=2,2$ MW, le code de simulation Superfish [30] indique une énergie stockée U dans le canon d'environ 6,31 J d'où une constante $k=5,15 \times 10^{-15}$ J m² V⁻² et la relation :

$$E_0[\text{V/m}] = \sqrt{\frac{U[\text{J}]}{5,15 \times 10^{-15}}} \quad (4.28)$$

Nous utilisons la relation (4.28) pour déterminer le champ accélérateur crête E_0 . Celle-ci suppose évidemment un couplage parfait entre le guide d'onde et le canon, hypothèse légitime d'après les remarques formulées au paragraphe 4.4. L'énergie U est déterminée en utilisant la relation (4.5). Pour appliquer cette relation on considère que toute la puissance incidente est dissipée dans les parois de la cavité ($P_d=P_i$) et on utilise la valeur mesurée (voir paragraphe 4.2.5) $Q_0=22697$. Enfin, la puissance incidente P_i est mesurée par l'intermédiaire d'une diode préalablement calibrée et installée sur un coupleur HF en amont du circulateur. Notons enfin que, pour améliorer la précision de la mesure de P_i ,

nous avons mesuré l'atténuation des câbles (type RG8) transportant le signal depuis la diode jusqu'à l'oscilloscope.

4.5.2 Evolution du courant d'obscurité sur plusieurs mois

La figure 4.13 présente les premières mesures du courant d'obscurité effectuées le 23/02/99 avec la cathode en molybdène (Mo) et le 04/03/99 avec celle en tellure de césium (Cs_2Te). Ces mesures ont été effectuées en fonction du champ accélérateur crête, pour un vide dans le canon HF d'environ 4×10^{-9} mbar, en l'absence de focalisation par les solénoïdes et après environ 9 heures de HF dans le canon (à un champ accélérateur crête $E_0=35$ MV/m).

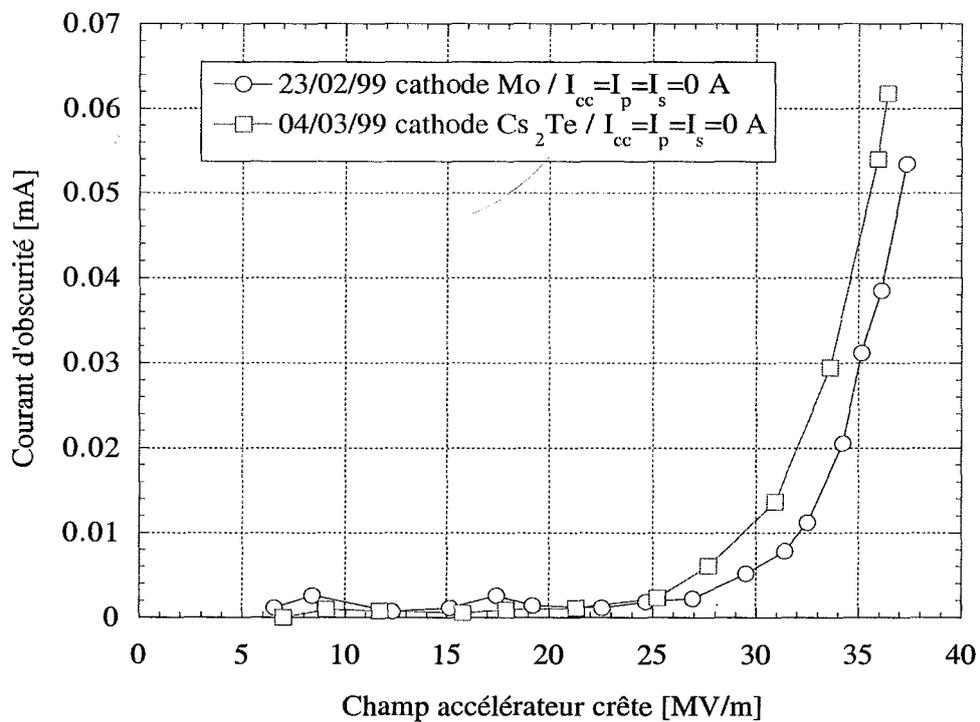


Figure 4.13: Premières mesures du courant d'obscurité pour les cathodes en molybdène (Mo) et tellure de césium (Cs_2Te).

Ces courbes traduisent l'état de propreté des surfaces internes du canon. Les résultats obtenus sont satisfaisants. Le courant d'obscurité mesuré pour un champ accélérateur crête $E_0=35$ MV/m pour les cathodes sans couche active (Mo) et avec (Cs_2Te) est respectivement de 0,03 mA et de 0,045 mA. Par comparaison, notons que le courant d'obscurité mesuré sur le canon prototype quelques semaines après sa mise en service au Fermilab [28] était nettement plus élevé, à environ 1 mA, que la cathode soit en Mo ou en Cs_2Te . Cette différence peut s'expliquer par l'état de propreté des surfaces internes des canons, le canon prototype n'ayant fait l'objet d'aucun soin particulier lors de son installation sur

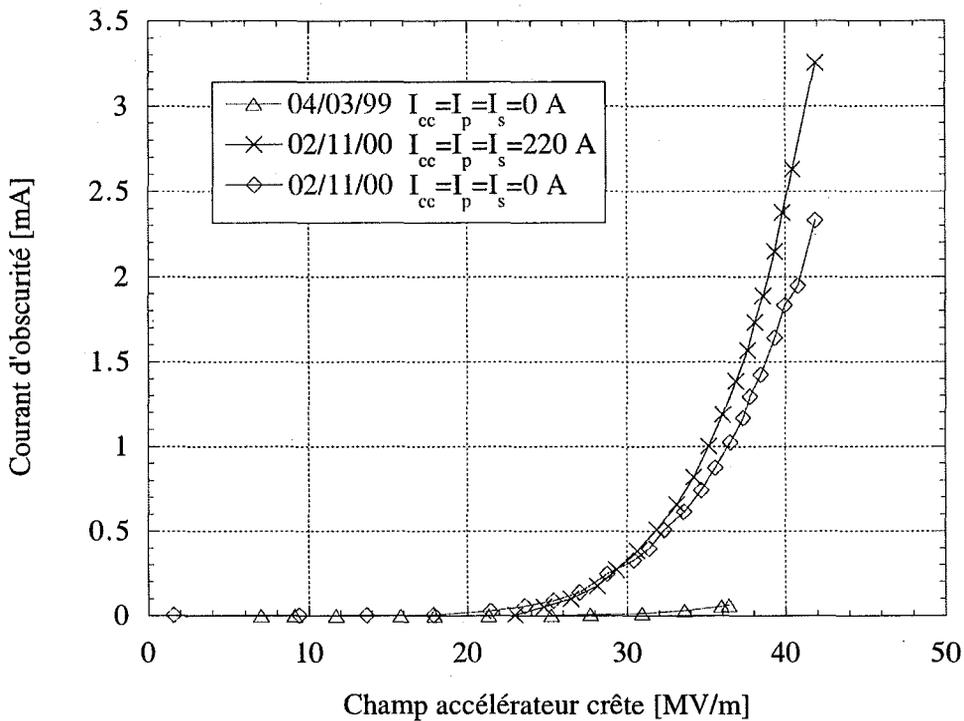


Figure 4.14: Comparaison entre les mesures du courant d'obscurité du 04/03/99 ($I_{cc}=I_p=I_s=0$ A) et du 02/11/00 ($I_{cc}=I_p=I_s=0$ A) et ($I_{cc}=I_p=I_s=220$ A).

la ligne de faisceau (notamment absence de nettoyage et montage à l'air libre).

Nous avons continué ces mesures au fil des mois afin de suivre l'évolution du courant d'obscurité. Ces mesures sont présentées sur la figure 4.14. Nous nous sommes aperçus (comme nous le verrons aux paragraphes ci-après) que le courant d'obscurité est sensible aux conditions expérimentales comme le vide, le courant dans les solénoïdes ou le temps de présence de la HF dans le canon avant la mesure. Il était donc nécessaire, afin de comparer les mesures, d'effectuer celles-ci dans les mêmes conditions. Nous avons décidé d'utiliser comme référence la mesure du 04/03/99 reportée sur la figure 4.13. Nous n'avons pas observé, durant la première année de fonctionnement du photo-injecteur, de variation du courant d'obscurité. Cependant, une importante augmentation de ce dernier est apparue durant les mois de Mars et Avril 2000, deux mois durant lesquels le canon HF fut soumis à un régime particulièrement difficile où sa mise en marche était assurée en continue sur plusieurs jours. Depuis cette date le courant d'obscurité est resté constant. Nous reportons sur la figure 4.14 la dernière mesure effectuée le 02/11/00.

Il est naturel de se demander quel facteur a déclenché une telle augmentation du courant d'obscurité. Nous n'avons pas pour l'heure de réponse claire à cette question. Il est probable qu'il se soit produit durant les mois de Mars et Avril 2000 une dégradation des parois du canon, de la surface de la cathode ou du ressort assurant le contact entre celle-ci et le corps du canon. Les miroirs installés au niveau de la croix X1 et permettant

de dévier la lumière laser sur la cathode (voir figure 2.9) permettent d'observer la partie interne du canon entourant la cathode. Nous n'avons pas observé de détérioration de celle-ci au fil des mois. Notons enfin que le vide n'a cessé de s'améliorer durant les derniers mois pour atteindre une valeur d'environ $8-9 \times 10^{-10}$ mbar en présence de la HF et ne peut donc pas être tenu pour responsable de cette dégradation.

4.5.3 Influence de la focalisation magnétique sur le courant d'obscurité

La figure 4.15 présente la mesure du courant d'obscurité collecté par la cible de Faraday installée à la sortie du canon HF (CF-X2, $z \cong 0,6$ m), en fonction du courant dans le solénoïde secondaire, et ce pour quatre valeurs du courant dans les solénoïdes de contre-champ et primaire (telles que $I_{cc} = I_p$). Cette mesure a été effectuée pour un champ accélérateur crête $E_0 = 35$ MV/m et un vide de 9×10^{-10} mbar en présence de la HF. Nous pouvons voir d'après ce graphe que la quantité de courant d'obscurité mesurée à la sortie du canon varie du simple au double suivant certaines combinaisons du courant dans les solénoïdes qui permettent d'obtenir une meilleure focalisation du faisceau sur la cible de Faraday. Il apparaît donc important, d'après ces remarques et comme il a été précisé au paragraphe précédent, de maintenir la même valeur du courant dans les solénoïdes afin de comparer les mesures du courant d'obscurité.

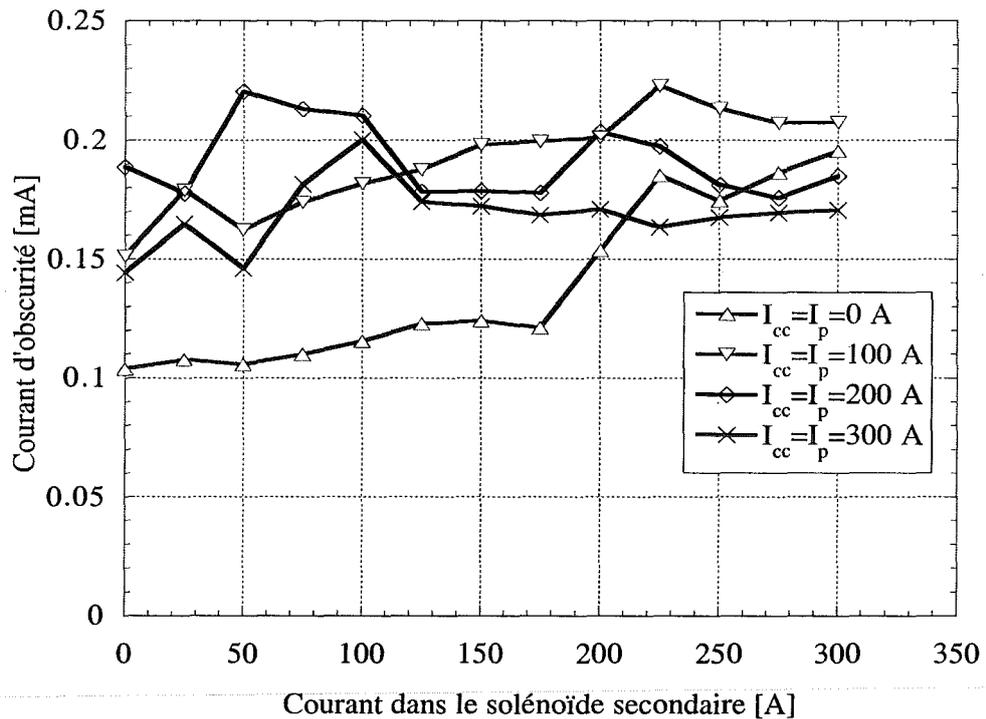


Figure 4.15: Mesure du courant d'obscurité en fonction du courant dans le solénoïde secondaire pour quatre valeurs du courant dans le système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire.

4.5.4 Influence du vide sur le courant d'obscurité

Le vide a une influence significative sur le courant d'obscurité produit par le canon HF. Ce point est illustré sur la figure 4.16 qui présente les mesures du courant d'obscurité en fonction du vide dans le canon. Le champ accélérateur crête était de $E_0=35$ MV/m et le courant dans les solénoïdes identique à 220 A. Le vide était mesuré par l'intermédiaire d'une jauge ionique positionné au niveau du guide d'onde du canon.

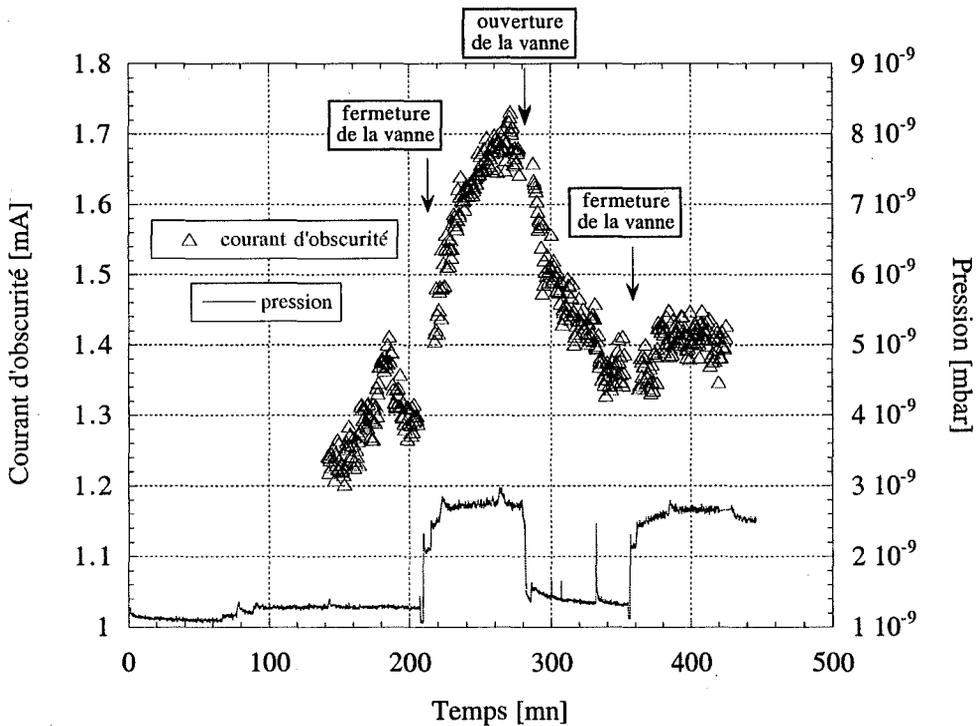


Figure 4.16: Mesure du courant d'obscurité en fonction du vide.

Lors de son refroidissement à 1,8 K, la cavité de capture produit un effet de cryo-pompage sur le canon HF dont elle améliore le vide par un facteur 2 ou 3. Afin d'étudier les variations du vide dans le canon HF sur le courant d'obscurité, nous avons simplement fermé la vanne entre le canon et la cavité de capture, la fermeture de la vanne stoppant l'effet de cryo-pompage et entraînant ainsi une augmentation du niveau du vide dans le canon. La figure 4.16 montre que, lorsque la vanne est ouverte ($0 < t < 200$ mn), le niveau du vide P ainsi que le courant d'obscurité I_{co} sont constants à des valeurs respectives de $I_{co}=1,3$ mA et $P=1,02 \times 10^{-9}$ mbar. Lors de la fermeture de la vanne, le vide se dégrade en une heure à $P=2,8 \times 10^{-9}$ mbar et le courant d'obscurité augmente à $I_{co}=1,7$ mA. Lors de la ré-ouverture de la vanne, ces deux quantités retrouvent en une heure leurs valeurs initiales. Cette figure nous montre donc que le courant d'obscurité augmente en fonction du vide, d'où la nécessité de maintenir un vide poussé dans le canon. De plus, un tel vide est nécessaire au bon fonctionnement des photo-cathodes (voir paragraphes 2.3.2 et 2.3.3).

4.5.5 Evolution du courant d'obscurité sur plusieurs heures

La modernisation du système d'acquisition des données nous a permis de mesurer l'évolution du courant d'obscurité sur plusieurs heures. Cette mesure est illustrée sur la figure 4.17(a) réalisée sur une vingtaine d'heures, avec un champ accélérateur crête dans le canon HF de $E_0=35$ MV/m et un courant dans les trois solénoïdes de 220 A. Une attention particulière a été portée durant l'expérience au champ accélérateur crête dans le canon HF pour s'assurer de sa stabilité. Cette courbe montre que le courant d'obscurité augmente sur une période d'environ huit heures pour atteindre une valeur asymptotique 4 fois supérieure à celle de départ. La figure 4.17(b) présente la même mesure effectuée en alternant dans les solénoïdes le courant de configuration "faisceau symétrique" ($I_{cc}=I_p=I_s=220$ A) et de configuration "faisceau plat"² ($I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A, $I_s=70$ A). Nous pouvons alors voir que le courant d'obscurité augmente dans la configuration "faisceau symétrique" mais qu'il diminue dans la configuration "faisceau plat". Notons que durant la mesure le niveau du vide est resté constant à environ $1-2 \times 10^{-9}$ mbar.

Nous avons tout d'abord suspecté les effets de "multipactor" d'être à l'origine de ces variations. En effet, pour $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A, il apparaît un pic de "multipactor" à la fin de l'onde HF incidente (voir figure 4.11, canal 2) d'environ 26 nC qui n'est pas présent pour $I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_s=70$ A. Une étude plus approfondie nous a montré que, pour $I_{cc}=245$ A et $I_p=I_s=220$ A, le pic de "multipactor" atteignait une valeur crête de 49 nC, et pour $I_{cc}=265$ A et $I_p=I_s=220$ A, une valeur minimum de 5 nC. Nous pensions qu'un pic de "multipactor" de forte charge entraînait une détérioration, par bombardement électronique, des parois internes du canon HF et par là-même une augmentation du courant d'obscurité. Nous avons alors répété l'expérience illustrée sur la figure 4.17(a) pour les combinaisons du courant dans les solénoïdes donnant les valeurs de "multipactor" crête et minimum. Nous n'avons pas observé de modifications quant à l'évolution du courant d'obscurité, celui-ci continuant de croître suivant l'allure de la courbe sur la figure 4.17(a). Au vu de ce résultat, nous pensons qu'il n'y a pas de corrélation entre les effets de "multipactor" et les variations observées sur la figure 4.17(b) lesquelles requièrent de plus amples recherches afin de comprendre leurs origines.

Les mesures présentées sur la figure 4.18 décrivent les points discutés ci-dessus. Après une journée sans HF, le courant d'obscurité est à son plus bas niveau. La même mesure effectuée après une vingtaine d'heures de HF dans le canon indique une valeur du courant d'obscurité environ 4 fois supérieure.

4.5.6 Transmission du courant d'obscurité

Il est intéressant de connaître la quantité de courant d'obscurité transmise dans la ligne de faisceau. En effet, il est précisé dans la référence [7] que le courant d'obscurité, qui ne possède pas la même phase que le photo-courant, est stoppé en majeure partie à l'entrée de la cavité accélératrice. Nous avons mesuré environ 40% de transmission entre les cibles

²Les faisceaux plats sont générés en immergeant la photo-cathode dans un champ magnétique et en donnant une orientation particulière aux quadripôles du doublet et du premier triplet [13], [14].

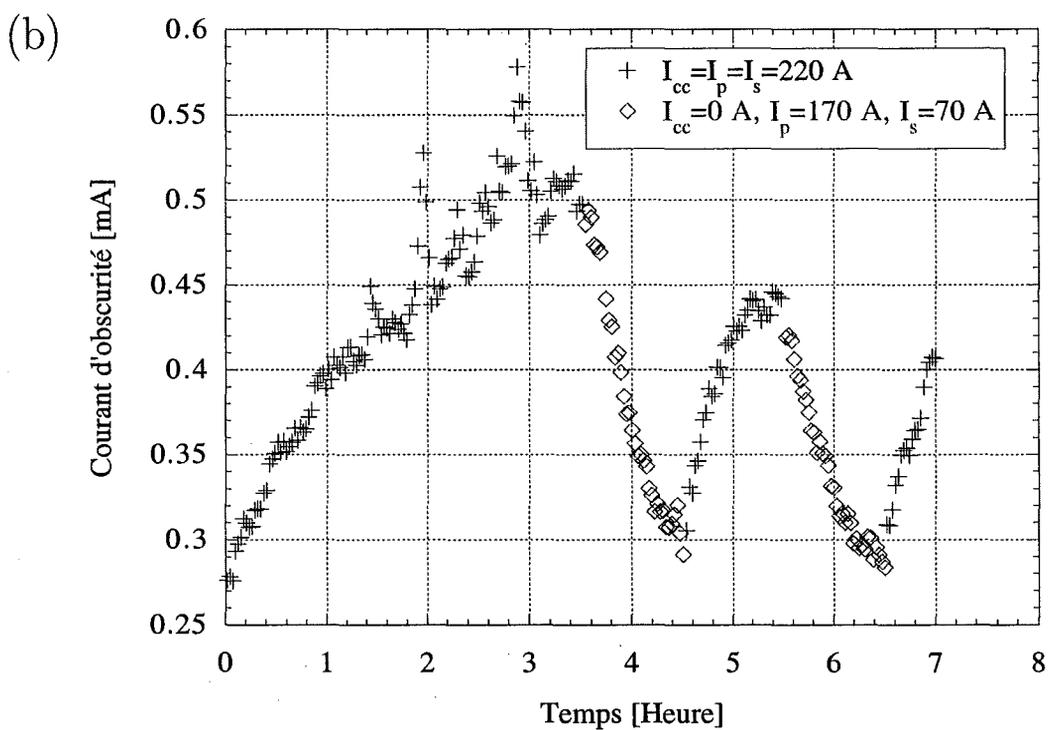
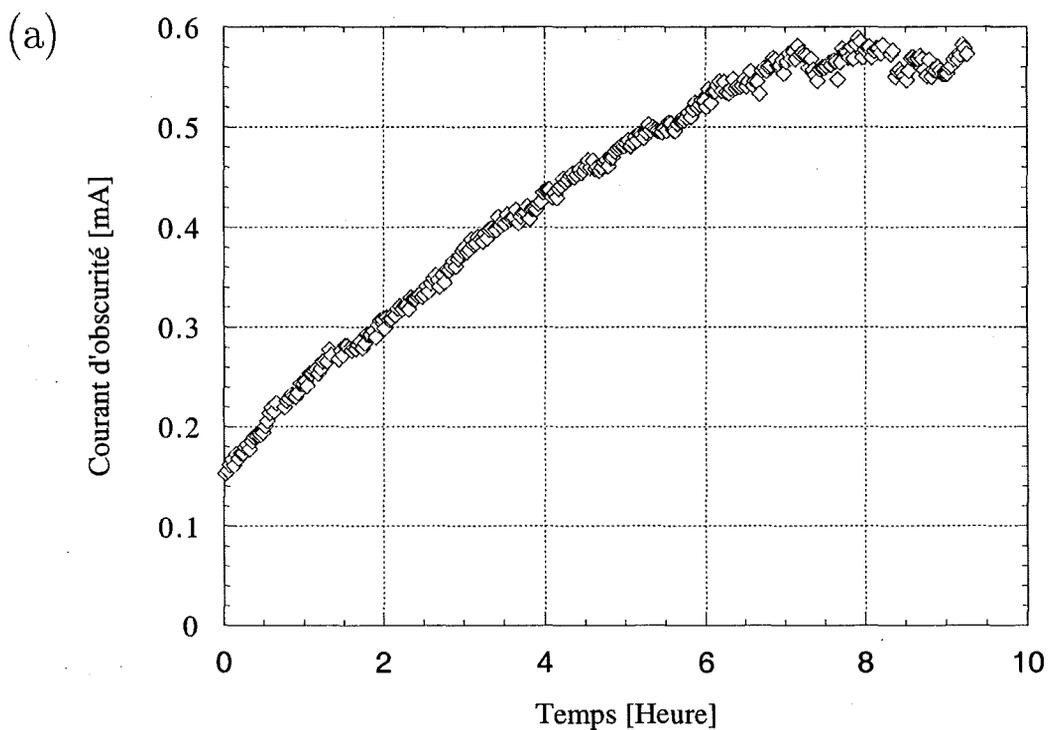


Figure 4.17: Mesure du courant d'obscurité sur plusieurs heures pour les configurations (a) $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A et (b) en alternant $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A avec $I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_s=70$ A.

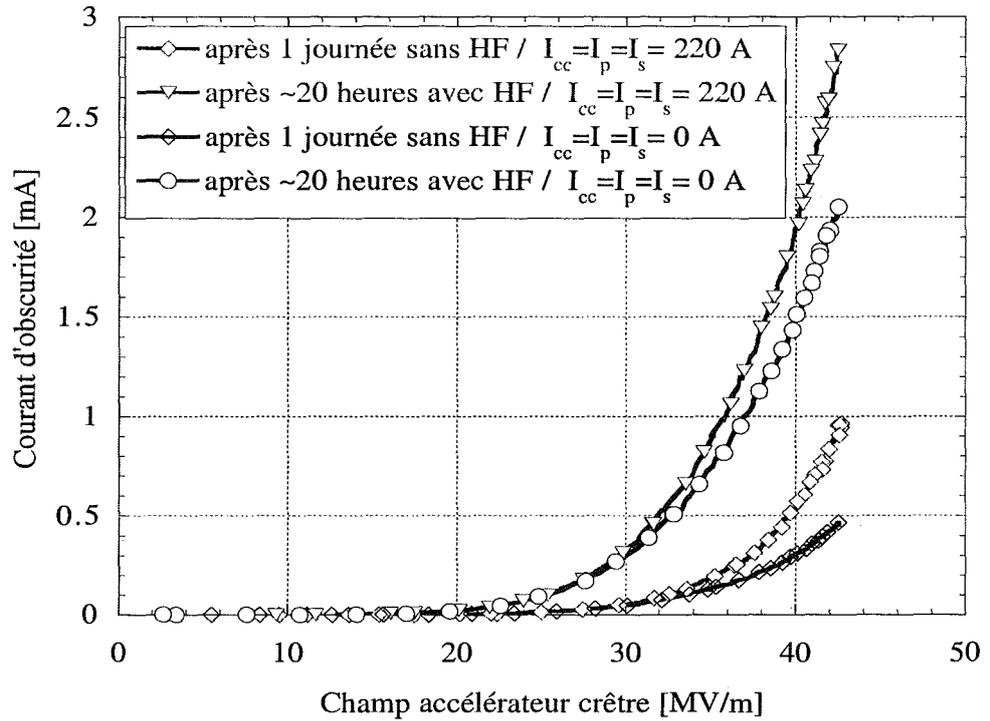


Figure 4.18: Mesure du courant d'obscurité en fonction du champ accélérateur crête dans le canon HF après une journée sans HF et ~ 20 heures de HF et pour deux configurations du courant dans les solénoïdes.

de Faraday CF-X2 (située à la sortie du canon, voir figure 2.1) et CF-XS3 (située en fin de ligne de faisceau dans la section à 45° après le spectromètre). Pour cette expérience, le champ accélérateur crête dans le canon HF était de 35 MV/m, les trois solénoïdes alimentés à 220 A, le champ accélérateur dans la cavité de capture de 12 MV/m, la chicane n'étant pas alimentée. Les cibles de Faraday CF-X2 et CF-XS3 indiquaient un courant d'obscurité respectivement de $I_{co} \cong 0,8$ mA et $I_{co} \cong 0,5$ mA. L'énergie du courant d'obscurité fut mesurée à 17,6 MeV, supérieure à celle du photo-courant mesurée à 17,2 MeV. Nous n'avons pas mesuré la transmission du courant d'obscurité avec la chicane alimentée. Notons toutefois que celui-ci, d'énergie plus élevée, sera moins dévié dans la chicane que le photo-courant et qu'il peut être capturé à l'aide d'un atténuateur judicieusement placé sur son parcours (voir paragraphe 7.4).

Il était également intéressant d'étudier les points émetteurs de courant d'obscurité dans le canon HF. A cette fin nous présentons les figure 4.19(a) et 4.19(b). La figure 4.19(a) montre une image du courant d'obscurité et du photo-courant focalisés par le premier triplet sur la croix XL2 ($z \cong 8,2$ m), le champ accélérateur crête dans le canon HF étant de $E_0 = 40$ MV/m et l'impulsion HF de 100 μs . Nous pouvons voir sur cette image que les photo-électrons (la dimension de la tache laser sur la photo-cathode étant de $\sigma_x = 0,4$ mm) sont entourés par de nombreux points de courant d'obscurité. Nous pensons

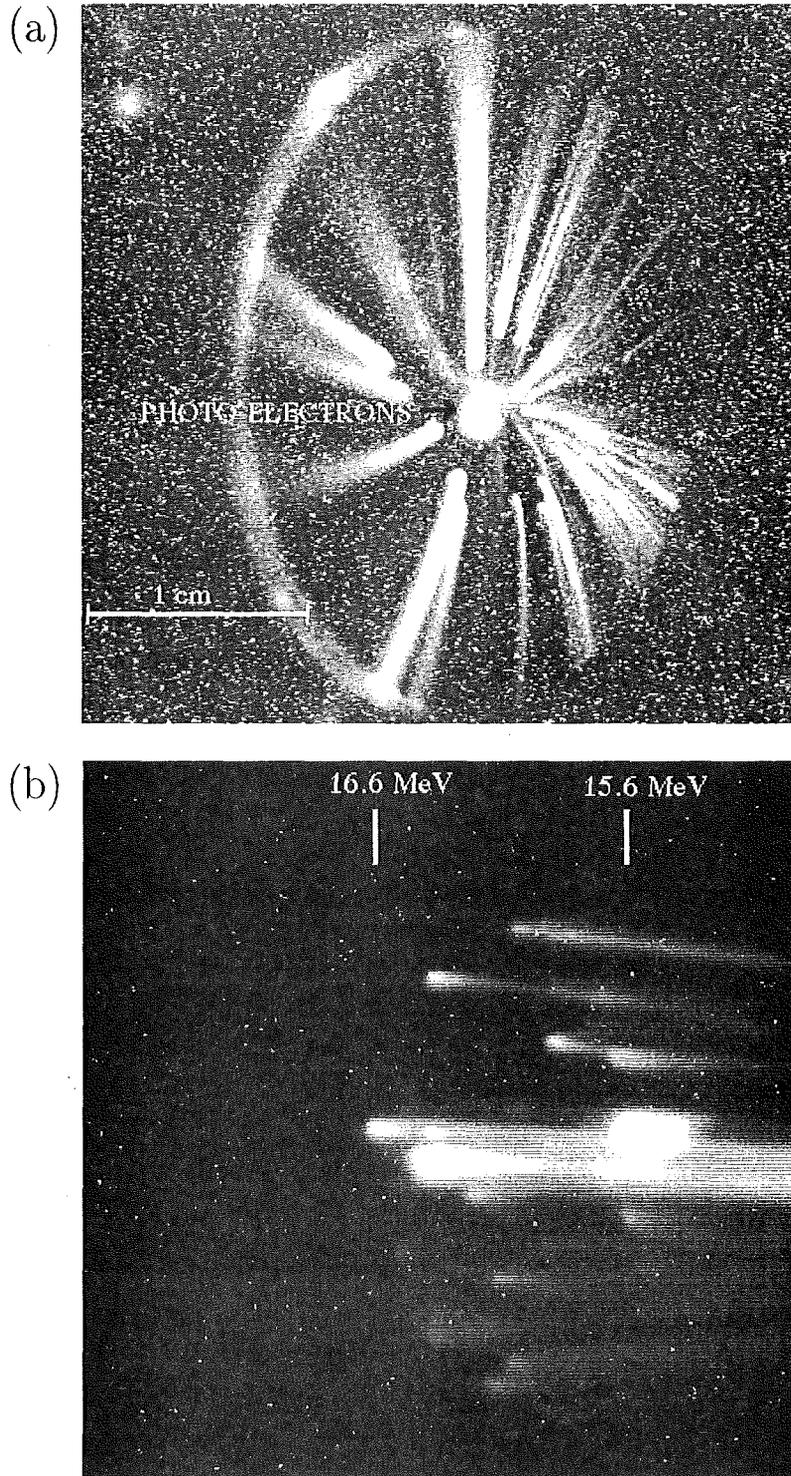


Figure 4.19: Visualisation (a) du photo-courant et du courant d'obscurité sur la croix XL2 ($z \cong 8,2$ m) et (b) sur la croix XS3 située après le spectromètre.

que ces points de courant d'obscurité proviennent de la surface de la photo-cathode, ou de la surface du canon proche de la photo-cathode. Il est également possible que le ressort en alliage Cu/Be assurant le contact électrique entre la photo-cathode et le corps du canon soit émetteur. Ces régions sont en effet soumises à de forts champs électriques et semblent donc de bons émetteurs potentiels. La figure 4.19(b) montre la dispersion en énergie du courant d'obscurité (sans photo-courant) mesurée sur la croix XS3 située après le spectromètre. Pour cette mesure, le champ accélérateur crête dans le canon HF était de 35 MV/m et l'impulsion HF de 100 μ s. Il vient de cette figure que le courant d'obscurité présente une grande dispersion en énergie. Des simulations sont en cours afin de savoir si ces dispersions en énergie sont compatibles avec des points émetteurs au niveau de la photo-cathode.

4.6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que le conditionnement du canon HF fut réalisé rapidement (environ 1 mois) et sans grande difficulté. Nous avons vu également que la quantité de courant d'obscurité émise par le canon HF dépendait des conditions expérimentales telles que le courant dans les solénoïdes, la valeur du vide ou encore le temps de présence de la HF dans le canon avant la mesure. Lors de sa mise en service, le canon HF produisait une faible quantité de courant d'obscurité ($I_{co} \cong 0,03$ mA pour $E_0 = 35$ MV/m). Celui-ci augmenta brusquement ($I_{co} \cong 0,9$ mA pour $E_0 = 35$ MV/m) durant les mois de Mars et Avril 2000. Pour l'heure, il est difficile d'expliquer cette augmentation du courant d'obscurité. Nous avons simplement vu que les effets de "multipactor" ne peuvent pas être tenus pour responsable de cette augmentation. Nous avons vu également que le courant d'obscurité semblait être émis de la photo-cathode ou de la région proche de celle-ci. Ce point requiert également de plus amples recherches.

Les premiers électrons furent émis le 3 Mars 1999 et les expériences avec le photo-courant ont pu débuter d'emblée. Celles-ci sont présentées aux chapitres suivants.

Chapitre 5

Caractérisation du faisceau

5.1 Introduction

L'accélérateur décrit dans cette thèse possède 8 paramètres libres : Les dimensions transverse σ_x et longitudinale τ_z des impulsions laser UV, leur énergie (reliée à la charge Q des paquets d'électrons par l'efficacité quantique de la photo-cathode), la focalisation magnétique extérieure (caractérisée par le courant dans les solénoïdes de contre-champ I_{cc} , primaire I_p et secondaire I_s), le champ accélérateur crête E_0 dans le canon HF, la phase d'injection ϕ_0 , le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture et enfin sa phase. Ce chapitre présente une série de mesures qui permettent d'étudier chacun de ces paramètres. Ces mesures sont comparées aux simulations données par les codes HOMDYN et PARMELA et/ou à de simples modèles.

5.2 Mesures de l'énergie du faisceau

5.2.1 Comment fixer expérimentalement la phase d'injection ϕ_0 ?

La phase d'injection ϕ_0 est un paramètre important du photo-injecteur car, comme il a été précisé au chapitre 3, elle permet d'optimiser des paramètres du faisceau tels que, l'émittance transverse, l'énergie ou la charge. Il est donc nécessaire, pour chaque utilisation de l'accélérateur, de pouvoir fixer celle-ci à la valeur désirée. On doit pouvoir vérifier également rapidement qu'elle ne dérive pas au cours de l'expérience.

On effectue, à chaque mise en marche de l'accélérateur, une mesure de la charge extraite du canon en fonction de la phase relative d'injection ϕ^{rel} de l'onde HF, la phase du laser étant fixe et réglée par un système d'asservissement (voir paragraphe 2.4.6). La courbe ainsi obtenue est utilisée pour fixer la phase d'injection ϕ_0 (telle que définie dans les théories de Kim et Serafini aux paragraphes 3.3.1 et 3.3.2). La figure 5.1 présente trois de ces courbes pour des valeurs de charge de 1, 6 et 12 nC. Pour cette expérience, les dimensions transverse et longitudinale du laser étaient respectivement $\sigma_x=2,3$ mm et $\tau_z=10,8$ ps FWHM. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0=40$ MV/m et le courant dans les trois solénoïdes était identique à 260 A. Chaque point de ces courbes est moyenné sur une cinquantaine de mesures.

Chaque mesure représente le rapport de la charge extraite du canon mesurée par

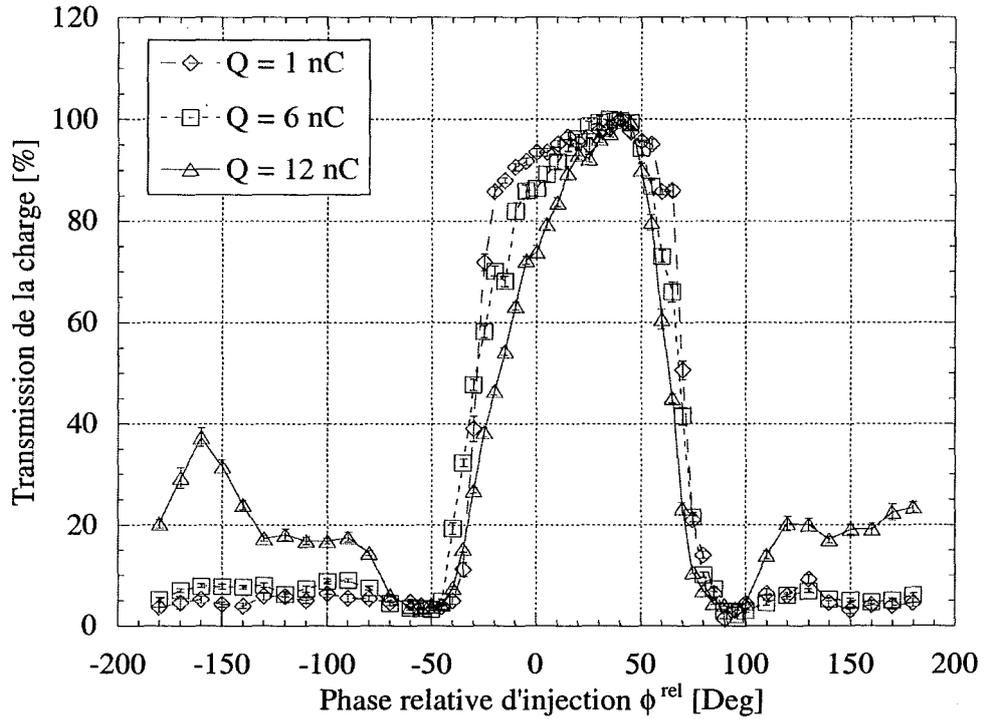


Figure 5.1: Mesure de la charge extraite du canon HF en fonction de la phase relative d'injection pour trois valeurs de la charge.

l'ICT-X2 (voir figure 4.3) divisée par l'énergie des impulsions laser évaluée par la photodiode positionnée à l'entrée de la ligne de faisceau (voir figure 2.9). Nous effectuons cette normalisation pour supprimer les éventuelles fluctuations de la charge dues à l'énergie du laser. L'allure des courbes de la figure 5.1 varie en fonction de la charge des paquets, la pente de transmission étant plus abrupte pour des paquets de faible charge que pour ceux de forte charge. Cette saturation peut être expliquée par les effets de charge d'espace. En effet, dans les paquets de forte charge, les effets de charge d'espace sont plus importants et rendent difficile l'extraction des électrons. Nous avons également observé ce phénomène lors de l'extraction de paquets de charge constante et de diamètre variable.

Au vu de ces courbes, nous avons décidé de choisir comme zéro degré de phase d'injection $\phi_0(0)$, la phase permettant de transmettre les premiers photo-électrons. Ainsi définie, $\phi_0(0)$ ne varie pas en fonction de la densité de charge des paquets comme indiqué sur la figure 5.1 où $\phi_0(0) \cong -50^\circ$. Nous fixons ensuite la phase relative d'injection ϕ^{rel} suivant la valeur de la phase d'injection ϕ_0 désirée en utilisant la relation :

$$\phi^{rel} = \phi_0(0) + \phi_0 \quad (5.1)$$

Remarquons que la phase d'injection ainsi déterminée utilise, comme le code de simulation HOMDYN (voir paragraphe 3.6.2), la tête des paquets d'électrons comme ori-

gine alors que PARMELA utilise le milieu des paquets (voir paragraphe 3.6.3). Cependant, une demi-longueur de paquet étant d'environ 10 ps (voir figure 2.8(b)), cet écart représente moins de 5 degrés et est négligé par la suite. La phase d'injection ϕ_0 fixée expérimentalement comme indiqué par la relation (5.1) est donc celle utilisée dans les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

5.2.2 Mesure de l'énergie en fonction de la phase d'injection ϕ_0

En Avril 1999, la section à faible beta (voir figure 2.1) n'était pas encore installée sur la ligne de faisceau. Le spectromètre était positionné après le premier triplet, à environ 7 mètres de la photo-cathode. Nous avons alors tenté de mesurer l'énergie du faisceau produit par le canon seul (champ nul dans la cavité de capture) en fonction de la phase d'injection ϕ_0 . Cette expérience fut délicate à réaliser car la majeure partie des écrans installés sur la ligne de faisceau était des écrans RTO lesquels ne permettaient pas la visualisation du faisceau à faible énergie (voir paragraphe 2.7.4). Pour contourner cette difficulté, nous avons utilisé les mesureurs de charge installés le long de la ligne de transport (voir paragraphe 2.7.1) comme principal outil pour guider le faisceau jusqu'au spectromètre. L'écran installé au niveau du spectromètre était un chromox, donc de grande sensibilité.

Cette mesure est présentée sur la figure 5.2 et comparée aux codes HOMDYN et PARMELA. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0=41,4$ MV/m (maximum disponible) et les impulsions constituées de 10 paquets d'électrons à 0,5 nC par paquet. La charge était choisie relativement faible pour réduire les effets de charge d'espace. Le superposeur d'impulsions n'étant pas encore installé dans la salle laser, la longueur de chaque impulsion UV était de $\tau_z=4,2$ ps FWHM. Le courant dans les trois solénoïdes était identique à 240 A. Nous pouvons voir sur cette figure que pour une phase d'injection $\phi_0 < 50^\circ$, l'accord entre l'expérience et les codes de simulation est satisfaisant ce qui nous indique que les déterminations expérimentales de la phase d'injection ϕ_0 et du champ accélérateur crête dans le canon (voir relation 4.28) sont correctes. Par contre, pour $\phi_0 > 50^\circ$ cet accord devient pauvre, ceci s'expliquant en partie par les difficultés rencontrées lors de la réalisation des mesures (notamment pour le transport du faisceau comme expliqué ci-dessus). Nous pouvons noter également le bon accord entre les codes HOMDYN et PARMELA, ces deux codes donnant la même énergie à la sortie du canon HF pour la même phase d'injection.

Nous concluons de cette expérience, d'une part que la relation (5.1) permet de fixer correctement la phase d'injection ϕ_0 , et d'autre part que l'étalonnage du champ accélérateur crête dans le canon donné par la relation (4.28) est exact. Nous avons réalisé le même type d'expérience afin d'étudier le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture et sa phase. Celle-ci est présentée au paragraphe suivant.

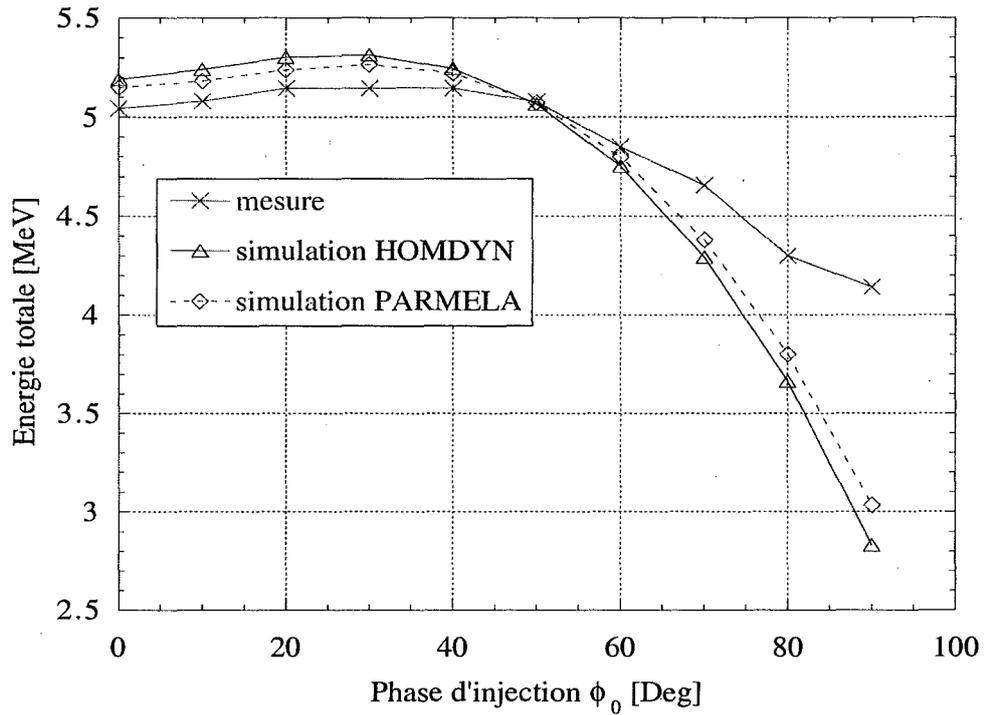


Figure 5.2: Mesure de l'énergie du faisceau à la sortie du canon HF en fonction de la phase d'injection ϕ_0 .

5.2.3 Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie en fonction de la phase de la cavité de capture

La mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie du faisceau en fonction de la phase de la cavité de capture est présentée sur la figure 5.3. Nous avons utilisé pour cette expérience un faisceau de charge $Q=1$ nC. Les dimensions transverse et longitudinale du faisceau laser sur la cathode étaient respectivement de $\sigma_x=0,8$ mm et $\tau_z=10,8$ ps FWHM. Le champ accélérateur crête sur la cathode était $E_0=40$ MV/m et la phase d'injection $\phi_0=40^\circ$. Le courant dans les solénoïdes était identique à 260 A. Le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture était de 12 MV/m.

La figure 5.3 indique que l'accord en terme d'énergie est tout à fait satisfaisant entre les mesures et les codes de simulation. La dispersion en énergie minimum du faisceau fut mesurée à 0,25 une énergie totale du faisceau de 18,2 MeV. Ceci confirme que la phase de la cavité de capture est correctement fixée expérimentalement. En ce qui concerne la dispersion en énergie, nous pouvons voir sur cette figure un écart entre les mesures et les codes de simulation. Ceci était prévisible étant donné que la mesure de la dispersion en énergie fait l'hypothèse pessimiste (pour la dispersion en énergie) que la fonction β du faisceau au point de mesure est nulle (voir paragraphe 2.7.2). Il est à noter le bon accord entre HOMDYN et PARMELA en terme de dispersion en énergie. La figure 5.3 montre également que le maximum d'énergie est décalé de 10° par rapport au minimum de dispersion en énergie. Pour la plupart des mesures présentées dans cette thèse, la phase

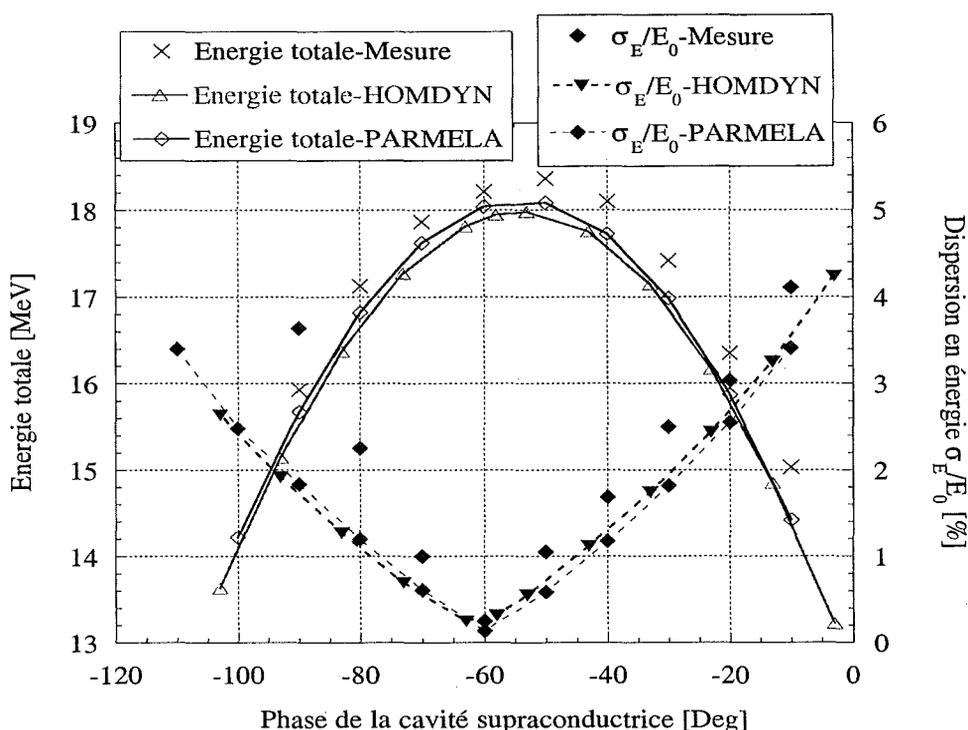


Figure 5.3: Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie en fonction de la phase relative de la cavité de capture pour un faisceau de charge $Q=1nC$.

de la cavité de capture est fixée au minimum de dispersion en énergie.

5.3 Mesure de la charge maximale extraite du canon HF

La charge maximale extractible d'une photo-cathode est limitée principalement par deux effets [40] : La tenue au flux laser de la photo-cathode et les effets de charge d'espace. En effet, le flux laser maximum que peut tolérer une photo-cathode en Cs_2Te avant dégradation est d'environ 100 mJ/cm^2 . Cette limite ne constitue pas un problème dans notre cas dans la mesure où la densité d'énergie laser maximale que l'on peut atteindre sur la photo-cathode est d'environ $250 \text{ } \mu\text{J/cm}^2$ ($5 \text{ } \mu\text{J}$ réparties sur une section circulaire de rayon $R \cong 0,8 \text{ mm}$), donc inférieure au seuil de dégradation de la photo-cathode. Les effets de charge d'espace représentent donc notre principal paramètre limitatif : Le paquet d'électrons génère, lors de son extraction, un champ électrique propre qui s'oppose au champ électrique accélérateur. Si le champ propre est de norme inférieure ou égale au champ accélérateur alors les électrons ne peuvent plus être accélérés.

Si l'on considère la distribution de charge surfacique ρ uniforme, circulaire de rayon R_0 et de faible expansion longitudinale, alors la loi de Gauss donne une expression du champ décélérateur E_{dec} suivant [40] :

$$E_{dec} = \frac{Q}{\pi \epsilon_0 R_0^2} \quad (5.2)$$

Etant donné que les électrons ne peuvent être émis que si le champ accélérateur E_{acc} est supérieur au champ décélérateur, la charge maximale extractible s'exprime d'après l'équation (5.2) par la relation :

$$Q_{max} = E_{acc} \epsilon_0 \pi R_0^2 \quad (5.3)$$

Dans le cas d'une distribution uniforme, la charge extraite de la photo-cathode présente une dépendance linéaire vis-à-vis de l'énergie laser incidente (voir relation 2.1) tant que $E_{dec} < E_{acc}$ avant d'atteindre une valeur de saturation Q_{max} pour $E_{dec} > E_{acc}$. En unités pratiques, pour une charge $Q=1$ nC et un champ accélérateur crête dans le canon HF de $E_0=35$ MV/m, il faut que $R_0 > 1$ mm pour que la charge soit extraite en régime linéaire.

Cas d'une distribution transverse gaussienne

Dans la référence [66], Hartman calcule la charge extraite d'une photo-cathode dans le cas d'une distribution de charge transverse gaussienne $\Sigma(r)$ de la forme :

$$\Sigma(r) = \left[\frac{Q_0}{2\pi\sigma_r^2} \right] \exp \left[-\frac{r^2}{\sigma_r^2} \right] \quad (5.4)$$

où Q_0 est la charge totale extraite et σ_r l'étendue transverse RMS de la distribution gaussienne. Dans ce cas, la saturation se développe du centre de la distribution vers les bords. Hartman définit alors la charge totale extraite Q comme étant la somme de la charge émise dans le régime de saturation (considéré comme un cercle dont le centre coïncide avec celui de la photo-cathode) et de celle émise dans le régime linéaire (considéré comme un anneau dont le rayon interne est l'extrémité du cercle du régime de saturation et externe le bord de la distribution). La charge totale émise prend alors la forme :

$$Q = 2\pi\sigma_r^2\epsilon_0 E_{acc} \left[1 + \ln \left(\frac{E_l}{2\pi\sigma_r^2\epsilon_0 E_{acc}\theta^{-1}} \right) \right] \quad (5.5)$$

où E_l est l'énergie laser incidente, E_{acc} le champ accélérateur défini par la relation $E_{acc}=E_0\sin(\phi_0)$ avec E_0 le champ accélérateur crête dans le canon et θ la charge émise par unité d'énergie reliée à l'efficacité quantique η par la relation $\theta=\eta e\lambda_l(hc)^{-1}$, λ_l étant la longueur d'onde du laser.

La figure 5.4 représente la charge mesurée à la sortie du canon HF avec l'ICT-X2 (voir figure 4.3) en fonction de l'énergie laser incidente. Le faisceau laser était de distribution transverse gaussienne $\sigma_r=1,3$ mm mesurée sur la cathode virtuelle. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0=35$ MV/m, la phase d'injection $\phi_0=70^\circ$ et le courant dans les trois solénoïdes de 220 A. La courbe de lissage présentée sur la figure 5.4 se sépare en deux parties : Pour $E_l < 0,25$ μ J, l'émission de la charge est linéaire, et le lissage permet de déterminer $\eta=3,55\%$ et $\theta=7,6110^{-3}$ C/J. Pour $E_l > 0,25$ μ J, l'émission se fait

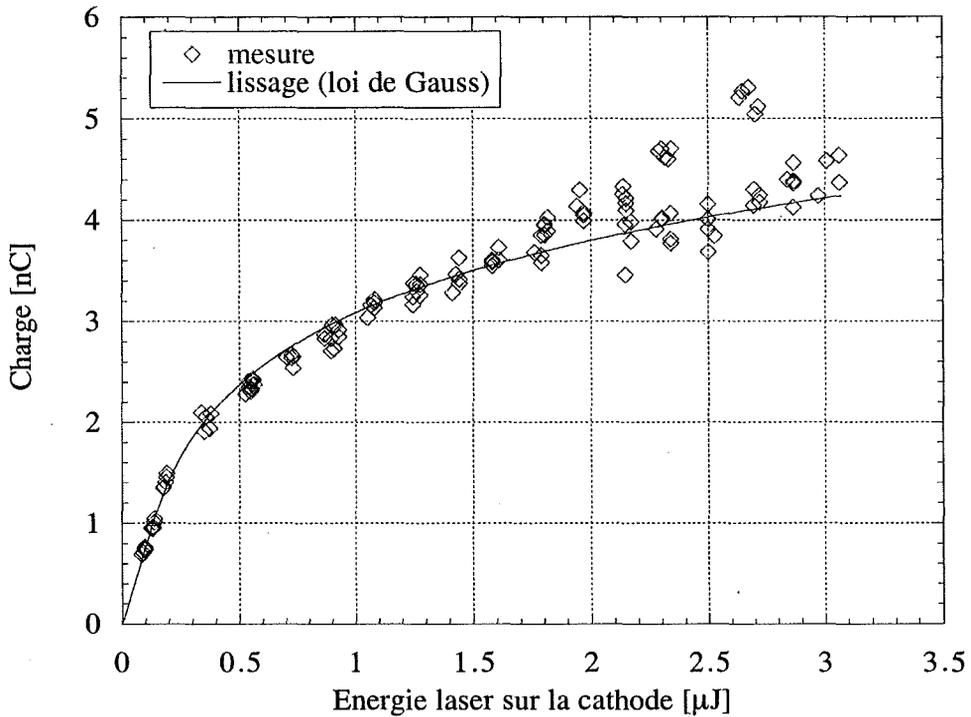


Figure 5.4: Mesure de la charge extraite du canon HF en fonction de l'énergie laser sur la cathode pour une distribution transverse $\sigma_r \cong 1,3$ mm de la tache laser sur la cathode.

en régime de saturation et le lissage est réalisé par la relation (5.5) pour $\sigma_r = 0,75$ mm. Nous pouvons voir sur cette figure le bon accord entre la courbe de lissage et les données expérimentales. Ceci confirme l'exactitude de la relation (5.5).

La figure 5.5 présente d'autres mesures de la charge évaluée avec l'ICT-X2 en fonction de l'énergie laser incidente E_l pour un champ accélérateur crête $E_0 = 35$ MV/m dans le canon HF, une phase d'injection $\phi_0 = 50^\circ$ et un courant dans les trois solénoïdes identique à 220 A. Pour ces mesures, l'efficacité quantique mesurée en régime linéaire était d'environ $\eta = 3,1\%$. Le but de ces mesures n'était pas de faire une étude aussi détaillée que celle présentée ci-dessus mais de simplement mettre en évidence la saturation de l'extraction de charges par les effets de charge d'espace.

La figure 5.5(a) montre que le régime de saturation de la cathode est rapidement atteint ($E_l = 0,25$ μ J) pour un faisceau laser de petite dimension transverse ($\sigma_x = 0,9$ mm) alors que l'extraction est linéaire jusque $E_l = 2,0$ μ J pour un faisceau laser de dimension transverse $\sigma_x = 2,0$ mm. Pour ces mesures la dimension longitudinale du faisceau laser était de $\tau_z = 10,8$ ps FWHM.

Le même effet est observé sur la figure 5.5(b) qui montre que le régime d'extraction linéaire de la charge est plus rapidement atteint pour un faisceau de dimension longitudinale $\tau_z = 4,2$ ps FWHM ($E_l = 0,2$ μ J) que pour $\tau_z = 10,8$ ps FWHM ($E_l = 0,3$ μ J). Pour ces mesures, la dimension transverse du faisceau laser était de $\sigma_x = 0,9$ mm.

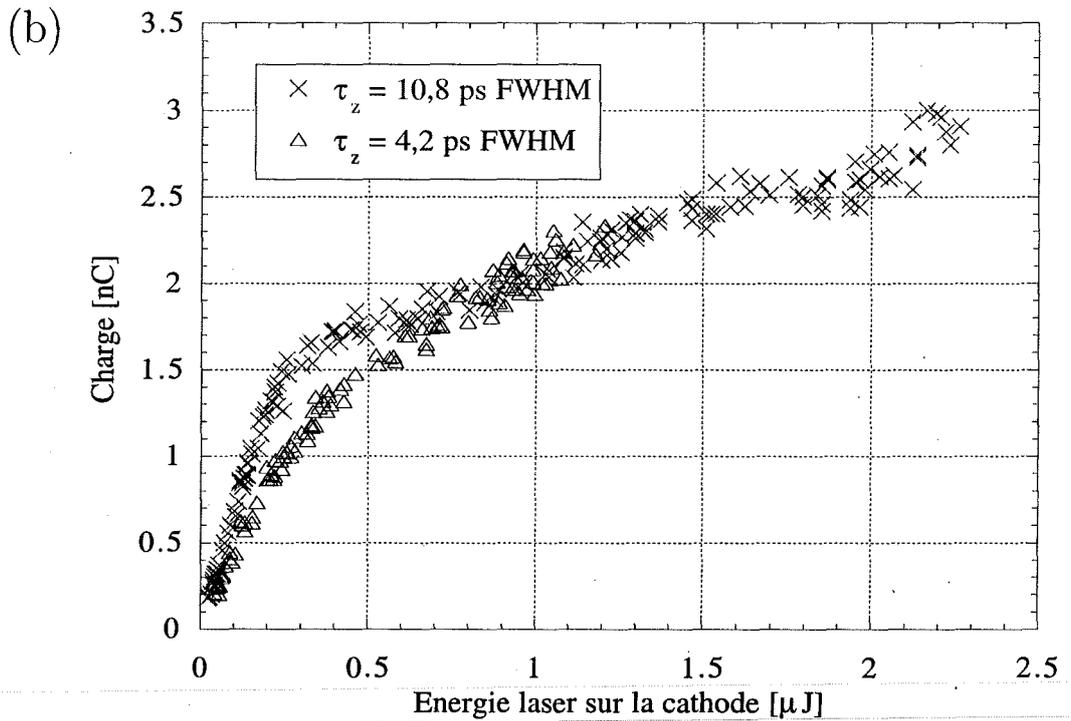
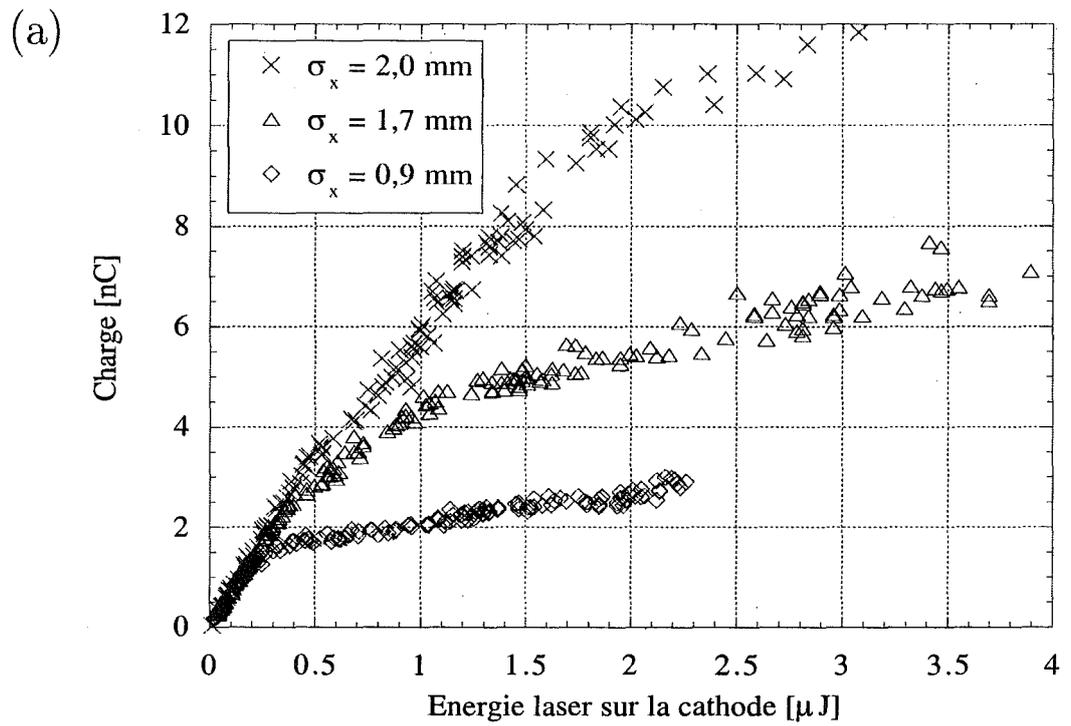


Figure 5.5: Mesure de la charge extraite du canon HF en fonction de l'énergie laser sur la cathode pour (a) 3 dimensions transverses du faisceau laser de dimension longitudinale $\tau_z=10,8 \text{ ps FWHM}$ (b) 2 dimensions longitudinales du faisceau laser de dimension transverse $\sigma_x=0,9 \text{ mm}$.

Afin de réduire les effets de charge d'espace et donc l'émittance du faisceau, il est préférable de générer les paquets d'électrons en régime linéaire. Nous voyons donc, d'après les figures 5.5(a) et (b), que pour des impulsions laser de dimensions transverse et longitudinale fixées, il y a un seuil énergétique au-delà duquel l'émission devient non-linéaire.

5.4 Mesure de la taille du faisceau à la sortie du canon HF en fonction du courant dans les solénoïdes

La figure 5.6 présente la mesure de la taille du faisceau à la sortie du canon HF (X2, $z \cong 0,6$ m) en fonction du courant dans les solénoïdes, pour un faisceau de 10 impulsions de charge $Q=1$ nC chacune. Les dimensions transverse et longitudinale du faisceau laser étaient respectivement de $\sigma_x=0,8$ mm et $\tau_z=10,8$ ps FWHM, le champ accélérateur crête dans le canon HF $E_0=40$ MV/m et la phase d'injection $\phi_0=40^\circ$. Le courant alimentant les trois solénoïdes était identique. Le faisceau était visualisé sur un écran de type Chromox donc de grande sensibilité (voir paragraphe 2.7.4) ce qui rendait difficile la distinction entre le courant d'obscurité et le photo-courant. Pour prendre en compte uniquement le photo-courant nous avons soustrait (en utilisant le programme NIH Image [68]) une image du courant d'obscurité à celle comprenant la superposition de ce dernier avec le photo-courant, puis réalisé en utilisant KaleidaGraph [26] un lissage gaussien de l'image finale. Cette opération a été réalisée pour chaque valeur du courant dans les solénoïdes. Chaque point représente une moyenne sur cinq mesures.

Il vient d'après la figure 5.6 que, pour des valeurs de courant dans les solénoïdes supérieures à 200 A, la distribution transverse du faisceau est symétrique et l'accord entre les mesures et les codes HOMDYN et PARMELA est satisfaisant. Pour des valeurs de courant inférieures à 200 A, la dimension transverse du faisceau devenait grande produisant un faible signal difficile à lisser ce qui explique l'écart entre σ_x et σ_y . Cette expérience nous a permis de vérifier que HOMDYN et PARMELA traitent correctement la focalisation magnétique extérieure quant à la dimension transverse du faisceau.

5.5 Mesure de l'efficacité quantique

Tout comme le courant d'obscurité, l'efficacité quantique de la photo-cathode varie suivant les conditions sous lesquelles les mesures sont effectuées (durée de présence de la HF dans le canon avant la mesure, valeur du vide dans le canon, etc...). Ces points sont discutés ci-dessous.

5.5.1 Uniformité de l'efficacité quantique sur la photo-cathode

Le paragraphe 2.3.3 présente la préparation des photo-cathodes en Cs_2Te avant leur insertion dans le canon HF. Il y est question notamment du dépôt de césium (Cs) et de tellure (Te) sur le molybdène. Afin de vérifier l'uniformité de ce dépôt, nous avons effectué une mesure de l'efficacité quantique sur l'axe horizontal et vertical de la photo-cathode. Cette mesure est présentée sur la figure 2.9. Nous avons parcouru, par pas de 1 mm, ces

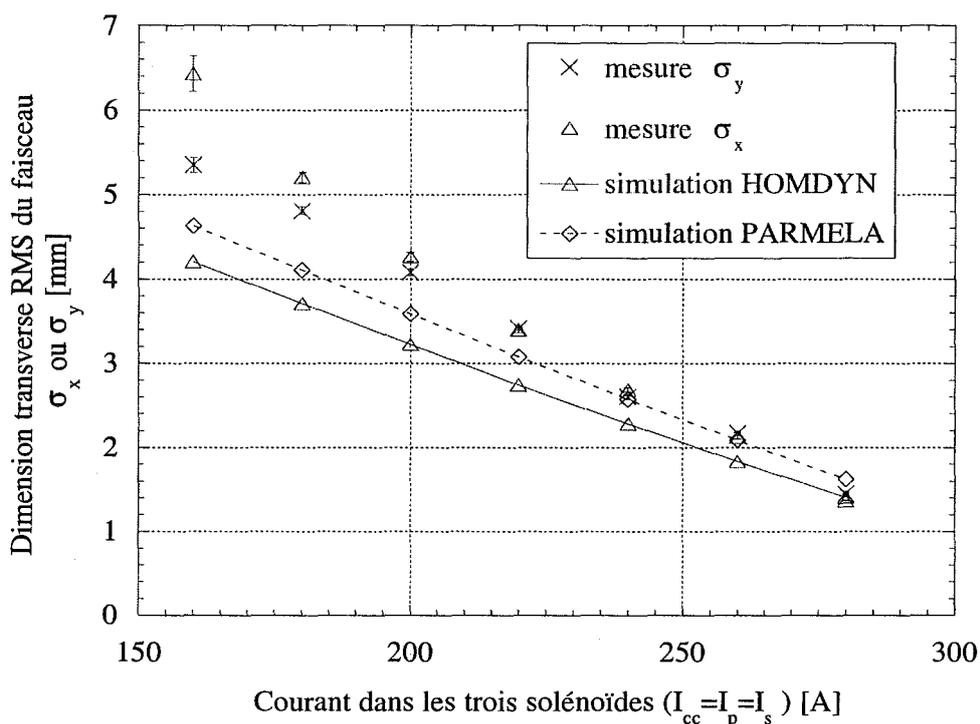


Figure 5.6: Mesures de la taille du faisceau à la sortie du canon HF ($z \cong 0,6$ m) en fonction du courant dans les trois solénoïdes.

axes avec une tache laser focalisée au maximum ($\sigma_x = 0,4$ mm), la cathode virtuelle nous servant de repère. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0 = 35$ MV/m, la phase d'injection $\phi_0 = 45^\circ$ et la valeur du courant dans les solénoïdes identique à 258 A. La dimension longitudinale du laser était de $\tau_z = 10,8$ ps FWHM et la charge extraite mesurée avec l'ICT-X2 (voir figure 4.3) à environ $Q = 0,5$ nC. L'énergie du laser était évaluée avec la photo-diode préalablement calibrée et installée à l'entrée du canon HF (voir figure 2.9). Nous pouvons voir sur la figure 5.7 que l'efficacité quantique est uniforme sur chacun des deux axes de mesures et sur une longueur d'environ 13 mm. Il est précisé au paragraphe 2.3.2 que le dépôt de Cs_2Te est uniforme sur un cercle de 14 mm de diamètre ce qui coïncide avec nos mesures. Rappelons que le substrat en molybdène est de 16 mm de diamètre.

Il apparaît également sur la figure 5.7 que l'efficacité quantique est plus élevée sur l'axe horizontal que sur l'axe vertical. Ceci s'explique par le fait que pour un courant identique dans les trois solénoïdes, l'efficacité quantique augmente au cours du temps. L'axe horizontal qui fut scanné en dernier a probablement bénéficié de cet effet pour présenter une efficacité quantique plus élevée que son homologue. Cet effet, qui fut déjà observé avec le courant d'obscurité (voir paragraphe 4.5.5), est illustré ci-dessous.

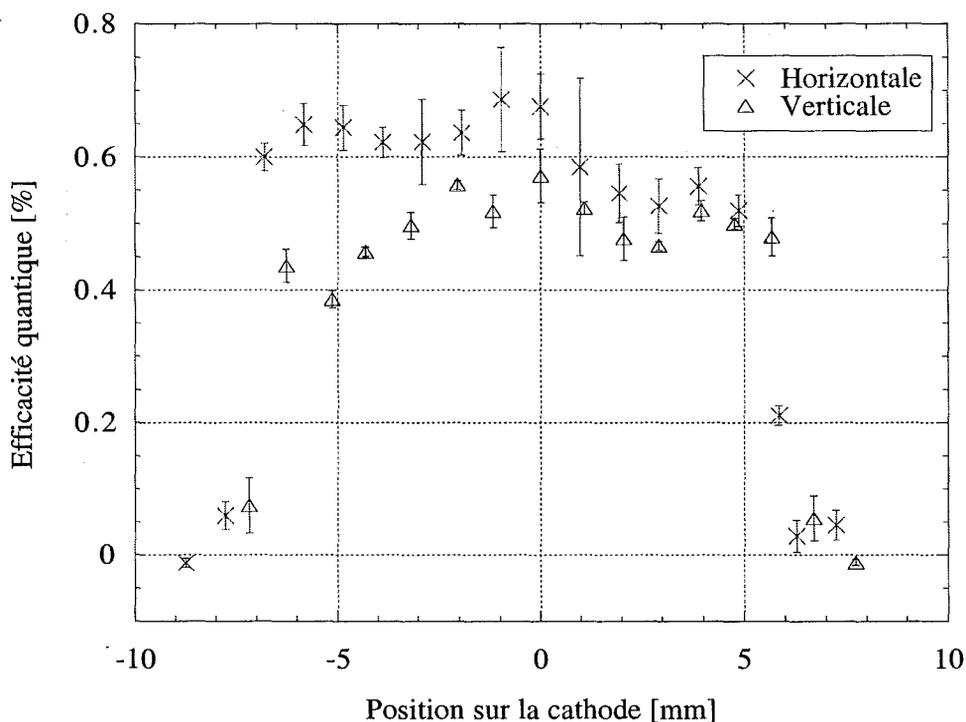


Figure 5.7: Mesure de l'efficacité quantique en fonction de la position de la tache laser sur l'axe horizontal et vertical de la photo-cathode.

5.5.2 Mesure de l'efficacité quantique sur plusieurs heures

La figure 5.8 présente l'évolution de l'efficacité quantique mesurée sur une période d'environ 5 heures en alternant dans les solénoïdes le courant de configuration "faisceau symétrique" ($I_{cc}=I_p=I_s=220$ A) et de configuration "faisceau plat" ($I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_s=70$ A). Pour cette mesure, le champ crête dans le canon HF était $E_0=35$ MV/m et la phase d'injection $\phi_0=70^\circ$. La dimension transverse du faisceau laser fut mesurée sur la cathode virtuelle à $\sigma_x \cong 5$ mm, sa dimension longitudinale étant de $\tau_z=10,8$ ps FWHM. La charge maximale mesurée sur l'ICT-X2 (voir figure 4.3) était de $Q_{max} \cong 2$ nC.

Le canon était en marche dans la configuration "faisceau plat" depuis plusieurs heures lorsque nous avons débuté l'expérience. Nous avons gardé cette configuration durant la première heure et demi d'acquisition des données. La figure 5.8 montre que l'efficacité quantique est alors restée constante et à un niveau faible ($\eta \cong 0,37$ %). En passant dans la configuration "faisceau symétrique", l'efficacité a plus que doublé en une heure et demi pour atteindre $\eta \cong 0,95$ %, avant de redescendre dans le même laps de temps à $\eta \cong 0,5$ % dans la configuration "faisceau plat".

Ce phénomène de "zig-zag" est similaire à celui observé sur la figure 4.17(b) concernant le courant d'obscurité. En comparant ces deux graphes, il apparaît que les valeurs d'efficacité quantique et de courant d'obscurité augmentent sur plusieurs heures dans la configuration "faisceau symétrique" et diminuent dans celle "faisceau plat". Nous n'avons

pas, pour l'heure, d'explications pour interpréter ces variations. Comme il a été avancé au paragraphe 4.5.5 pour le courant d'obscurité, nous pensons à un éventuel bombardement électronique de la photo-cathode dû à des pics de "multipactor", lequel pourrait endommager la cathode dans la configuration "faisceau plat" et réduire ainsi son efficacité quantique. Des recherches sont en cours dans cette direction avec notamment l'utilisation de codes de calculs pour la simulation du trajet des pics de "multipactor" dans le canon HF en présence de focalisation extérieure. Notons enfin que le vide dans le canon était constant durant l'expérience à environ $9,5 \times 10^{-10}$ mbar.

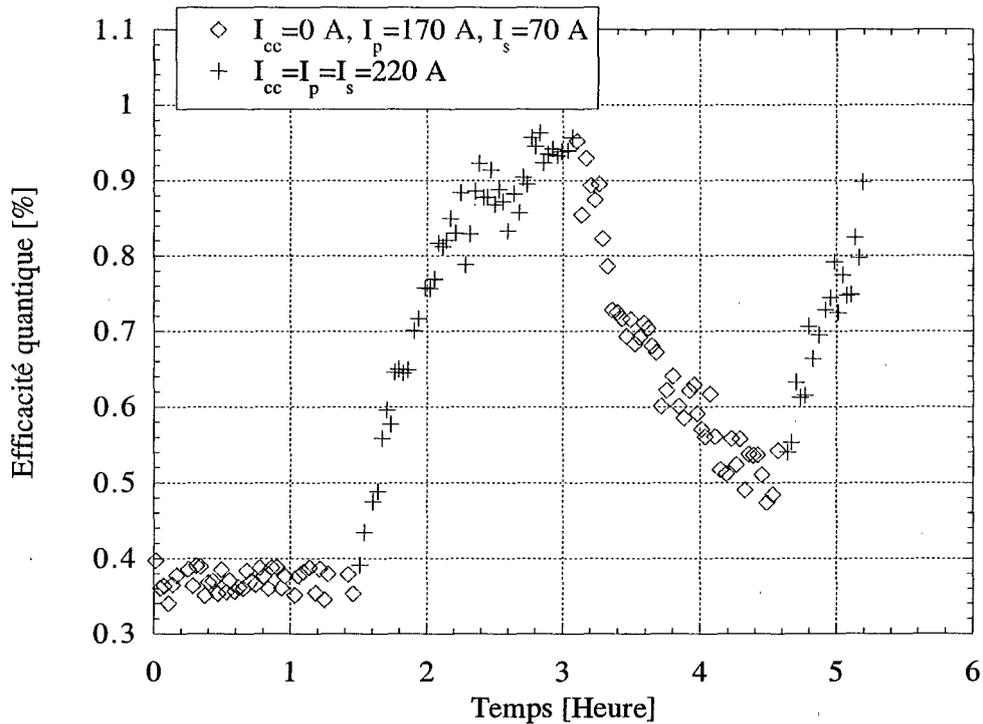


Figure 5.8: Mesure de l'efficacité quantique sur plusieurs heures en alternant le courant dans les solénoïdes $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A et $I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_s=70$ A.

5.5.3 Influence du vide sur l'efficacité quantique

Afin d'étudier l'influence du vide dans le canon HF sur l'efficacité quantique, nous avons relevé, lors de la réalisation de l'expérience décrite au paragraphe 4.5.4, l'évolution de l'efficacité quantique parallèlement à celle du courant d'obscurité. La charge du photocourant était mesurée par l'ICT-X2 (voir figure 4.3) et l'énergie du laser déclenchant la cathode évaluée par l'intermédiaire de la photo-diode installée près du canon HF et préalablement calibrée (voir paragraphe 2.4.5). La conclusion de cette mesure est que nous n'avons pas observé d'importantes variations de l'efficacité quantique en fonction du vide dans le canon, celle-ci diminuant de 1,5% à 1,4% lors de l'augmentation du vide de $P=1,02 \times 10^{-9}$ mbar à $P=2,8 \times 10^{-9}$ mbar.

5.6 Conclusion

Les mesures présentées dans ce chapitre montrent que la détermination expérimentale des 8 paramètres de l'accélérateur présentée dans l'introduction est réalisée de façon correcte. De plus, l'accord entre les mesures et les codes de simulation HOMDYN et PARMELA est tout à fait satisfaisant en termes d'énergie, de dispersion en énergie et de focalisation externe. En ce qui concerne l'efficacité quantique, les variations observées pour les différents courants dans les solénoïdes requièrent de plus amples recherches afin de pouvoir avancer des explications.

La prochaine étape dans la caractérisation du faisceau est la détermination de son émittance transverse minimum. Ces mesures sont présentées au chapitre suivant.

Chapitre 6

Mesures de l'émittance transverse du faisceau

6.1 Introduction

Ce chapitre présente la détermination expérimentale, pour une charge Q donnée, de la combinaison des 4 paramètres de l'injecteur (le champ accélérateur crête E_0 dans le canon, la phase d'injection ϕ_0 , le champ magnétique extérieur des solénoïdes, la dimension transverse de la tache laser sur la cathode) permettant d'obtenir une émittance transverse minimum du faisceau. Pour toutes ces mesures, les trois autres paramètres de l'injecteur sont restés fixes : la dimension longitudinale de l'impulsion laser à $\tau_z=10,8$ ps FWHM, le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture à 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie.

Nous avons, dans un premier temps, déterminé, pour six valeurs de la charge allant de $Q=0,25$ nC à $Q=12$ nC, l'ensemble de 4 paramètres susdits permettant d'obtenir une émittance verticale minimum à $z\cong 3,8$ m (croix X3, voir figure 2.1). Dans un second temps, les faisceaux de charge $Q=1$ nC et $Q=8$ nC ainsi obtenus ont été transportés jusqu'au spectromètre situé à l'extrémité de la ligne de transport. Des mesures de l'enveloppe ont été effectuées ainsi que des mesures des émittances transverses horizontale et verticale à différentes positions (croix X6 à $z\cong 6,5$ m et croix XL6 à $z\cong 9,4$ m). Afin de valider ces mesures d'émittance réalisées par la méthode des fentes (décrite dans le paragraphe suivant), une mesure de l'émittance du faisceau de charge $Q=1$ nC par la méthode du balayage quadripolaire a été effectuée. La majeure partie des mesures présentées dans ce chapitre est comparée aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

Notons enfin que ce chapitre traite uniquement de l'émittance transverse d'un faisceau non-comprimé, les dipôles de la chicane n'étant pas alimentés et étant "dégaussés" pour ces mesures. L'émittance d'un faisceau comprimé est présentée au chapitre suivant.

6.2 Principe de la mesure de l'émittance transverse

6.2.1 La méthode des fentes

La figure 6.1 (réalisée d'après la référence [69]) présente le principe de la mesure de l'émittance transverse du faisceau par la méthode des fentes : Le faisceau incident est échantillonné à l'aide d'un masque comprenant plusieurs fentes et les échantillons

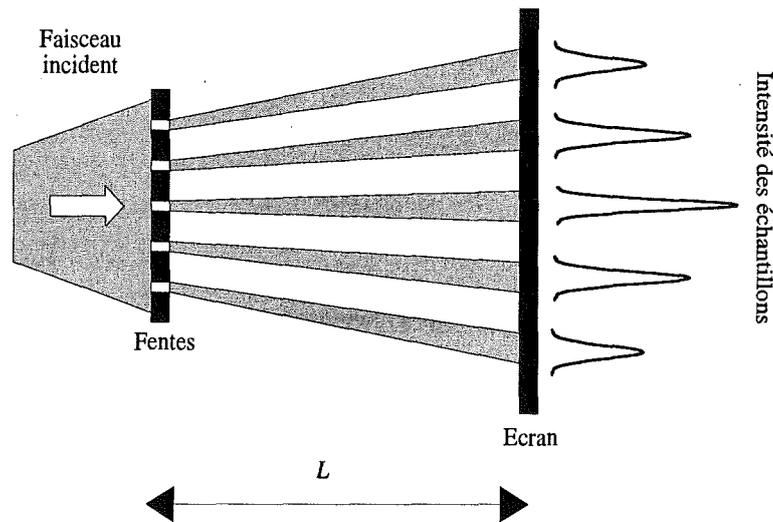


Figure 6.1: Principe de la mesure de l'émittance transverse du faisceau par la méthode des fentes.

sont observés sur un écran situé à une distance L du masque. L'analyse de l'image des échantillons ainsi obtenue permet de reconstituer l'espace des traces et de déterminer l'émittance transverse RMS du faisceau.

Nous avons développé, avec le code Matlab [54], un programme permettant d'analyser l'image des échantillons et de déterminer l'émittance transverse RMS normalisée du faisceau définie par la relation (3.6). Ce programme utilise les relations déterminées par Zhang et présentées dans la référence [69]. Cette méthode d'analyse permet de reconstituer l'espace des traces transverse du faisceau et de mesurer son émittance transverse RMS en tenant compte des effets non-linéaires. L'émittance ainsi déterminée est, par définition, celle donnée par les codes de simulation HOMDYN et PARMELA (voir paragraphes 3.6.2 et 3.6.3). Un autre avantage à mettre à l'actif de cette méthode est qu'elle bénéficie d'une grande rapidité d'exécution. Les premières mesures de l'émittance transverse furent réalisées en utilisant cette méthode d'analyse. Cependant, nous nous sommes rapidement aperçus que la valeur de l'émittance ainsi déterminée dépendait considérablement de la qualité de l'image des échantillons. Or, la plupart de nos mesures d'émittance ont été réalisées en variant les différents paramètres de l'injecteur (notamment le courant dans les trois solénoïdes) conduisant à des images de faible qualité. Le programme avait alors tendance à négliger les échantillons présentant un faible rapport signal sur bruit entraînant ainsi une sous-estimation de la dimension transverse du faisceau et de son émittance transverse.

La méthode de mesure de l'émittance transverse RMS, en utilisant le programme Matlab, ne présentant pas la satisfaction attendue, nous avons alors décidé de poursuivre les mesures de l'émittance transverse du faisceau en utilisant la relation :

$$\epsilon_{u,n} = \beta\gamma\sigma_u\sigma'_u \quad (6.1)$$

où βc représente la vitesse du faisceau, γ le facteur de Lorentz, σ_u la dimension RMS du faisceau à la position du masque et σ'_u la divergence du faisceau déterminée par :

$$\sigma'_u = \frac{\sqrt{(\sigma_{u,fente})^2 - \left(\frac{d}{\sqrt{12}}\right)^2}}{L} \quad (6.2)$$

où $\sigma_{u,fente}$ est la dimension transverse RMS d'un seul échantillon du faisceau au travers du masque, d la largeur des fentes du masque et L la distance séparant le masque de l'écran sur lequel sont observés les échantillons (comme indiqué sur la figure 6.1). Le second terme du numérateur représente la largeur RMS d'une fente. La majeure partie des mesures de l'émittance transverse présentées dans cette thèse a été effectuée suivant la relation (6.1) laquelle mesure l'émittance transverse RMS normalisée du faisceau. Cependant cette relation ne permet pas de prendre en compte des effets non-linéaires. De nombreuses simulations ([4], [7]) ont montré que cette hypothèse est légitime dans le cas du photo-injecteur de Fermilab.

6.2.2 Description du dispositif expérimental

Cinq masques sont disposés le long de la ligne de transport et permettent la mesure de l'émittance transverse horizontale ϵ_x ou verticale ϵ_y du faisceau à trois positions. Le tableau 6.1 répertorie ces positions et indique la distance L séparant les masques des écrans RTO permettant la visualisation des échantillons du faisceau.

Point de mesure z [m]	Quantité mesurée	Distance au masque L [mm]
3,8	ϵ_y	384,3
6,5	ϵ_x et ϵ_y	1122,0
9,4	ϵ_x et ϵ_y	650,3

Tableau 6.1: Localisation des mesures de l'émittance transverse le long de la ligne de transport.

Chaque masque est composé d'environ 25 lamelles en tungstène de 38 mm de longueur, de 1 mm de largeur et de 6 mm d'épaisseur (suffisante pour arrêter des électrons de 18 MeV). Chaque lamelle est séparée par des cales en acier inoxydable pour former des fentes de largeur $d=50$ microns. Un écran RTO est installé à chaque position des masques pour permettre la mesure des dimensions transverses du faisceau. L'écran RTO et les masques sont installés sur des translateurs qui les insèrent l'un après l'autre dans la chambre à vide. L'émittance transverse RMS normalisée est alors calculée d'après la relation (6.1), les quantités σ_u et $\sigma_{u,fente}$ étant déterminées par un lissage gaussien, en utilisant les codes NIH image [68] et KaleidaGraph [26], de la distribution transverse RMS du faisceau à la position du masque et d'un échantillon de celui-ci après son passage au travers du masque.

Avant de réaliser ces lissages, nous avons soustrait (lorsque cela était nécessaire), une image du courant d'obscurité à chaque image du faisceau et des échantillons.

La figure 6.2(a) présente l'image d'un faisceau de charge $Q=8$ nC après le passage au travers du masque positionné à $z \cong 3,8$ m et la figure 6.2(b) la projection de densité de cette image.

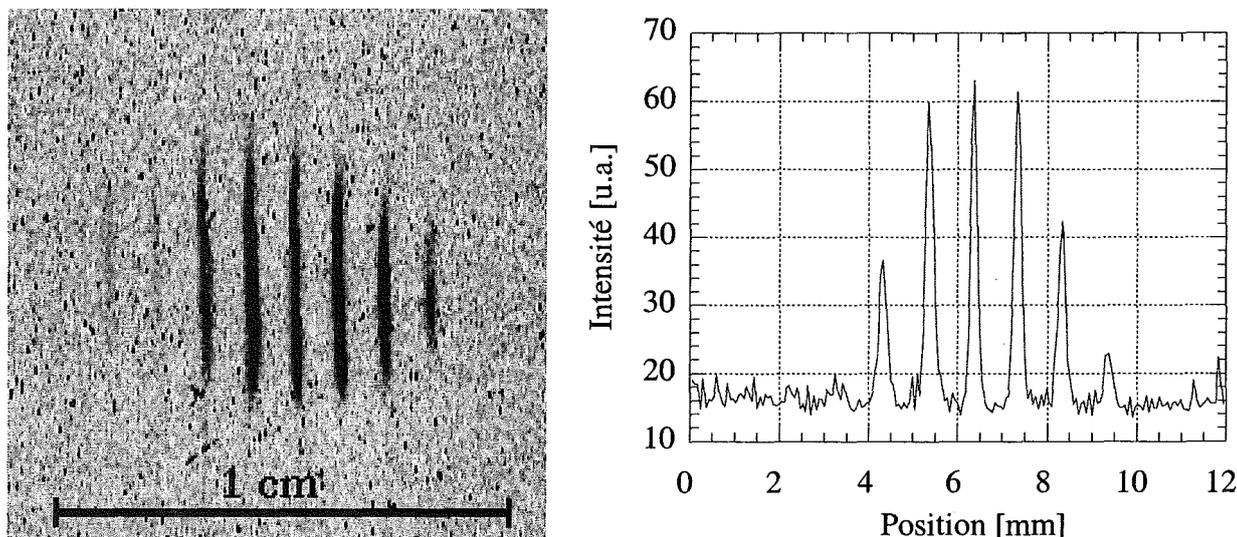


Figure 6.2: (a) Image d'un faisceau de charge $Q=8$ nC au travers du masque positionné à $z \cong 3,8$ m et (b) projection de densité.

L'émittance verticale RMS normalisée $\epsilon_{y,n}$ déduite de l'image 6.2(a), suivant la technique décrite par la relation (6.1), conduit à $\epsilon_{y,n} \cong 11,4$ mm-mrad. En effet, un lissage gaussien du pic de plus grande intensité, représenté sur la figure 6.2(b), indique que $\sigma_{y,fente} = 70,8$ μm conduit à une divergence du faisceau de $\sigma_{y',fente} = 0,18$ mrad. La mesure de la dimension transverse RMS du faisceau à la position des fentes est de $\sigma_y = 1,9$ mm et celle de l'énergie totale du faisceau de $E_t = 17,1$ MeV.

Cette même image analysée avec le programme Matlab décrit au paragraphe précédent donne une valeur de $\epsilon_{y,n} \cong 10,3$ mm-mrad, proche de celle indiquée ci-dessus. Ces deux techniques d'analyse donnent donc des résultats qui se recoupent. Cependant, l'utilisation de la relation 6.1 présente l'avantage de ne requérir l'analyse que d'un seul échantillon du faisceau (pour en déterminer la divergence). Nous avons utilisé cette dernière relation pour toutes les mesures d'émittance présentées dans cette thèse (balayage quadripolaire présenté au paragraphe 6.5 mis à part) en nous assurant qu'au minimum une fente était nettement visible.

6.3 Mesures de l'émittance transverse verticale à $z \cong 3,8$ m en fonction des paramètres de l'injecteur

6.3.1 Introduction

Le but de ces mesures d'émittance est de déterminer, pour une charge Q donnée, l'ensemble des 4 paramètres de l'accélérateur (la phase d'injection ϕ_0 , le champ accélérateur crête dans le canon E_0 , le champ magnétique extérieur des solénoïdes, la dimension transverse de la tache laser sur la cathode) permettant d'obtenir une émittance $\epsilon_{y,n}$ minimum à $z \cong 3,8$ m. Les autres paramètres de l'accélérateur sont restés fixes, aux valeurs présentées dans l'introduction.

Pour toutes les mesures présentées dans ce paragraphe nous avons utilisé un faisceau de 10 impulsions à une fréquence de répétition de 1 Hz. La longueur de l'impulsion HF dans le canon était de $22 \mu\text{s}$ pour réduire la quantité de courant d'obscurité. Le faisceau était visualisé sur un écran RTO situé sur la croix X3 et échantillonné à l'aide de fentes horizontales (décrites au paragraphe 6.2.1) en cette même position. L'image du faisceau au travers de ces fentes était observée par l'intermédiaire d'un écran RTO situé sur la croix X4 (voir figure 2.1) distant de 384,3 mm de la croix X3. La sensibilité des caméras COHU permettant d'observer ces écrans fut ajustée afin de permettre l'observation d'un signal fort sur la croix X3 et d'un signal faible sur la croix X4. Les valeurs d'émittances furent moyennées sur 5 mesures.

Les deux premières expériences réalisées furent la mesure de l'émittance $\epsilon_{y,n}$ en fonction de ϕ_0 et de E_0 , ce qui a permis de déterminer les valeurs à donner à ces paramètres dans le but d'optimiser $\epsilon_{y,n}$. Ensuite, nous avons mesuré, pour 6 valeurs différentes de la charge (de $Q=0,25$ nC à 12 nC), l'émittance $\epsilon_{y,n}$ en fonction du courant dans les solénoïdes en utilisant, pour chaque charge Q , différentes dimensions transverses de la tache laser sur la cathode. Nous avons ainsi déterminé, pour chaque valeur de charge Q , l'émittance minimum $\epsilon_{y,n}$. Ces mesures sont présentées ci-dessous et comparées aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

6.3.2 Emittance en fonction de la phase d'injection

Le paragraphe 3.3 montre l'importance de la phase d'injection ϕ_0 qui permet selon les théories de Kim et Serafini de réduire l'émittance d'origine HF. Pour un champ accélérateur crête dans le canon $E_0=35$ MV/m, Kim préconise dans son modèle une phase d'injection $\phi_0=65^\circ$ (voir paragraphe 3.3.1) et Serafini $\phi_0=75^\circ$ (voir paragraphe 3.3.2). Afin de vérifier l'exactitude des ces prédictions, nous avons mesuré l'émittance $\epsilon_{y,n}$ en fonction de la phase d'injection ϕ_0 pour un faisceau de charge $Q=1$ nC et pour un champ accélérateur crête $E_0=35$ MV/m. Les dimensions transverse et longitudinale de la tache laser sur la cathode étaient respectivement de $\sigma_x=0,7$ mm et $\tau_z=10,8$ ps FWHM. Le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture était de 12 MV/m et sa phase fixée expérimentalement au minimum de dispersion en énergie (et ce pour chaque valeur de ϕ_0). Etant donné que l'énergie du faisceau à la sortie du canon HF varie en fonction de la phase d'injection ϕ_0 (voir figure 5.2), nous avons mesuré, pour chaque valeur de ϕ_0 , l'émittance

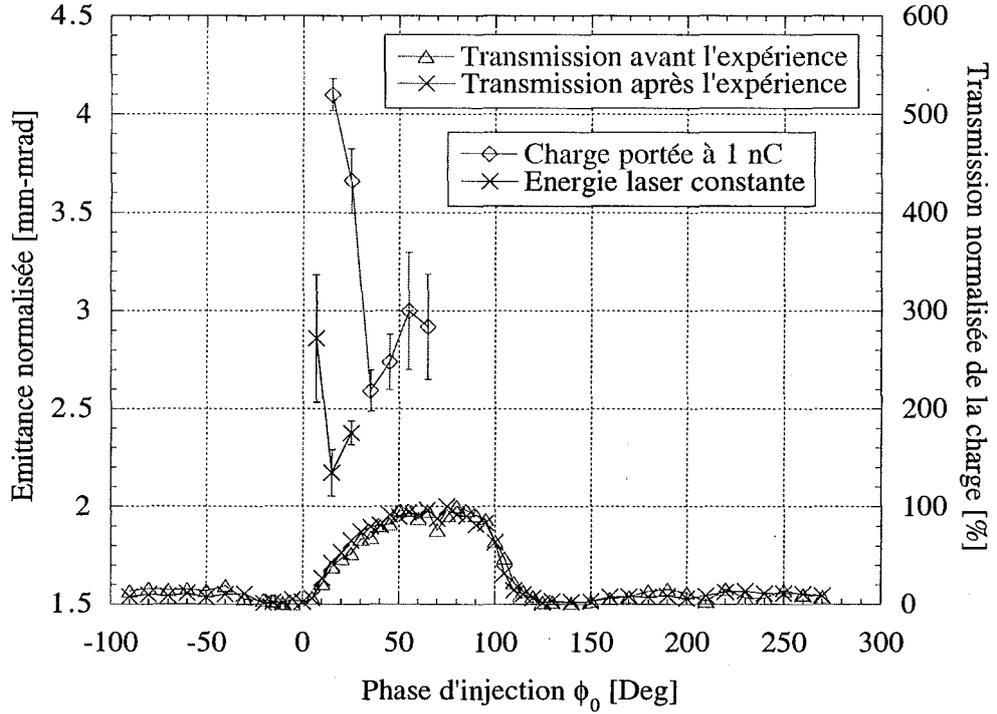


Figure 6.3: Mesure de l'émittance verticale normalisée à $z \cong 3.8$ m en fonction de la phase d'injection ϕ_0 pour un faisceau de charge $Q=1$ nC.

$\epsilon_{y,n}$ en fonction du courant dans les solénoïdes. Les trois solénoïdes étaient alors alimentés par un courant identique, variant de 200 à 250 A par pas de 5 A. Nous avons représenté sur la figure 6.3 le minimum d'émittance $\epsilon_{y,n}$ ainsi obtenu. L'énergie totale maximum mesurée fut de $E_t=18,1$ MeV. La phase d'injection était fixée expérimentalement suivant les remarques formulées au paragraphe 5.2.1. Il était évidemment crucial pour cette mesure que la phase de l'onde HF dans le canon ainsi que la phase du laser ne dérivent pas durant l'expérience. Pour nous en assurer, nous avons mesuré en début et en fin d'expérience la transmission de la charge en fonction de la phase d'injection ϕ_0 . Ces deux courbes, présentées sur la figure 6.3, se superposent ce qui indique la stabilité des phases HF et laser.

Pour les premières valeurs de phase d'injection ($\phi_0=7^\circ, 15^\circ$ et 25°), nous avons réalisé les mesures de l'émittance suivant deux conditions : D'une part en gardant l'énergie des impulsions laser constantes (auquel cas la charge extraite du canon augmente avec la phase d'injection de $Q \cong 0,4$ nC pour $\phi_0=7^\circ$ à $Q \cong 0,8$ nC pour $\phi_0=25^\circ$) et d'autre part en augmentant l'énergie des impulsions laser pour garder une charge extraite constante à $Q=1$ nC (pour $\phi_0=15^\circ$ et 25°). Pour des valeurs de ϕ_0 supérieures à 35° , la charge extraite était de $Q=1$ nC. Nous pouvons voir sur la figure 6.3 que dans le cas où la charge est constante à $Q=1$ nC, qu'il se produit une forte augmentation d'émittance ($\epsilon_{y,n} \cong 4,1-3,6$ mm-mrad) pour des faibles valeurs de phase d'injection (respectivement $\phi_0=15^\circ$ ou 25°) alors que l'émittance varie peu ($\epsilon_{y,n} \cong 2,6-3,0$ mm-mrad) pour des valeurs de phase

d'injection supérieures à $\phi_0=35^\circ$. Ceci s'explique par l'augmentation de la densité de charge des paquets (due à l'augmentation de l'énergie des impulsions laser incidentes) nécessaire à l'extraction d'une charge $Q=1$ nC pour une phase d'injection $\phi_0=15^\circ$ et 25° d'où une augmentation des forces de charge d'espace et donc d'émittance. Dans le cas où l'énergie laser est constante, nous avons mesuré de faibles valeurs d'émittance ($\epsilon_{y,n} \cong 2,8; 2,2$ et $2,4$ mm-mrad pour respectivement $\phi_0=7^\circ, 15^\circ$ et 25° et de charges $Q=0,4; 0,5$ et 0.8 nC). Ces faibles valeurs d'émittance s'expliquent par une diminution de la charge des paquets.

La conclusion de cette mesure est que nous n'avons pas trouvé, contrairement aux théories de Kim et Serafini, de phase d'injection ϕ_0 permettant de diminuer significativement l'émittance. Il est possible que ce désaccord entre les mesures et les prédictions théoriques soit dû aux hypothèses simplificatrices utilisées dans les théories de Kim et Serafini. Nous distinguons sur la figure 6.3 trois domaines de valeurs de ϕ_0 : Pour $0^\circ < \phi_0 < 25^\circ$ l'émittance augmente, pour $25^\circ < \phi_0 < 70^\circ$ l'émittance varie peu et pour $\phi_0 > 70^\circ$ il est difficile d'accélérer les paquets d'électrons et donc de réaliser les mesures. Nous avons décidé, d'après ces résultats, de réaliser nos mesures d'émittance pour une phase d'injection $\phi_0=40^\circ$. Notons que cette phase d'injection correspond également au maximum d'énergie à la sortie du canon HF (comme indiqué sur la figure 5.2).

6.3.3 Emittance en fonction du champ accélérateur crête dans le canon HF

Nous avons mesuré l'émittance verticale $\epsilon_{y,n}$ à $z \cong 3,8$ m pour trois valeurs du champ accélérateur crête dans le canon HF et pour un faisceau de charge 1 et 8 nC. La phase d'injection était fixée, suivant les remarques du paragraphe précédent, à $\phi_0=40^\circ$.

Cas 1 nC

La figure 6.4(a) présente la mesure de l'émittance normalisée $\epsilon_{y,n}$ d'un faisceau de charge $Q=1$ nC en fonction du courant dans les solénoïdes ($I_{cc}=I_p=I_s$) pour trois champs accélérateurs crêtes dans le canon : $E_0=30, 35$ et 40 MV/m. Les dimensions transverse et longitudinale de la tache laser sur la cathode étaient respectivement de $\sigma_x=0,8$ mm et $\tau_z=10,8$ ps FWHM. Le champ accélérateur de la cavité de capture était de 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie. L'énergie totale E_t du faisceau fut mesurée à 17,3 MeV, 17,9 MeV et 18,2 MeV pour respectivement $E_0=30, 35$ et 40 MV/m.

Nous pouvons voir sur cette figure que le minimum d'émittance est approximativement le même à $\epsilon_{y,n} \cong 4$ mm-mrad que le champ crête dans le canon HF soit $E_0=30, 35$ ou 40 MV/m. Ce résultat est important dans la mesure où le fonctionnement du canon HF, avec $E_0=30$ MV/m, produit 5 fois moins de courant d'obscurité qu'avec $E_0=40$ MV/m (voir figure 4.14), ce qui constitue un excellent moyen pour réduire le courant d'obscurité. Nous pouvons voir également que plus le champ accélérateur E_0 est faible et plus l'émittance transverse est sensible au courant dans les solénoïdes. La détermination du minimum d'émittance pour un champ accélérateur faible se fait donc au prix d'un ajustement précis du courant dans les solénoïdes.

La figure 6.4(b) présente la comparaison du cas $E_0=30$ MV/m avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA. L'accord est satisfaisant entre les mesures et HOM-

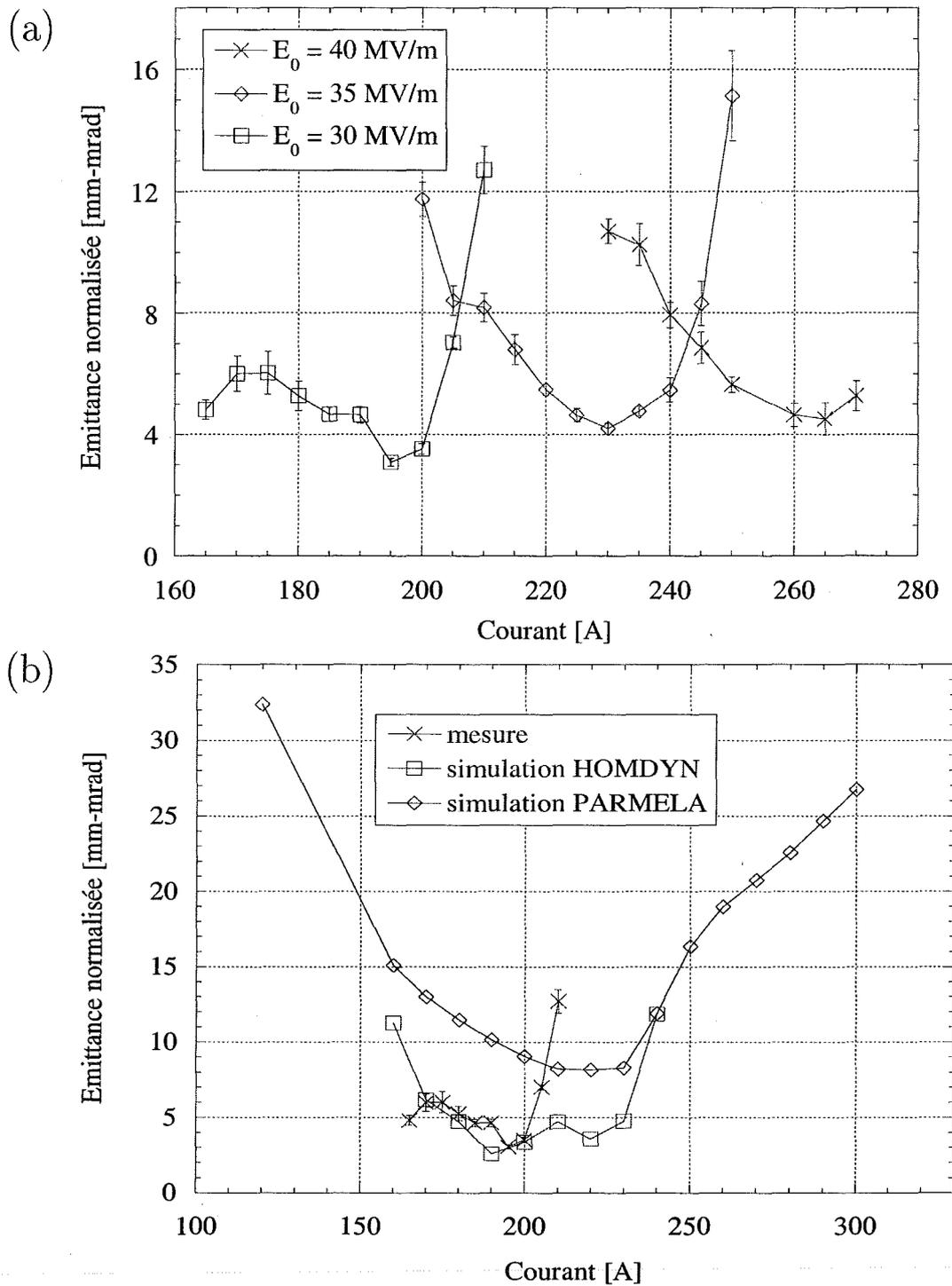


Figure 6.4: (a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=1$ nC à $z \approx 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois champs accélérateurs crêtes E_0 dans le canon et comparaison (b) du cas $E_0=30$ MV/m avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

DYN, par contre PARMELA donne des valeurs d'émittance deux fois supérieures à celles mesurées.

Il est à noter enfin que la figure 6.3 présente un minimum d'émittance transverse à 1 nC de $\epsilon_{y,n} \cong 2,6$ mm-mrad alors que la figure 6.4(b) présente un minimum pour cette même charge de $\epsilon_{y,n} \cong 4$ mm-mrad, cet écart étant dû aux erreurs de mesures.

Cas 8 nC

Les mêmes mesures ont été faites pour un faisceau de charge $Q=8$ nC. Les paramètres de l'injecteur utilisés pour cette expérience furent les mêmes que ceux décrits pour le cas $Q=1$ nC sauf pour la dimension transverse σ_x de la tache laser sur la cathode. Nous avons utilisé $\sigma_x=2, 3; 1, 2$ et $1, 5$ mm pour respectivement $E_0=30, 35$ et 40 MV/m. Idéalement, nous aurions dû conserver la même valeur de σ_x pour nos trois mesures. Toutefois, nous verrons au paragraphe 6.3.4 que pour un faisceau de charge $Q=8$ nC la dimension transverse de la tache laser sur la cathode n'a pas une influence significative sur l'émittance transverse du faisceau. L'énergie totale mesurée fut de $E_t=16,8; 17,2; 17,8$ MeV pour respectivement $E_0=30, 35$ et 40 MV/m.

Ces mesures sont présentées sur la figure 6.5(a). Nous pouvons déduire de cette figure les mêmes conclusions que pour le cas $Q=1$ nC à savoir que, d'une part le minimum d'émittance transverse est le même à $\epsilon_{y,n} \cong 10-11$ mm-mrad pour $E_0=30, 35$ et 40 MV/m, et d'autre part, que plus la valeur du champ accélérateur crête est faible et plus l'émittance transverse devient sensible au courant dans les solénoïdes. La figure 6.5(b) montre, pour $E_0=30$ MV/m, la comparaison entre les mesures et les simulations HOMDYN et PARMELA. Comme pour le cas $Q=1$ nC, nous pouvons voir d'après cette figure que l'accord avec HOMDYN est satisfaisant, par contre PARMELA donne des valeurs quatre fois supérieures à celles mesurées.

Etant donné que le courant d'obscurité produit pour une impulsion HF de $20 \mu\text{s}$ à $E_0=40$ MV/m ne perturbe pas les mesures de la dynamique du faisceau présentées dans cette thèse, nous avons continué les mesures d'émittance avec $E_0=40$ MV/m.

6.3.4 Emittance en fonction de la charge

Compte tenu des résultats présentés aux paragraphes 6.3.2 et 6.3.3, nous avons décidé de poursuivre nos mesures de l'émittance avec une phase d'injection $\phi_0=40^\circ$ et un champ accélérateur crête dans le canon HF $E_0=40$ MV/m. Nous avons alors mesuré, pour un faisceau de charge $Q=0,25; 1, 4, 6, 8,$ et 12 nC, l'émittance normalisée $\epsilon_{y,n}$ à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes, en prenant pour chaque charge, lorsque cela était possible, différentes dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode. Étaient ajustées la dimension transverse σ_x , grâce à un iris automatique situé sur le parcours de la lumière laser (voir figure 2.9), et l'énergie du laser afin de garder une charge extraite du canon constante pour les différentes valeurs de σ_x . Pour toutes ces mesures, la dimension longitudinale des impulsions laser était de $\tau_z=10,8$ ps FWHM, le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture de 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie. L'énergie totale du faisceau était d'environ 18 MeV.

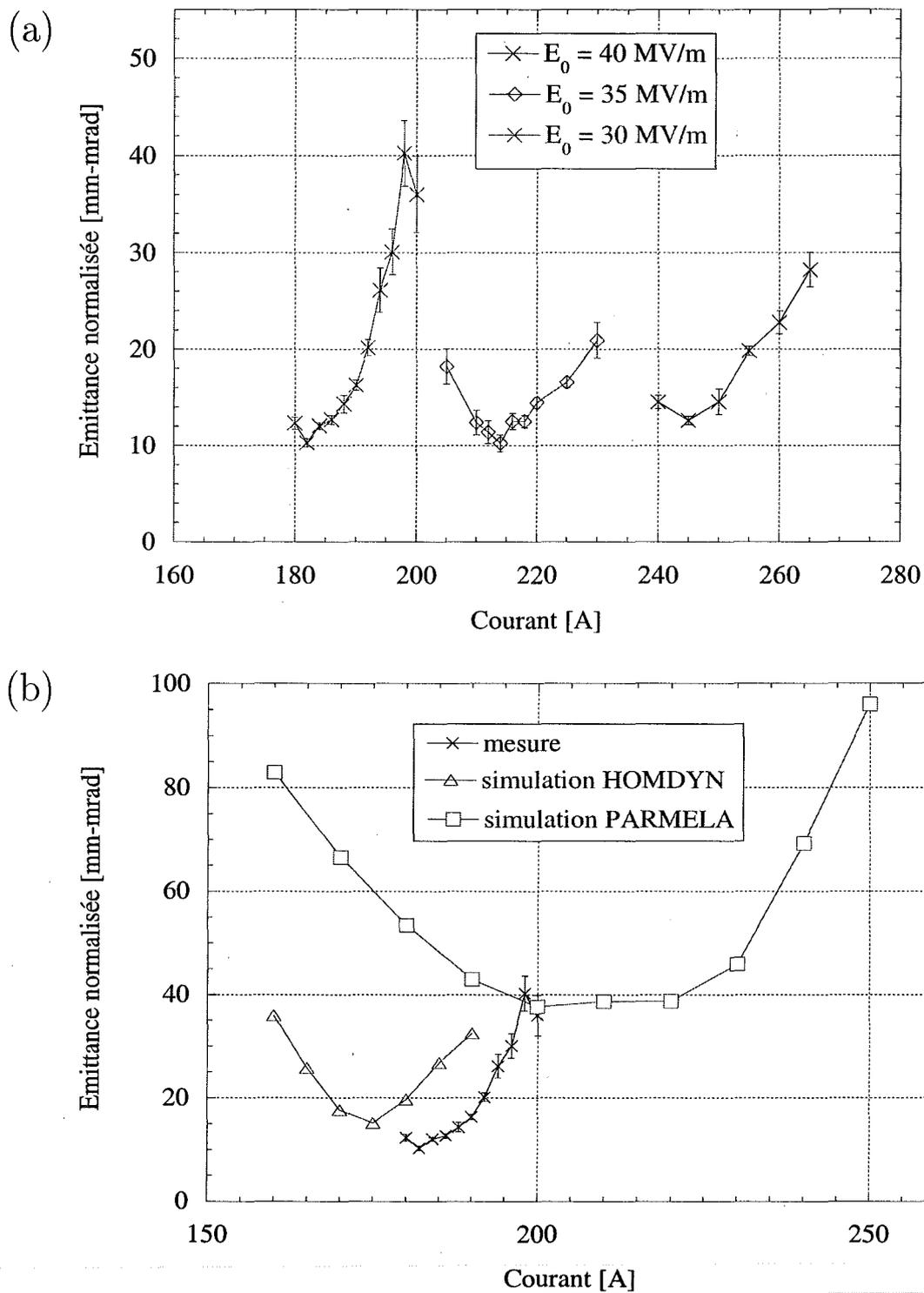


Figure 6.5: (a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=8$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois champs accélérateurs crêtes E_0 dans le canon et comparaison (b) du cas $E_0=30$ MV/m avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

Ces mesures sont présentées ci-dessous sur les figures 6.6 à 6.11 pour des charges respectivement de $Q=0,25$ à $Q=12$ nC. Pour les figures 6.6 et 6.11 nous avons utilisé une seule dimension transverse de la tache laser sur la cathode correspondant à la fermeture maximum de l'iris ($\sigma_x=0,4$ mm pour $Q=0,25$ nC) et à son ouverture maximum ($\sigma_x=2,1$ mm pour $Q=12$ nC). Chaque figure fait référence à la dimension σ_x utilisée pour la mesure. Pour chaque charge, la courbe donnant le minimum d'émittance est comparée aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Nous avons ainsi déterminé l'émittance verticale minimum en fonction de la charge. Cette mesure est présentée sur la figure 6.12.

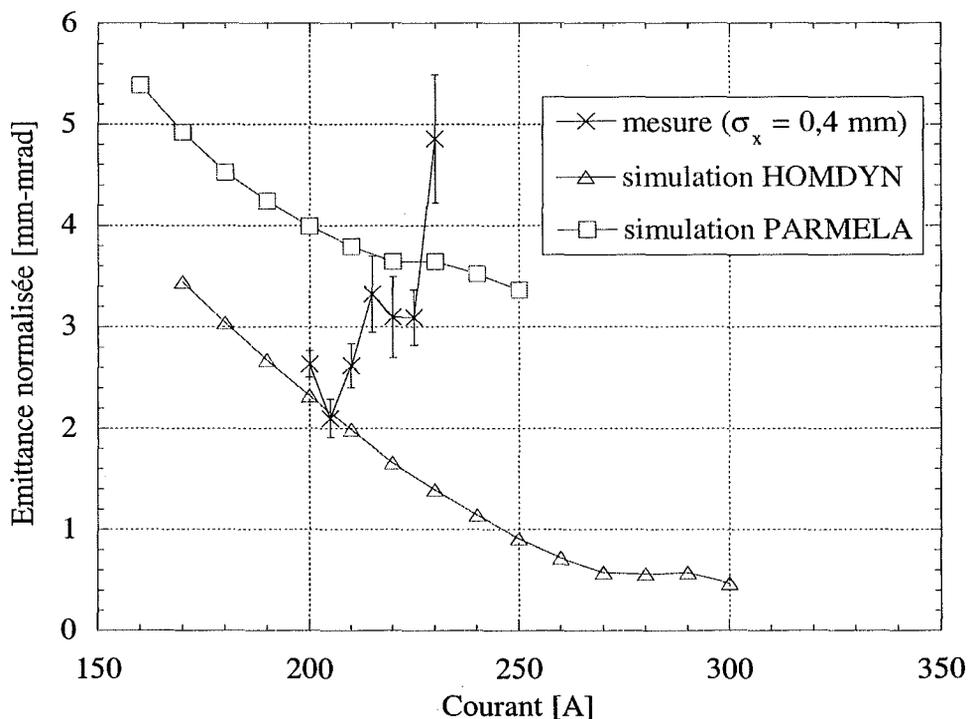


Figure 6.6: Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=0,25$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour une dimension transverse $\sigma_x=0,4$ mm de la tache laser sur la cathode et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

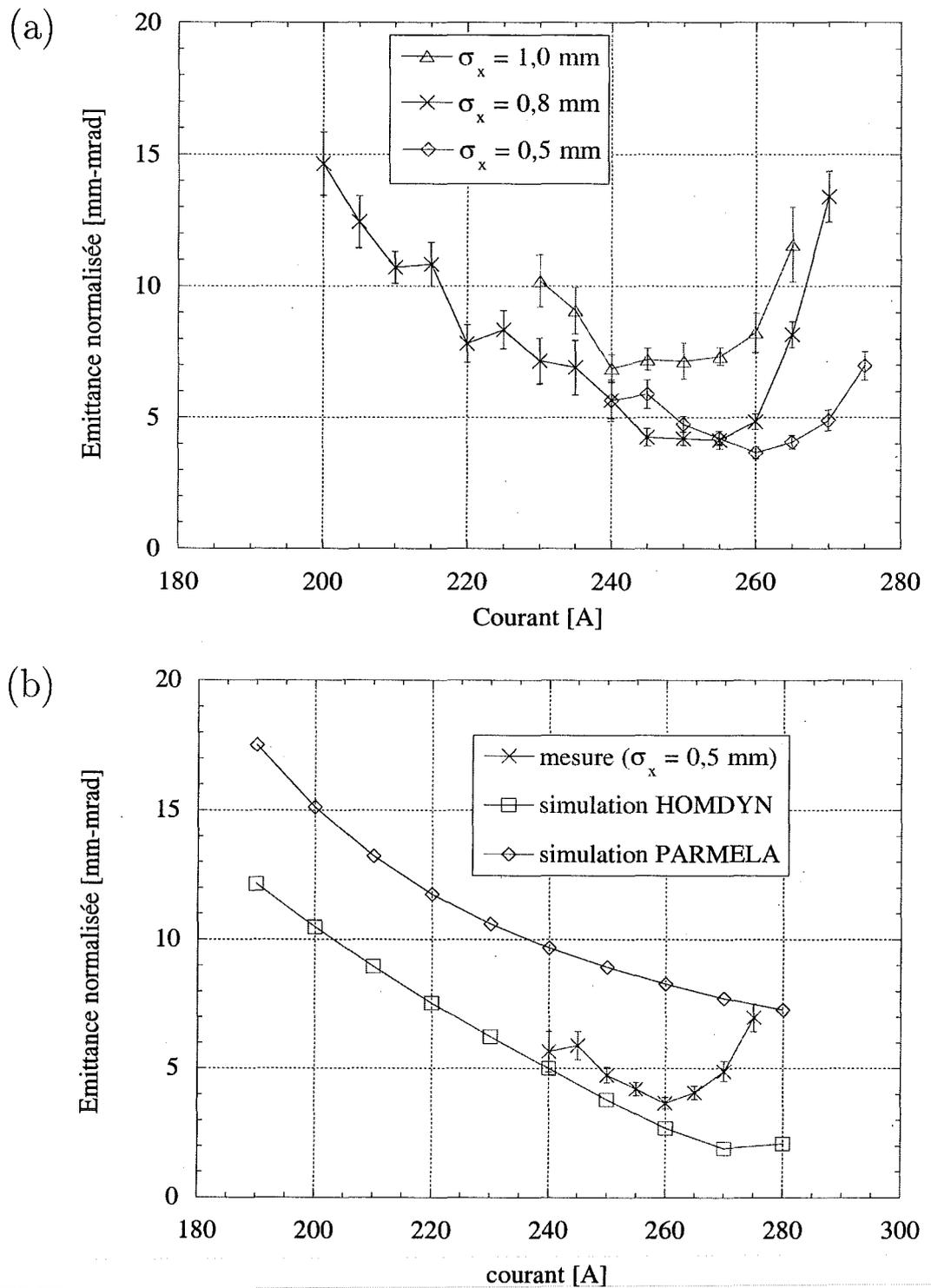


Figure 6.7: (a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=1$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=0,5$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

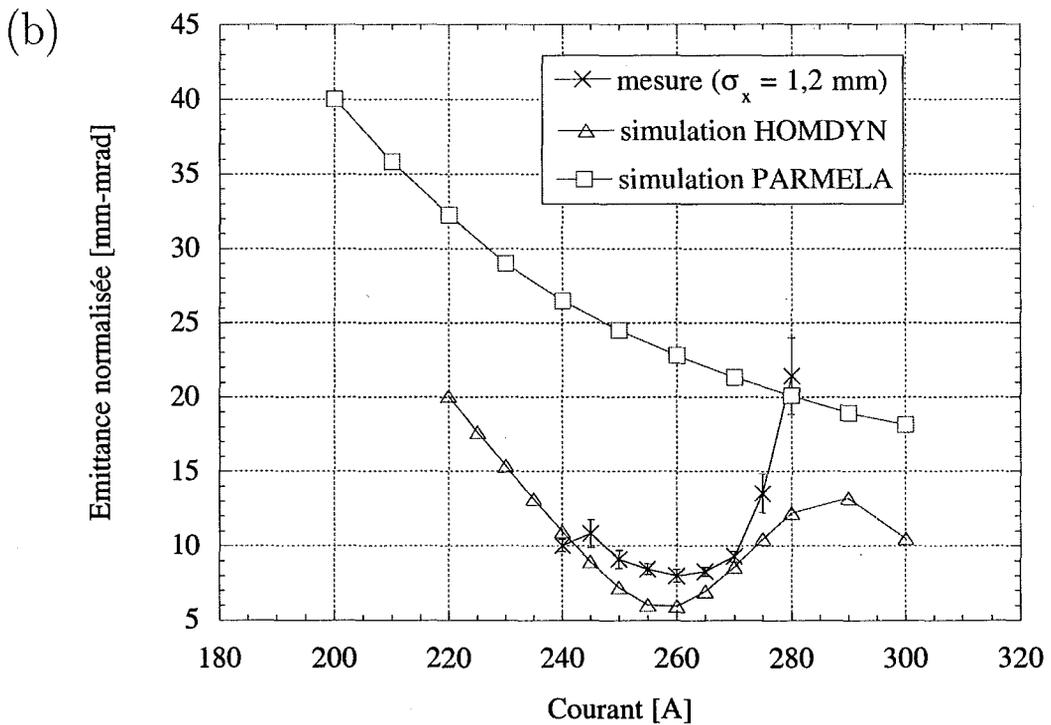
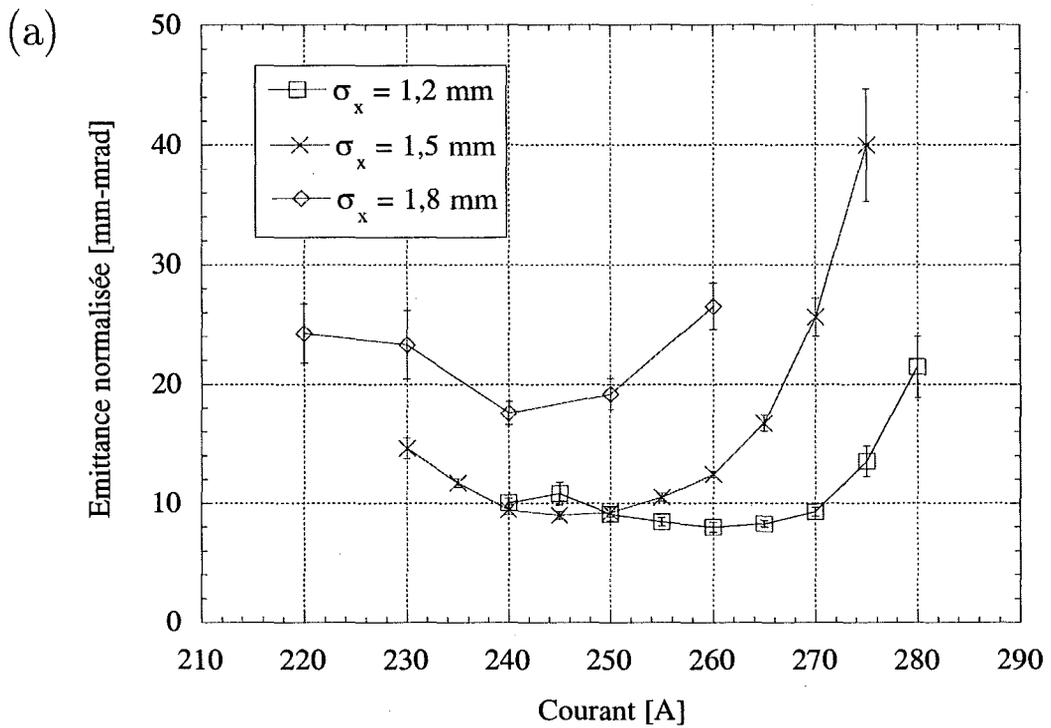


Figure 6.8: (a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=4$ nC à $z \approx 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=1,2$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

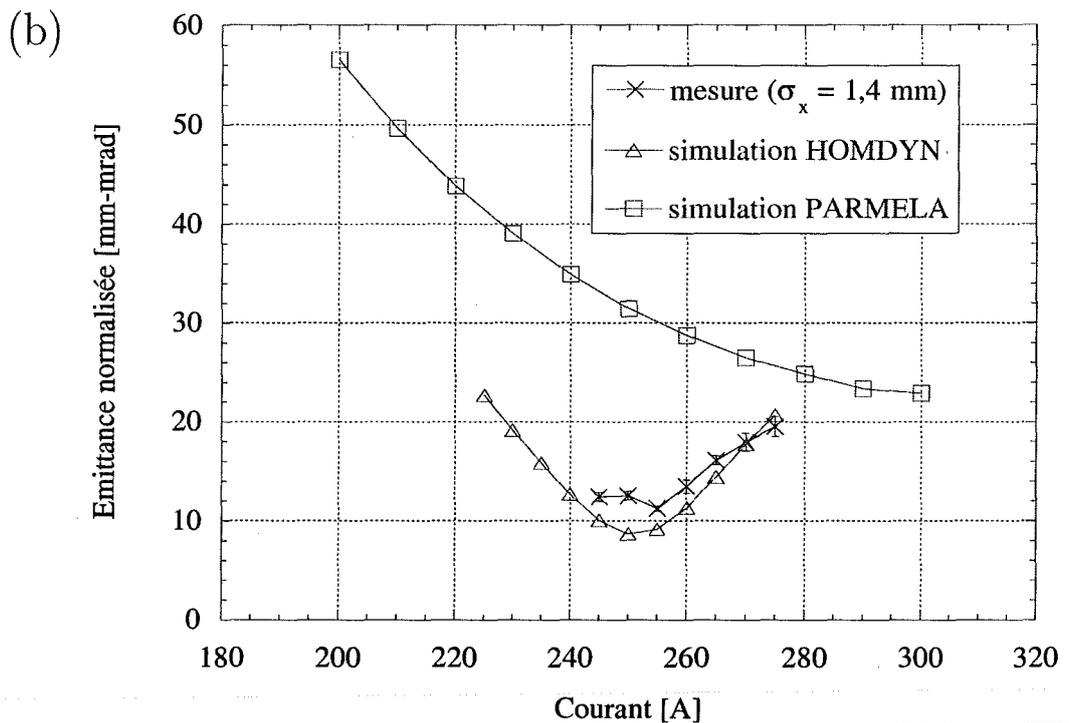
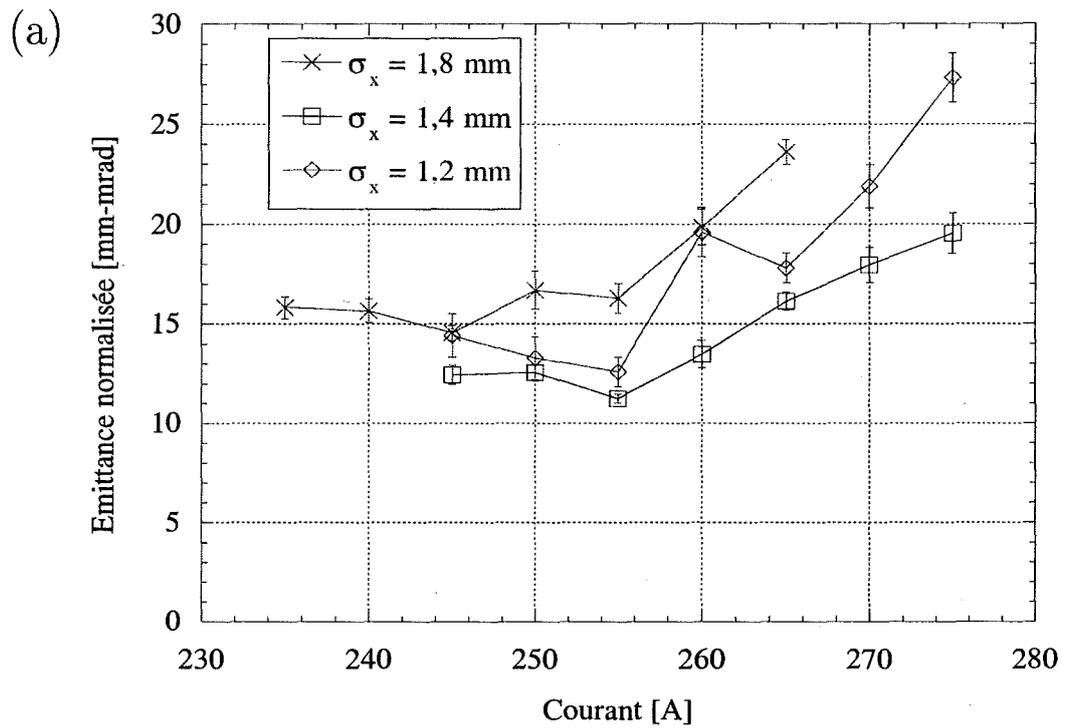


Figure 6.9: (a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=6$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=1,4$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

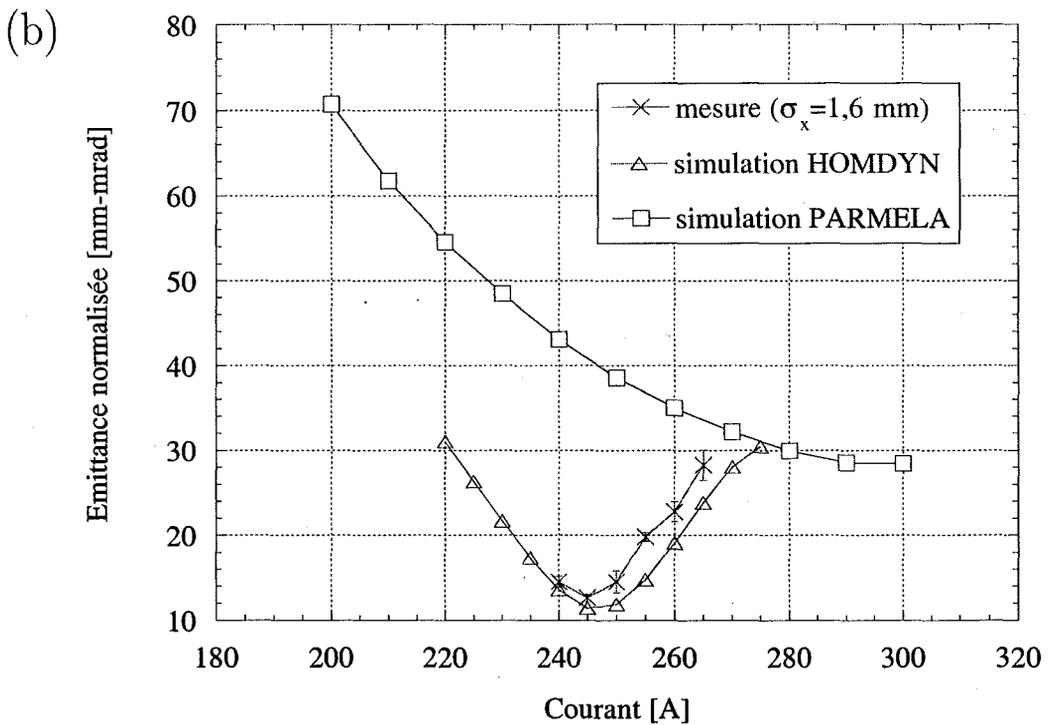
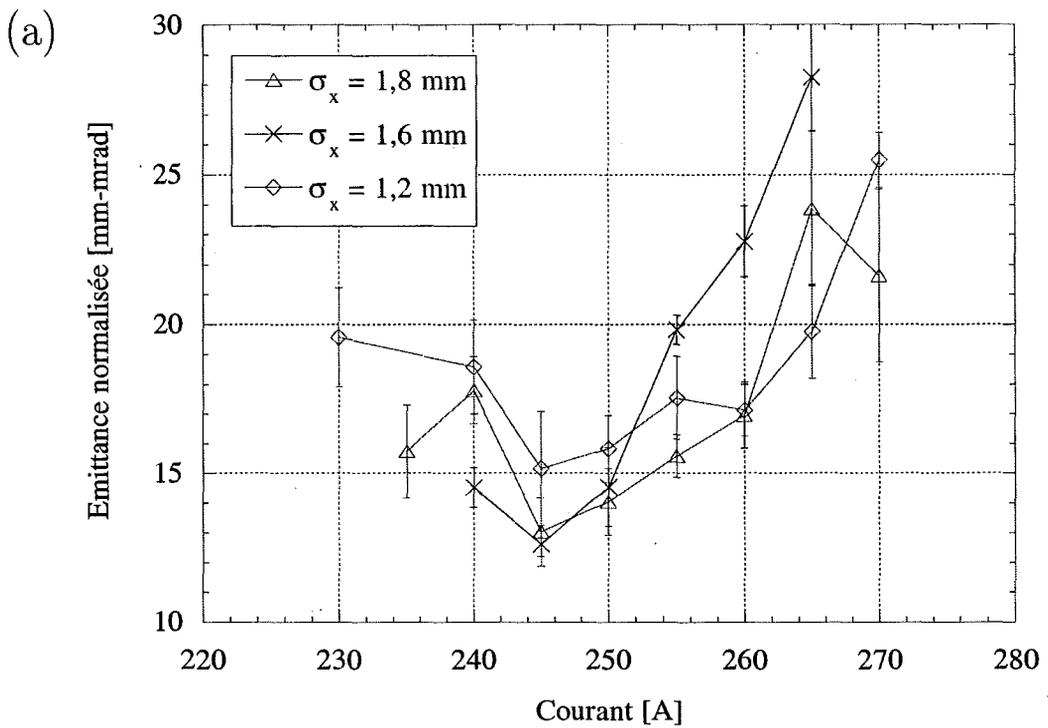


Figure 6.10: (a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=8$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=1,6$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

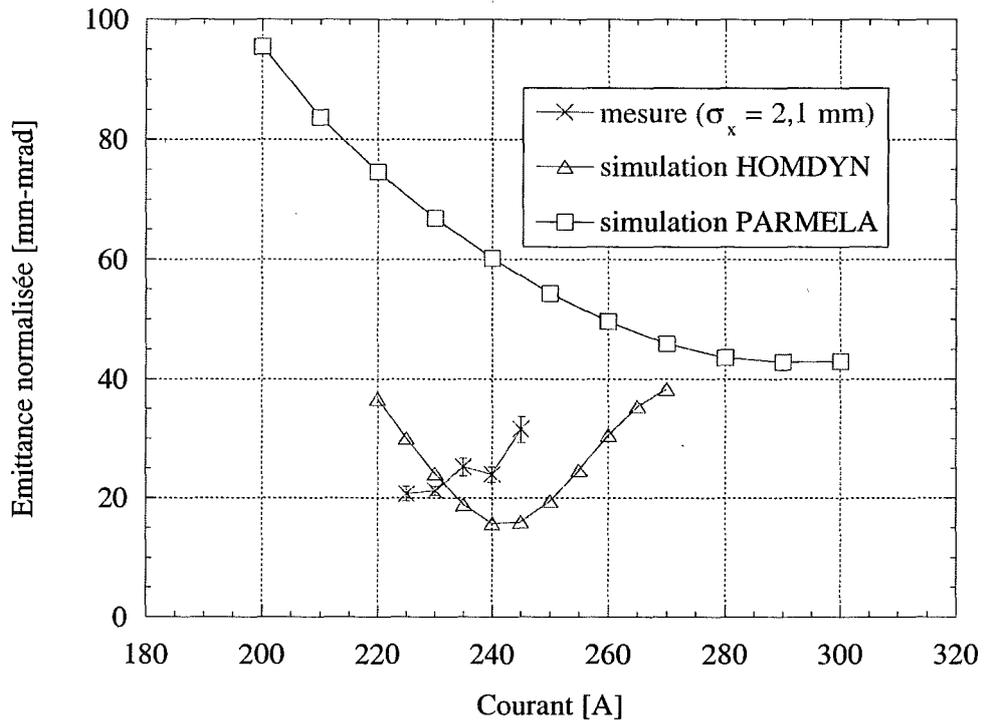


Figure 6.11: Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=12$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour une dimension transverse $\sigma_x=2,1$ mm de la tache laser sur la cathode et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

Les figures 6.6 à 6.11 montrent que, pour une charge donnée, le minimum d'émittance mesuré varie en fonction de la dimension transverse σ_x de la tache laser sur la cathode et du courant dans les solénoïdes. Pour les cas $Q=1$ nC et $Q=4$ nC (respectivement figures 6.7 et 6.8), les minima d'émittance ont été obtenus pour les dimensions de σ_x les plus petites. Par contre, pour les cas $Q=6$ nC et $Q=8$ nC (respectivement figures 6.9 et 6.10), les valeurs les plus petites de σ_x ne correspondent pas aux minima d'émittances mesurés.

Nous pouvons voir également sur ces figures que les mesures et les codes de simulation HOMDYN et PARMELA sont en désaccords à faible charge ($Q=0,25$ nC et $Q=1$ nC, respectivement figures 6.6 et 6.7) mais que pour des charges plus élevées ($Q=4$ nC à $Q=12$ nC, respectivement figures 6.8 à 6.11) HOMDYN présente un bon accord avec la mesure alors que PARMELA est toujours en désaccord. Il est quelque peu surprenant de voir HOMDYN donner un bon accord à forte charge mais pas à faible charge. En fait, de nombreux efforts ont été déployés pour permettre à ce code de traiter correctement la charge d'espace (voir paragraphe 3.6.2) et à la vue de ces résultats il semblerait que ce but soit atteint. Des recherches sont en cours [70] afin de comprendre le désaccord à faible charge. En ce qui concerne PARMELA, il est possible que la méthode dite du point par point (voir paragraphe 3.6.3) utilisée pour traiter la charge d'espace ne soit pas convenable pour ce type de faisceaux ce qui pourrait expliquer ce désaccord. Ce code

devrait être utilisé avec la méthode dite de la grille (voir également le paragraphe 3.6.3) afin de voir si celle-ci permet d'obtenir un meilleur accord.

Ces mesures montrent donc que pour chaque charge il correspond une dimension de σ_x qui permet de minimiser l'émittance transverse et à cette valeur de σ_x est associée une valeur du courant dans les solénoïdes. Le tableau 6.2 répertorie, pour chaque charge, les minima d'émittances mesurés et les valeurs de σ_x et du courant dans les solénoïdes associé. Chaque valeur d'émittance rapportée dans ce tableau est traitée statistiquement (moyenne et déviation standard) sur 5 mesures.

Charge Q [nC]	Taille tache laser σ_x [mm]	Courant solénoïdes $I_{cc}=I_p=I_s$ [A]	Emittance $\epsilon_{y,n}$ [mm-mrad]
0,25	0,4	205	$2,1 \pm 0,2$
1	0,5	260	$3,7 \pm 0,2$
4	1,2	260	$8,0 \pm 0,4$
6	1,4	255	$11,3 \pm 0,2$
8	1,6	245	$12,6 \pm 0,4$
12	2,1	225	$20,7 \pm 1,3$

Tableau 6.2: Emittance normalisée verticale minimum $\epsilon_{y,n}$ mesurée à $z \cong 3,8$ m pour différentes charges et valeurs de la dimension de la tache laser sur la cathode et du courant dans les solénoïdes associé.

La figure 6.12 présente ces minima d'émittance comparés aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Il vient de cette figure que l'émittance transverse du faisceau, qu'elle soit mesurée ou simulée, présente une dépendance linéaire vis-à-vis de la charge. Nous pouvons voir également sur cette figure que l'accord entre les mesures et HOMDYN est satisfaisant, par contre PARMELA donne des valeurs d'émittance environ 3 fois supérieures à celles mesurées. Il est important de noter que ces minima d'émittance ne sont pas absolus et qu'il est probablement possible de réduire encore plus l'émittance transverse du faisceau.

En effet, ces minima d'émittance transverse ont été déterminés pour trois paramètres fixes de l'injecteur : La longueur de l'impulsion laser à $\tau_z=10,8$ ps FWHM, le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture à 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie. Des simulations avec le code HOMDYN pour un faisceau de charge $Q=1$ nC ont montré que l'utilisation d'une longueur d'impulsion laser de $\tau_z=20$ ps FWHM permet de réduire d'environ 50% l'émittance transverse. Ceci s'explique simplement par une réduction de la charge d'espace dans les paquets de grande dimension longitudinale. Ces simulations ont également montré que la variation du champ accélérateur (de 8 MV/m à 20 MV/m) sur l'axe de la cavité de capture ainsi que sa phase (de $\pm 20^\circ$ par rapport à la phase donnant le minimum de dispersion en énergie) ne réduit pas significativement l'émittance transverse. Ces points devraient être vérifiés expérimentalement.

Il est également important de noter que les mesures de l'émittance présentées dans ce paragraphe utilisent un courant identique dans les trois solénoïdes ce qui implique, comme il est indiqué dans le paragraphe 4.3.3, une composante magnétique longitudinale

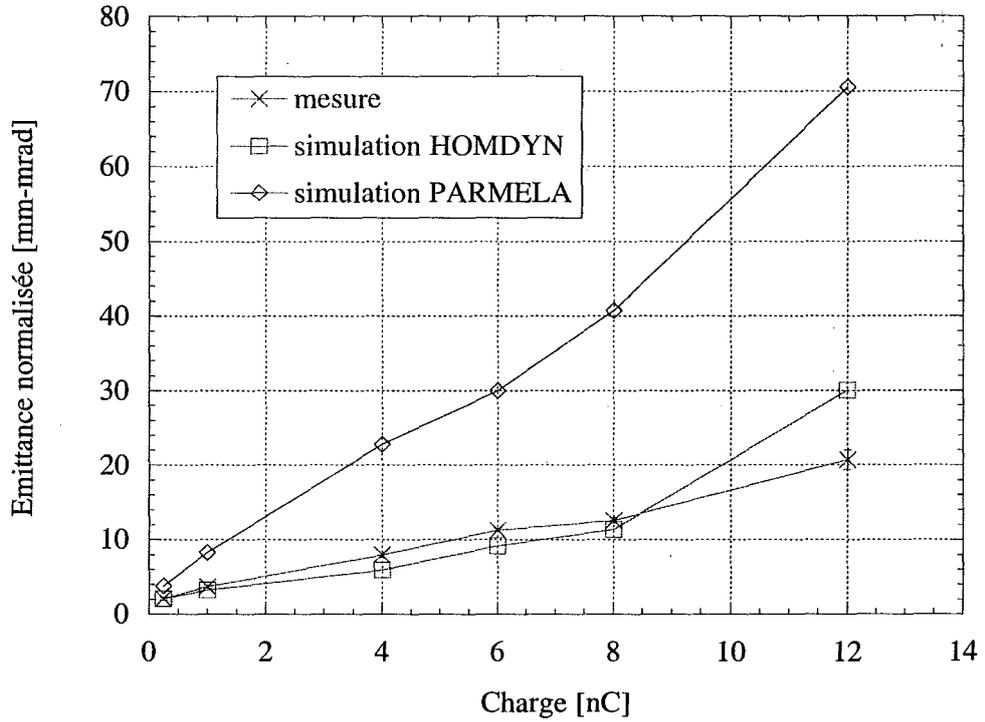


Figure 6.12: Mesure de l'émittance transverse normalisée à $z \cong 3,8$ m en fonction de la charge.

B_z^{cath} non nulle sur la cathode et une émittance résiduelle d'origine magnétique $\epsilon_{n,rms}^{mag}$ qui s'ajoute quadratiquement à l'émittance transverse RMS naturelle. L'annexe B indique que pour un faisceau de distribution transverse gaussienne σ cette quantité s'exprime par la relation :

$$\epsilon_{n,rms}^{mag} [\text{mm} - \text{mrad}] \cong 2,94 \cdot 10^{-2} \times B_z^{cath} [\text{G}] \sigma^2 [\text{mm}] \quad (6.3)$$

Pour les minima d'émittance indiqués dans le tableau 6.2, des simulations Poisson ont montré que $B_z^{cath} \cong 60$ Gauss. En reportant cette quantité dans la relation (6.3) et en utilisant les valeurs de σ présentées sur le tableau 6.2, on en déduit que l'émittance magnétique résiduelle représente entre 1% (pour les faibles charges) et 7% (pour les fortes charges) des minima d'émittance. Il est donc possible, en augmentant (d'environ 5%) le courant dans le solénoïde de contre-champ, d'annuler la composante B_z^{cath} et de réduire les minima d'émittance de ces quantités. Ce point est illustré dans l'annexe B.

Après avoir déterminé les minima d'émittance transverse à $z \cong 3,8$ m, nous avons étudié l'enveloppe du faisceau afin de transporter cette émittance le long de la ligne de faisceau. Les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

6.4 Mesure de l'enveloppe et de l'émittance transverse le long de la ligne de transport

Les mesures de l'enveloppe et de l'émittance transverse le long de la ligne de transport ont été effectuées pour un faisceau de charges $Q=1$ nC et $Q=8$ nC. Les paramètres de l'injecteur associés à ces mesures furent fixés en tenant compte des résultats du paragraphe 6.3.4 (voir tableau 6.2) indiquant les minima d'émittance transverse mesurés à $z \cong 3,8$ m pour ces charges.

La taille du faisceau le long de la ligne de transport est déterminée expérimentalement par un lissage gaussien de ces distributions transverses horizontale (σ_x) et verticale (σ_y). Chaque mesure est traitée statistiquement (moyenne et déviation standard) sur 5 acquisitions.

6.4.1 Cas d'un faisceau de charge $Q=1$ nC

D'après le paragraphe précédent, le minimum d'émittance transverse pour un faisceau de charge $Q=1$ nC a été mesuré à $z \cong 3,8$ m pour une tache laser sur la cathode de dimension transverse $\sigma_x=0,5$ mm et un courant identique $I_{cc}=I_p=I_s=255$ A dans les trois solénoïdes (voir tableau 6.2). Cependant, afin de réduire les forces de charge d'espace dans les paquets (et donc l'émittance du faisceau), nous avons préféré $\sigma_x=0,8$ mm pour la suite de nos mesures, cette dimension de la tache laser ne dégradant pas significativement l'émittance (voir figure 6.7(a)). Le courant dans les solénoïdes utilisé pour cette expérience fut $I_{cc}=I_p=I_s=260$ A, correspondant au minimum d'émittance transverse à $z \cong 3,8$ m.

La figure 6.13(a) présente la mesure de l'enveloppe du faisceau soumis à une dérive sans focalisation magnétique par les quadripôles le long de la ligne de transport. Cette mesure est comparée aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Nous pouvons voir sur cette figure, pour $z > 7,6$ m, une perturbation dans la mesure des valeurs de σ_x . Ceci peut s'expliquer par un éventuel défaut d'inclinaison à 45° des écrans. En effet, un tel défaut induit une erreur sur la mesure de σ_x mais pas de σ_y , cette erreur étant accentuée par la grande dimension transverse du faisceau à cette position. Nous pouvons voir également sur cette figure que l'accord entre les mesures et les codes de simulation est satisfaisant à la sortie du canon HF ($z \cong 0,6$ m) mais pas à la sortie de la cavité de capture ($z \cong 4$ m). Les mesures montrent notamment un "waist" à la sortie de la cavité de capture, celui-ci étant plus éloigné pour les codes PARMELA ($z \cong 5$ m) et HOMDYN ($z \cong 8$ m).

Les résultats présentés au paragraphe 5.5 (voir figure 5.6) confirment que les mesures d'enveloppe sont en accord avec les codes de simulation à la sortie du canon ($z \cong 0,6$ m). Nous pensons donc que la dynamique du faisceau n'est pas traitée correctement par les codes HOMDYN et PARMELA dans la cavité de capture. Il est possible que ces codes sous-estiment la focalisation HF et/ou sur-estiment les effets de charge d'espace dans la cavité de capture.

Nous avons conservé les paramètres de l'injecteur utilisés pour la figure 6.13(a) et

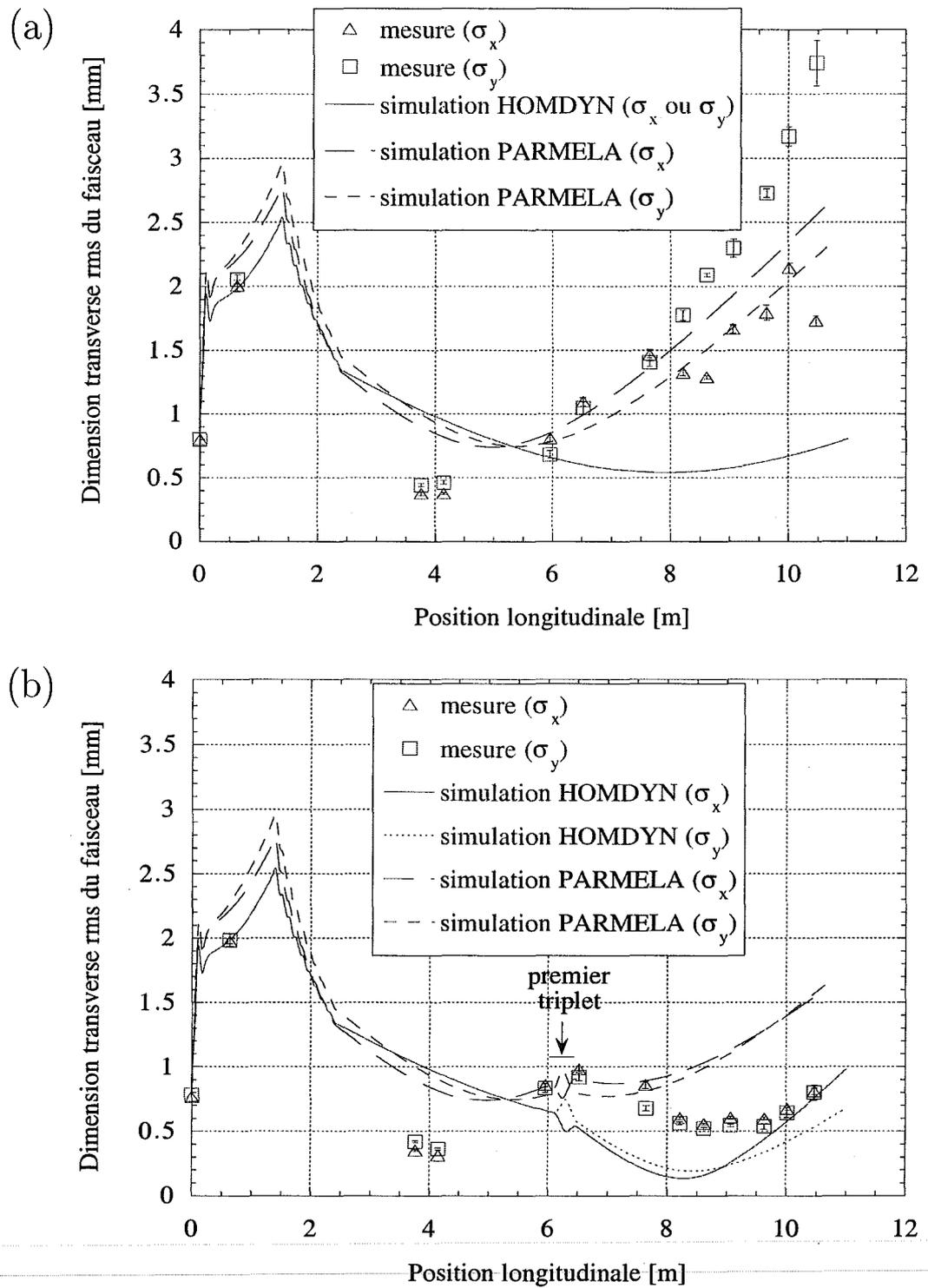


Figure 6.13: Enveloppe d'un faisceau de charge $Q=1$ nC (a) sans focalisation par les quadripôles et (b) en focalisant avec le premier triplet ($Q_3=1,32$ A, $Q_4=-2,42$ A, $Q_5=1,32$ A).

	z [m]	Emittance [mm-mrad]		
		$Q=1$ nC		
		Mesure	HOMDYN	PARMELA
$\epsilon_{y,n}$	3,8	$3,7 \pm 0,1$	1,7	9,2
$\epsilon_{x,n}$	6,5	$5,0 \pm 0,2$	1,7	9,1
$\epsilon_{y,n}$	6,5	$5,1 \pm 0,2$	1,4	9,2
$\epsilon_{x,n}$	9,4	$6,8 \pm 0,2$	1,6	9,6
$\epsilon_{y,n}$	9,4	$5,8 \pm 0,2$	0,9	9,6

Tableau 6.3: Mesure de l'émittance transverse d'un faisceau de charge $Q=1$ nC le long de la ligne de transport et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

focalisé le faisceau par l'intermédiaire du premier triplet (positionné à $z \cong 6,3$ m) pour des valeurs de courant de $Q3=1,32$ A, $Q4=-2,42$ A et $Q5=1,32$ A (voir figure 2.1 pour la position des quadripôles). L'enveloppe du faisceau ainsi mesurée est présentée sur la figure 6.13(b) et comparée aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Pour cette mesure, les autres quadripôles installés sur la ligne de transport furent "dégaussés". Nous pouvons voir sur cette figure que l'accord n'est pas satisfaisant entre les mesures et les codes de simulation. Ce désaccord était cependant prévisible, les dimensions transverses du faisceau ainsi que sa divergence à l'entrée du triplet étant différentes suivant les mesures, HOMDYN ou PARMELA. Nous pouvons voir également sur cette figure que l'enveloppe mesurée est symétrique mais que celles données par les codes de simulation présentent une asymétrie. Nous avons cependant noté, qu'une variation du champ magnétique des quadripôles de $\pm 5\%$ dans les codes de simulation, permet d'obtenir une enveloppe symétrique. Cette variation rentre dans l'incertitude de l'étalonnage des quadripôles (voir paragraphe 2.6.3).

Des mesures de l'émittance transverse ont été réalisées sur l'enveloppe présentée sur la figure 6.13(b) suivant la technique des fentes décrite au paragraphe 6.2.1. Ces mesures sont présentées sur le tableau 6.3. Il vient du tableau 6.3 que l'émittance transverse d'un faisceau de charge $Q=1$ nC augmente le long de la ligne de transport, pour atteindre à $z \cong 9,4$ m une valeur de 1,5 à 1,8 fois plus élevée qu'à $z \cong 3,8$ m. Il est possible que cette augmentation d'émittance soit due à des effets chromatiques dans les quadripôles, ces derniers n'ayant pas fait l'objet d'un alignement transverse précis sur la ligne de transport. Nous pouvons voir également sur ce tableau que les valeurs d'émittances simulées par HOMDYN sont plus faibles que celles mesurées. Ce résultat confirme celui présenté sur les figures 6.6(b) et 6.7(b) à savoir qu'à faible charge l'émittance transverse donnée par HOMDYN n'est pas en accord avec l'expérience. Par contre, les valeurs d'émittances déterminées par PARMELA sont plus élevées que celles mesurées, ce résultat ayant été observé au paragraphe 6.3.4. Nous avons mesuré la dispersion en énergie de ce faisceau à $\delta=0,25 \pm 0,02\%$ et la longueur des paquets à $\sigma_z=1,6 \pm 0,1$ mm (à $z \cong 6,5$ m, voir paragraphe 7.1).

6.4.2 Cas d'un faisceau de charge $Q=8$ nC

La même étude que celle présentée au paragraphe précédent a été entreprise pour un faisceau de charge $Q=8$ nC. Nous avons utilisé pour cette étude une dimension transverse de la tache laser sur la cathode de $\sigma_x=1,6$ mm et un courant $I_{cc}=I_p=I_s=245$ A dans les trois solénoïdes. Ces quantités sont celles préconisées par le tableau 6.2 afin d'obtenir une émittance transverse minimum à $z\cong 3,8$ m.

La figure 6.14(a) présente la mesure de l'enveloppe du faisceau le long de la ligne de transport, celui-ci n'étant soumis à aucune focalisation magnétique par les quadripôles. Cette mesure est comparée aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Nous pouvons déduire de cette mesure les mêmes remarques que celles relatives à la figure 6.13(a) à savoir d'une part qu'il apparaît, après $z>7,6$ m, une asymétrie lors des mesures de σ_x et σ_y et d'autre part que les simulations ne sont pas en accord avec les mesures. Les explications avancées au paragraphe précédent concernant ces remarques sont également valables ici.

L'émittance transverse du faisceau a été mesurée le long de la ligne de transport. Les mesures sont reportées dans le tableau 6.4 et comparées aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Lors de ces mesures le faisceau était focalisé par le premier et second triplet respectivement positionnés à $z\cong 6,3$ m et 7,9 m et alimentés aux courants $Q3=1,3$ A, $Q4=-2,6$ A, $Q5=1,3$ A et $Q6=2,2$ A, $Q7=-4,2$ A, $Q8=2,2$ A (voir figure 2.1 pour la position des quadripôles). Les enveloppes correspondantes simulées par les codes HOMDYN et PARMELA sont présentées sur la figure 6.14(b). Il vient de ce tableau que l'émittance transverse augmente le long de la ligne de transport, effet déjà observé pour un faisceau de charge $Q=1$ nC. Nous pensons que, comme pour ce dernier, cette augmentation d'émittance pourrait être due à des effets chromatiques dans les quadripôles. Nous pouvons voir également dans ce tableau que les valeurs avancées par HOMDYN sont en accord avec les mesures, ce qui confirme que ce code donne, à forte charge, des valeurs d'émittance transverse en accord avec les valeurs mesurées. En ce qui concerne PARMELA, les valeurs d'émittance transverse données par ce code le long de la ligne de transport sont, comme pour le cas $Q=1$ nC, nettement plus élevées que celles mesurées. Notons enfin que la dispersion en énergie du faisceau fut mesurée à $\delta=0,38\pm 0,02\%$ et la longueur des paquets à $\sigma_z=2,9\pm 0,2$ mm (voir paragraphe 7.1).

Afin de comparer les mesures d'émittance transverse réalisées par la méthode des fentes et présentées jusqu'ici, nous avons réalisé la mesure de l'émittance transverse d'un faisceau de charge $Q=1$ nC en utilisant la méthode du balayage quadripolaire. Cette mesure est présentée ci-dessous.

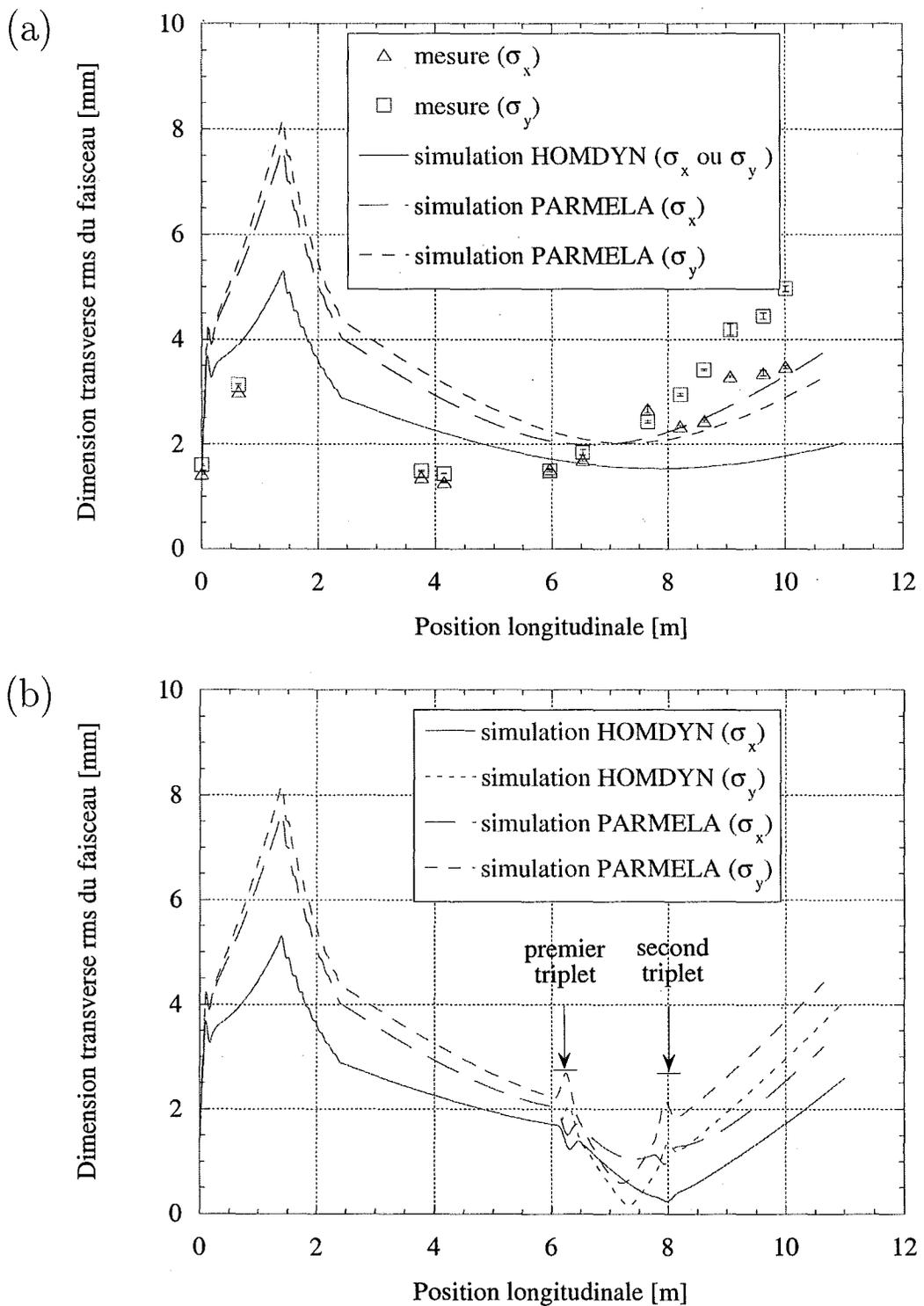


Figure 6.14: Enveloppe d'un faisceau de charge $Q=8$ nC (a) sans focalisation par les quadripôles et (b) en focalisant avec le premier et second triplet ($Q_3=1,3$ A, $Q_4=-2,6$ A, $Q_5=1,3$ A et $Q_6=2,2$ A, $Q_7=-4,2$ A, $Q_8=2,2$ A).

Item	z [m]	Emittance [mm-mrad]		
		$Q=8$ nC		
		Mesure	HOMDYN	PARMELA
$\epsilon_{y,n}$	3,8	$10,0 \pm 0,1$	11,0	40,7
$\epsilon_{x,n}$	6,5	$11,6 \pm 0,5$	12,5	39,1
$\epsilon_{y,n}$	6,5	$8,9 \pm 0,7$	9,7	40,5
$\epsilon_{x,n}$	9,4	$14,4 \pm 0,5$	8,5	39,3
$\epsilon_{y,n}$	9,4	$18,3 \pm 0,9$	16,4	41,2

Tableau 6.4: Mesure de l'émittance transverse d'un faisceau de charge $Q=8$ nC le long de la ligne de transport et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

6.5 Mesure de l'émittance d'un faisceau de charge $Q=1$ nC par balayage quadripolaire

Principe du balayage quadripolaire

Le principe du balayage quadripolaire est d'utiliser un quadripôle pour focaliser le faisceau horizontalement et verticalement sur un écran et de déduire, de la variation des dimensions transverses du faisceau, son émittance géométrique.

Soit L la distance séparant le centre du quadripôle de l'écran. La matrice faisceau à l'écran (notée σ_f) est reliée à la matrice faisceau à l'entrée du quadripôle (notée σ_0) par la relation :

$$\sigma_f = T\sigma_0T^t = \begin{bmatrix} \langle uu \rangle & \langle uu' \rangle \\ \langle u'u \rangle & \langle u'u' \rangle \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

où u représente la direction x ou y , u' sa dérivée par rapport à la direction z , T la matrice de transport entre le quadripôle et l'écran et T^t sa transposée. En assimilant le quadripôle à une lentille mince de distance focale f alors l'équation (6.4) devient :

$$\sigma_f = \left(\begin{bmatrix} 1 - L/f & L \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \right) \left(\epsilon_u^g \begin{bmatrix} \beta_0 & -\alpha_0 \\ -\alpha_0 & \gamma_0 \end{bmatrix} \right) \left(\begin{bmatrix} 1 - L/f & -1/f \\ L & 1 \end{bmatrix} \right) \quad (6.5)$$

où β_0 , α_0 et γ_0 sont les paramètres de Courant-Snyder caractérisant l'ellipse de l'espace des phases à l'entrée du quadripôle et ϵ_u^g l'émittance géométrique non-normalisée du faisceau dans le plan x ou y à cette même position. En développant la matrice (6.5) et en comparant son premier membre avec celui de la matrice (6.4), on en déduit que :

$$\begin{aligned} \sigma_u^2 = \langle uu \rangle &= (\epsilon_u^g \beta_0 - 2\alpha_0 \epsilon_u^g L + \epsilon_u^g \gamma_0 L^2) \\ &+ (2\epsilon_u^g \alpha_0 L^2 - 2\epsilon_u^g \beta_0 L)k \\ &+ (\epsilon_u^g \beta_0 L^2)k^2 \end{aligned} \quad (6.6)$$

où $k=f^{-1}$ est la force du quadripôle. La courbe $\sigma_u^2=f(k)$ représentant la variation de la dimension transverse du faisceau en fonction de la force du quadripôle est donc une parabole dont les coefficients sont :

$$\begin{aligned} a_0 &= \epsilon_u^g \beta_0 - 2\alpha_0 \epsilon_u^g L + \epsilon_u^g \gamma_0 L^2 \\ a_1 &= 2\epsilon_u^g \alpha_0 L^2 - 2\epsilon_u^g \beta_0 L \\ a_2 &= \epsilon_u^g \beta_0 L^2 \end{aligned} \quad (6.7)$$

Cette parabole peut être réalisée expérimentalement en mesurant les dimensions transverses horizontale (σ_x) et verticale (σ_y) du faisceau obtenues en variant la force du quadripôle. Un lissage de cette courbe par un polynôme du second degré permet d'obtenir les coefficients a_0 , a_1 et a_2 qui sont reliés d'après les équations (6.7) respectivement aux paramètres β_0 , α_0 et à ϵ_u^g par les relations :

$$\beta_0 = \frac{2a_2}{P} \quad (6.8)$$

$$\alpha_0 = \frac{2a_2 + La_1}{PL} \quad (6.9)$$

$$\epsilon_u^g = \frac{P}{2L^2} \quad (6.10)$$

avec :

$$P = \sqrt{4a_0 a_2 - a_1^2} \quad (6.11)$$

Il est important de noter que l'analyse présentée ci-dessus ne prend pas en compte les effets de charge d'espace et que si ceux-ci sont importants le lissage de la parabole doit être réalisé par un code de simulation incorporant ces effets. Pour ce qui est de l'expérience présentée ci-dessous, la mesure est réalisée dans un espace de glissement et l'équation (3.28) nous indique alors que le rapport R des effets de charge d'espace sur l'émission s'écrit :

$$R = \frac{I g(\zeta) \sigma^2}{2I_0 \beta \gamma \epsilon_n^2} \quad (6.12)$$

où I est le courant crête, $g(\zeta)$ le facteur de forme du faisceau défini par la relation (3.30), σ la dimension transverse du faisceau, $I_0=17$ kA le courant de Alfvén, et γ le facteur de Lorentz. La mesure présentée ci-après porte sur un faisceau de courant crête $I \cong 120$ A, de dimension transverse $\sigma \cong 1$ mm, d'émission transverse normalisée $\epsilon_n \cong 5$ mm-mrad, et d'énergie totale d'environ 18 MeV, ce qui entraîne, en prenant $g(\zeta)=1$ (hypothèse favorisant les effets de charge d'espace), que $R=4$. Il vient de ce calcul rapide que le terme représentant les effets de charge d'espace est plus important que celui représentant l'émission, ce qui nous indique que le faisceau est dominé par les effets de charge d'espace. Il est donc nécessaire d'incorporer ces effets dans notre analyse.

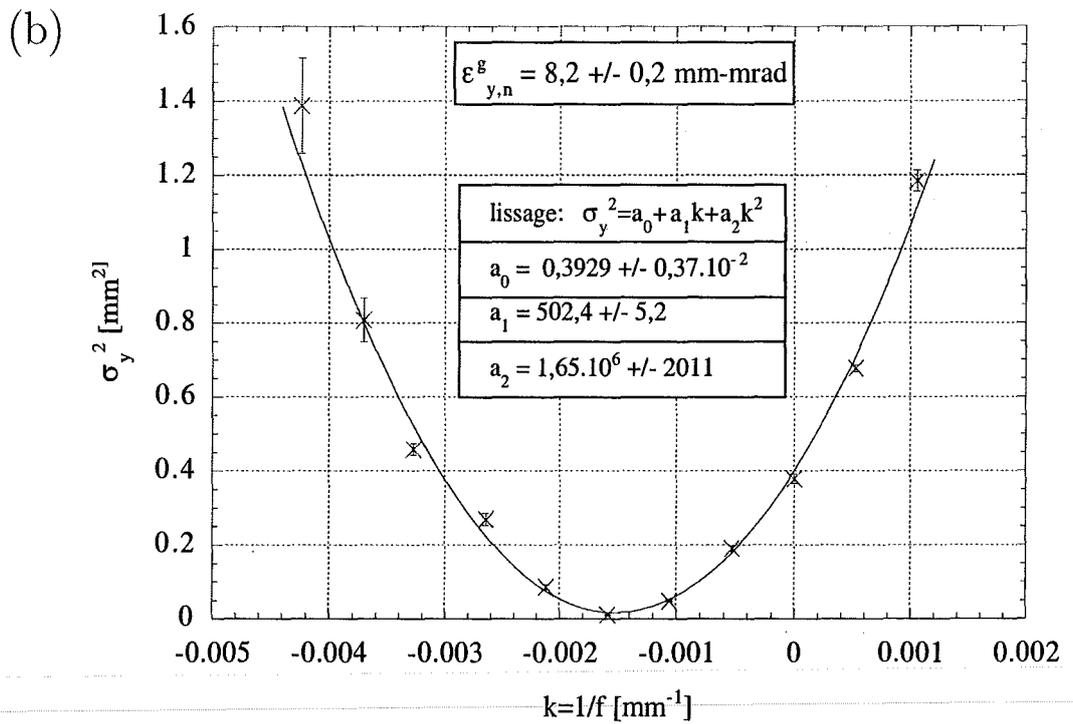
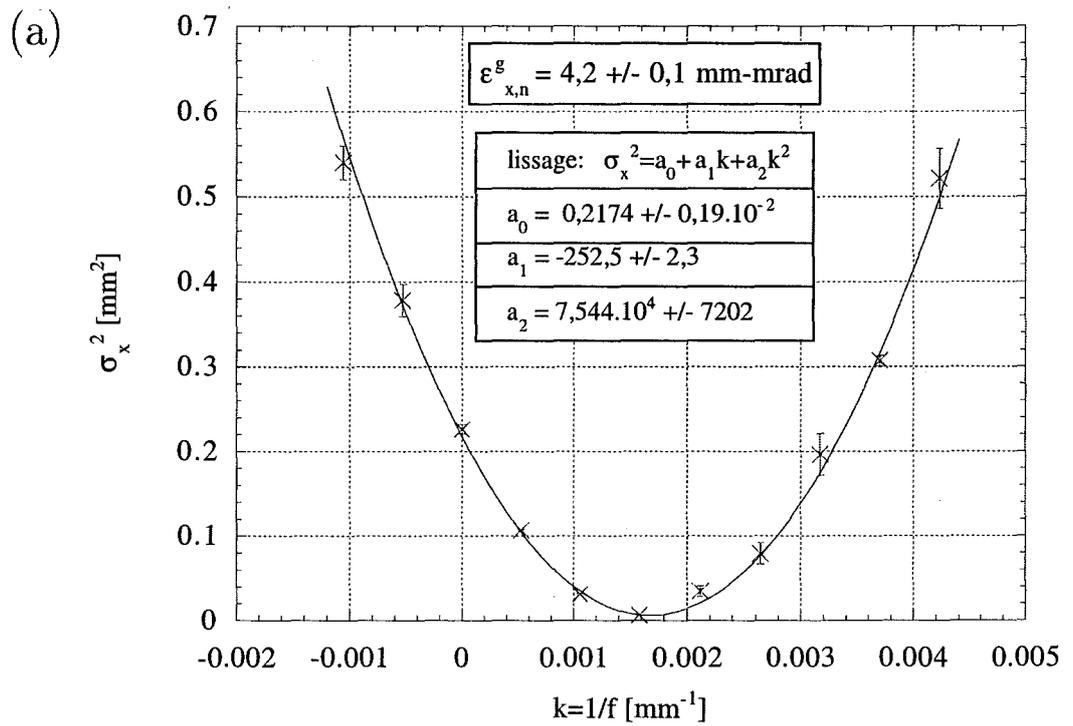


Figure 6.15: Mesure de la dimension transverse horizontale (a) et verticale (b) du faisceau au carré sur l'écran XL2 ($z \cong 8,2 \text{ m}$) en fonction de la force k du quadripôle $Q6$ assimilé à une lentille mince et lissage par un polynôme du second degré.

Mesure

Nous avons réalisé un balayage quadripolaire en utilisant le quadripôle $Q6$ (premier quadripôle du second triplet, voir figure 2.1), positionné à $z \cong 7,8$ m, et en visualisant le faisceau sur le miroir RTO de la croix XL2 situé à $L=427$ mm du quadripôle. La charge du faisceau était de $Q=1$ nC et les dimensions transverse et longitudinale de la tache laser sur la cathode respectivement de $\sigma_x=0,8$ mm et $\tau_z=10,8$ ps FWHM. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0=40$ MV/m, la phase d'injection $\phi_0=40^\circ$ et le courant dans les trois solénoïdes identique à 260 A. Le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture était de 12 MV/m pour une phase minimisant la dispersion en énergie. L'énergie totale du faisceau fut mesurée à $E_t=18,3$ MeV. Notons enfin que l'enveloppe du faisceau le long de l'accélérateur était proche de celle présentée sur la figure 6.13(b) et obtenue en focalisant avec le premier triplet à $Q3=Q5=1,2$ A et $Q4=-2,3$ A.

Les figures 6.15(a) et 6.15(b) représentent respectivement les dimensions transverses RMS horizontale et verticale du faisceau élevées au carré en fonction du gradient du quadripôle $Q6$ (préalablement "dégaussé") pour un courant variant de -1 A à +4 A pour la figure (a) et de 1 A à -4 A pour la figure (b).

Le pas de mesure était de 0,5 A. Les dimensions transverses du faisceau ont été obtenues par un lissage gaussien de l'image du faisceau sur l'écran RTO et la force k déterminée à partir de la relation :

$$k = qc \frac{L_Q B_Q}{E_t R_Q} [\text{m}^{-1}] \quad (6.13)$$

où L_Q est la longueur magnétique effective du quadripôle, R_Q le rayon de son cercle de gorge, B_Q son champ magnétique, E_t l'énergie du faisceau, q la charge élémentaire et c la vitesse de la lumière dans le vide. Nous avons utilisé pour le quadripôle les valeurs avancées au paragraphe 2.6.3 à savoir $L_Q=106$ mm, $R_Q=26,65$ mm et $B_Q=135$ G à 1 Ampère.

Le lissage des données (représenté sur les figures 6.15) a été réalisé par un polynôme du second degré dont les coefficients sont présentés sur chacune des figures. Ce lissage prend en compte l'incertitude des points de mesures [67]. D'après ces coefficients et la relation (6.10), l'émittance géométrique normalisée est de $\epsilon_{x,n}^g = \beta\gamma\epsilon_x^g = 4,2 \pm 0,1$ mm-mrad dans le plan horizontal et de $\epsilon_{y,n}^g = \beta\gamma\epsilon_y^g = 8,2 \pm 0,2$ mm-mrad dans le plan vertical.

Un lissage des données a également été effectué en utilisant un programme (écrit sous Matlab [54]) incorporant les effets de charge d'espace. Ce programme nous a été fourni par le laboratoire DESY de Hambourg [71]. L'émittance géométrique normalisée déterminée par ce programme est de $\epsilon_{x,n}^g = \beta\gamma\epsilon_x^g = 5,6$ mm-mrad dans le plan horizontal et de $\epsilon_{y,n}^g = \beta\gamma\epsilon_y^g = 12,3$ mm-mrad dans le plan vertical. Ces valeurs d'émittances sont plus élevées que celles déterminées par le lissage précédent, ce qui nous confirme le fait que la dynamique du faisceau est dominée par les effets de charge d'espace.

La valeur de l'émittance mesurée dans le plan horizontal par le balayage quadripolaire est en accord avec celle présentée au paragraphe 6.3.4 obtenue avec la méthode des fentes, par contre l'émittance dans le plan vertical est deux fois plus importante que celle dans le plan horizontal, disparité qui n'apparaît pas lors des mesures par la méthode des fentes.

Un étalonnage précis du quadripôle utilisé a montré que chacun de ces pôles présentait une réponse identique et linéaire en fonction du courant et que donc celui-ci ne semblait pas être responsable de cette disparité.

6.6 Conclusion

Nous avons mis en évidence dans ce chapitre que l'émittance transverse du faisceau présente, lorsque les paramètres de l'injecteur sont optimisés pour une émittance minimum, une dépendance linéaire vis-à-vis de la charge. Nous avons déterminé ces minima d'émittances à la sortie de la cavité de capture ($z \cong 3,8$ m) et montré que, pour des charges $Q=1$ nC et $Q=8$ nC, l'émittance n'augmente pas significativement le long de la ligne de transport. Nous avons également montré que le code HOMDYN donne des valeurs d'émittance transverse satisfaisantes pour de fortes charges ($Q=6$ à 12 nC) mais pas pour de faibles charges ($Q=0,25$ à 4 nC). En ce qui concerne le code PARMELA, celui-ci donne des valeurs d'émittance transverse environ 3 fois plus élevées que celles mesurées. Des progrès restent donc à réaliser au niveau des codes de simulation. Il est important de noter que pour toutes les mesures la durée des impulsions laser ainsi que le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture sont restés fixes, respectivement à $\tau_z=10,8$ ps et 12 MV/m. Il serait intéressant de déterminer expérimentalement l'effet sur l'émittance transverse du faisceau d'une impulsion laser plus longue ($\tau_z=20$ ou 30 ps) et d'un champ accélérateur plus élevé (13 à 20 MV/m).

Il est également important de rappeler que ce photo-injecteur est basé sur la compensation d'émittance dont le principe est énoncé au paragraphe 3.3.3. Nous avons indiqué au paragraphe 3.3.5 qu'une signature expérimentale du photo-injecteur fonctionnant dans ce régime est un faisceau parallèle à l'entrée de la cavité de capture. Or, nous avons vu sur les figures 6.13 et 6.14 que pour des charges $Q=1$ nC et $Q=8$ nC, le minimum d'émittance transverse fut déterminé expérimentalement pour un faisceau divergent à l'entrée de la cavité de capture. Il serait donc intéressant de montrer expérimentalement si le photo-injecteur, pour les minima d'émittances déterminés dans cette thèse, fonctionne (ou non) en régime de compensation d'émittance.

Chapitre 7

Mesures de la longueur des paquets

7.1 Introduction

Ce chapitre présente les mesures de la longueur des paquets d'électrons effectuées avec une caméra à balayage de fente. Après avoir décrit brièvement le principe de fonctionnement de ce type de caméra, nous indiquons, dans un premier temps, les mesures de la longueur des paquets en fonction de la charge pour un faisceau non-comprimé (la chicane n'étant pas alimentée et étant "dégaussée"). Dans un second temps, nous présentons la mesure de la compression d'un faisceau de charge $Q=8$ nC. Il ne nous a pas été possible, par faute de temps, de réaliser des mesures de l'enveloppe ou de l'émittance d'un faisceau comprimé. Nous présentons cependant une simulation HOMDYN relative à ces deux quantités pour le cas $Q=8$ nC.

7.2 Principe de mesure de la longueur des paquets

7.2.1 La caméra à balayage de fente

Les mesures de la longueur des paquets présentées dans ce chapitre ont été réalisées à l'aide d'une caméra à balayage de fente Hamamatsu, modèle C5680-21S. La figure 7.1 décrit le principe de fonctionnement de cette caméra.

Une caméra à balayage de fente permet de mesurer la longueur d'impulsions lumineuses ultra-courtes. La lumière pénètre à l'intérieur de la caméra par l'intermédiaire d'une fente puis est projetée sur une photo-cathode qui convertit les photons en électrons. Les électrons ainsi créés sont rapidement accélérés et peuvent ensuite être défléchis proportionnellement au temps par un déflecteur électrostatique alimenté par une rampe de tension. Il se produit alors une transformation du signal temporel en signal spatial. Le faisceau d'électrons est ensuite transporté jusqu'à une galette multicanaux (MCP) qui amplifie le signal. Cette galette consiste en une multitude de tubes en verre, de 10 à 20 μm de diamètre, dont les surfaces internes permettent la multiplication d'électrons par émission secondaire. Ces électrons sont ensuite projetés sur un écran luminescent au phosphore qui est visualisé à l'aide d'une caméra CCD de type Pulnix.

Lorsque les plaques déflectrices sont déclenchées la caméra fonctionne en mode de déflexion : L'axe vertical de l'image ainsi obtenue est une fonction combinée des dis-

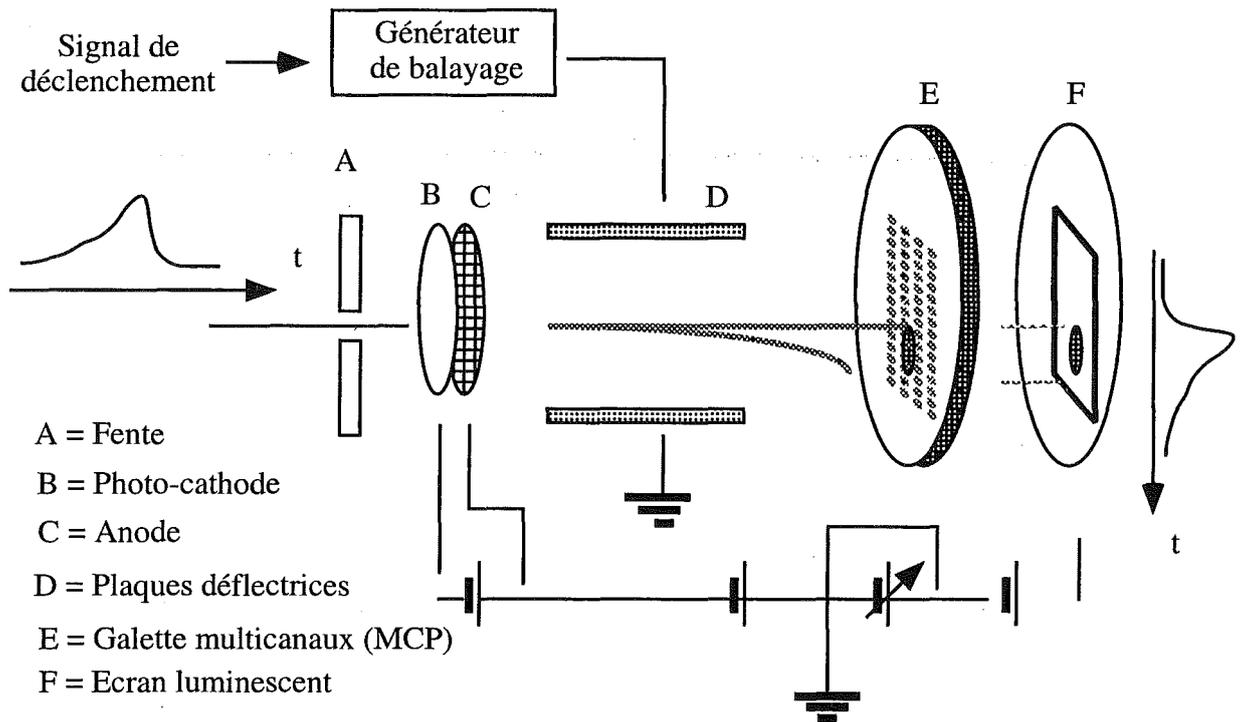


Figure 7.1: Principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente.

tributions spatiales et temporelles du faisceau, l'axe horizontal étant une fonction de la distribution spatiale. Lorsque les plaques défectrices ne sont pas déclenchées, la caméra à balayage de fente fonctionne en mode statique, l'image (axe horizontal et vertical) obtenue étant une fonction de la distribution spatiale du faisceau.

Il est précisé par le constructeur [72] que la résolution maximale de la caméra à balayage de fente est de 2 ps FWHM, l'ouverture de la fente permettant de régler la résolution. Pour nos mesures, l'ouverture de la fente fut fixée à $80 \mu\text{m}$ et sa longueur à 5 mm.

7.2.2 Description du dispositif expérimental

Les mesures de la longueur des paquets sont effectuées à $z \cong 6,5 \text{ m}$ (croix X6, voir figure 2.1) où le faisceau est visualisé sur un écran RTO. La lumière ainsi produite est transportée jusqu'à la caméra à balayage de fente installée dans le bunker, à environ 2 mètres de l'écran. Afin de protéger celle-ci des rayonnements ionisants (notamment les rayons X), elle est entourée par des briques de plomb formant une blindage d'environ 10 cm d'épaisseur. La caméra est actionnée à distance, depuis la salle de contrôle de l'accélérateur. Un schéma de l'installation est présenté sur la figure 7.2.

Le système optique permettant de transporter la lumière depuis l'écran RTO jusqu'à la caméra consiste en 5 miroirs à haute réflectivité : Un miroir plat de 50 mm de diamètre, deux miroirs sphériques, le premier¹ de 50,8 mm de diamètre et de 250 mm de distance

¹Type Newport, modèle 20DC500ER.1.

A = Paquet d'électrons

B = Ecran RTO

C = Hublot

D = Miroir plat

E,F = Miroirs sphériques

G = Périscope

H = Caméra à balayage de fente

I = Blindage de plomb

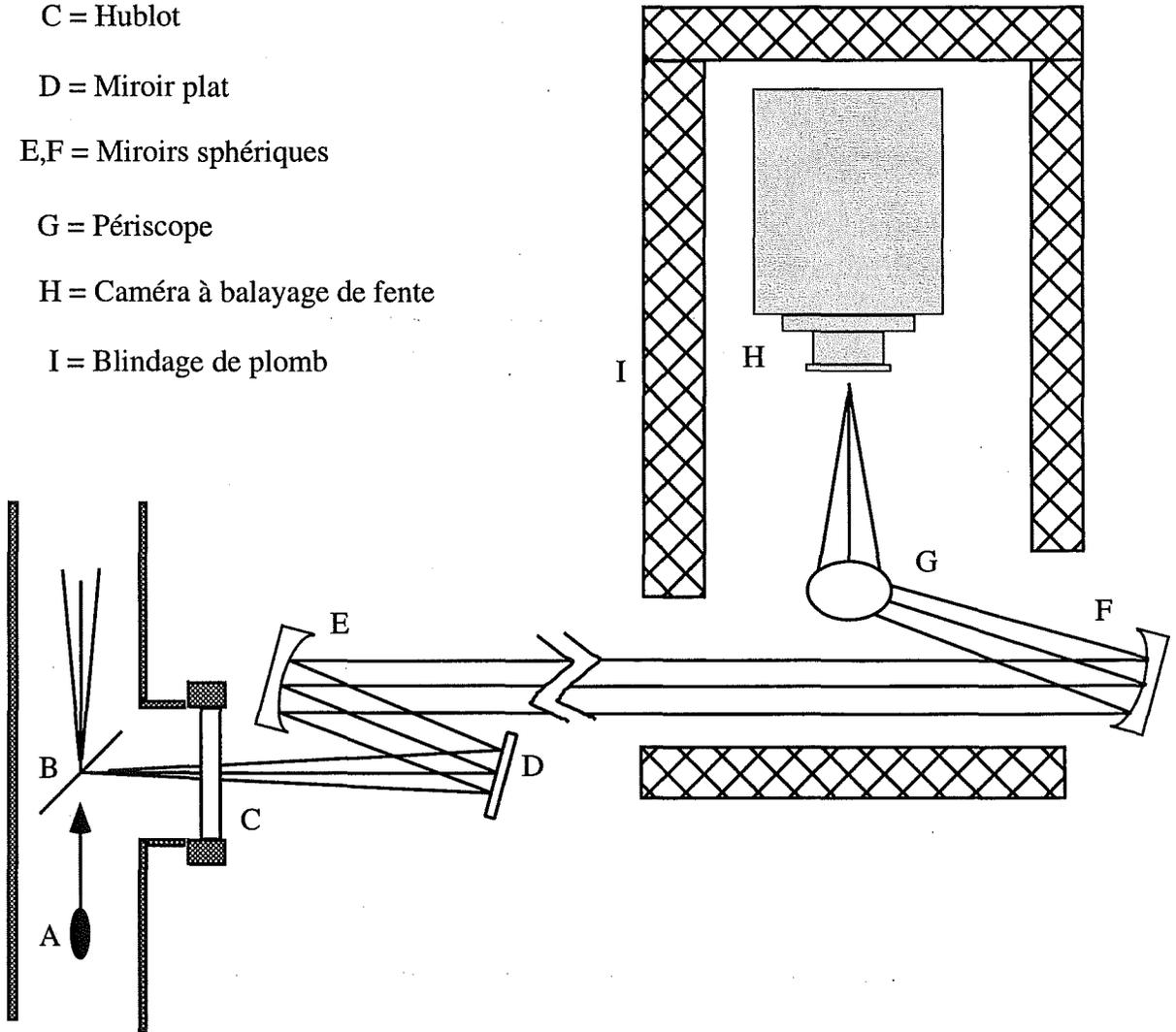


Figure 7.2: Schéma du parcours de la lumière de l'écran RTO (situé sur la croix X6 à $z \cong 6,5$ m) jusqu'à l'entrée de la caméra à balayage de fente distante d'environ 2 mètres.

focale et le second² de 50,8 mm de diamètre et de 508 mm de distance focale, et enfin deux derniers miroirs plats qui forment un périscope pour amener la lumière jusqu'à la fente de la caméra. Il est à noter d'une part que les miroirs sphériques permettent de focaliser au niveau de la fente, par un facteur 2, la lumière issue de l'écran RTO, et d'autre part que le périscope change l'orientation de l'image de telle sorte que le profil vertical du faisceau au niveau de l'écran RTO pénètre dans la fente horizontale de la caméra.

L'étalonnage de la caméra à balayage de fente a été réalisé, de façon simple, dans la salle laser avec le faisceau UV avant son installation dans le bunker. Nous avons placé une plaque en quartz de manière à recouvrir une moitié de la fente de la caméra. L'impulsion UV pénétrant dans la caméra était alors divisée en deux, une partie passant par le quartz et l'autre non. En connaissant l'indice de réfraction du quartz ($n=1,501$ à $\lambda=263$ nm) ainsi que son épaisseur ($L=6,2$ mm), le retard entre ces deux faisceaux est estimé à $\tau=(n-1)L/c=10,4$ ps. Le retard mesuré par la caméra fut alors comparé à cette valeur pour obtenir un étalonnage de 3,9 pixels par picoseconde, valeur de référence utilisée pour toutes les mesures présentées dans cette thèse.

Les figures 7.3(a) et (b) présentent l'image et la projection de densité, correspondant à d'un faisceau comprimé de charge $Q=8$ nC, obtenue avec la caméra à balayage de fente en mode statique (a) et en mode de déflexion (b). Les projections de densité sont lissées par une distribution gaussienne. L'image acquise en mode statique représente la résolution de notre système et la distribution RMS correspondante σ_{stat} doit être soustraite à la distribution RMS σ_{defl} obtenue en mode de déflexion afin de déterminer la longueur réelle du faisceau notée ici σ_t . Cette soustraction se fait en quadrature suivant la relation :

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{defl}^2 - \sigma_{stat}^2} \quad (7.1)$$

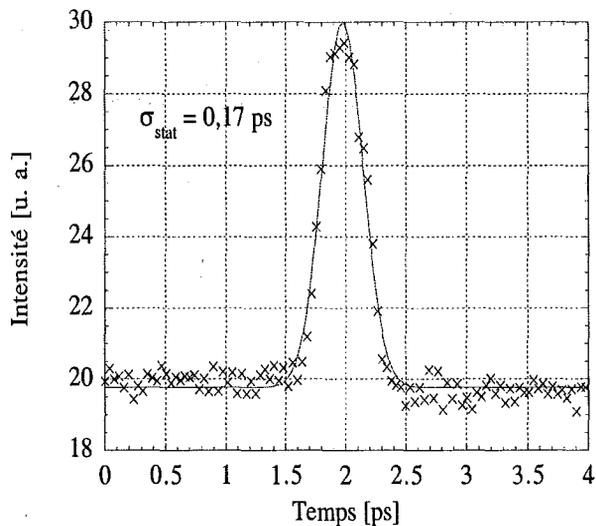
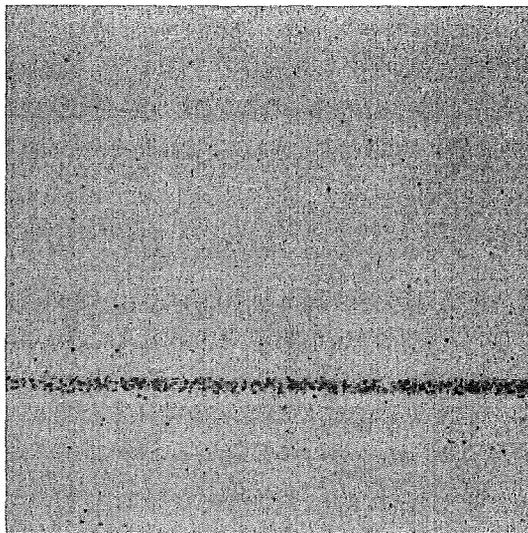
$\sigma_t = \sqrt{2,55^2 - 0,17^2} \cong 2,54$ ps $\cong 0,76$ mm pour les valeurs déterminées par les figures 7.3(a) et (b). Toutes les mesures de la longueur des paquets présentées dans cette thèse ont été réalisées suivant cette technique d'analyse et moyennées sur 5 acquisitions.

7.3 Mesure de la longueur des paquets en fonction de la charge

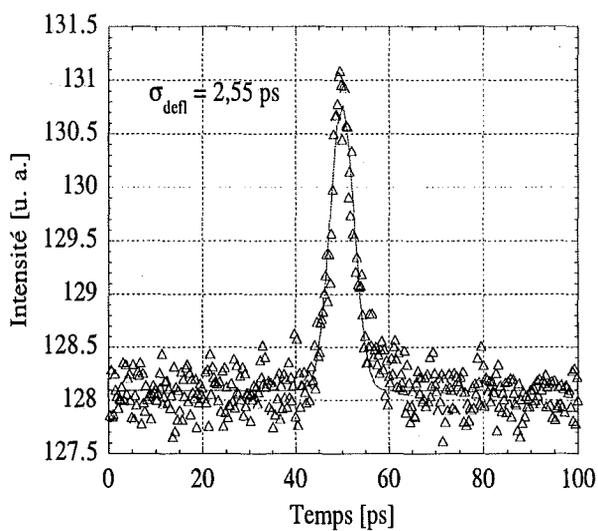
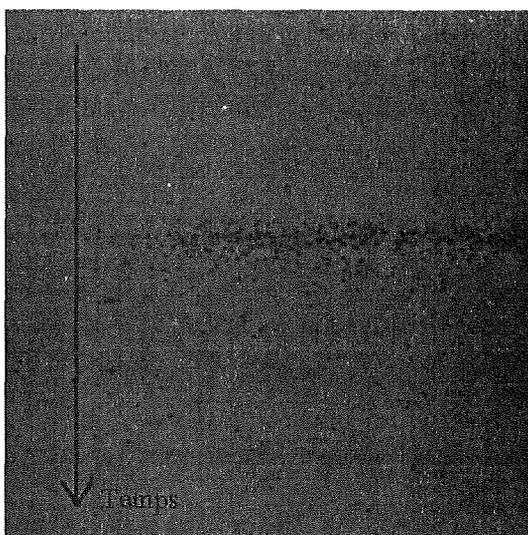
La figure 7.4 présente une mesure de la longueur des paquets en fonction de la charge pour un champ accélérateur crête dans le canon HF de $E_0=40$ MV/m. Cette mesure fut effectuée pour des paquets non-comprimés, celle relative aux paquets comprimés étant présentée au paragraphe suivant.

Pour toutes ces mesures, nous avons utilisé une dimension transverse du faisceau laser sur la cathode de $\sigma_x=2$ mm correspondant à une ouverture maximum de l'iris. Cette large dimension transverse fut choisie afin de réduire les effets de charge d'espace dans les paquets. La dimension longitudinale des impulsions laser était de 10,8 ps FWHM. Le courant dans les solénoïdes fut fixé à $I_{cc}=I_p=I_s=240$ A. Un paramètre important pour cette expérience était la phase d'injection ϕ_0 , dans la mesure où celle-ci a un effet

²Type Edmund Optics, modèle H43550.



(a) *Mode statique*



(b) *Mode de déflexion*

Figure 7.3: Image sur la caméra à balayage de fente d'un faisceau comprimé de charge $Q=8$ nC (a) en mode statique et (b) en mode de déflexion et projections de densité associées.

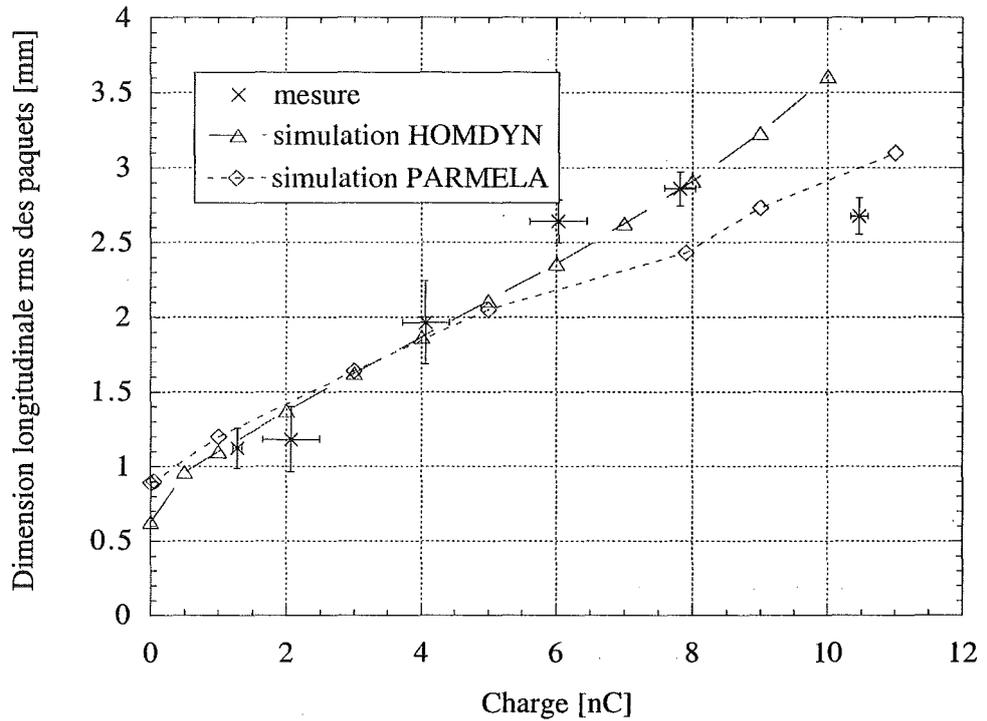


Figure 7.4: Mesure de la longueur RMS des paquets d'électrons non-comprimés en fonction de la charge pour un champ accélérateur crête dans le canon HF $E_0=40$ MV/m.

significatif sur la longueur des paquets (voir par exemple [41]). Nous avons choisi, pour toutes les mesures, une phase d'injection de $\phi_0=40^\circ$ correspondant au maximum d'énergie à la sortie du canon HF (voir figure 5.2). Nous avons vérifié que la phase d'injection ne variait pas durant les mesures en réalisant, comme pour l'expérience présentée dans le paragraphe 6.3.2, une mesure de la charge transmise par le canon HF en fonction de la phase d'injection avant et après l'expérience. Le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture était de 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie. Notons enfin que le faisceau était focalisé sur la croix X6 par l'intermédiaire du premier triplet et que son énergie totale fut mesurée à 18,1 MeV.

Le seul paramètre que l'on ait varié durant cette expérience fut l'énergie des impulsions UV sur la cathode de façon à varier la charge du faisceau. Les résultats reportés sur la figure 7.4 montrent une augmentation de la dimension longitudinale des paquets en fonction de la charge. Ce résultat était prévisible dans la mesure où une augmentation de la charge entraîne des effets de charge d'espace plus importants dans les paquets, qui entraînent à leur tour un allongement longitudinal de ces paquets. Pour une faible charge ($Q \cong 1$ nC), nous pouvons voir que la dimension du paquet est petite à $\sigma_z \cong 1,1$ mm (soit $\tau_z \cong 8,6$ ps FWHM), valeur proche de la longueur de l'impulsion laser utilisée ($\tau_z = 10,8$ ps FWHM, voir figure 2.8(b)). Nous pouvons voir également sur cette figure que l'accord entre les mesures et les codes de simulation HOMDYN et PARMELA est tout à fait satisfaisant. M. Fitch présente dans sa thèse [8] la même mesure réalisée pour un champ

accélérateur crête dans le canon HF $E_0=35$ MV/m. Cette mesure présente également un accord satisfaisant avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

7.4 Compression d'un faisceau de charge $Q=8$ nC

Une chicane magnétique (voir figure 7.5) composée de 4 dipôles est installée à la sortie de la cavité de capture et permet, sous certaines conditions, de réaliser une compression longitudinale des paquets d'électrons. Une description détaillée de celle-ci est présentée au paragraphe 2.6.2.

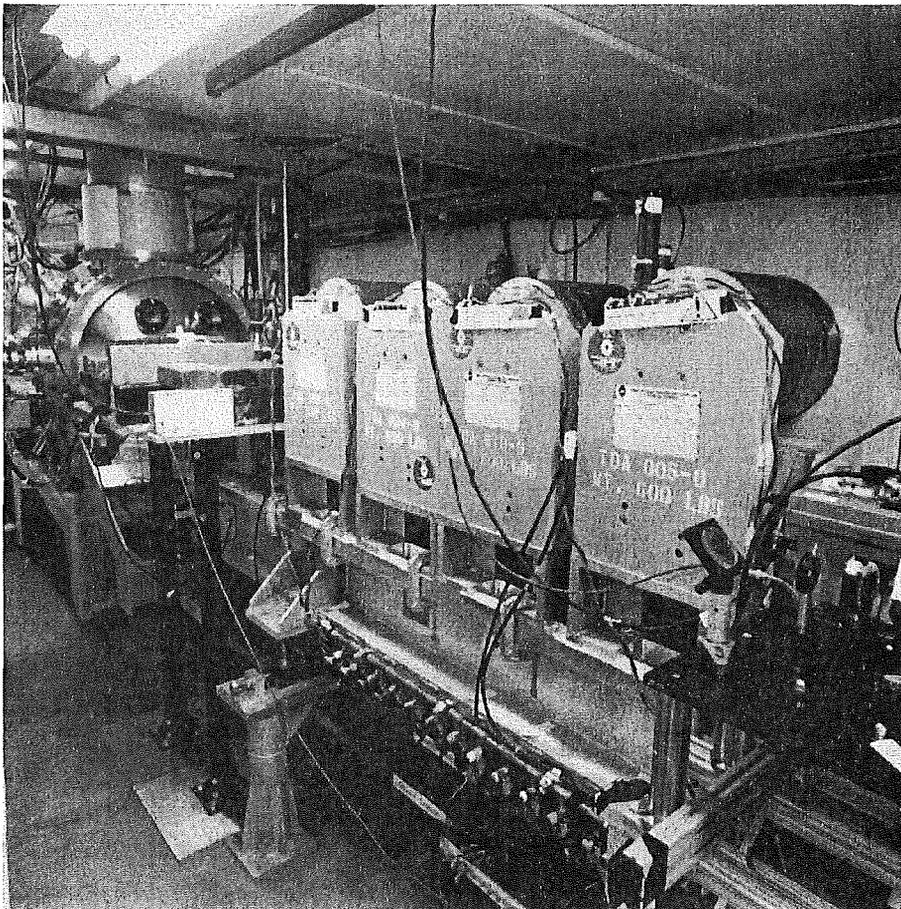


Figure 7.5: Photographie de la chicane magnétique (premier plan) et du cryostat de la cavité de capture (arrière plan).

Le principe de compression magnétique, indiqué au paragraphe 3.5, n'est pas retranscrit dans ce paragraphe. Nous rappelons uniquement la condition nécessaire à la compression des paquets : Les paquets d'électrons doivent présenter une corrélation phase-énergie à l'entrée de la chicane magnétique de telle sorte que la tête des paquets ait une énergie plus faible que la queue. Cette corrélation est réalisée en diminuant la phase du champ

accélérateur de la cavité de capture par rapport à celle donnant le minimum de dispersion en énergie.

Ce point est présenté sur la figure 7.6 qui montre la mesure de la compression d'un paquet de charge $Q=8$ nC en fonction de la phase de la cavité de capture. Cette mesure est comparée aux codes de simulation HOMDYN et PARMELA.

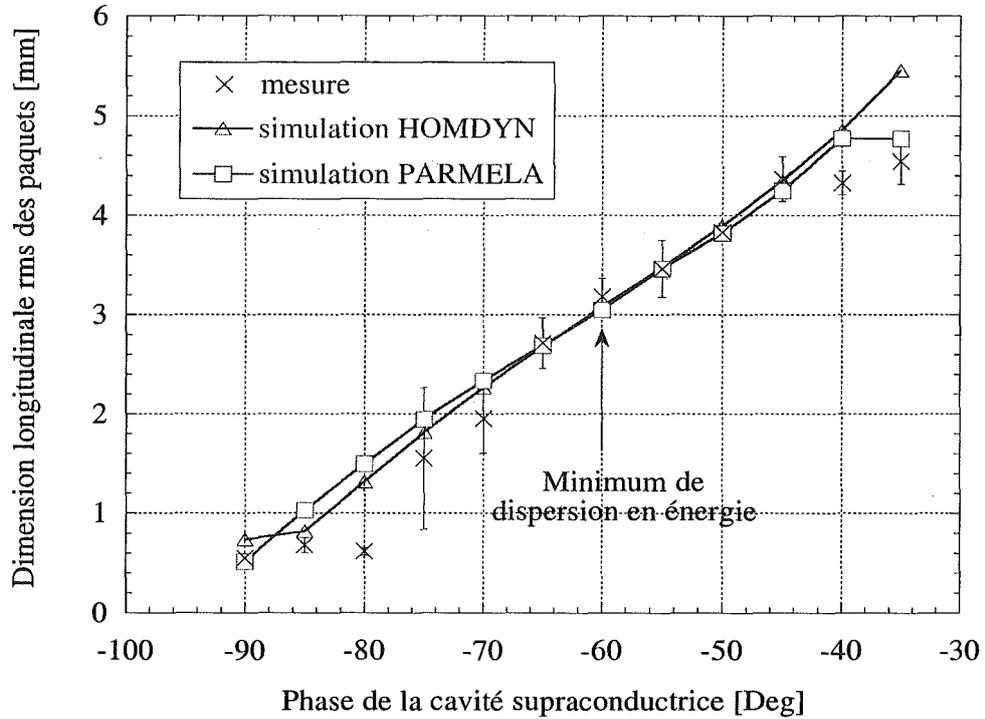


Figure 7.6: Mesure de la compression des paquets de charge $Q=8$ nC en fonction de la phase de l'onde HF dans la cavité de capture.

Comme pour les mesures présentées au paragraphe précédent, nous avons utilisé pour cette expérience une grande dimension transverse ($\sigma_x=2,3$ mm) de la tache laser sur la cathode, la dimension longitudinale des impulsions UV étant de 10,8 ps FWHM. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0=40$ MV/m, la phase d'injection $\phi_0=40^\circ$ et le courant dans les solénoïdes $I_{cc}=I_p=I_s=255$ A. Le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture était de 12 MV/m. Le courant dans les dipôles de la chicane a été fixé empiriquement, les deux dipôles des extrémités étant alimentés à $-2,02$ A ($|B_y|\cong 673$ G) et les deux du milieu à $+2,12$ A ($|B_y|\cong 706$ G).

Nous avons indiqué sur la figure 7.6 la phase de la cavité de capture (-60°) qui donne le minimum de dispersion en énergie. Pour cette phase, les dipôles de la chicane agissent comme des déflecteurs et n'affectent pas la longueur des paquets d'électrons. Nous avons mesuré dans ces conditions une longueur RMS des paquets $\sigma_z=3,2\pm 0,2$ mm, comparable à celle présentée sur la figure 7.4 qui indiquait $\sigma_z=2,9\pm 0,1$ mm pour un faisceau de charge $Q=8$ nC traversant la chicane non alimentée et "dégaussé". L'énergie totale du faisceau fut mesurée à $E_t=17,9$ MeV, en accord satisfaisant avec les valeurs avancées

par les simulations HOMDYN (17,5 MeV) et PARMELA (17,4 MeV). Nous n'avons pas mesuré la dispersion en énergie du faisceau. Cependant, les simulations ont indiqué une dispersion en énergie d'environ 1% pour HOMDYN et de 1,2% pour PARMELA.

Pour des phases de la cavité de capture inférieures à celles donnant le minimum de dispersion en énergie, nous avons observé une compression des paquets d'électrons. Comme indiqué sur la figure 7.6, la compression minimum fut obtenue pour une phase de la cavité de capture de -90° , soit de 30° inférieure à celle donnant le minimum de dispersion en énergie. Pour une phase de la cavité de capture inférieure à -90° , il n'est plus possible de transmettre au travers de la chicane la totalité du faisceau. Nous pensons que, pour de telles valeurs de la phase, le faisceau subit une forte déviation verticale de telle sorte qu'il heurte la chambre à vide de la chicane. La longueur RMS des paquets fut alors mesurée à $\sigma_z=0,55\pm 0,05$ mm et l'énergie totale du faisceau à 14,7 MeV, proche de celle donnée par les codes HOMDYN (15,4 MeV) et PARMELA (15,3 MeV). Comme pour le cas de dispersion en énergie minimum, nous n'avons pas mesuré la dispersion en énergie du faisceau comprimé. Le code HOMDYN prédit toutefois une dispersion en énergie pour un tel faisceau de 2% et le code PARMELA de 2,6%, soit une augmentation d'un facteur 2 par rapport au faisceau non-comprimé. Nous avons également observé qu'au point de compression maximum il se produit une nette distinction en énergie entre le photo-courant et le courant d'obscurité, celui-ci ayant une énergie de 3,1 MeV plus élevée. Comme précisé au paragraphe 4.5.6, le courant d'obscurité est alors moins dévié dans la chicane que le photo-courant. Une cible de Faraday correctement placée dans la chicane permettrait alors de le collecter.

Nous pouvons voir également sur la figure 7.6 que lorsque l'on augmente la phase de la cavité de capture par rapport au minimum de dispersion en énergie il se produit un allongement des paquets d'électrons. Comme expliqué au paragraphe 3.5, la phase de la cavité de capture inverse dans ce cas la corrélation phase-énergie. Enfin, la figure 7.6 montre que l'accord entre les mesures et les codes de simulation HOMDYN et PARMELA est particulièrement satisfaisant. Le rapport de compression (défini comme le rapport de la longueur RMS des paquets au point de compression maximum par celle au minimum de dispersion en énergie) fut mesuré à 5,8, proche de celui donné par PARMELA (5,9) et HOMDYN (4,2).

Nous avons transporté ce faisceau comprimé jusqu'au spectromètre en utilisant le premier et le second triplets. Les valeurs du courant dans ces quadripôles étaient respectivement de $Q3=0,82$ A, $Q4=-1,78$ A, $Q5=0,82$ A et $Q6=2,98$ A, $Q7=-4,97$ A, $Q8=2,98$ A. Les mesureurs de charge installés le long de la ligne de transport (voir paragraphe 2.7.1) nous ont permis de vérifier que la totalité du faisceau était transmise. Nous n'avons pas pu, par faute de temps, mesurer ni l'enveloppe ni l'émission transverse du faisceau comprimé le long de la ligne de transport. Nous reportons cependant sur la figure 7.7 les simulations HOMDYN relatives à ces deux quantités.

L'enveloppe décrite par HOMDYN sur la figure 7.7(a) présente une dissymétrie importante après le second triplet. Comme pour les enveloppes du faisceau présentées aux paragraphes 6.4.1 et 6.4.2, il est possible que cette dissymétrie soit due à l'étalonnage approximatif des quadripôles. Il a été précisé au paragraphe 2.6.2 que l'angle des pôles de la

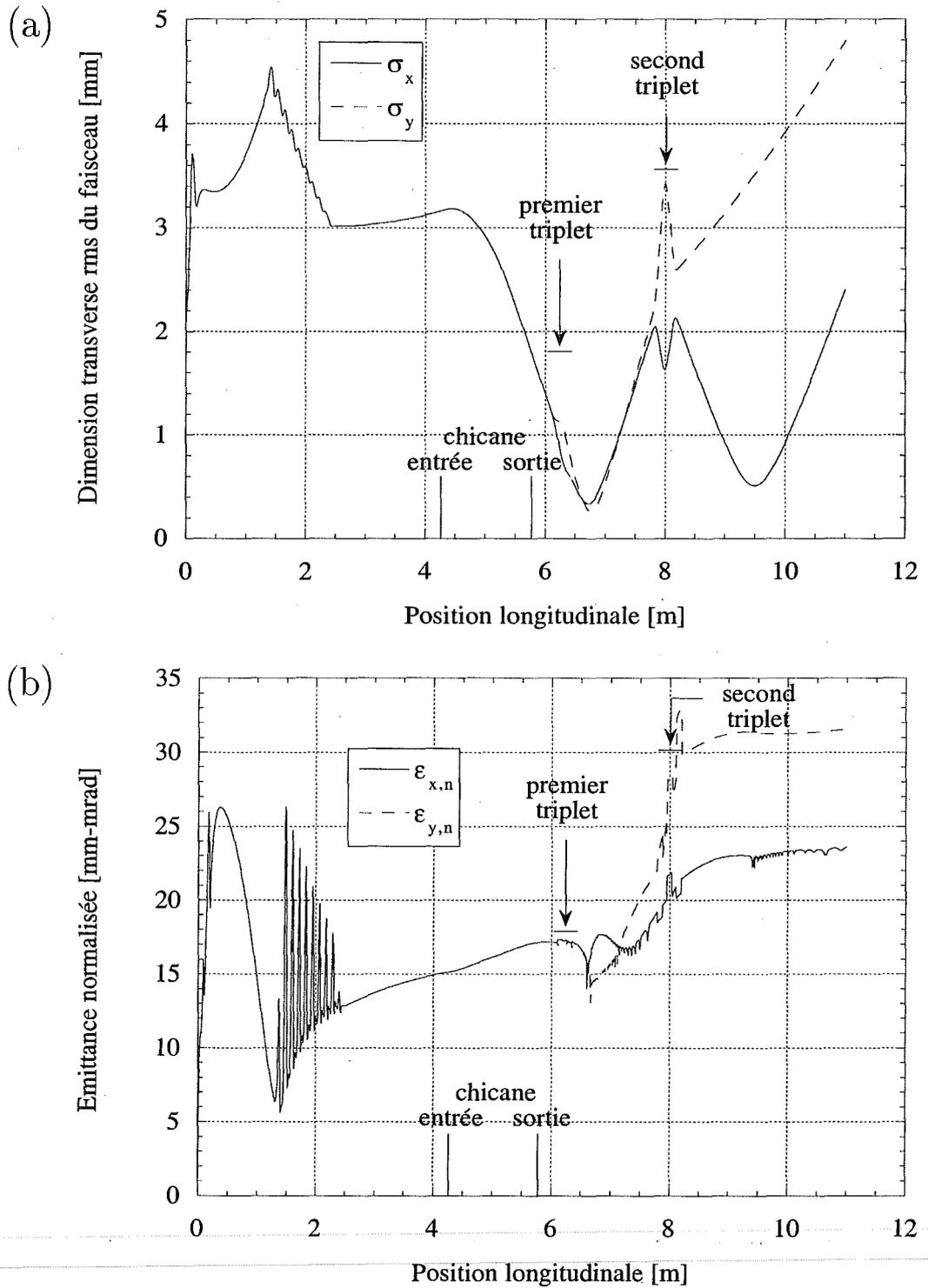


Figure 7.7: Simulations HOMDYN de l'évolution le long de la ligne de transport de (a) l'enveloppe et (b) l'émittance transverse d'un faisceau comprimé de charge $Q=8$ nC.

chicane ne permet pas une focalisation de même force dans le plan horizontal et vertical, celle-ci étant plus importante dans le plan de déflexion (plan vertical). Ce point a été observé expérimentalement lors des mesures de la longueur des paquets présentées sur la figure 7.6. Nous pouvons toutefois voir sur la figure 7.7(a) que cet effet n'est pas prédit par HOMDYN, ce code donnant une enveloppe de faisceau symétrique dans les deux plans lors du passage dans la chicane. Ce point devrait être amélioré dans les prochaines versions de ce code, avec notamment la modélisation des coins des dipôles de la chicane.

La figure 7.7(b) présente l'évolution des émittances transverses du faisceau comprimé le long de la ligne de transport. Nous pouvons voir sur cette figure, d'une part, qu'il y a une augmentation de l'émittance transverse du faisceau au passage dans la chicane, et d'autre part, qu'une dissymétrie apparaît entre les émittances horizontale et verticale. Pour des valeurs de $z > 8$ m, l'émittance dans le plan de déflexion est d'environ 50% plus élevée que celle dans le plan horizontal.

La dilution de l'émittance dans le plan de déflexion de la chicane peut s'expliquer par les effets chromatiques du fait de la forte dispersion en énergie ($\sim 2\%$) nécessaire à la compression du faisceau. En ce qui concerne la dissymétrie, celle-ci fut observée expérimentalement sur la chicane installée sur l'accélérateur CTF du CERN. La référence [73] indique que la mesure de l'émittance dans le plan de déflexion (le plan horizontal pour la chicane de CTF) d'un faisceau comprimé de charge $Q=6$ nC est de 30% plus élevée que celle dans le plan vertical. D'après cette référence, les deux principaux responsables pour cette dissymétrie sont les effets longitudinaux de charge d'espace et le rayonnement synchrotron cohérent des paquets d'électrons lors de leur courbure dans la chicane (voir également [74]). Ces deux effets auraient tendance à accentuer la chromaticité de la chicane dans le plan de déflexion ce qui entraînerait une augmentation de l'émittance dans ce plan. Il est également précisé dans cette référence que la dilution et la dissymétrie maximum de l'émittance transverse apparaissent au point de compression maximum et que celles-ci augmentent en fonction de la charge du faisceau.

7.5 Conclusion

Nous avons tout d'abord vérifié dans ce chapitre que les codes HOMDYN et PARMELA traitent correctement la longueur des paquets d'électrons, que ces derniers soient comprimés (ou non) par la chicane. Nous avons montré également que la chicane fonctionne correctement et qu'elle comprime à $z \cong 0,55 \pm 0,05$ mm un faisceau de charge $Q=8$ nC. De nombreuses expériences restent à réaliser afin de caractériser le faisceau comprimé, notamment des mesures de dispersion en énergie et d'émittance transverse. Il serait particulièrement intéressant d'observer au Fermilab la dissymétrie d'émittance prédite par HOMDYN et observée au CERN. Les résultats avancés dans le tableau 6.2, donnant les paramètres de l'injecteur qui permettent d'obtenir une émittance transverse minimum pour un faisceau non comprimé, pourraient être utilisés comme point de départ pour l'étude expérimentale d'un faisceau comprimé. Notons enfin qu'il serait également intéressant de comparer les résultats obtenus avec le code TraFiC [75], spécialement développé pour l'étude de la dynamique du faisceau dans une chicane.

Chapitre 8

Conclusion

Cette thèse a consisté en l'installation d'un photo-injecteur au Fermilab, en son conditionnement, puis en une série de mesures permettant de caractériser le faisceau produit par cet accélérateur.

Au début de cette thèse (Septembre 97), était installé au Fermilab le photo-injecteur prototype utilisé pour la thèse de E. Colby [7]. Ce photo-injecteur provenait d'Argonne National Laboratory où il avait été mis en service initialement durant plusieurs mois. Il délivrait un faisceau de 4-5 MeV et ne disposait pas de cavité accélératrice à sa sortie. Après quelques mois d'utilisation, nous l'avons démantelé (hormis la chambre de préparation des cathodes) en Janvier 1998, pour débiter l'installation de l'injecteur décrit dans ce manuscrit. Nous avons alors procédé à l'installation de la cavité de capture, de la ligne de faisceau puis du canon HF. Deux canons HF ont été installés sur cette ligne de faisceau : Le canon HF G3 qui a été conditionné et livré à DESY en Décembre 98, puis le canon HF G4 dont l'installation a été terminée en Janvier 1999. Après un mois de conditionnement du canon, les premiers photo-électrons ont été produits le 3 Mars 1999. Les expériences faisceaux présentées dans cette thèse ont été réalisées depuis cette date et nous résumons ci-dessous les principaux résultats obtenus.

Plusieurs facteurs influencent la quantité de courant d'obscurité produite par le canon HF : Le temps de présence de la HF dans le canon avant la mesure, la focalisation magnétique extérieure ou encore le vide. Pour comparer le courant d'obscurité au fil des mois, il est important de réaliser les mesures dans les mêmes conditions expérimentales. Pour un champ accélérateur crête $E_0=35$ MV/m, après plusieurs heures de présence de la HF dans le canon, pour un courant $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A dans les trois solénoïdes et un vide d'environ 1×10^{-9} mbar, le courant d'obscurité a été mesuré en Mars 1999 à $I_{co} \cong 0,05$ mA et en Novembre 2000 à $I_{co} \cong 1$ mA. Pour l'heure, il est difficile d'avancer une explication pour cette augmentation mais il est probable que celle-ci soit due à une dégradation des parois du canon ou de la surface de la photo-cathode. Nous avons également observé que, pour un courant identique dans les trois solénoïdes de 220 A, le courant d'obscurité et l'efficacité quantique de la photo-cathode augmentent sur quelques heures d'un facteur 2-3 et que, pour un courant dans les solénoïdes de $I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_s=70$ A, ces mêmes quantités diminuent par le même facteur. Il est également difficile dans ce cas d'expliquer ces variations. Nous pensons toutefois à un éventuel bombardement ionique (dans

la configuration $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A) de la photo-cathode lequel pourrait endommager sa surface et provoquer une augmentation du courant d'obscurité et de l'efficacité quantique.

Les mesures de l'énergie et de la dispersion en énergie du faisceau ont montré un accord satisfaisant avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Pour un faisceau d'énergie totale d'environ 18 MeV, la dispersion en énergie a été mesurée pour un faisceau de charge 1 nC à 0,25% et pour un faisceau de charge 8 nC à 0,38%. Ces expériences nous ont également montré, d'une part que l'étalonnage du champ électrique dans le canon HF et la cavité de capture est correct, et d'autre part que la phase et l'amplitude de l'onde HF alimentant ces deux cavités sont stables sur plusieurs heures.

Les mesures de l'émittance transverse ont été réalisées par la méthode des fentes. Un balayage quadripolaire effectué pour une charge $Q=1$ nC a permis de valider ces mesures. Nous avons mesuré, pour six valeurs de la charge (de $Q=0,25$ nC à $Q=12$ nC), le courant dans les solénoïdes et la dimension transverse de la tache laser sur la cathode permettant d'obtenir le minimum d'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ à la sortie de la cavité de capture ($z \cong 3,8$ m). La phase d'injection était alors de $\phi_0=40^\circ$, le champ accélérateur crête dans le canon HF de $E_0=40$ MV/m, le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture de 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie. Nous avons mesuré respectivement $\epsilon_{y,n}=3,7 \pm 0,1$ mm-mrad et $\epsilon_{y,n}=12,6 \pm 0,1$ mm-mrad pour un faisceau de charges $Q=1$ nC et $Q=8$ nC. Nous avons observé une légère augmentation de l'émittance transverse le long de la ligne de transport dont nous imputons la responsabilité aux effets chromatiques des quadripôles. L'accord en terme d'émittance transverse entre les mesures et le code HOMDYN est satisfaisant à fortes charges ($Q > 6$ nC) mais devient moins performant à faible charge. En ce qui concerne PARMELA, ce code donne des valeurs d'émittances entre 2 fois (pour les faibles charges) et 4 fois (pour les fortes charges) supérieures à celles mesurées. Des recherches sont en cours afin de comprendre ces désaccords.

Les enveloppes du faisceau simulées par les codes HOMDYN et PARMELA sont en désaccord avec celles mesurées pour des charges $Q=1$ nC et $Q=8$ nC. Il est probable que les codes de simulation ne prennent pas correctement en compte la focalisation du faisceau dans la cavité de capture. Ce point nécessite également de plus amples recherches.

Les mesures de la longueur des paquets d'un faisceau non-comprimé en fonction de la charge ont montré un accord avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA. La mesure de la compression d'un faisceau de charge $Q=8$ nC par la chicane est également en bon accord avec les deux codes de simulation. Pour un faisceau de charge $Q=8$ nC, la longueur RMS des paquets non-comprimés a été mesurée à $\sigma_z=2,9 \pm 0,2$ mm et après compression à $\sigma_z=0,55 \pm 0,05$ mm. Par faute de temps, nous n'avons pas réalisé d'étude détaillée de la dynamique du faisceau comprimé. Nous avons simplement vérifié dans cette thèse que la chicane fonctionne correctement. De nombreuses mesures restent à réaliser. Ce point est discuté ci-dessous.

Le tableau 8.1 présente une comparaison entre le cahier des charges de l'accélérateur

Paramètre	Symbole	Q=1 nC		Q=8 nC	
		Cahier des charges	Mesures	Cahier des charges	Mesures
<i>Avant compression</i>					
Dimension longitudinale des impulsions laser FWHM	τ_z	8 ps	10,8 ps	28 ps	10,8 ps
Dimension transverse des impulsions laser	σ_r	0,7 mm	0,8 mm	1,5 mm	1,6 mm
Phase d'injection	ϕ_0	45°	40°	45°	40°
Champ accélérateur crête dans le canon HF	E_0	35 MV/m	40 MV/m	35 MV/m	40 MV/m
Energie totale du faisceau	E_t	18 MeV	18,1 MeV	18 MeV	17,9 MeV
Emittance transverse RMS normalisée ^a	$\epsilon_{r,n}$	2,5 mm-mrad	3,7±0,1 mm-mrad	11 mm-mrad	12,6±0,4 mm-mrad
Dispersion en énergie	σ_p/p_0	1,2 %	0,25±0,02 %	4,2 %	0,38±0,02 %
Longueur des paquets	σ_z	1,27 mm	1,6±0,1 mm	4,3 mm	2,9±0,2 mm
Courant crête	I_0	80 A	75 A	276 A	330 A
<i>Après compression</i>					
Emittance transverse RMS normalisée ^b	$\epsilon_{r,n}$	3,02 mm-mrad	<i>non-mesuré</i>	15 mm-mrad	<i>non-mesuré</i>
Longueur des paquets	σ_z	1 mm	0,55±0,07 mm	1 mm	0,55±0,05 mm
Courant crête	I_0	120 A	218 A	958 A	1741 A

^aL'émittance transverse d'un faisceau non-comprimé est symétrique dans le plan horizontal et vertical.

^bSelon le cahier des charges, l'émittance transverse d'un faisceau comprimé est symétrique dans le plan horizontal et vertical.

Tableau 8.1: Comparaison entre le cahier des charges de l'accélérateur [4] et les mesures. Les paramètres donnés par le cahier des charges ont été simulés par le code PARMELA (version de Fermilab utilisée dans la thèse de E. Colby [7].)

publié en 1995 dans la référence [4] et les mesures présentées dans cette thèse. Les valeurs avancées dans le cahier des charges ont été simulées par la version PARMELA de Fermilab, présentée dans la thèse de E. Colby [7].

Nous pouvons voir sur ce tableau que l'accélérateur construit par Fermilab remplit le cahier des charges. L'émittance transverse mesurée pour une charge $Q=1$ nC est toutefois légèrement plus élevée que celle désirée mais elle peut probablement être réduite si l'on augmente la longueur des impulsions laser déclenchant la photo-cathode. En revanche, la dispersion en énergie mesurée est nettement inférieure à celle donnée par le cahier des charges. De nombreuses expériences restent à réaliser avec cet accélérateur :

- Il serait intéressant de vérifier si l'accélérateur, lorsqu'il délivre un faisceau de faible émittance transverse, fonctionne (ou non) en régime de compensation d'émittance. Cette expérience peut être réalisée en observant l'alignement des ellipses d'émittance dans l'espace des traces pour différentes tranches du faisceau.
- Il serait également intéressant de mesurer l'émittance transverse d'un faisceau comprimé et d'observer si, comme pour la chicane de l'accélérateur CTF du CERN, il se produit une augmentation d'émittance dans le plan de déflexion de la chicane.
- Les responsables des expériences énoncées au paragraphe 1.3 (accélération de particules dans les champs de sillage d'un plasma, accélération de particules dans les cristaux ou l'étude des faisceaux plats) sont particulièrement satisfaits de la qualité du faisceau délivré par le photo-injecteur et sont évidemment intéressés par la poursuite de ces recherches.

Mais bien sûr, aucune de ces expériences ne sera possible sans l'approbation du management de Fermilab...

Annexe A

Fichiers d'entrée des codes de simulations HOMDYN et PARMELA

Nous présentons ci-dessous les fichiers d'entrée pour les codes de simulation HOMDYN et PARMELA. Ces fichiers concernent un faisceau non-comprimé de charge $Q=8$ nC. La dimension transverse de la tache laser sur la cathode est de $\sigma_x=1,6$ mm, celle longitudinale de $\tau_z=10,8$ ps FWHM, le champ accélérateur crête dans le canon HF $E_0=40$ MV/m, la phase d'injection $\phi_0=40^\circ$, le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture de 12 MV/m, sa phase étant fixée au minimum de dispersion en énergie. De plus amples informations sur ces fichiers sont données aux paragraphes 3.6.2 et 3.6.3.

A Fichier d'entrée du code HOMDYN

```
t0          tend    h1      nloop  iprint  ipr2
-1.d0      6.d-8   1.d-12 3000   1       3000
zeta0          zstop          emev          spread[+mev,-%]
2.5582400E-03 12.d0          1.d-6          0.d0
maxbunc replate          car      dlbunc      iga      carflut  imcar
1          100          8.0d-9  -10.d-12      55      0.d0          1
isave  iread
1      0
xemit          xrbunc    xprimo          itwiss
0.5d-7      3.2d-3    0.d0          0
yemit  yrbunc  yprimo    icat    bzcat
0.5d-7      3.2d-3    0.d0      1      0
ipoi isol  ishield    iquad    icav ifour  itwa  iswa  iplas  zscreen
1      0          0      11      1      0      0      1      0
10.
iscan  istep
1      0.0001
```

```

SOLMAP ZSOLEN BMAX
'so245' 0.D0 0.12683d0
ZQUAD QGRAD QLENGTH
3.8943 0.0 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
4.0224 0.0 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
6.093 1.2168 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
6.2542 -2.4336 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
6.4166 1.2168 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
7.7834 1.3464 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
7.9445 -2.5704 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
8.1059 1.3464 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
9.2040 0.0 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
9.3638 0.0 0.086
ZQUAD QGRAD QLENGTH
9.5097 0.0 0.086
z0cav  fi0          epeak
0.d0          40.d0          40.d6
zk      taug  rfoff
2.5582400E-03  -10.d-6    800
nmod    ik  itrans
1       0    0
  modo      wn          qex          ustor          vsfh
'sfnal1' 1300.04255D6  23616.74D0  0.0138751D0 1.629057d0
MODO      ZOFR          ZINC          WNFR          FIOFR  EPFR
'super' 1.296D0          1.2049d0          1301.00603D6  -65.D0  24.d6

```

B Fichier d'entrée du code PARMELA

```

title
inj8nc
run /irun=1 /ip=1 /freq=1300. /Zo=0. /Wo=2.e-12 /itype=1
output 0
output 6
zlimit 2.
input 10 /np=999 /sigt=4.6 /tmax=12.0 /sigr=.16 /rmax=0.4

```

```

/w0=2.e-12 /dwo=3.e-8 /dwt=1. /ran=2
focla1 /zmin=0.0 /zmax=119.88 /dz=0.12 /npchb=1000 /facbz=1 /opt=1
so245
cell /l=25.0 /aper=1.14 /iout=1 /phio=220. /Eo=40 /nc=1 /dwt=1. /sym=-1
cfield 1
G4
drift /l=21.86 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX X1
drift /l=16.26 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX X2
drift /l=58.225 /aper=4.0 /iout=1 !DEBUT CHAMP CAV. CAP.
cell /l=22.86 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=2 /dwt=1. /sym=-2
cfield 2
ext1a
cell /l=5.715 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=3 /dwt=1. /sym=-2
cfield 3
ext1b
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=4 /dwt=1. /sym=-2
cfield 4
cell
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi2=-30. /E1=24.0 /nc=5 /dwt=1. /sym=-2
cfield 5
cell
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=6 /dwt=1. /sym=-2
cfield 6
cell
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi2=-30. /E1=24.0 /nc=7 /dwt=1. /sym=-2
cfield 7
cell
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=8 /dwt=1. /sym=-2
cfield 8
cell
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi2=-30. /E1=24.0 /nc=9 /dwt=1. /sym=-2
cfield 9
cell
cell /l=11.357 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=10 /dwt=1. /sym=-2
cfield 10
cell
cell /l=28.700 /aper=3.5 /iout=1 /phi1=150. /E1=24.0 /nc=11 /dwt=1. /sym=-2
cfield 11
ext2
zout
drift /l=118.5 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX X3
drift /l=8.51 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=0 !QUAD 1
drift /l=4.21 /aper=4.0 /iout=1

```

```

quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=0 !QUAD 2
drift /l=8.51 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX X4
drift /l=180.91 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX X5
drift /l=9.04 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=121.68 !QUAD 3
drift /l=7.52 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=-243.36 !QUAD 4
drift /l=7.64 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=121.68 !QUAD 5
drift /l=6.5 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX X6
drift /l=112.2 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL1
drift /l=9.38 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=134.64 !QUAD 6
drift /l=7.51 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=-257.04 !QUAD 7
drift /l=7.54 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=134.64 !QUAD 8
drift /l=6.15 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL2
drift /l=24.32 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL3
drift /l=16.36 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL4
drift /l=44.99 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL5
drift /l=9.79 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=0 !QUAD 9
drift /l=5.49 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=0 !QUAD 10
drift /l=5.49 /aper=4.0 /iout=1
quad /l=8.6 /aper=4.0 /iout=1 /BP=0 !QUAD 11
drift /l=9.79 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL6
drift /l=38.03 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL7
drift /l=46.1 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL8
drift /l=16.3 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XL9
drift /l=99.1 /aper=4.0 /iout=1 !CROIX XS1
scheff /beami=-5e10 /nprog=2 /point=-1.7
start /wto=0. /dwt=5. /nsteps=500000 /nsc=1 /nout=10
end

```

Annexe B

Influence du champ magnétique longitudinal résiduel sur l'émittance transverse du faisceau

Si le champ magnétique longitudinal résiduel sur la cathode n'est pas nul, alors le faisceau est produit avec un moment canonique angulaire. A la sortie de la région de champ magnétique, ce moment canonique se transforme en un moment purement mécanique qui entraîne une augmentation de l'émittance transverse du faisceau. Nous présentons ci-dessous les calculs théoriques décrivant ce point, calculs effectués par K. Flöttmann de DESY [76]. Nous présentons également une expérience durant laquelle cet effet fut observé.

A Relation générale

Soit un faisceau cylindrique de rayon R et de distribution transverse uniforme en r . Si ce faisceau possède une vitesse angulaire $\dot{\Theta} = v_{\perp}/r$ (où v_{\perp} est la vitesse radiale), alors pour une particule de coordonnées $x = r \cdot \cos\xi$ et $y = r \cdot \sin\xi$, la vitesse horizontale v_x est définie par la relation : $v_x = v_{\perp} \sin\xi = \dot{\Theta} \cdot r \cdot \cos\xi$. La vitesse RMS horizontale prend alors la forme :

$$v_{x,rms} = \sqrt{\frac{\iint v_x^2 \cdot r dr d\xi}{\iint r dr d\xi}} = \frac{\dot{\Theta} \cdot R}{2} \quad (\text{A-1})$$

Le théorème de Bush, vérifié dans un champ magnétique à symétrie axiale (voir par exemple [46]), stipule que :

$$\dot{\Theta} = \frac{q \cdot |B_z^{cath}|}{2\gamma m_0} \quad (\text{A-2})$$

où $|B_z^{cath}|$ est le module du champ magnétique longitudinal résiduel sur la cathode, q la charge élémentaire, m_0 la masse de l'électron au repos et γ son facteur de Lorentz. L'émittance horizontale RMS normalisée d'origine magnétique est définie par la relation

[38] :

$$\epsilon_{x,rms,n}^{mag} = \frac{R}{2} \cdot \frac{p_{x,rms}}{m_0 c} \quad (A-3)$$

où $p_{x,rms} = m_0 \gamma v_{x,rms}$ est l'impulsion de la particule. En insérant les équations (A-1) et (A-2) dans l'équation (A-3), alors celle-ci prend la forme :

$$\epsilon_{x,rms,n}^{mag} = \frac{q \cdot |B_z|^{cath}}{8 \cdot m_0 c} R^2 \quad (A-4)$$

En unités pratiques, l'équation (A-4) s'écrit :

$$\epsilon_{x,rms,n}^{mag} [\text{mm} - \text{mrad}] \cong 7,34 \cdot 10^{-3} \times |B_z^{cath}| [\text{G}] R^2 [\text{mm}] \quad (A-5)$$

Pour une distribution gaussienne de dimension transverse σ alors l'équation (A-4) s'écrit, en prenant $R=2\sigma$:

$$\epsilon_{x,rms,n}^{mag} [\text{mm} - \text{mrad}] \cong 2,94 \cdot 10^{-2} \times |B_z^{cath}| [\text{G}] \sigma^2 [\text{mm}] \quad (A-6)$$

Il est important de préciser que l'émittance d'origine magnétique $\epsilon_{x,rms,n}^{mag}$ s'ajoute quadratiquement à l'émittance naturelle du faisceau. Notons enfin que le problème étant à symétrie cylindrique, les valeurs d'émittances énoncées ci-dessus sont valables également pour le plan vertical du faisceau.

B Application

La figure B-1 présente la mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ d'un faisceau de charge $Q=8$ nC en fonction du champ magnétique résiduel sur la cathode. Nous avons également indiqué sur cette figure les valeurs d'émittances déterminées par le code de simulation HOMDYN ainsi que celles obtenues (libellées "modèle simple") en ajoutant en quadrature l'émittance donnée par la relation (A-6) à l'émittance verticale minimum mesurée ($\epsilon_{y,n}=7,6 \pm 0,4$ mm-mrad pour un courant de 235 A dans le solénoïde de contre-champ). Cette mesure fut effectuée sur la croix X3 ($z \cong 3,8$ m) suivant la méthode des fentes décrite au paragraphe 6.2.1. La dimension transverse des impulsions UV sur la cathode était de $\sigma_x=2,0$ mm et leur dimension longitudinale de $\tau_z=10,8$ ps FWHM. Le champ accélérateur crête dans le canon HF était $E_0=35$ MV/m et la phase d'injection $\phi_0=40^\circ$. Le champ accélérateur sur l'axe de la cavité de capture était de 12 MV/m et sa phase fixée au minimum de dispersion en énergie. L'énergie totale du faisceau fut mesurée à 17,1 MeV. Pour toutes ces mesures, le courant dans les solénoïdes primaire et secondaire était de 220 A. Nous avons varié le champ magnétique sur la cathode en variant le courant dans le solénoïde de contre-champ, de 190 A ($B_z^{cath} \cong 180,6$ G) à 240 A ($B_z^{cath} \cong 24$ G). Ces valeurs de champ magnétique ont été calculées avec le code Poisson. Nous pouvons voir sur cette figure que, comme prévu, l'émittance du faisceau augmente en fonction du champ magnétique résiduel sur la cathode. Cependant, les valeurs mesurées sont plus faibles que celles données par HOMDYN et plus fortes que celles prévues par le modèle simple. Des recherches sont en cours afin de comprendre ces désaccords.

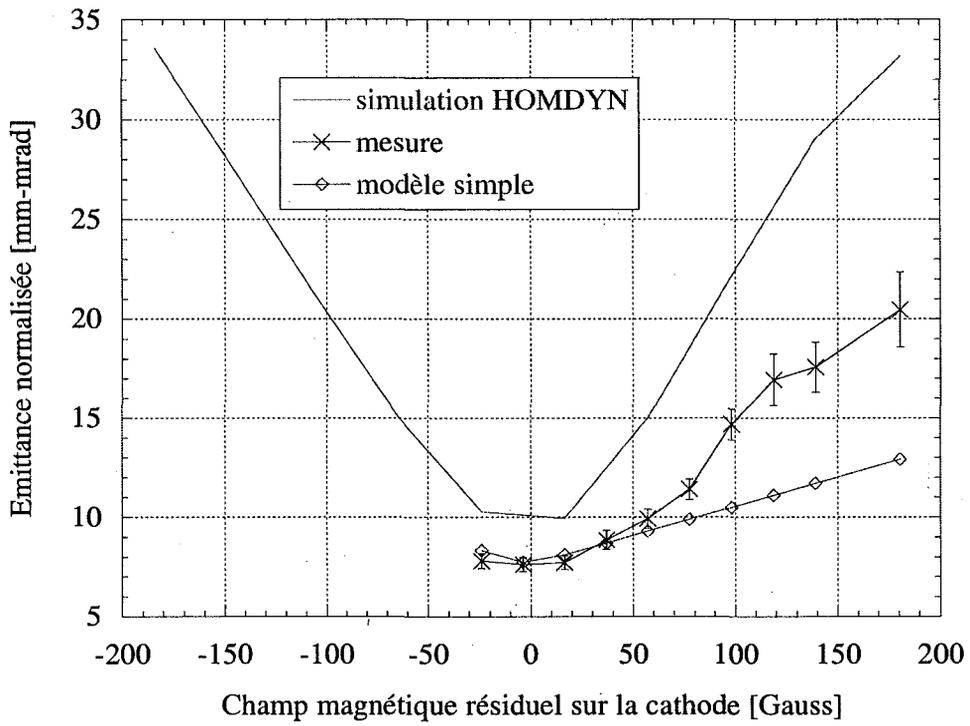


Figure B-1: Mesure de l'émittance transverse normalisée à $z \cong 3,8$ m en fonction du champ magnétique résiduel sur la cathode.

Nous pouvons conclure, à la vue de ces résultats, qu'il est important de maintenir un champ magnétique résiduel faible (< 10 Gauss) sur la cathode afin de réduire l'émittance transverse du faisceau.

Bibliographie

- [1] T.O. Raubenheimer, "Next generation linear colliders" , Tunnel visions-1, Fermilab, 1999.
- [2] M. Pekeler, "Experience with superconducting cavity operation in the Tesla Test Facility", Proceedings of the Particle Accelerator Conference, p. 245-249, 1999.
- [3] I. Wilson, "CLIC Study - Activities Report", CLIC note 384, CERN, 2 Février 1998.
- [4] D. Edwards Ed., TESLA Test Facility Linac, Design Report, TESLA-95-01, 1995.
- [5] J. Andruszkow *et al.*, "First observation of self-amplified spontaneous emission in a free-electron laser at 109 nm wavelength", DESY-00-066, 2000.
- [6] T. Garvey *et al.*, "First beam tests of the TTF injector", Proceedings of the Particle Accelerator Conference, p. 2823-2825, 1997.
- [7] E.R. Colby, "Design, construction and testing of a radiofrequency electron photoinjector for the next generation of linear collider", PhD Thesis, UCLA, 1997.
- [8] M.J. Fitch, "Electro-optic sampling of transient fields from charged particles beams", PhD Thesis, University of Rochester, 2000.
- [9] M.J. Fitch *et al.*, " Electro-optic measurement of the wake fields of 16 MeV electron bunches", Fermilab-TM-2096, Octobre 1999.
- [10] M.J. Fitch *et al.* " Electro-optic sampling of transient fields from the passage of high-charge electron bunches", Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, 2000.
- [11] N. Barov *et al.*, "Observation of plasma wakefield acceleration in the underdense regime", Physical review special topics, Accelerator and beams, Vol. 3, 2000.
- [12] P. Chen et B. Noble, *dans* Advanced Accelerator Concepts, AIP Press C398, New-York, p. 273, 1997.
- [13] R. Brinkmann *et al.*, " A flat beam electron source for linear colliders", TESLA Note 99-09, Avril 1999.
- [14] I. Bohnet *et al.*, " Experimental study of a flat beam electron source", Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, 2000.

- [15] K. Batchelor *et al.*, "Development of a high brightness electron gun for the Accelerator Test Facility at Brookhaven National Laboratory ", Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, p. 954-957, 1998.
- [16] L. Serafini, "Improving the beam quality of RF guns by correction of RF and space-charge effects", AIP Proceedings 279, p. 645-674, 1993.
- [17] J. Fuerst et W. Hartung, "Dissipated power measurements in the A0 SRF cavity system", Fermilab-Conf-00/010-E, Février 2000.
- [18] S. Buhler *et al.*, "Status report on the TTF capture cavity cryostat", Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, CEA/Saclay 96 080/1, p. 689-693, 1996.
- [19] M. Champion, "Input coupler and windows for TESLA", Proceedings of the 6th Workshop on RF superconductivity, CEBAF, p. 406-425, 1993.
- [20] E. Chevallay *et al.*, "Photo-cathodes for the CERN CLIC Test Facility", Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, p. 872-874, 1998.
- [21] W. Hartung *et al.*, "Experiences at Fermilab with high quantum efficiency photo-cathodes for RF electron guns", Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, p. 642-644, 1998.
- [22] A.R. Fry, "Novel pulse train glass laser for RF photoinjectors", PhD Thesis, University of Rochester, 1996.
- [23] P. Maine *et al.*, "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification", IEEE Journal of Quantum Electronics, 1998.
- [24] J.P. Carneiro *et al.*, "First results of the Fermilab high-brightness RF photo-injector", Proceedings of the Particle Accelerator Conference, p. 2027-2029, 1999.
- [25] D. Reis, "Emittance measurements from a laser driven electron injector", PhD Thesis, University of Rochester, 1999.
- [26] KaleidaGraph, Version 3.08d, Synergy Software.
- [27] K.R. Crandall et D.P. Rusthoi, "Trace 3-D Documentation", Second Edition, LA-UR-90-4146, 1987.
- [28] J.P. Carneiro *et al.*, "A0 photo-injector: experiments with gun A, June 97 to December 97", Fermilab-EXP-198, January 1999.
- [29] "Integrating Current Transformer User's Manual", Rev. 3.0, Bergoz precision beam instrumentation, Crozet, France.
- [30] POISSON/SUPERFISH group of codes, Los Alamos, Version 4.2, 1993.

- [31] D. Edwards et M. Syphers, "An introduction to the physics of high energy accelerators", Wiley, New-York, 1992.
- [32] M. Castellano et L. Catani, "Radiation emitting screen performances for low emittance, low energy, beam measurements", TESLA-97-02, 1997.
- [33] W.S. Graves et E.D. Johnson, "A high resolution electron beam profile monitor", Brookhaven National Laboratory, BNL-65006, 1997.
- [34] A. Variola, "Utilisation du rayonnement optique pour l'étude des caractéristiques spatiotemporelles d'un faisceau d'électrons", Thèse de doctorat de l'Université Paris XI, 1998.
- [35] K.J Kim, "RF and space-charge effects in laser-driven RF electron guns", NIM, A275, p. 201-208, 1989.
- [36] L. Serafini, "Analytical description of particle motion in radio-frequency photoinjectors", Particle Accelerators, Vol. 49, p. 252-271, 1995.
- [37] L. Serafini et J.B. Rosenzweig, "Envelope analysis of intense relativistic quasilaminar beams in RF photoinjectors: a theory of emittance compensation", Physical Review E, Vol. 55, p. 7565-7590, 1997.
- [38] P.M. Lapostolle, "Possible emittance increase through filamentation due to space charge in continuous beams", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-18, 1101, 1971.
- [39] J. Buon, "Beam phase space and emittance", CERN Accelerator School, General accelerator physics course, Finlande, CERN 94-01, p. 88-115, 7-18 Septembre 1992.
- [40] C. Travier, "Etude, réalisation et expérimentation d'un CANon hyperfréquence DE-clenché par un LAsEr subpicoseconde (CANDELA)", Thèse de doctorat de l'Université de Paris XI, 1995.
- [41] G. Devanz, "Etude numérique et expérimentale de la dynamique du faisceau du photo-injecteur CANDELA et instrumentation associée", Thèse de doctorat de l'Université de Paris VI, 1999.
- [42] L. Serafini, "A new analytical model for axi-symmetric cavities", Proceedings of the Particle Accelerator Conference, p. 3297-3299, 1995.
- [43] W.K. Panofsky et W.A. Wenzel, Rev. Sci. Instr. 27, p. 967, 1956.
- [44] B. Carlsten, "New photoelectric injector design for the Los Alamos national laboratory XUV FEL Accelerator", NIM A285, p. 313-319, 1989.
- [45] X. Qiu, "Demonstration of emittance compensation through the measurement of the slice emittance of a 10-ps electron bunch", Physical Review Letters, Vol. 76, p. 3723-3726, 1996.

- [46] J.D. Lawson, "The Physics of charged particle beams", 2nd edition, Oxford University Press, New-York, 1988.
- [47] L. Serafini et J.B. Rosenzweig, "Transverse particle motion in radio-frequency linear accelerators", Physical Review Letters, Vol. 49, p. 1599-1602, 1994. Voir également S.C Hartman et J.B. Rosensweig, "Ponderomotive focusing in axisymmetric RF linacs", Physical Review Letters, Vol. 47, p. 2031-2037, 1993.
- [48] L. Serafini et C. Pagani, "Analytical scaling laws and main guide-lines for the design of RF gun cavities", Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, p. 799, 1992.
- [49] F. Chautard et L. Rinolfi, "Bunch compressor for the CLIC test facility", CLIC note 240, CERN, 23 Août 1994.
- [50] M. Ferrario et L. Serafini, "Multi-bunch dynamics in RF photoinjectors through an envelope equation approach", Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, p. 1271-1273, 1998.
- [51] B. Mouton, "The PARMELA Program", Version 5.03 of Orsay implementation, LAL/SERA/97-85.
- [52] H. Liu, "Analysis of space charge calculation in PARMELA and its application to the CEBAF FEL injector design", AIP Proceedings 297, p. 508-515, 1994.
- [53] K.T. McDonald, "Design of the laser-driven RF electron gun for the BNL Accelerator Test Facility", AIP Proceedings 177, p. 204-219, 1988.
- [54] Matlab, Version 5.3.1, The MathWorks Inc., 1999.
- [55] R.E. Collin, "Foundations for microwave engineering", McGraw-Hill, Inc., Second Edition, 1992.
- [56] J.C Slater, "Microwave electronics", Van Nostrand, Princeton, N.J., p. 18, 1950.
- [57] J. Gao "Analytical formulas for the resonant frequency due to opening apertures on cavity walls", NIM A311, p. 437-443, 1992.
- [58] J. Klein, "Basic concepts I", CAS/CERN 92-03, June 1992.
- [59] E.R. Colby, communication privée.
- [60] "Handbook of chemistry and physics", CRC press inc., p. 10-302, 1995.
- [61] J. Gao, "Analytical formula for the coupling coefficient β of a cavity-waveguide coupling system", NIM A309, p. 5-10, 1991.
- [62] J. Tan *et al.*, "Study of microwave field emission", CEA/DAPNIA/SEA/93-14.

- [63] F. Zhou, "Emittance calculations for the TTF FEL injector", Proceedings of the Free Electron Laser conference, DESY, 1999.
- [64] R. Bossart, "Beam loading of RF-gun by dark current", CERN-CLIC Note 138, 1991.
- [65] R.H. Fowler et L.W. Nordheim, Proceedings of the Royal Society, London, Ser. A, 119, p. 173, 1929.
- [66] S.C Hartman *et al.*, "Initial measurements of the UCLA RF photo-injector", NIM A340, p. 219-230, 1994.
- [67] W.H. Hartung, communication privée.
- [68] NIH image, Version 1.62, National Institute of Health.
- [69] M. Zhang, "Emittance formula for slits and pepper-pot measurement", Fermilab-TM-1988, 1996.
- [70] M. Ferrario, communication privée.
- [71] P. Piot, communication privée.
- [72] Instruction manual for universal streak camera C5680, Hamamatsu, 1997.
- [73] H.H. Braun *et al.*, "Emittance growth during bunch compression in the CTF II", Physical Review Letters, Vol. 84, p. 658, 2000.
- [74] H.H. Braun *et al.*, "Coherent synchrotron radiation measurements in the CLIC Test Facility (CTFII)", Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, 2000.
- [75] A. Kabel *et al.*, "Using TraFiC to calculate and minimize emittance growth due to coherent synchrotron radiation", à paraître dans NIM A.
- [76] K. Flöttmann, communication privée.

Liste des tableaux

1.1	Paramètres des principaux collisionneurs linéaires e^+/e^-	2
1.2	Paramètres de l'injecteur II.	6
2.1	Principaux paramètres électriques du canon HF.	11
2.2	Principaux paramètres électriques de la cavité de capture.	13
2.3	Fréquences des différents éléments de l'accélérateur.	27
2.4	Caractéristiques principales des solénoïdes installés sur le canon HF.	28
2.5	Caractéristiques des dipôles de la chicane.	28
4.1	Mesures des paramètres du canon HF durant la première étape de l'accord (augmentation du diamètre des cellules). Le tiret indique que la mesure n'était pas réalisable.	59
4.2	Mesures des paramètres du canon HF durant la seconde étape de l'accord (augmentation du trou de couplage). Le tiret indique que la mesure n'était pas réalisable.	60
6.1	Localisation des mesures de l'émittance transverse le long de la ligne de transport.	99
6.2	Emittance normalisée verticale minimum $\epsilon_{y,n}$ mesurée à $z \cong 3,8$ m pour différentes charges et valeurs de la dimension de la tache laser sur la cathode et du courant dans les solénoïdes associé.	113
6.3	Mesure de l'émittance transverse d'un faisceau de charge $Q=1$ nC le long de la ligne de transport et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	117
6.4	Mesure de l'émittance transverse d'un faisceau de charge $Q=8$ nC le long de la ligne de transport et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	120
8.1	Comparaison entre le cahier des charges de l'accélérateur [4] et les mesures. Les paramètres donnés par le cahier des charges ont été simulés par le code PARMELA (version de Fermilab utilisée dans la thèse de E. Colby [7].) . . .	139

Liste des figures

1.1	Schéma du collisionneur linéaire TESLA.	3
1.2	L'accélérateur Tesla Test Facility en 2000.	4
1.3	Structure temporelle de (a) l'injecteur I et (b) l'injecteur II de TTF.	5
2.1	Schéma du photo-injecteur installé au Fermilab.	10
2.2	Le canon HF de Fermilab.	12
2.3	La cavité de capture dans le cryostat.	14
2.4	Système d'alimentation HF de la cavité de capture.	16
2.5	Le système laser.	19
2.6	Schéma de l'oscillateur.	20
2.7	La superposition d'impulsions.	23
2.8	Profil longitudinal de l'impulsion UV dans la salle laser (a) à l'entrée et (b) à la sortie du superposeur d'impulsions mesuré avec une caméra à balayage de fente.	24
2.9	Transport de la lumière laser vers la photo-cathode.	25
2.10	Boucle d'asservissement de la phase du laser.	26
2.11	La chicane magnétique.	29
3.1	Représentation de l'espace des traces selon le principe de compensation d'émittance : Au début (a) et à la sortie (b) du premier espace de glissement, à la sortie de la lentille magnétique (c) et au point de compensation d'émittance dans le second espace de glissement (d). D'après [44].	42
3.2	Principe de compression longitudinale dans la chicane.	48
4.1	Distribution axiale du champ électrique dans le canon HF.	60
4.2	Photographie du photo-injecteur de Fermilab.	62
4.3	Schéma du photo-injecteur de Fermilab.	63
4.4	Mesure du champ magnétique radial du solénoïde secondaire.	65
4.5	Profil du champ magnétique axial du système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire alimentés en série à 295 A.	66
4.6	Champ magnétique axial maximum en fonction du courant pour le système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire alimentés en série.	67
4.7	Champ magnétique axial maximum en fonction du courant pour le solénoïde secondaire.	67

4.8	Simulation Poisson du champ magnétique axial maximum en fonction du courant dans les trois solénoïdes.	68
4.9	Distribution du champ magnétique longitudinal des solénoïdes selon Poisson pour $I_{cc}=I_p=I_s=200$ A, $I_{cc}=I_p=200$ A, $I_s=0$ A et $I_{cc}=I_p=0$ A, $I_s=200$ A.	69
4.10	Champ magnétique résiduel sur la cathode d'après Poisson et valeur de l'émittance normalisée associée en fonction du courant dans les solénoïdes ($I_{cc}=I_p=I_s$).	70
4.11	Signaux de l'oscilloscope correspondant à (1) la puissance incidente, (2) le mesureur de charge ICT-X2, (3) la puissance transmise et (4) la puissance réfléchie.	72
4.12	Signaux de l'oscilloscope correspondant à (1) la puissance incidente dans le canon et (2) au courant d'obscurité sur la cible de Faraday (CF-X2). . .	73
4.13	Premières mesures du courant d'obscurité pour les cathodes en molybdène (Mo) et tellure de césium (Cs_2Te).	74
4.14	Comparaison entre les mesures du courant d'obscurité du 04/03/99 ($I_{cc}=I_p=I_s=0$ A) et du 02/11/00 ($I_{cc}=I_p=I_s=0$ A) et ($I_{cc}=I_p=I_s=220$ A).	75
4.15	Mesure du courant d'obscurité en fonction du courant dans le solénoïde secondaire pour quatre valeurs du courant dans le système formé par les solénoïdes de contre-champ et primaire.	76
4.16	Mesure du courant d'obscurité en fonction du vide.	77
4.17	Mesure du courant d'obscurité sur plusieurs heures pour les configurations (a) $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A et (b) en alternant $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A avec $I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_{cc}=220$ A.	79
4.18	Mesure du courant d'obscurité en fonction du champ accélérateur crête dans le canon HF après une journée sans HF et ~ 20 heures de HF et pour deux configurations du courant dans les solénoïdes.	80
4.19	Visualisation (a) du photo-courant et du courant d'obscurité sur la croix XL2 ($z \cong 8,2$ m) et (b) sur la croix XS3 située après le spectromètre.	81
5.1	Mesure de la charge extraite du canon HF en fonction de la phase relative d'injection pour trois valeurs de la charge.	84
5.2	Mesure de l'énergie du faisceau à la sortie du canon HF en fonction de la phase d'injection ϕ_0	86
5.3	Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie en fonction de la phase relative de la cavité de capture pour un faisceau de charge $Q=1nC$	87
5.4	Mesure de la charge extraite du canon HF en fonction de l'énergie laser sur la cathode pour une distribution transverse $\sigma_r \cong 1,3$ mm de la tache laser sur la cathode.	89
5.5	Mesure de la charge extraite du canon HF en fonction de l'énergie laser sur la cathode pour (a) 3 dimensions transverses du faisceau laser de dimension longitudinale $\tau_z=10,8$ ps FWHM (b) 2 dimensions longitudinales du faisceau laser de dimension transverse $\sigma_x=0,9$ mm.	90

5.6	Mesures de la taille du faisceau à la sortie du canon HF ($z \cong 0,6$ m) en fonction du courant dans les trois solénoïdes.	92
5.7	Mesure de l'efficacité quantique en fonction de la position de la tache laser sur l'axe horizontal et vertical de la photo-cathode.	93
5.8	Mesure de l'efficacité quantique sur plusieurs heures en alternant le courant dans les solénoïdes $I_{cc}=I_p=I_s=220$ A et $I_{cc}=0$ A, $I_p=170$ A et $I_s=70$ A. . .	94
6.1	Principe de la mesure de l'émittance transverse du faisceau par la méthode des fentes.	98
6.2	(a) Image d'un faisceau de charge $Q=8$ nC au travers du masque positionné à $z \cong 3,8$ m et (b) projection de densité.	100
6.3	Mesure de l'émittance verticale normalisée à $z \cong 3.8$ m en fonction de la phase d'injection ϕ_0 pour un faisceau de charge $Q=1$ nC.	102
6.4	(a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=1$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois champs accélérateurs crêtes E_0 dans le canon et comparaison (b) du cas $E_0=30$ MV/m avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA. .	104
6.5	(a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=8$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois champs accélérateurs crêtes E_0 dans le canon et comparaison (b) du cas $E_0=30$ MV/m avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA. .	106
6.6	Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=0,25$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour une dimension transverse $\sigma_x=0,4$ mm de la tache laser sur la cathode et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	107
6.7	(a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=1$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=0,5$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	108
6.8	(a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=4$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=1,2$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	109
6.9	(a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=6$ nC à $z \cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=1,4$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	110

6.10	(a) Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=8$ nC à $z\cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour trois dimensions transverses σ_x de la tache laser sur la cathode et (b) comparaison du cas $\sigma_x=1,6$ mm avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	111
6.11	Mesure de l'émittance verticale normalisée $\epsilon_{y,n}$ pour un faisceau de charge $Q=12$ nC à $z\cong 3,8$ m en fonction du courant dans les solénoïdes pour une dimension transverse $\sigma_x=2,1$ mm de la tache laser sur la cathode et comparaison avec les codes de simulation HOMDYN et PARMELA.	112
6.12	Mesure de l'émittance transverse normalisée à $z\cong 3,8$ m en fonction de la charge.	114
6.13	Enveloppe d'un faisceau de charge $Q=1$ nC (a) sans focalisation par les quadripôles et (b) en focalisant avec le premier triplet ($Q3=1,32$ A, $Q4=-2,42$ A, $Q5=1,32$ A).	116
6.14	Enveloppe d'un faisceau de charge $Q=8$ nC (a) sans focalisation par les quadripôles et (b) en focalisant avec le premier et second triplet ($Q3=1,3$ A, $Q4=-2,6$ A, $Q5=1,3$ A et $Q6=2,2$ A, $Q7=-4,2$ A, $Q8=2,2$ A).	119
6.15	Mesure de la dimension transverse horizontale (a) et verticale (b) du faisceau au carré sur l'écran XL2 ($z\cong 8,2$ m) en fonction de la force k du quadripôle $Q6$ assimilé à une lentille mince et lissage par un polynôme du second degré.	122
7.1	Principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente.	126
7.2	Schéma du parcours de la lumière de l'écran RTO (situé sur la croix X6 à $z\cong 6,5$ m) jusqu'à l'entrée de la caméra à balayage de fente distante d'environ 2 mètres.	127
7.3	Image sur la caméra à balayage de fente d'un faisceau comprimé de charge $Q=8$ nC (a) en mode statique et (b) en mode de déflexion et projections de densité associées.	129
7.4	Mesure de la longueur RMS des paquets d'électrons non-comprimés en fonction de la charge pour un champ accélérateur crête dans le canon HF $E_0=40$ MV/m.	130
7.5	Photographie de la chicane magnétique (premier plan) et du cryostat de la cavité de capture (arrière plan).	131
7.6	Mesure de la compression des paquets de charge $Q=8$ nC en fonction de la phase de l'onde HF dans la cavité de capture.	132
7.7	Simulations HOMDYN de l'évolution le long de la ligne de transport de (a) l'enveloppe et (b) l'émittance transverse d'un faisceau comprimé de charge $Q=8$ nC.	134
B-1	Mesure de l'émittance transverse normalisée à $z\cong 3,8$ m en fonction du champ magnétique résiduel sur la cathode.	147

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Les collisionneurs linéaires de hautes énergies	1
1.2	L'accélérateur "Tesla Test Facility"	3
1.3	Le programme Fermi Test Facility	6
1.4	Présentation du travail de thèse	8
2	Description de l'accélérateur	9
2.1	Introduction	9
2.2	Les cavités accélératrices	9
2.2.1	Le canon hyperfréquence	9
2.2.2	La cavité de capture et l'installation cryogénique	11
2.2.3	Systèmes d'alimentation HF et boucles d'asservissement	14
2.3	Les photo-cathodes	17
2.3.1	Définition de l'efficacité quantique	17
2.3.2	Description des photo-cathodes et de leur chambre de préparation	17
2.3.3	Préparation et régénération des photo-cathodes	17
2.4	Le laser	18
2.4.1	L'oscillateur	18
2.4.2	Les amplificateurs	20
2.4.3	Conversion de fréquence	21
2.4.4	Le superposeur d'impulsions	22
2.4.5	Transport de la lumière laser	23
2.4.6	Boucle d'asservissement du laser	26
2.5	Synchronisation de l'accélérateur	26
2.6	Les éléments magnétiques	27
2.6.1	Les solénoïdes	27
2.6.2	La chicane	27
2.6.3	Les quadripôles	29
2.7	Les diagnostics faisceau	30
2.7.1	Mesure de la charge	30
2.7.2	Mesure de l'énergie du faisceau	31
2.7.3	Mesure de la position du faisceau	32
2.7.4	Ecrans et caméras	32

2.8	Résumé des performances de l'installation	34
3	Dynamique du faisceau : théorie et simulation	35
3.1	Introduction	35
3.2	Définition du concept d'émittance	35
3.3	Dynamique transverse dans le canon HF	37
3.3.1	Le modèle de Kim	37
3.3.2	Le modèle de Serafini	39
3.3.3	La méthode de compensation d'émittance de Carlsten	41
3.3.4	Le concept d'invariance d'enveloppe	43
3.3.5	Cas d'un photo-injecteur court suivi d'une cavité accélératrice	46
3.4	Dynamique longitudinale dans le canon HF	46
3.5	Principe de compression longitudinale dans la chicane	48
3.6	Les codes de simulation	48
3.6.1	Introduction	48
3.6.2	Le code HOMDYN	49
3.6.3	Le code PARMELA	50
3.7	Conclusion	51
4	Installation et conditionnement du canon HF	53
4.1	Introduction	53
4.2	Accord en fréquence du canon HF	53
4.2.1	Quelques rappels théoriques	53
4.2.2	Principe des mesures HF	55
4.2.3	Les différentes étapes de l'accord en fréquence	57
4.2.4	Nettoyage et étuvage	60
4.2.5	Installation du canon HF sur la ligne de faisceau et insertion de la photo-cathode.	61
4.3	Installation des solénoïdes	63
4.3.1	Alignement des bobines dans les culasses	63
4.3.2	Etalonnage des solénoïdes	65
4.3.3	Installation des solénoïdes sur la ligne de faisceau	66
4.4	Conditionnement du canon HF	70
4.5	Mesures du courant d'obscurité	71
4.5.1	Définition et principe des mesures	71
4.5.2	Evolution du courant d'obscurité sur plusieurs mois	74
4.5.3	Influence de la focalisation magnétique sur le courant d'obscurité	76
4.5.4	Influence du vide sur le courant d'obscurité	77
4.5.5	Evolution du courant d'obscurité sur plusieurs heures	78
4.5.6	Transmission du courant d'obscurité	78
4.6	Conclusion	82

5	Caractérisation du faisceau	83
5.1	Introduction	83
5.2	Mesures de l'énergie du faisceau	83
5.2.1	Comment fixer expérimentalement la phase d'injection ϕ_0 ?	83
5.2.2	Mesure de l'énergie en fonction de la phase d'injection ϕ_0	85
5.2.3	Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie en fonction de la phase de la cavité de capture	86
5.3	Mesure de la charge maximale extraite du canon HF	87
5.4	Mesure de la taille du faisceau à la sortie du canon HF en fonction du courant dans les solénoïdes	91
5.5	Mesure de l'efficacité quantique	91
5.5.1	Uniformité de l'efficacité quantique sur la photo-cathode	91
5.5.2	Mesure de l'efficacité quantique sur plusieurs heures	93
5.5.3	Influence du vide sur l'efficacité quantique	94
5.6	Conclusion	95
6	Mesures de l'émittance transverse du faisceau	97
6.1	Introduction	97
6.2	Principe de la mesure de l'émittance transverse	97
6.2.1	La méthode des fentes	97
6.2.2	Description du dispositif expérimental	99
6.3	Mesures de l'émittance transverse verticale à $z \cong 3,8$ m en fonction des paramètres de l'injecteur	101
6.3.1	Introduction	101
6.3.2	Emittance en fonction de la phase d'injection	101
6.3.3	Emittance en fonction du champ accélérateur crête dans le canon HF103	
6.3.4	Emittance en fonction de la charge	105
6.4	Mesure de l'enveloppe et de l'émittance transverse le long de la ligne de transport	115
6.4.1	Cas d'un faisceau de charge $Q=1$ nC	115
6.4.2	Cas d'un faisceau de charge $Q=8$ nC	118
6.5	Mesure de l'émittance d'un faisceau de charge $Q=1$ nC par balayage quadripolaire	120
6.6	Conclusion	124
7	Mesures de la longueur des paquets	125
7.1	Introduction	125
7.2	Principe de mesure de la longueur des paquets	125
7.2.1	La caméra à balayage de fente	125
7.2.2	Description du dispositif expérimental	126
7.3	Mesure de la longueur des paquets en fonction de la charge	128
7.4	Compression d'un faisceau de charge $Q=8$ nC	131
7.5	Conclusion	135

8 Conclusion	137
A Fichiers d'entrée des codes de simulations HOMDYN et PARMELA	141
A Fichier d'entrée du code HOMDYN	141
B Fichier d'entrée du code PARMELA	142
B Influence du champ magnétique longitudinal résiduel sur l'émittance transverse du faisceau	145
A Relation générale	145
B Application	146

Résumé

La collaboration internationale TESLA (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator) étudie la faisabilité d'un collisionneur e^+/e^- d'énergie 0,8 TeV dans le centre de masse. L'un des premiers buts de cette collaboration est la construction au laboratoire DESY de Hambourg d'un accélérateur linéaire prototype Tesla Test Facility (TTF) pour établir les bases techniques d'un tel collisionneur. Deux injecteurs ont été développés pour TTF: un injecteur thermo-ionique (développé par les laboratoires LAL et IPN d'Orsay et CEA de Saclay) utilisé de Février 1997 à Octobre 1998 puis remplacé par un photo-injecteur (développé par Fermilab) mis en service depuis Décembre 1998. Fermilab a également installé dans son hall A0 un photo-injecteur identique à celui livré à TTF. Ce dernier a produit son premier faisceau le 3 Mars 1999.

Le photo-injecteur consiste en un canon HF suivi par une cavité supraconductrice. Le canon HF est une structure en cuivre de 1,625 cellules résonant à la fréquence de 1,3 GHz à l'intérieur de laquelle demeure une photocathode en tellure de césium (Cs_2Te) déclenchée par des impulsions UV d'un laser Nd:YLF. Il peut générer des macro-impulsions de 800 paquets de 8 nC, espacés de 1 μs , à la fréquence de répétition de 10 Hz. A la sortie du canon HF le faisceau d'énergie 4-5 MeV est rapidement accéléré par la cavité supraconductrice à une énergie de 17-20 MeV. Enfin, une chicane magnétique composée de 4 dipôles permet une compression longitudinale des paquets d'électrons.

Cette thèse décrit l'installation du photo-injecteur au Fermilab et présente des résultats expérimentaux permettant de le caractériser. Ces résultats concernent essentiellement l'efficacité quantique, le courant d'obscurité, l'émittance transverse et la longueur des paquets. La conclusion de ces mesures est que la qualité du faisceau produit par le photo-injecteur remplit le cahier des charges. Le photo-injecteur installé au Fermilab est aujourd'hui mis à la disposition d'utilisateurs qui étudient entre autres la génération de faisceaux plats ou l'accélération de particules dans un plasma.

Mots clés

- Accélérateur linéaire
- Canon HF
- Photocathode
- Laser Nd:YLF
- Cavité supraconductrice
- Chicane magnétique

Abstract

TESLA (TeV Superconducting Linear Accelerator) is an international collaboration which is studying the feasibility of an e^+e^- collider of energy 0.8 TeV in the center of mass. One of the first goals of this collaboration was to construct a prototype linear accelerator at the DESY Laboratory in Hamburg, the TESLA Test Facility (TTF), in order to establish the technical basis for the collider. Two injectors were developed for TTF: a thermionic injector (developed by LAL-Orsay, IPN-Orsay, and CEA-Saclay) and a photo-injector (developed by Fermilab). The thermionic injector was used from February 1997 to October 1998, and then it was replaced by the photo-injector, which was first operated in December 1998. Another photo-injector, identical to the one delivered to TTF, was installed at Fermilab in the AØ Building. The first beam from the latter was produced on 3 March 1999.

The photo-injector consists of an RF gun, followed by a superconducting cavity. The RF gun is a 1.625-cell copper cavity with a resonant frequency of 1.3 GHz. The gun contains a cesium telluride (Cs_2Te) photo-cathode, which is illuminated by UV pulses from a Nd:YLF laser. The system can produce trains of 800 bunches of photo-electrons of charge 8 nC per bunch with spacing between bunches of 1 μs and 10 Hz repetition rate. Upon emerging from the RF gun, the beam energy is 4 to 5 MeV; the beam is then rapidly accelerated by the superconducting cavity to an energy of 17 to 20 MeV. Finally, a magnetic chicane, consisting of 4 dipoles, produces longitudinal compression of the electron bunches.

This thesis describes the installation of the photo-injector at Fermilab and presents the experimentally-measured characteristics of the injector. The principal measurements were quantum efficiency, dark current, transverse emittance, and bunch length. The conclusion from these studies is that the quality of the photo-injector beam fulfills the design goals. The photo-injector at Fermilab is presently available for user experiments, including the production of flat beams and plasma wake field acceleration.

Keywords

- Linear accelerator
- RF gun
- Photo-cathode
- Nd:YLF laser
- Superconducting cavity
- Magnetic chicane

