

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6
ÉCOLE DOCTORALE 517 : PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

THÈSE

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur en Sciences

de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris 6

Mention : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Nicolas RUIZ

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN FAISCEAU DE POSITONS LENTS

Thèse dirigée par Patrice PÉREZ

préparée au Service de Physique des Particules du CEA de Saclay

soutenue le 13 décembre 2011

Jury :

Ursula BASSLER - CEA, Saclay
Jacques CHAUVÉAU - UPMC, Paris
Pierre DESGARDIN - CEMHTI, Orléans

Rapporteurs : Werner EGGER - UNIBW, Munich
Philippe GHEZ - LAPP, Annecy

Directeur : Patrice PÉREZ - CEA, Saclay

Table des matières

Introduction	4
1 Le projet GBAR	6
1.1 Objectif scientifique	6
1.2 Principe et structure de l'expérience	7
1.2.1 Principe	7
1.2.2 Méthode	7
1.2.3 Structure générale de l'expérience	8
1.3 Structure détaillée de l'expérience	10
1.3.1 Faisceau de positons	10
1.3.2 Piège à positons	11
1.3.3 Conversion positons/positronium	13
1.3.4 Faisceau d'antiprotons	14
1.3.5 Piégeage et ralentissement des ions $\bar{\text{H}}^+$	15
1.3.6 Neutralisation des ions $\bar{\text{H}}^+$ et détection	15
1.4 Avancement au moment de la thèse	15
2 Technologie de la source	17
2.1 Étude du besoin	17
2.1.1 Flux	17
2.1.2 Compacité	17
2.1.3 Caractéristiques du faisceau	18
2.2 Analyse de l'existant	19
2.2.1 Technologies courantes de modération	19
2.2.2 Exemples de faisceaux existants	20
2.3 Conséquences pour GBAR	23
3 Études relatives à la source de positons rapides	25
3.1 Description technique de la source	25
3.1.1 Accélérateur	25
3.1.2 Conversion $e^- \rightarrow e^+$	25
3.1.3 Séparation e^-/e^+ : le système SOPHI	26
3.1.4 Détection des positons rapides	29
3.2 Réduction des bruits	30
3.2.1 Bruit RF	30
3.2.2 Bruit de fond d'électrons	30
3.3 Mesures	33
3.4 Caractérisation de la source de positons rapides	34

4	Conception de la ligne de positons lents	35
4.1	Démarche	35
4.2	Fonctions	35
4.2.1	Modération	35
4.2.2	Transport	38
4.2.3	Dilatation temporelle des impulsions de positons	40
4.2.4	Compression temporelle des impulsions de positons	44
4.2.5	Diagnostic	45
4.3	Simulations	47
4.3.1	Conditions de simulation	47
4.3.2	Définition du faisceau virtuel	48
4.3.3	Interruptions de champ	51
4.3.4	Défecteurs de centrage	57
4.3.5	Coudes	58
4.3.6	Adaptation de la ligne	59
4.3.7	Ligne entière	64
4.3.8	Compatibilité magnétique	68
4.4	Technologie	78
4.4.1	Considérations électriques	78
4.4.2	Considérations mécaniques	82
5	Construction de la ligne	84
5.1	Stratégie de montage	84
5.1.1	Démarche	84
5.1.2	Montage simplifié	84
5.1.3	Planning	85
5.2	Canon à électrons de test	85
5.2.1	Objectif	85
5.2.2	Conception	85
5.2.3	Montage de test	87
5.2.4	Tensions et courant	89
5.3	Diagnostics faisceau	89
5.3.1	Matériaux	89
5.3.2	Utilisation	89
5.4	Chambre à vide	90
5.4.1	Ligne reliant SOPHI au <i>stretcher</i>	90
5.4.2	SOPHI	91
5.4.3	<i>Stretcher</i>	91
5.5	Câblage	93
5.5.1	SOPHI	93
5.5.2	Ligne entre SOPHI et le <i>stretcher</i>	93
5.5.3	<i>Stretcher</i>	93
5.6	Assemblage	94
6	Caractérisation de la ligne	96
6.1	Transport	96
6.1.1	Démarche	96
6.1.2	SOPHI	96
6.1.3	Ligne intermédiaire	99

6.1.4	Rendement de transmission dans la ligne entière	102
6.2	Detection des positons	103
6.2.1	Dispositif de détection	104
6.2.2	Calibration de la chaîne de détection	104
6.3	Mesures et interprétation	105
6.3.1	Premier flux de positons	105
6.3.2	Augmentation du flux	111
6.3.3	Cadre de GBAR	112
Conclusion et perspectives		114
Annexes		117
Glossaire		119
Bibliographie		124

Introduction

Prédite en 1931 par Paul Dirac, l'antimatière fut découverte en 1932 par Carl D. Anderson à Pasadena en Californie. Chère aux amateurs de science fiction, l'antimatière¹ n'en est pas moins un enjeu important de la recherche fondamentale contemporaine, en particulier à cause de sa rareté. Le célèbre modèle du *Big Bang* par exemple, repose sur l'hypothèse que matière et antimatière furent créées en quantités égales au commencement. Aujourd'hui l'antimatière paraît quasiment inexistante dans l'univers et cette absence, au moins apparente, soulève de nombreuses questions au sein de la communauté scientifique. Celle de son comportement vis-à-vis de la gravité est l'une d'elles.

Depuis l'avènement des théories relativistes d'Einstein au cours du 20^e siècle, notre vision de la gravitation s'est transformée et des calculs de très grande précision sont désormais accessibles, comme le positionnement par satellite par exemple. Mais en dépit de cette apparente maîtrise du phénomène, certains aspects de la gravitation restent insondés, laissant de nombreuses questions ouvertes, notamment dans le domaine de la cosmologie. Une des propriétés de la gravitation qui n'a jamais été mesurée concerne son action sur l'antimatière.

Lorsqu'il écrit sa loi de la gravitation universelle à la fin du 17^e siècle, Isaac Newton établit non seulement un cadre formel qui va être la référence en matière de calculs de mécanique pendant plusieurs siècles, mais également les fondements de notre rapport à la gravité : la pomme tombe, la Lune également mais elle est maintenue en orbite autour de la Terre grâce à la force centrifuge... Mais quel serait le sort d'une anti-pomme, d'une anti-Lune ? Subiraient-elles également l'attraction de notre planète ou bien seraient-elles repoussées au contraire, vers les confins du cosmos ? Hors de notre portée ?

Aussi rare soit-elle, l'antimatière nous est quand même accessible, mais en quantités infinitésimales, au moins pour le moment. Elle nous vient du ciel pour une part, grâce aux rayons cosmiques, de la radioactivité naturelle de certains éléments présents sur Terre d'autre part, mais on peut également la synthétiser en laboratoire. Si une pomme représente une quantité de matière bien trop importante pour qu'on puisse synthétiser son homologue d'antimatière, l'atome d'hydrogène (le plus simple et le premier dans le tableau périodique des éléments) est beaucoup plus intéressant pour les chercheurs qui travaillent sur la gravitation. Neutre et stable, son alter ego l'atome d'antihydrogène est la pomme idéale pour étudier la chute libre de l'antimatière, et c'est l'objectif du projet dans lequel s'inscrit cette thèse que de synthétiser de l'antihydrogène pour le regarder tomber... ou peut-être monter.

L'antihydrogène n'est constitué que de deux antiparticules : un antiproton et un anti-électron (« positon »). Ils constituent la matière première du projet. Pour des raisons développées plus loin dans ce document, on choisit d'utiliser une source d'antiprotons déjà existante mais de construire une source de positons dédiée au projet, à la fois compacte et intense. L'étude et la réalisation de ce faisceau de positons est le défi de la présente thèse.

Le travail de thèse présenté dans ce document a été réalisé à l'aide d'une bourse du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (type MESR) octroyée à l'auteur par l'intermédiaire d'un contrat avec l'université de Paris VI Pierre et Marie Curie, entre décembre 2008 et novembre 2011. Le travail de recherche a été effectué dans sa quasi totalité au CEA² de Saclay. Les financements pour la construction de l'appareillage relatif à la thèse proviennent du CEA, du Conseil Général de l'Essonne, de l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR) et d'une dotation du réseau P2I².

1. On appellera « antimatière » aussi bien les antiparticules élémentaires que les anti-ions ou les anti-atomes.
2. Voir glossaire.

L'intitulé de la thèse — « Étude et réalisation d'un faisceau de positons lents » — indique bien l'ambivalence du travail à accomplir : l'étude d'une part, comprenant les calculs et les simulations nécessaires à l'obtention d'un modèle fiable de l'objet, la réalisation de l'autre, impliquant la construction de la ligne de faisceau mais aussi sa mise en service et sa qualification.

Après une présentation dans un premier chapitre du projet auquel cette thèse prend part, les chapitres 2 à 4 présenteront le travail d'étude et de conception du faisceau de positons alors que les chapitres 5 et 6 en présenteront la construction et la caractérisation.

Chapitre 1

Le projet GBAR

1.1 Objectif scientifique

L'un des principes sur lesquels est basée la relativité générale est le Principe d'Équivalence Faible (*Weak Equivalence Principle* ou WEP) qui stipule que la trajectoire d'un corps est indépendante de sa composition et de sa structure interne lorsqu'il n'est soumis qu'aux seules forces gravitationnelles. Ce principe a pour conséquence que matière et antimatière doivent avoir strictement le même comportement dans un champ gravitationnel, la masse gravitationnelle et la masse inertielle de tout corps devant être rigoureusement égales.

Cette égalité était testée dès le 19^e siècle [Eötvös et al., 1922]. Des mesures dont la précision n'a cessé de croître ont succédé depuis pour atteindre une résolution dans les mesures d'accélération différentielle des masses mises en jeu de l'ordre de 10^{-15} m/s² [Adelberger et al., 2009]. Les résultats de ces mesures sont compatibles avec une différence d'accélération nulle entre des masses de structure différentes soumises au champ gravitationnel terrestre.

Malgré cela des différences de comportement entre matière et antimatière allant à l'encontre de ce principe ont été évoquées dans un modèle de supergravité [Scherk, 1979]. Des mesures faisant intervenir des antiparticules [Pakvasa et al., 1989, Gabrielse et al., 1999, CPLEAR, 1999] sont alors venues nourrir les arguments en défaveur d'une telle différence. Cependant les conclusions de ces expériences concernant le comportement de l'antimatière reposent toutes sur des hypothèses discutables. Par exemple, l'une d'elle propose que la différence observée de quelques secondes seulement dans le délai d'arrivée sur Terre des neutrinos et des antineutrinos provenant de la supernova SN1987A prouve qu'ils ont eu le même comportement dans les champs gravitationnels qu'ils ont traversés avant d'être détectés [Pakvasa et al., 1989]. Cette conclusion repose sur l'hypothèse discutable que tous les événements détectés n'étaient pas dus à des antineutrinos et qu'au moins l'un d'eux était dû à un neutrino (ν_e). De même, les conclusions des mesures présentées dans [Adelberger et al., 2009] concernant l'antimatière supposent la symétrie CPT, même si le théorème sur lequel elle repose n'a pas été démontré pour un espace-temps courbe. Une extension du modèle standard de la physique des particules lève cette contrainte en admettant des termes violant cette symétrie [Kostelecký, 2004] avec des conséquences importantes sur les différences de comportement entre particules et antiparticules. La thèse d'un phénomène d'« antigravité » n'est donc pas à cours d'arguments [Nieto and Goldman, 1991].

La validité du WEP est une question scientifique qui suscite un regain d'intérêt depuis l'observation de l'expansion de l'univers et son explication par l'introduction de l'Énergie Noire, couramment décrite comme une « gravité répulsive » [Benoit-Lévy, 2009]. La question d'un test direct de l'action de la gravité sur l'antimatière n'est pas nouvelle mais les technologies n'ont longtemps permis d'expérimenter que sur des antiparticules chargées. Des expériences ont été menées très tôt pour tenter d'étudier la chute libre de particules chargées [Witteborn and

Fairbank, 1977] mais celle-ci n'a pas pu être observée car les champs électriques environnants étaient trop forts pour que l'action de la gravitation domine l'interaction coulombienne. Les premiers anti-atomes neutres ont été synthétisés beaucoup plus tard [Baur et al., 1996]. Les technologies de stockage les concernant sont très récentes [Andresen et al., 2010] et ne sont pas encore compatibles avec un test direct du WEP car les atomes piégés ne sont ni suffisamment froids ni suffisamment bien localisés pour permettre une expérience de chute libre.

C'est l'objectif du projet GBAR (pour *Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest*) [Pérez et al., 2011] que de réaliser le premier test direct du WEP sur de l'antimatière en étudiant la chute libre d'atomes d'antihydrogène soumis au champ gravitationnel terrestre. La technique originale choisie pour les ralentir afin que leur vitesse soit compatible avec une mesure de chute libre vient de [Walz and Hänsch, 2004]. Elle utilise une forme ionique de l'antihydrogène, plus facile à refroidir que ce dernier. Cependant la synthèse de cet ion nécessite de disposer d'une grande quantité de positons « lents » (d'une énergie cinétique allant de l'électronvolt au keV) ce qui donne au projet une forte composante de physique des positons [Dupasquier et al., 2010].

1.2 Principe et structure de l'expérience

1.2.1 Principe

Le principe général de l'expérience GBAR est le chronométrage de la chute libre de particules d'antimatière. Plusieurs expériences dans le passé ont tenté de mesurer la chute libre d'antiparticules chargées mais la faiblesse des forces gravitationnelles dans le champ terrestre face à l'intensité des forces électromagnétiques dues aux charges environnantes a empêché toute mesure d'être menée à bien et les difficultés d'isolation électromagnétique se sont avérées insurmontables. L'utilisation d'antineutrons permettrait d'éviter ce problème, mais l'impossibilité de les ralentir suffisamment empêche de les considérer pour l'expérience. Également neutre, le positronium (état lié entre un électron et un positon), a été écarté à son tour à cause des difficultés mentionnées par [Mills and Leventhal, 2002]. La forme la plus simple d'antimatière est ensuite l'atome d'antihydrogène ($\bar{\text{H}}$), retenue pour l'expérience GBAR.

1.2.2 Méthode

La méthode expérimentale choisie pour mesurer la chute libre de l'antihydrogène est inspirée d'une idée originale de J. Walz et T. Hänsch [Walz and Hänsch, 2004]. Il s'agit d'utiliser tout d'abord la forme ionique $\bar{\text{H}}^+$ de l'antihydrogène, formée d'un antiproton et de deux positons, afin d'avoir accès à l'interaction électromagnétique pour le refroidir, puis une fois que la vitesse atteinte est compatible avec une mesure de chute libre (quelques mètres par seconde) on procède au photodétachement du positon excédentaire et le vol parabolique commence.

Une autre collaboration, nommée AEGIS¹ [Drobychev et al., 2007], compte également faire une mesure de l'effet de l'accélération de la pesanteur terrestre sur des atomes d'antihydrogène, mais le principe de leur mesure est très différent de celui de GBAR. En effet leur objectif est de produire un faisceau d'antihydrogène, les atomes se déplaçant à des vitesses bien supérieures à celles mises en jeu dans GBAR, pour ensuite mesurer la déviation entre la trajectoire de ce faisceau, parabolique, et une ligne droite.

La méthode d'obtention de l'antihydrogène utilisée dans GBAR, développée en partie au CEA de Saclay et en partie au CERN¹ à Genève, est expliquée dans la section qui suit. Il est principalement question de combiner positons (notés e^+ par opposition aux électrons notés e^-) et antiprotons (notés \bar{p}) pour former l'antihydrogène.

1. Voir glossaire.

1.2.3 Structure générale de l'expérience

Comme il a été mentionné plus haut, l'originalité de GBAR est de produire des atomes d'antihydrogène $\bar{\text{H}}$ ultra-froids afin de pouvoir en étudier la chute libre, sur quelques centimètres, en utilisant leur forme ionique $\bar{\text{H}}^+$ lors du refroidissement. Leur obtention, dont les étapes sont listées puis détaillées ci-après, fait l'objet d'une proposition d'expérience au CERN au moment de l'écriture de ce document [Pérez et al., 2011]. La table 1.1 et la figure 1.1 présentent respectivement les rendements attendus et un schéma synoptique de la liste d'étapes suivante :

1. Production d'un faisceau d'électrons de 10 MeV à l'aide d'un petit accélérateur linéaire,
2. conversion d'une partie des électrons en positons à l'aide d'une cible de tungstène judicieusement dimensionnée,
3. sélection des positons et suppression du bruit, composé d'électrons et de rayonnement γ , à l'aide d'un séparateur magnétique,
4. adaptation en énergie des positons (« modération ») jusqu'à quelques électronvolts,
5. accumulation des positons dans un piège électromagnétique de type Penning-Malmberg dans lequel ils sont refroidis jusqu'à quelques milliélectronvolts,
6. éjection des positons sur une cible de silice poreuse afin de former un nuage dense de positronium et excitation de celui-ci afin d'augmenter la section efficace de production des ions $\bar{\text{H}}^+$,
7. génération des ions $\bar{\text{H}}^+$ par interaction entre le positronium et le faisceau d'antiprotons de très basse énergie provenant du complexe de décélération d'antiprotons du CERN,
8. accumulation des ions $\bar{\text{H}}^+$ et refroidissement de ces derniers jusqu'au nanoélectronvolt,
9. photodétachement (au plus près de l'énergie minimale d'éjection) du positon excédentaire,
10. détection de l'annihilation de l'atome d'antihydrogène $\bar{\text{H}}$ à la fin de la chute libre.

1. Linac					
Fréquence	Courant moyen	Courant max	Durée d'impulsion	Flux e^-	Énergie des e^-
300 Hz	0.2 mA	0.33 A	$2 \mu\text{s}$	4.2×10^{12}	$1.25 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$
2. Conversion $e^- \rightarrow e^+$					
	Rendement de conversion	5.5×10^{-4}	e^+ rapides / impulsion	Flux e^+ rapides	
			1.8×10^9	$5.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$	
3. Séparateur e^+/e^- et 4. Modérateur					
	Rendement de transport e^+	80 %	Rendement de modération	e^+ lents / impulsion	Flux e^+ lents
			5×10^{-4}	9.2×10^5	$2.8 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$
5. Accumulation des positons					
	Efficacité de piégeage	70 %	Temps d'injection	e^+ accumulés	
			110 s	2.1×10^{10}	
6. Conversion $e^+ \rightarrow \text{Ps}$					
	Efficacité de conversion	35 %	Longueur du tube	Densité de Ps	Fraction de Ps perdue par annihilation
			1 mm ²	$7.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	0.5
7. Synthèse des ions $\bar{\text{H}}^+$					
	Efficacité de décélération et de <i>bunching</i> des $\bar{\text{p}}$	80 %	Section efficace de production des atomes $\bar{\text{H}}$	$\bar{\text{H}}$ / impulsion	$\bar{\text{H}}^+$ / impulsion
			$4.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	$8.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$	
				3.9×10^2	0.32
8. Piégeage, 9. Neutralisation et 10. Détection de l'antihydrogène					
	Efficacité de piégeage des $\bar{\text{H}}^+$	100 %	Efficacité de photodétachement	Acceptance du détecteur	Événements $\bar{\text{H}}$ / impulsion
			$\bar{\text{H}}^+$ froids / impulsion		Taux d'événements $\bar{\text{H}}$
				65 %	
			0.2	99 %	0.14
					$1.3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

TABLE 1.1 – Table des rendements et performances attendues pour les différentes étapes de l'expérience GBAR, adaptée de [Pérez et al., 2011].

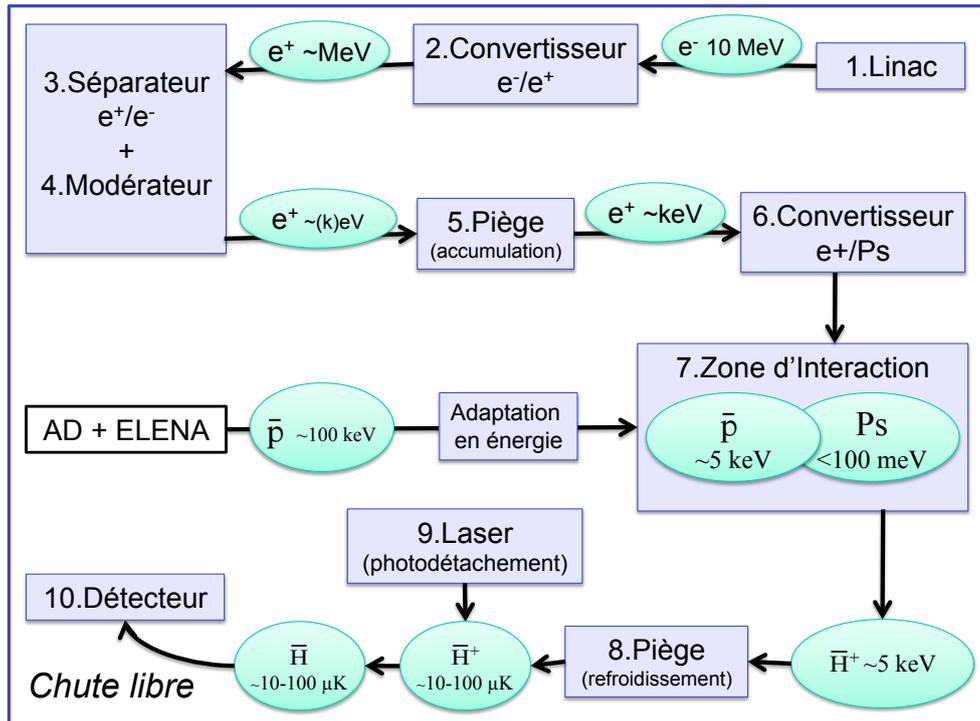


FIGURE 1.1 – Chaîne d’obtention de l’antihydrogène.

1.3 Structure détaillée de l’expérience

1.3.1 Faisceau de positons

Au vu des performances annoncées de la source d’antiprotons du CERN, on estime qu’une précision de l’ordre du pour cent sur la mesure de l’accélération de la pesanteur sur l’antimatière \bar{g} pourra être obtenue en quelques semaines d’accumulation de données, à condition que la source de positons de GBAR atteigne les objectifs indiqués dans la table 1.1. C’est pour s’assurer de la faisabilité d’une telle source qu’un prototype – c’est le sujet de la thèse – a été réalisé à Saclay et mis en service en 2011.

Pour résumer le principe du faisceau de positons de GBAR, on peut mentionner qu’il est composé d’un accélérateur linéaire d’électrons (« linac », voir 3.1.1) irradiant une cible de tungstène dans laquelle les électrons, dont l’énergie initiale est de quelques MeV, émettent des photons en ralentissant. Ces photons, lorsque leur énergie est suffisante, créent alors des paires e^+/e^- au voisinage des atomes de tungstène et les positons créés suffisamment près des parois de la cible s’en échappent et arrivent dans le vide environnant. Leur énergie est alors de l’ordre du MeV. Une partie d’entre eux pénètre ensuite dans un modérateur (2.2.1, puis 4.2.1), avant ou après séparation du bruit de fond selon la technologie de modération, afin d’atteindre une énergie de l’ordre de l’électronvolt. Les positons ainsi « modérés » sont alors transportés jusqu’à l’étape suivante de l’expérience : le piège.

1.3.2 Piège à positons

Présentation

La génération d'antihydrogène pour GBAR nécessitant un grand nombre de positons pendant un temps très court (voir section suivante), les positons sont accumulés dans un piège électromagnétique de type Penning-Malmberg à électrodes annulaires multiples (*Multi Ring Trap* ou MRT, voir figure 1.2) [Mohri et al., 1998]. Il s'agit d'un dispositif axisymétrique aligné avec l'axe du faisceau de positons qui l'alimente. Ceux-ci entrent dans le piège et y sont confinés radialement par l'effet d'un champ magnétique longitudinal de 5 teslas créé par un solénoïde supraconducteur entourant tout le piège. Le confinement axial est assuré par les champs électriques longitudinaux que créent les différences de potentiel entre les 27 électrodes annulaires disposées le long de l'axe du piège.

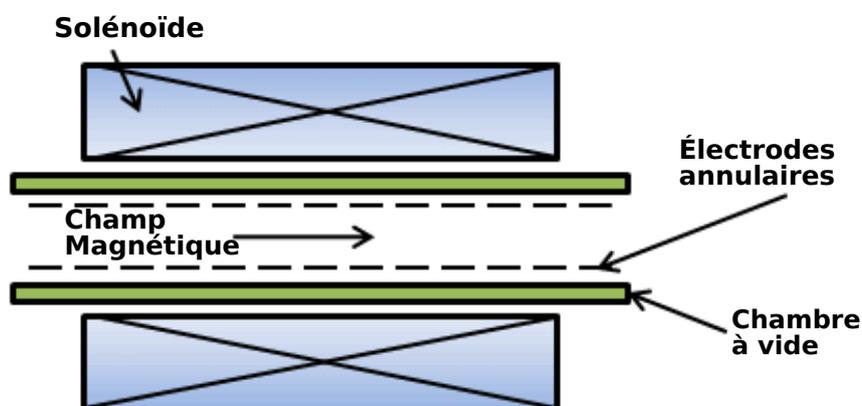


FIGURE 1.2 – Structure d'un piège à électrodes annulaires multiples.

Le piège est fourni à la collaboration GBAR par le laboratoire Riken, de Wako au Japon. Il a auparavant été utilisé pour des expériences de stockage de particules chargées pendant de nombreuses années [Oshima et al., 2004] et les premiers tests de stockage de positons pour GBAR ont été effectués à Riken dans le cadre de la thèse de Pierre Dupré [Dupré, 2011] à l'aide d'une source radioactive (voir section 2.2.2), avant que la machine ne soit envoyée au CEA de Saclay pour être adaptée sur la ligne de positons lents qui fait l'objet de la présente thèse.

Utilisation

On définit l'efficacité de piégeage comme le rapport entre le nombre de positons piégés et le nombre de positons injectés dans le piège. L'efficacité requise pour GBAR (table 1.1, page 9) impose d'utiliser une méthode originale pour leur accumulation qui sera testée à Saclay en 2012 après connexion du piège à la ligne de positons lents (figure 1.3). Les étapes principales de cette méthode d'accumulation sont les suivantes :

1. On juxtapose tout d'abord deux puits de potentiel de signes opposés dans le piège grâce aux nombreuses électrodes disposées le long de son axe.
2. Le puits positif (en bleu sur la figure 1.3) est alors rempli d'électrons grâce à un canon amovible placé en amont du piège. Les électrons entrent dans ce dernier avec une énergie cinétique de l'ordre du keV afin de franchir efficacement le miroir magnétique provoqué

par l'intensité du champ magnétique du piège, par trois ordres de grandeur supérieure à celle de la ligne de positons lents. Une fois capturés, les électrons se refroidissent par rayonnement synchrotron en quelques secondes.

3. On remplit ensuite le puits négatif (en rouge sur la figure 1.3) avec les positons initialement lents, eux aussi réaccélérés jusqu'au keV afin de franchir le miroir magnétique. Le temps disponible pour leur refroidissement, lié à la fréquence de répétition du linac, est de quelques millisecondes seulement et le rayonnement synchrotron ne suffit pas. Les positons perdent leur énergie par collisions coulombiennes dans le nuage d'électrons qu'ils traversent de multiples fois. Ils finissent par être confinés dans le puits qui leur est destiné et les positons générés par l'impulsion suivante du linac pénètrent à leur tour dans le piège, dont la barrière de potentiel d'entrée peut alors être abaissée le temps d'un aller-retour des positons (une centaine de nanosecondes). Une compression temporelle des impulsions de positons, dont la durée est initialement de l'ordre de la microseconde, sera donc nécessaire.
4. Le puits négatif est alors progressivement approfondi pour accueillir de plus en plus de positons, jusqu'à ce que le nuage de positons soit suffisamment dense pour pouvoir ralentir lui-même les nouveaux positons entrant dans le piège. Les électrons sont alors éjectés et le puits de positons est étendu sur tout le piège.
5. Une fois que le nombre de positons accumulés est suffisant (quelques 10^{10}), ceux-ci sont éjectés du piège vers le convertisseur positons/positronium.

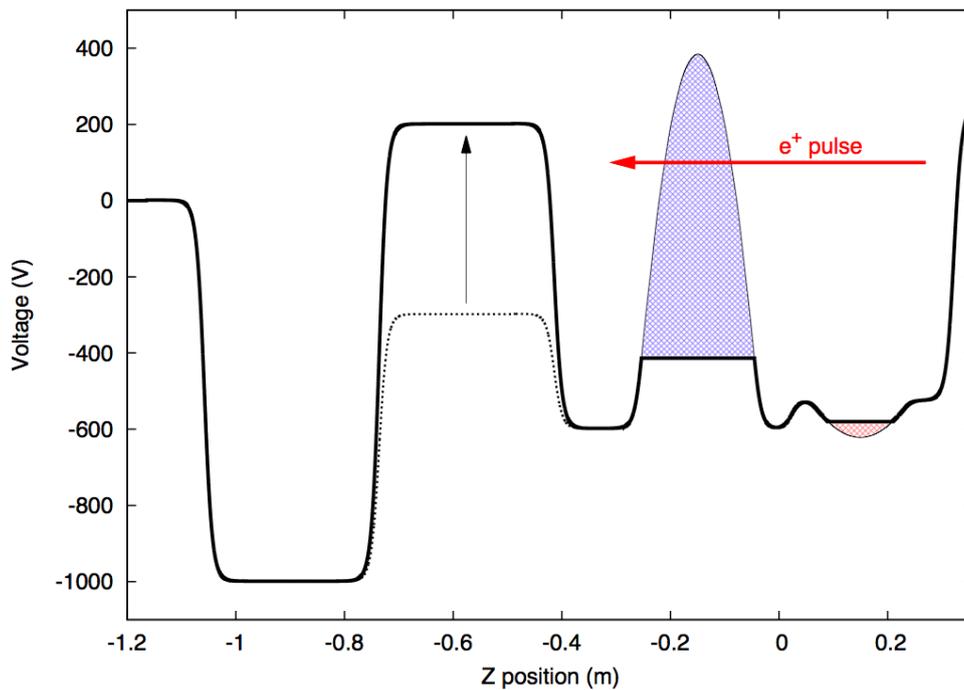


FIGURE 1.3 – Distribution de potentiel sur l'axe magnétique du piège, en tenant compte des charges des électrons (bleu) et des positons (rouge). Les positons sont injectés par la gauche et sont représentés ici après un demi-tour. La barrière d'entrée (flèche noire) doit être rétablie avant la fin de l'aller-retour des positons dans le piège. Cette figure provient de [Dupré, 2011].

1.3.3 Conversion positons/positronium

Contexte

La stratégie de GBAR pour l'obtention d'antihydrogène est d'avoir recours à la formation de l'ion $\bar{\text{H}}^+$ à travers les réactions (1.1) et (1.2).



L'idée est de générer un nuage dense de positronium (état lié entre un électron et un positon, noté Ps) pour ensuite l'irradier avec un faisceau d'antiprotons afin de provoquer les deux réactions ci-dessus. Bien qu'elle présente l'avantage d'une perte d'énergie facilitée pour l'antihydrogène grâce à la charge de sa forme ionique, cette méthode impose de disposer de positronium en quantité et en densité suffisantes pour que les deux réactions puissent avoir lieu successivement pendant la durée d'une impulsion d'antiprotons (se reporter aux rendements présentés dans la table 1.1).

Contraintes

Sachant que la durée de vie du positronium dans sa forme la plus stable n'est que de l'ordre de la centaine de nanosecondes, le dispositif de conversion des positons en positronium doit satisfaire à de nombreux critères :

- un fort taux de conversion car le flux de positons est une contrainte sur la statistique de toute l'expérience,
- une forte perméabilité au positronium afin que celui-ci ne soit pas piégé dans le convertisseur,
- une réémission du positronium dans le vide à faible énergie cinétique afin que le nuage ne se dissipe pas avant l'arrivée des antiprotons,
- une bonne tenue au vide,
- une longue durée de vie sous irradiation (conservation de la fonction de conversion),
- une maintenance aussi limitée que possible.

Principe du convertisseur

Le convertisseur e^+/Ps pour GBAR est constitué d'un film nanoporeux (de silice par exemple, voir [Liszkay et al., 2008]) dans lequel sont injectés les positons venant du piège. Ceux-ci perdent leur énergie dans la matière et à la surface des pores une portion d'entre eux interagit avec un des électrons locaux [Canter et al., 1974] pour former un atome de positronium (figure 1.4). Celui-ci trouve alors son chemin à travers les pores, lorsqu'ils sont connectés, jusqu'au vide environnant.

On envisage de donner une forme concave au film (figure 1.5) afin de favoriser la densité du nuage de positronium vers lequel seront dirigés les antiprotons.

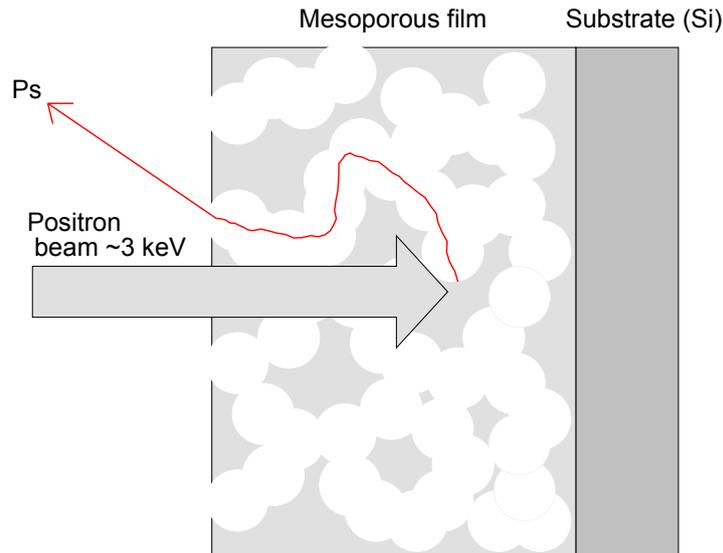


FIGURE 1.4 – Illustration de l’environnement dans lequel est formé le positronium.

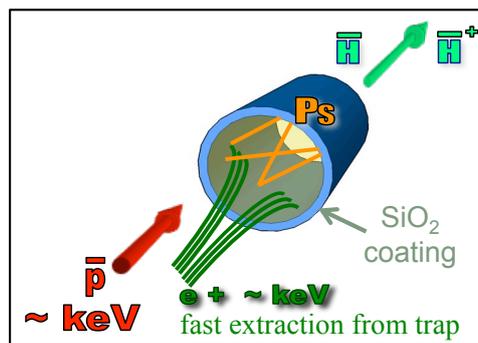


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de la zone de génération du positronium, que l’on envisage de forme cylindrique pour favoriser le confinement du Ps (Adapté de [Debu, 2011]).

1.3.4 Faisceau d’antiprotons

Les antiprotons constituant les noyaux des atomes d’antihydrogène seront obtenus grâce au dispositif ELENA (*Extra Low ENergy Antiprotons*), dont la construction a été décidée récemment (été 2011) par le CERN. Il s’agit d’un système de décélération additionnelle des antiprotons venant de l’*Antiproton Decelerator* (AD) déjà existant (voir figure 2.1, page 18). Pour atteindre les très basses énergies requises pour la suite de l’expérience GBAR, les antiprotons subiront une troisième phase de décélération, en aval d’ELENA, dans un tube de dérivation dont le potentiel est abaissé alors que les antiprotons s’y trouvent, selon une technique inspirée de [Herfurth et al., 2001].

1.3.5 Piégeage et ralentissement des ions \bar{H}^+

Une fois les ions \bar{H}^+ obtenus grâce aux réactions (1.1) et (1.2), ceux-ci sont à leur tour injectés dans un piège spécifique pour procéder à leur ralentissement. Pour réaliser la mesure du temps de chute libre, des vitesses de l’ordre du mètre par seconde sont nécessaires (voir 1.3.6). Cela

correspond à des énergies cinétiques de l'ordre du nanoélectronvolt (neV) ou des températures de l'ordre de la dizaine de microkelvin (μK). C'est pourquoi on parle aussi de refroidissement des ions $\bar{\text{H}}^+$. Pour y arriver il est prévu d'injecter également dans le piège des ions de béryllium (Be^+) eux mêmes refroidis par laser, qui agiront ensuite à leur tour sur les ions $\bar{\text{H}}^+$ par interaction coulombienne.

1.3.6 Neutralisation des ions $\bar{\text{H}}^+$ et détection

Les ions $\bar{\text{H}}^+$ sont refroidis et piégés grâce à leur charge. On rappelle qu'ils possèdent deux positons alors que l'atome d'antihydrogène dont on veut mesurer le temps de vol n'en possède qu'un. Il est donc prévu de procéder au photodétachement du positon excédentaire à l'aide d'un laser dont la puissance sera ajustée à l'énergie de liaison correspondante afin de neutraliser l'antihydrogène qui, alors uniquement soumis à l'interaction gravitationnelle, tombera suivant l'équation :

$$z(t) = -\frac{1}{2}\bar{g}t^2 + v_{z0}t + z_0 \quad (1.3)$$

On évalue \bar{g} par la mesure du temps de vol des $\bar{\text{H}}$. Il est prévu, pour cette mesure, d'utiliser le signal de l'annihilation de ces derniers sur une plaque située à l'intérieur de la chambre expérimentale comme signal « stop » et l'impulsion laser de photodétachement comme signal « start ». La détection des photons et des pions venant respectivement de l'annihilation du positon et de l'antiproton constituant l'atome d'antihydrogène est une opération courante dans le domaine de la physique des énergies plus hautes que celles dont il est question ici et ne pose pas de réel défi technologique. Cependant, les contraintes sur la taille du détecteur imposent que la chute se fasse sur quelques dizaines de centimètres en une centaine de millisecondes, en supposant $|\bar{g}|$ proche de $|g|$.

Les incertitudes sur l'évaluation de \bar{g} viennent, par ordre décroissant d'importance, de :

- la vitesse verticale venant de la température de l'atome,
- la vitesse verticale provoquée par le photodétachement,
- la mesure du temps de vol,
- la connaissance de la position initiale de l'atome au début du vol.

1.4 Avancement au moment de la thèse

Le développement du faisceau de positons, objet du présent travail de thèse, est en cours au CEA de Saclay, en parallèle avec la mise en place du piège à positons, objet d'une autre thèse [Dupré, 2011]. Au moment de la rédaction de ce document le faisceau est monté, opérationnel et son développement consiste désormais en un travail d'optimisation pour en maximiser le flux. Le convertisseur e^+/Ps est en développement entre le CEA de Saclay, l'ETHZ¹ de Zurich (Suisse) et le CEMHTI¹ d'Orléans. Un faisceau d'antiprotons existe déjà au CERN (AD) mais le dispositif amélioré ELENA sur lequel compte le projet GBAR est en cours de construction. Sa mise en service devrait coïncider avec l'installation de l'expérience GBAR au CERN (à partir de 2014) en cas d'acceptation par le conseil scientifique de ce dernier. Le développement des étapes allant de la synthèse d'ions $\bar{\text{H}}^+$ jusqu'à la détection de l'antihydrogène commence à peine et devra se dérouler d'ici-là.

1. Voir glossaire.

Chapitre 2

Technologie de la source

2.1 Étude du besoin

La première étape dans la conception du faisceau de positons concerne le choix de la technologie de la source. C'est elle qui alimentera tout le système en positons et sa conception doit répondre à de nombreux critères détaillés dans cette partie.

Les premières études du convertisseur $e^+ \rightarrow \text{Ps}$ ont été réalisées à l'aide d'une ligne de positons lents appartenant à l'ETH¹ de Zurich (voir 2.2.2), sur laquelle cette université nous a permis de faire des mesures. Cette ligne est à terme destinée à d'autres utilisateurs et sa disponibilité pour GBAR n'est pas garantie dans le futur. L'étude de la génération de positronium dans GBAR n'étant pas terminée il est important de disposer d'une structure expérimentale pour la suite de ce développement.

Deux applications sont donc prévues pour la source de positons développée à Saclay. Elle servira à l'alimentation du piège et potentiellement à travers lui du reste de l'expérience GBAR (figure 1.1, page 10) mais également à l'alimentation en positons d'une ligne dédiée à la caractérisation de matériaux. Ces deux lignes dont les constructions se font en parallèle doivent permettre d'avancer de front à la fois dans l'étude du stockage des positons mais également dans celle du convertisseur $e^+ \rightarrow \text{Ps}$. Les objectifs détaillés ci-après concernant les performances souhaitées de la source peuvent donc correspondre à des exigences de la part de l'une ou l'autre de ces lignes.

2.1.1 Flux

La première contrainte importante à prendre en compte pour la conception de la source de positons pour le projet GBAR concerne son flux. Cette contrainte vient de la densité nécessaire de la cible de positronium pour que les réactions (1.1) et (1.2) (page 13) puissent se produire successivement lors d'une même impulsion d'antiprotons. La densité de positronium nécessaire est telle (voir table 1.1, page 9) que le flux de positons à obtenir est de l'ordre de 10^8 e^+ lents/seconde.

2.1.2 Compacité

La deuxième contrainte importante dans le développement de la source de positons de GBAR vient de son environnement. En effet, l'emplacement de toute l'expérience est imposé par le faisceau d'antiprotons lents localisé au CERN. La source de positons de GBAR doit donc être

1. Voir glossaire.

suffisamment compacte pour pouvoir être installée dans le hall expérimental qui abrite le décélérateur d'antiprotons ELENA. La place disponible serait d'une centaine de mètres carrés vraisemblablement (figure 2.1).

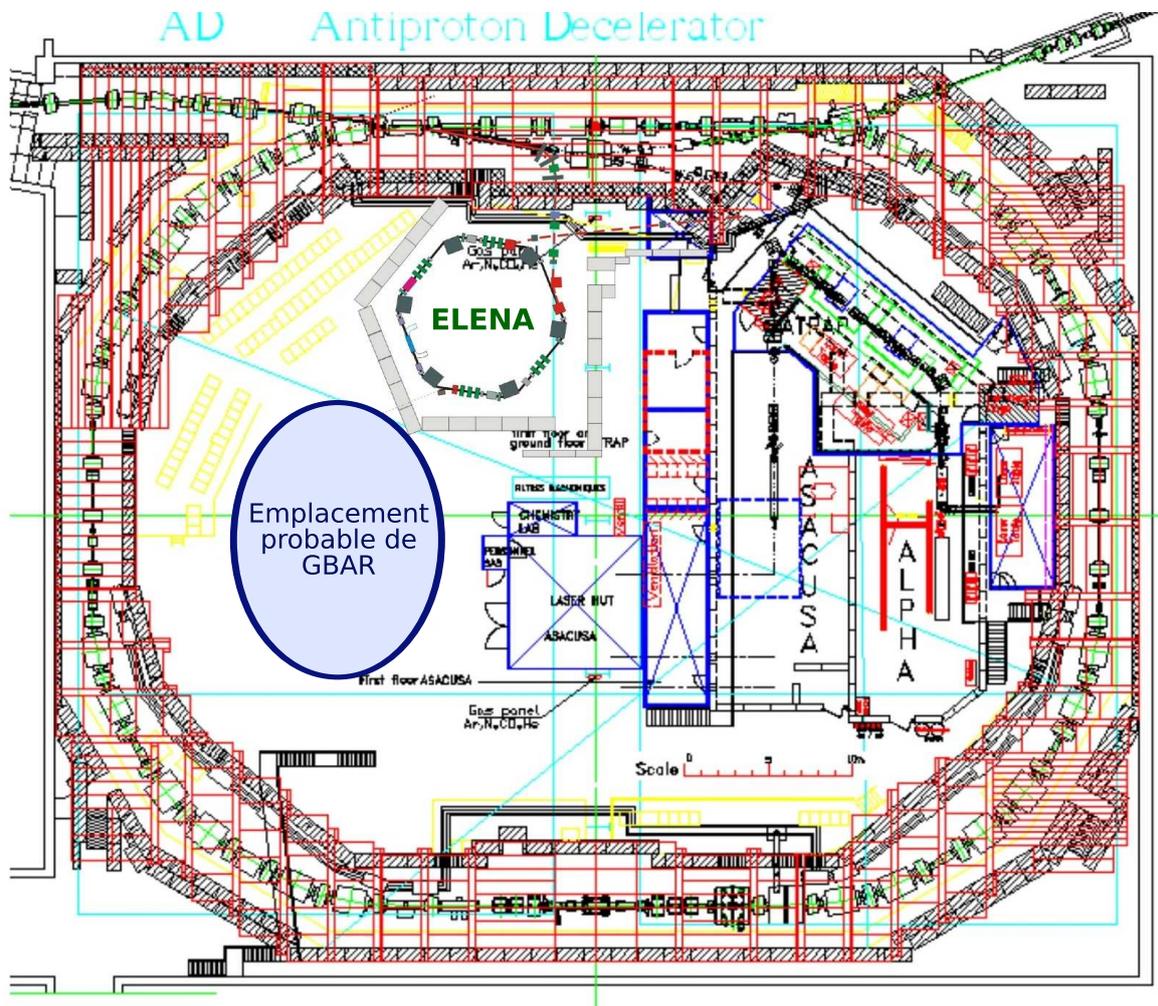


FIGURE 2.1 – Plan prévisionnel du hall du décélérateur d'antiprotons au CERN à l'été 2011.

2.1.3 Caractéristiques du faisceau

Dispersion

La plupart des contraintes à respecter concernant les caractéristiques du faisceau viennent de son adaptation à l'entrée du piège (figure 1.1, page 10). Ce sont surtout les dispersions angulaire et temporelle (et à travers celle-ci la dispersion en énergie) qui sont concernées. Bien que peu déterminantes du choix de la technologie de production des positons il conviendra lors du développement du faisceau qui s'en suit de garder à l'esprit que ces dispersions doivent rester compatibles avec l'acceptance du piège (chapitre 4).

Taille

Les lignes de champ magnétique se compriment grandement à l'entrée du piège lorsque le champ passe de 10 mT à 5 T et la taille du faisceau est réduite d'un ordre de grandeur. Un faisceau incident présentant un diamètre de l'ordre du centimètre serait donc compatible avec l'acceptance du piège [Dupré, 2011].

Pour ce qui est de la ligne destinée à l'étude des matériaux, un faisceau de quelques millimètres à un centimètre de diamètre permet de réaliser les mesures [Gendotti, 2010].

Impulsions

Il est prévu que la source de positons en construction à Saclay puisse produire deux types de faisceaux, selon qu'ils seront envoyés vers le piège ou vers la ligne d'étude du convertisseur $e^+ \rightarrow \text{Ps}$:

1. un faisceau pulsé alimentera le piège. La séquence des tensions appliquées sur ses électrodes pour l'admission des positons impose que la longueur des impulsions n'excède pas 80 ns,
2. un faisceau continu est préférable pour la ligne d'étude de la conversion $e^+ \rightarrow \text{Ps}$.

Énergie

Le terme de positons « lents » implique que leur énergie cinétique soit typiquement comprise entre l'électronvolt et la dizaine de keV. Pour l'étude du convertisseur $e^+ \rightarrow \text{Ps}$ [Liszkay et al., 2008], comme pour l'entrée dans le piège [Dupré, 2011], une énergie de quelques keV est requise.

Les principaux types de source de positons lents vont maintenant être présentés à travers des exemples pour déterminer ensuite à quel point ils satisfont aux besoins de GBAR. On introduira au préalable la technique de ralentissement des positons par modération, sur laquelle reposent toutes ces sources.

2.2 Analyse de l'existant

2.2.1 Technologies courantes de modération

La fonction d'un modérateur est de fournir des positons de très basse énergie (quelques eV) à partir d'un faisceau de positons rapides (centaine de keV ou MeV selon la technologie de la source). Bien qu'une définition rigoureuse du rendement de modération serait le rapport du flux de positons lents quittant le modérateur sur le flux de positons rapides incident, cette définition a le désavantage de n'être pas toujours facilement mesurable. La littérature définit donc traditionnellement le rendement d'un modérateur comme le rapport du flux de positons lents qui s'en échappe sur l'activité de la source radioactive qui a fourni les positons rapides incidents. Comme nous le verrons de nombreuses sources n'utilisent pas de radioéléments et le rendement de modération doit alors être redéfini dans la littérature les concernant. On présente tout d'abord les deux principaux types de modérateurs :

Modérateurs métalliques

Ce type de modération repose sur la fonction de travail négative du métal constituant le modérateur vis-à-vis des positons. Les positons rapides implantés dans le modérateur subissent d'abord une phase de thermalisation pendant laquelle ils perdent leur énergie par rayonnement de

freinage tout d'abord, puis par diffusion sur les électrons du milieu. Une fois thermalisés, le plus probable s'ils se trouvent loin des parois du modérateur est qu'ils s'annihilent avec un électron environnant. Cependant certains matériaux comme le tungstène ont la caractéristique d'avoir une fonction de travail négative pour les positons, ce qui signifie que leur éjection hors du modérateur a lieu spontanément pour peu que leur longueur de diffusion thermique soit comparable avec la distance à laquelle ils se trouvent de la surface quand ils se thermalisent [Schultz and Lynn, 1988]. La forte densité du tungstène par exemple assure que la thermalisation des positons puisse se faire dans une courte distance, près de la surface.

La géométrie et la structure des modérateurs influent grandement sur leur rendement, notamment par son influence sur l'accès aux surfaces. Les grilles et les poudres par exemple maximisent la surface à volume constant et leur combinaison rend accessible des rendements de l'ordre de 10^{-3} [Muramatsu et al., 2005] en transmission (c'est-à-dire que les positons traversent le modérateur). Les modérateurs monocristallins quant à eux permettent, en réflexion (positons réémis du même côté que les positons incidents) d'atteindre des rendements de quelques 10^{-3} [Vehanen et al., 1983].

Modérateurs isolants

Dans ces modérateurs, souvent constitués d'un gaz rare à l'état solide comme le néon (Ne), les positons commencent également par perdre de l'énergie par rayonnement de freinage puis par diffusion, mais ce procédé ne permet pas de leur faire perdre autant d'énergie que dans les métaux du fait que le seuil d'ionisation est assez haut (16 eV [Mills and Gullikson, 1986]). Il leur faut donc par la suite perdre l'énergie qu'il leur reste par émission de phonons. Comme l'énergie maximale de ces derniers est faible, la perte d'énergie des positons est plus lente et leur longueur de diffusion augmente.

D'un côté c'est un avantage car cette perte d'énergie moins efficace permet aux positons de diffuser sur une plus grande distance et d'arriver à s'échapper dans le vide même s'ils se trouvaient loin de la surface du modérateur lorsque leur énergie est passée en dessous du seuil d'ionisation, ce qui augmente le rendement de ce type de modérateur en général par rapport aux métaux. Des taux de modération de l'ordre du pour cent deviennent accessibles par cette technologie [Jørgensen et al., 2005]. Le désavantage concomitant est que la distribution en énergie des positons quittant les modérateurs isolants est plus large que pour les modérateurs métalliques. En effet elle ne dépend plus principalement de la fonction de travail du matériau pour les positons mais plutôt du seuil d'ionisation, un ordre de grandeur plus élevé.

2.2.2 Exemples de faisceaux existants

Les sources de positons rapides sont principalement de deux types : les unes sont alimentées par une source radioactive de type β^+ et émettent naturellement des positons alors que les autres sont alimentées par des rayons gammas fournissant les positons par création de paires e^+/e^- . Plusieurs technologies existent pour chaque type et quelques exemples significatifs seront décrits ci-après.

ETH Zürich

L'ETH¹ de Zürich dispose d'un faisceau de positons lents pour l'étude du positronium. Il est alimenté par une source radioactive au ^{22}Na (émetteur β^+) de 250 MBq et le modérateur utilisé est une feuille monocristalline de tungstène. L'installation entière se trouve dans une zone d'une quarantaine de mètres carrés et peut délivrer $2,5 \times 10^4$ e^+ lents/s [Gendotti, 2010].

1. Voir glossaire.

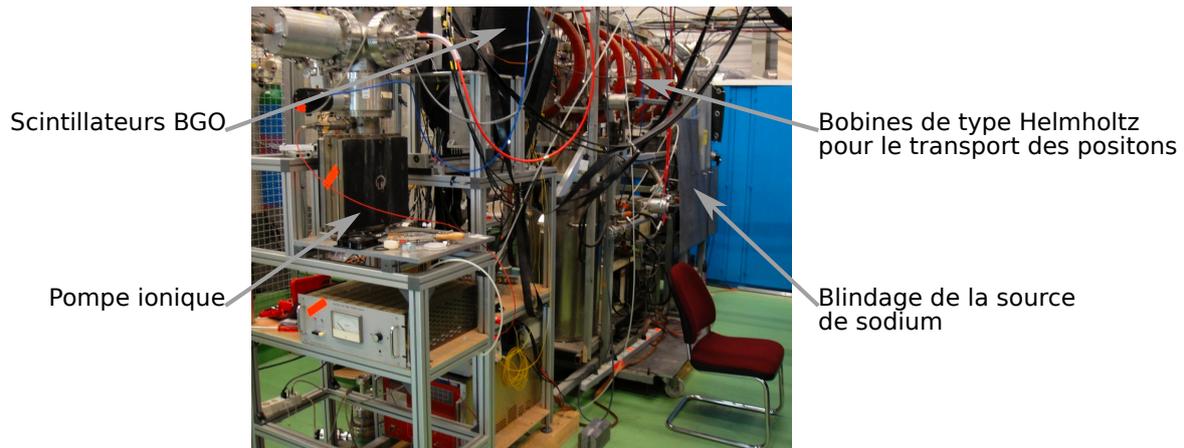


FIGURE 2.2 – Photographie de la ligne appartenant à l'ETH prise lors d'une visite en novembre 2010.

Riken

Au laboratoire Riken de Wako, près de Tokyo, se trouve le faisceau de positons lents originellement mis au point pour alimenter le piège à positons (MRT, introduit en 1.3.2) qui se trouve désormais au CEA de Saclay pour être utilisé dans GBAR, après qu'il nous a été généreusement envoyé par ce laboratoire. Le faisceau de positons de Riken est alimenté par une source radioactive de ^{22}Na de 650 MBq. Les positons émis entrent immédiatement en contact avec le modérateur, dont la technologie est au néon solide. La source radioactive est placée contre l'ouverture la plus petite d'une surface tronconique de cuivre portée à ~ 7 K [Oshima et al., 2000]. Du néon est pulvérisé sur cette surface froide et y forme instantanément une couche solide. Les positons venant de la source et dont l'angle d'émission les place dans l'angle solide formé par la surface froide sont donc modérés par réflexion au contact du néon. Grâce à cette technologie de modération à fort rendement (voir paragraphe 2.2.1) le flux de positons lents atteint est de $10^6/\text{s}$ [Oshima et al., 2004], pour un encombrement comparable à celui de la source de l'ETH Zürich.

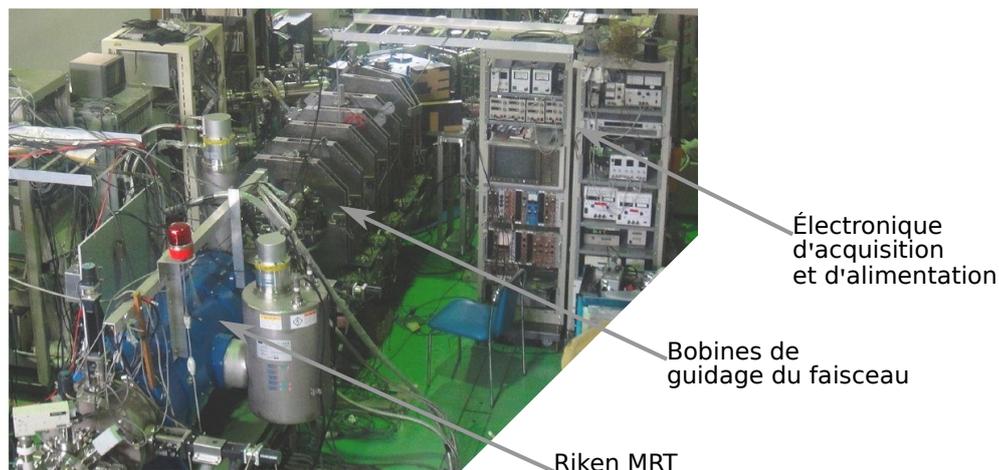


FIGURE 2.3 – Photographie de la ligne de positons lents de Riken prise lors d'une visite en novembre 2009. La source radioactive est placée derrière les baies d'électronique.

Tsukuba

L'AIST¹ (anciennement ETL¹) de Tsukuba au Japon dispose d'un faisceau de positons lents pour la spectroscopie, alimenté par un accélérateur linéaire d'électrons de 70 MeV irradiant une cible de tantale. Après modération à l'aide de feuilles de tungstène de quelques dizaines de microns d'épaisseur le flux de positons lents atteint $2\text{-}3 \times 10^7/\text{s}$ [Akahane et al., 1990, Oshima et al., 2009]. La petite partie du bâtiment de l'accélérateur qui abrite le faisceau de positons occupe à elle seule une surface de l'ordre de la centaine de mètre carrés [Suzuki et al., 1997].

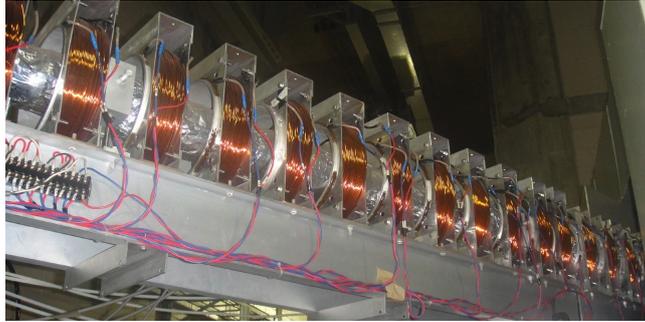


FIGURE 2.4 – Photographie d'une partie de la ligne de positons lents de l'AIST à Tsukuba, prise lors d'une visite en novembre 2009. Cette ligne transporte les positons sur une vingtaine de mètres, depuis le hall de l'accélérateur jusqu'à la chambre expérimentale, à travers le béton de protection radiologique qui les sépare. La portion représentée a pour fonction la dilatation temporelle de l'impulsion introduite en 2.1.3.

Munich

Auprès du réacteur nucléaire de recherche FRM II¹ près de Munich se trouve la source de positons NEPOMUC¹, destinée à des utilisateurs du monde entier, qui détient le record actuel de flux de positons lents, avec $9 \times 10^8 e^+$ lents/s [Hugenschmidt et al., 2011]. Une pièce de cadmium – dans laquelle l'isotope ^{113}Cd est naturellement abondant à hauteur d'environ 12 % – absorbe les neutrons thermiques provenant du cœur du réacteur. L'énergie de liaison d'environ 9 MeV du neutron additionnel dans le ^{114}Cd est ensuite réémise sous forme de photons γ en cascade. Ces derniers interagissent alors dans une succession de feuilles de platine pour former des paires e^+/e^- . La particularité de ce montage est que le platine sert ici à la fois de convertisseur $e^- \rightarrow e^+$ mais également de modérateur. Le rapport surface sur volume du montage est donc judicieusement optimisé pour équilibrer les deux processus [Hugenschmidt et al., 2002].

Rosendorf

Au *Forschungszentrum Rosendorf* près de Dresden en Allemagne se trouve l'accélérateur ELBE¹ dont le faisceau peut atteindre une énergie de 40 MeV et auquel sont liées plusieurs sources de positons dans le cadre du projet EPOS¹.

L'objectif de MEPS¹ est d'utiliser ELBE pour alimenter un faisceau de positons de faible à moyenne énergie (200 eV à 40 keV) pour la science des matériaux. Ce projet – toujours en construction – utiliserait une série de feuilles de tungstène pour la conversion $e^- \rightarrow e^+$ ainsi qu'un modérateur en tungstène [Krause-Rehberg et al., 2006] ou en platine [Krause-Rehberg et al., 2011]. Le flux attendu de positons rapides est de plusieurs 10^{13} par seconde, ce qui laisse espérer un flux de positons lents du même ordre que celui de NEPOMUC, présenté précédemment.

1. Voir glossaire.

ELBE étant un accélérateur à cavités supraconductrices, cette source de positons aurait la particularité d'émettre des impulsions très fréquentes (MHz) et très courtes (ns) permettant de réaliser certaines mesures, comme celle du temps de vie du positronium par exemple, sans avoir à adapter la structure temporelle du faisceau de positons comme c'est nécessaire dans GBAR (paragraphe 2.1.3, page 19).

GiPS¹ est un autre montage utilisant l'annihilation de positons pour la spectroscopie des matériaux mais dont le principe est de produire les positons directement dans l'échantillon étudié avec un faisceau de photons γ produit par freinage des électrons de ELBE dans un radiateur de niobium [Krause-Rehberg et al., 2009]. La possibilité de sonder l'intérieur de l'échantillon peut être d'un grand intérêt mais comme aucun faisceau de positons n'est produit cette installation n'est pas facilement comparable aux objectifs fixés pour la source de positons de GBAR.

2.3 Conséquences pour GBAR

L'espace disponible pour l'ensemble de l'expérience GBAR étant de l'ordre de la centaine de mètres carrés (figure 2.1, page 18) il est impératif que la surface dédiée à la production des positons soit faible en comparaison. La table 2.1 présente l'encombrement de chacune des sources mentionnées dans ce chapitre, ainsi que leurs flux respectifs. On constate que les seules sources dont le flux dépasse les 10^8 e⁺ lents/s nécessaires pour GBAR ne sont pas compatibles avec une installation dans le hall qui pourrait accueillir l'expérience. Il s'agit donc pour la collaboration GBAR de mettre au point un nouveau type de source, à la fois compact et intense.

Source	Flux de positons lents (s ⁻¹)	Encombrement (m ²)
ETHZ	$2,5 \times 10^4$	≤ 40
Riken	10^6	~ 40
Tsukuba	$2-3 \times 10^7$	$\gg 100$
NEPOMUC	9×10^8	$\gg 100$
EPOS	$\sim 10^9$ attendu	$\gg 100$

TABLE 2.1 – Flux et surface de diverses sources de positons lents.

La solution retenue consiste à se doter d'une source alimentée par un accélérateur mais dont les dimensions soient compatibles avec l'espace disponible pour GBAR. Plusieurs arguments jouent en faveur d'une solution de ce type. D'une part le flux d'un accélérateur reste constant dans le temps contrairement à celui d'une source radioactive et d'autre part, l'utilisation d'un petit accélérateur dédié permet d'éviter les arrêts incontournables liés au contexte d'une installation à utilisateurs multiples comme un réacteur ou un gros accélérateur. Cependant, les dimensions réduites du petit accélérateur dont il est question limiteront nécessairement l'énergie de son faisceau et la perte de flux de positons en découlant devra être compensée par l'utilisation conjuguée d'un système de modération efficace et d'un fort courant d'électrons.

C'est au CEA de Saclay que s'est entreprise la construction du prototype de la source de positons pour GBAR. Il s'agit d'une part d'un démonstrateur de la faisabilité d'une source intense et compacte de positons alimentée par un petit accélérateur et d'autre part d'un banc de test et de développement pour les étapes de GBAR situées en aval de la source (figure 1.1, page 10) et alimentées par celle-ci : piégeage et ralentissement des positons, génération du positronium.

1. Voir glossaire.

Le dimensionnement et les résultats attendus avec cette installation de test ne sont ainsi pas nécessairement ceux requis pour la suite de l'expérience GBAR. Le faisceau de positons lents en construction à Saclay est donc constitué des éléments suivants :

- **une source de positons rapides** constituée d'un petit accélérateur linéaire d'électrons de quelques MeV suivi d'une cible en tungstène dans laquelle les électrons provenant de l'accélérateur sont freinés et émettent des rayons γ de *Bremsstrahlung* dont les plus énergétiques peuvent créer des paires e^+/e^- (chapitre 3),
- **une ligne de positons lents** constituée d'un modérateur métallique dans un premier temps, remplacé ensuite éventuellement par un modérateur isolant si nécessaire, suivi d'une ligne de transport d'une dizaine de mètres pour acheminer le faisceau de positons jusqu'à l'extérieur du blindage de l'accélérateur et préparer son entrée dans le piège à positons (chapitres 4 et 5).

Chapitre 3

Études relatives à la source de positons rapides

3.1 Description technique de la source

3.1.1 Accélérateur

Le CEA de Saclay a choisi de se doter d'un accélérateur linéaire (linac) d'électrons dont les performances nominales attendues au moment de l'achat sont résumées dans le tableau 3.1. Il s'agit du modèle LINAX5 de la société Getinge (alors *Linac Technologies*) dont les performances nominales s'approchent au mieux de celles requises pour l'expérience GBAR (table 1.1). Ce linac n'a vocation qu'à alimenter le démonstrateur de Saclay, le projet prévoyant de se doter d'une machine plus performante lors de son installation au CERN. Il convient de préciser que dans le cadre d'un projet de R&D la contrainte du prix de l'appareil fut très forte. C'est la raison pour laquelle les performances nominales du linac acquis n'atteignent pas les performances idéales pour GBAR de la table 1.1.

Énergie cinétique des électrons (MeV)	Courant crête (mA)	Courant moyen (μ A)	Fréquence des impulsions (Hz)	Durée des impulsions (μ s)	Puissance crête du magnétron (MW)
5,5	170	140	200	4	1,9

TABLE 3.1 – Performances nominales du linac.

Il est important de préciser que compte tenu de l'intensité des radiations émises par l'accélérateur (le débit de dose absorbée dans la casemate a été mesuré par le service de radioprotection à 20 Gy/h) une casemate en béton armé à hauteur de 50 % en masse et d'environ un mètre d'épaisseur entoure le système.

3.1.2 Conversion $e^- \rightarrow e^+$

Solution actuelle

Les électrons émis par le linac à une énergie cinétique nominale de 5,5 MeV (table 3.1) pénètrent dans une cible épaisse (1 mm) de tungstène (figure 3.1) et y sont freinés. À cette énergie la section efficace des collisions élastiques dans le tungstène est comparable à celle des pertes radiatives (Bremsstrahlung). C'est pourtant ce dernier phénomène qui est intéressant ici

car les positons destinés à la suite de l'expérience sont générés par création de paires e^+/e^- de la part des photons de freinage dont l'énergie dépasse 1,022 MeV, soit l'énergie au repos de la paire créée (état non lié). Le taux de conversion $e^- \rightarrow e^+$ attendu est, d'après nos simulations (confirmées par [O'Rourke et al., 2011]) de :

$$\eta_{\text{conversion}} = 1,4 \times 10^{-4} \quad (3.1)$$

en ne comptant que les positons émis vers l'avant.

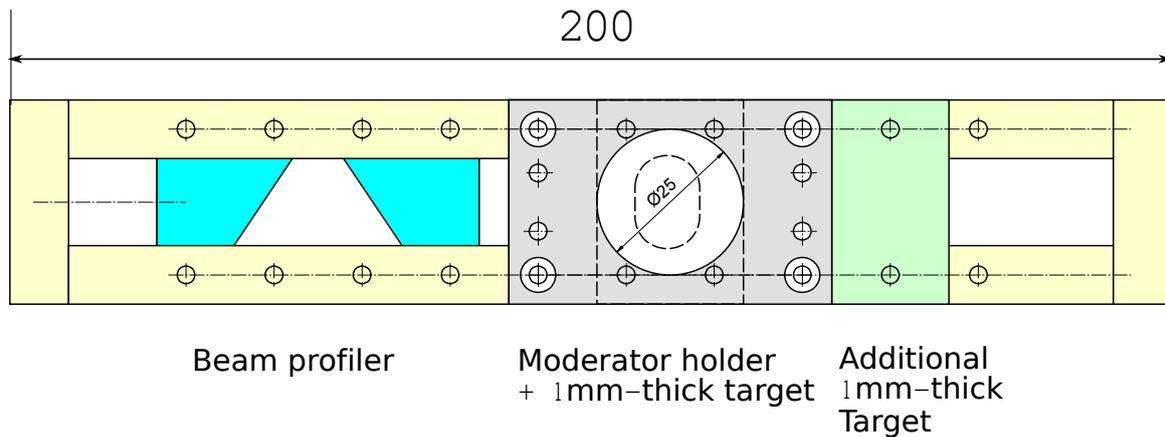


FIGURE 3.1 – Schéma et photographie du montage supportant la cible et le modérateur.

Ce montage est inséré dans une chambre à vide à la sortie du linac. Il peut être translaté de manière à ce que le faisceau d'électrons incident irradie respectivement la cible centrale (équipée éventuellement d'un modérateur), une deuxième cible, sans modérateur (visible sur la droite) ou bien un dispositif d'étude du faisceau d'électrons (sur la gauche).

Optimisation possible

La configuration actuelle de la cible de tungstène, normale à la direction du faisceau d'électrons du linac, n'est pas optimisée. En effet, si les positons émis vers l'aval de celle-ci peuvent être collectés par un système magnétique (section 3.1.3) pour former un faisceau, ceux qui sont rétro-émis sont perdus car même renvoyés vers l'avant par un miroir magnétique approprié ils s'annihilent en grande partie sur la cible dont ils proviennent. C'est pourquoi une configuration présentant une cible inclinée a été proposée [Pérez and Rosowsky, 2004] laissant espérer un gain de l'ordre d'un facteur 2 [O'Rourke et al., 2011].

3.1.3 Séparation e^-/e^+ : le système SOPHI

Comme introduit en 2.3, la ligne de positons doit pouvoir accueillir un modérateur constitué de gaz rare à l'état solide au cas où les résultats obtenus avec un modérateur métallique ne permettraient pas d'atteindre le flux de positons nécessaire pour la suite du projet GBAR (table

1.1). Ce type de technologie reposant sur la cryogénie pour la solidification du gaz nécessite un environnement particulièrement froid, incompatible avec le flux d'énergie que constitue le faisceau d'électrons provenant du linac, même après diffusion dans la cible. Une étape de séparation entre les positons rapides créés dans la cible et les électrons qui y sont diffusés s'impose donc : c'est l'objectif du projet SOPHI (Source de Positons de Haute Intensité).

Objectif

SOPHI est un système magnétique dont le champ doit permettre de transporter les positons rapides (créés dans la cible) jusqu'à une zone où le flux d'électrons sera suffisamment bas pour pouvoir y installer un modérateur cryogénique. La puissance issue du linac est nominale de :

$$P_{e_{\text{beam}}^-} = I_{\text{mean}} \times E_{e^-} \quad (3.2)$$

où I_{mean} et E_{e^-} sont respectivement le courant moyen nominal du faisceau et l'énergie nominale des électrons. En considérant les valeurs indiquées par la table 3.1 on obtient :

$$P_{e_{\text{beam}}^-} \approx 770 \text{ W} \quad (3.3)$$

or la puissance typique extraite par un cryostat est plutôt de l'ordre du Watt (à 4 K), ce qui fixe comme objectif d'atteindre une réduction du flux d'électrons d'au moins trois ordres de grandeur :

$$\eta_{\text{transport}, e^-} \leq 10^{-3} \quad (3.4)$$

Principe

SOPHI est un ensemble de bobines chaudes (non supraconductrices) situé autour de la cible en tungstène où les positons sont générés (figure 3.2).

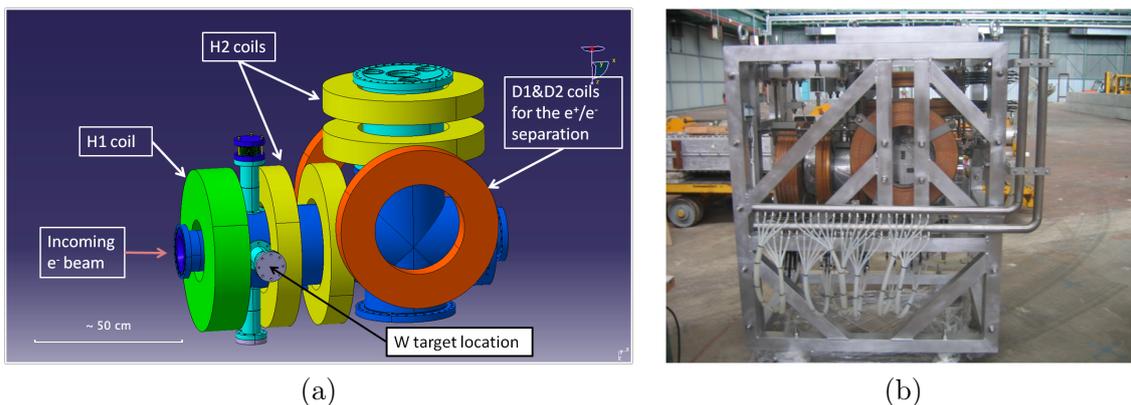


FIGURE 3.2 – (a) Représentation technique et (b) photographie du système magnétique SOPHI.

Le fonctionnement de SOPHI est le suivant :

- d’une part les bobines alignées avec la chambre à vide (« H1¹ » et « H2 » en vert et jaune sur la figure 3.2(a)) fournissent un champ magnétique longitudinal de quelques dixièmes de Tesla destiné à guider les positons le long du coude formé par le système,
- d’autre part les bobines disposées transversalement par rapport à la chambre à vide (« D1&D2 » en orange sur la figure 3.2(a)) fournissent un champ de quelques centièmes de Tesla à forte composante dipolaire favorisant d’une part le guidage des positons vers la sortie de la chambre (vers le haut) et la déviation des électrons, dont la charge est opposée, hors de cette voie (figure 3.3(a)),

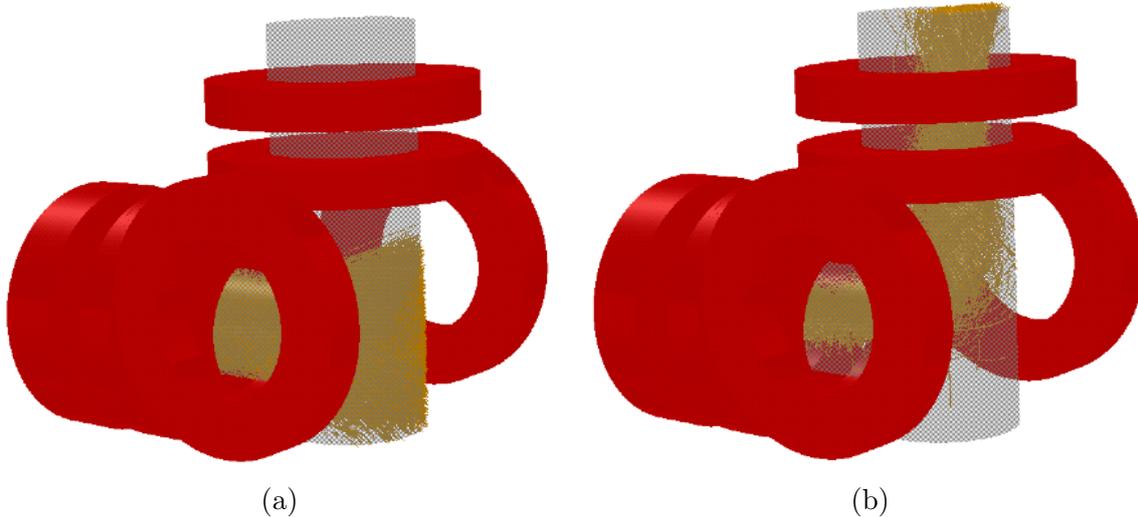


FIGURE 3.3 – Trajectoires respectives (a) des électrons et (b) des positons dans SOPHI.

Performances attendues

Le système SOPHI a été mis au point à l’aide du code de calcul par éléments finis Opera 3D². Les inhomogénéités probables dans la perméabilité magnétique du système n’ont pas été prises en compte lors de ces simulations pour les raisons suivantes :

- la chambre à vide, dont la conception n’était pas aboutie à l’époque de ces simulations, a été construite autant que possible en acier 316L (amagnétique),
- le transport des particules se fait uniquement dans le vide,
- la perméabilité des masses de cuivre est proche de celle du vide.

Il est donc apparu comme une bonne approximation de n’utiliser qu’une répartition de type Biot et Savart du champ (magnétostatique dans le vide). La table 3.2 résume l’efficacité du système évaluée d’après les simulations, qui satisfait aux objectifs fixés plus haut (équation (3.4)).

1. La bobine « H1 », située entre le linac et la cible de tungstène (en vert sur la figure 3.2(a)) est de dimension plus importante que les suivantes car son rôle est de fournir un champ plus intense, induisant ainsi un champ divergeant au niveau de la cible, destiné à favoriser l’extraction des positons rapides dans le cas de la configuration avec cible inclinée mentionnée en 3.1.2.

2. Propriété de Cobham plc, Brook Road, Wimborne, Dorset, BH21 2BJ, UK.

Particules/energy range	Transport efficiency
e^+ (0-1 MeV)	70%
e^+ (1-2 MeV)	76%
e^-	$\leq 10^{-4}$

TABLE 3.2 – Efficacités de transport prévues par les simulations de SOPHI, selon le type et la gamme d'énergie des particules.

3.1.4 Détection des positons rapides

Géométrie du détecteur

La caractérisation de la source de positons rapides s'est faite par la mesure de son flux, directement à l'intérieur de la casemate en béton entourant l'accélérateur. Les positons ont été détectés selon le principe des coupes de Faraday : des plaques conductrices isolées entre elles, dont l'épaisseur est dimensionnée en fonction de l'énergie des positons incidents afin de les arrêter, sont disposées selon une matrice carrée (figure 3.4). Le détecteur est placé horizontalement entre les deux bobines les plus hautes représentées en jaune sur la figure 3.2(a).

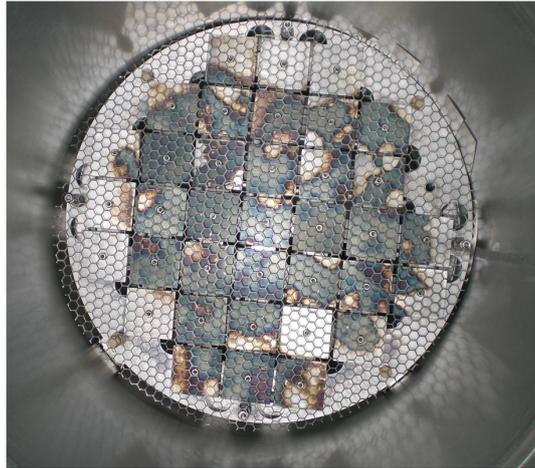


FIGURE 3.4 – Détecteur dédié à la mesure du flux de positons rapides. Les plaques sont en aluminium et ont pour dimensions 35 mm \times 35 mm \times 5 mm. Le point de vue est celui des positons incidents, qui sont dirigés vers le haut après déflexion par les bobines désignées D1 et D2 sur la figure 3.2(a).

Performances attendues

En utilisant la valeur provenant de l'équation (3.1) pour $\eta_{\text{conversion}}$, de la table 3.1 pour le courant crête I_{peak} et la durée d'impulsion t_{pulse} du linac et la valeur minimale de la table 3.2 pour le taux de transport $\eta_{\text{transport}}$, on obtient une charge totale Q_{positons} déposée par les positons sur le détecteur de :

$$Q_{\text{positons}} = I_{\text{peak}} t_{\text{pulse}} \eta_{\text{conversion}} \eta_{\text{transport}} \quad (3.5)$$

$$\approx 67 \text{ pC} \quad (3.6)$$

Cette charge correspond à un flux d'environ 4×10^8 e^+ /impulsion, ce qui est un ordre de grandeur plus bas que la valeur correspondante dans la table 1.1.

3.2 Réduction des bruits

Les premières prises de données (courant 2009) avec le détecteur décrit plus haut n'ont pas permis de mettre en évidence le signal de positons. Plusieurs pistes ont été explorées pour tout d'abord rendre le signal lisible puis pour détecter les positons.

3.2.1 Bruit RF

Les ondes RF¹ émanant du magnétron du linac induisent des courants parasites sur tout conducteur non blindé, même situé à plusieurs mètres de l'accélérateur. Un travail minutieux de blindage de tous les câbles concernés a donc été réalisé par l'équipe qui a procédé aux mesures, en plus de la construction de cages de Faraday autour des éléments principaux de la chaîne d'acquisition situés dans la casemate de l'accélérateur (lecture, amplification...).

3.2.2 Bruit de fond d'électrons

Une fois le travail de compatibilité électromagnétique entre la mesure et l'environnement effectué, un clair signal négatif d'environ 800 pC a pu être mis en évidence et corrélé avec le faisceau d'électrons. Cette amplitude comparée avec celle attendue du signal de positons permet d'estimer le rapport signal sur bruit à environ :

$$S/N \lesssim 1:10 \tag{3.7}$$

En se basant sur les taux respectifs de conversion $e^- \rightarrow e^+$ et de transmission des électrons dans SOPHI simulés (équation (3.1) puis table 3.2), on s'attendait à un rapport signal sur bruit de l'ordre de l'unité, la répartition géométrique des particules sur le détecteur devant permettre d'isoler le signal de positons.

Afin d'aider à la recherche de solutions pour augmenter ce rapport signal sur bruit décevant, une partie importante de la première année de la présente thèse a été consacrée à l'élaboration d'une simulation complète de la production de positons rapides dans une cible de tungstène, prenant en compte l'environnement magnétique de SOPHI, une distribution réaliste de l'énergie des électrons du linac en fonctionnement nominal et également les diffusions d'électrons sur les parois de la chambre à vide. Ce travail a été réalisé en C++ à l'aide du moteur physique GEANT4 [Agostinelli et al., 2003] pour la simulation du passage des particules dans la matière et des bibliothèques de ROOT [Brun and Rademakers, 1996] pour l'analyse des données. Le programme de simulation a ensuite été mis à la disposition de toute l'équipe et les solutions d'optimisation présentées ci-après sont le fruit d'un travail collectif.

Épaisseur de la cible

La première voie d'optimisation que la simulation a permis de mettre en évidence est celle de l'épaisseur de la cible en tungstène. À la place de l'épaisseur initialement utilisée de 400 microns optimisée pour la production de positons, il est apparu qu'un gain d'un facteur 6 dans le rapport signal sur bruit était envisageable en utilisant plutôt 1 mm d'épaisseur (l'épaisseur présentée en 3.1.2 a été choisie d'après ces simulations). La figure 3.5 donne une représentation graphique des points d'impact simulés des positons et des électrons sur le détecteur.

1. Voir glossaire.

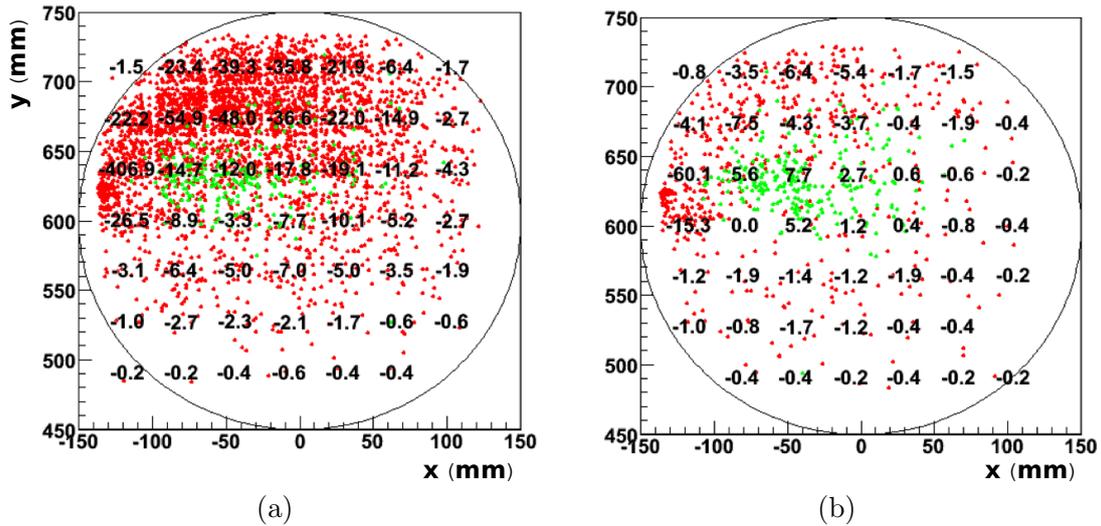


FIGURE 3.5 – Représentation des points d’impact des électrons (rouge) et des positons (verts) sur la surface du détecteur simulé dans le cas où la cible de tungstène mesure (a) $400\ \mu\text{m}$ et (b) $1\ \text{mm}$ d’épaisseur. Le point de vue est inverse de celui de la figure 3.4, c’est ici celui du détecteur – orienté vers le bas – voyant venir les particules. Les nombres indiqués à l’emplacement des plaques sensibles du détecteur sont à lire en pC, ils sont obtenus à partir du bilan du nombre d’électrons et de positons arrivant sur une zone du détecteur, rapporté au nombre total de particules simulées, puis normalisées par rapport aux $170\ \text{mA}$ de courant crête de l’accélérateur. Selon (b), certaines des plaques du détecteurs devraient donner un signal positif alors que ce n’était pas le cas en (a).

Disques obturateurs

On peut également augmenter le rapport signal sur bruit en utilisant le fait que la distribution en énergie des électrons diffusés dans la cible présente un pic à plus haute énergie que celle des positons qui y sont créés. Leur rayon de giration étant ainsi supérieur dans le champ de SOPHI, on peut penser que près des bords de la chambre à vide la proportion d’électrons est plus grande qu’ailleurs. Pour tirer parti de ce phénomène, l’idée est d’introduire des collimateurs métalliques dans la chambre à vide (figure 3.6) qui auront un effet discriminant sur le flux des particules transmises jusqu’au détecteur. La simulation confirme que le rapport signal sur bruit est doublé en présence des collimateurs (figure 3.7).

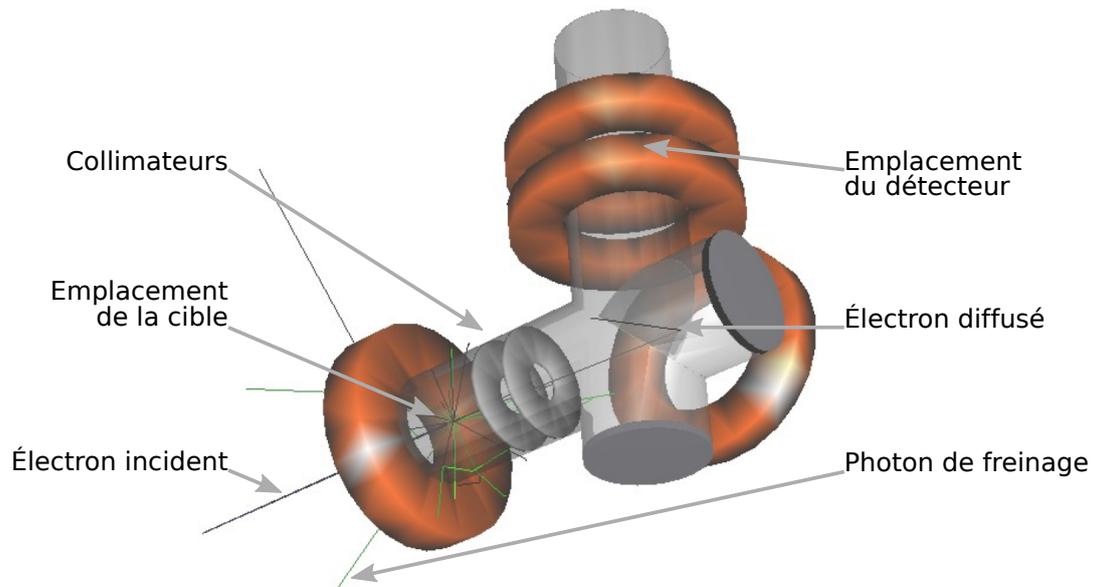


FIGURE 3.6 – Représentation en perspective de la géométrie du modèle numérique GEANT4 de SOPHI. Par souci de clarté, toutes les bobines ne sont pas affichées. La chambre à vide a un diamètre de 300 mm ; les collimateurs (en aluminium) ont un diamètre intérieur de 100 mm et une épaisseur de 10 mm. L'événement représenté est un électron (noir) successivement diffusé dans la cible puis sur une paroi de la chambre à vide.

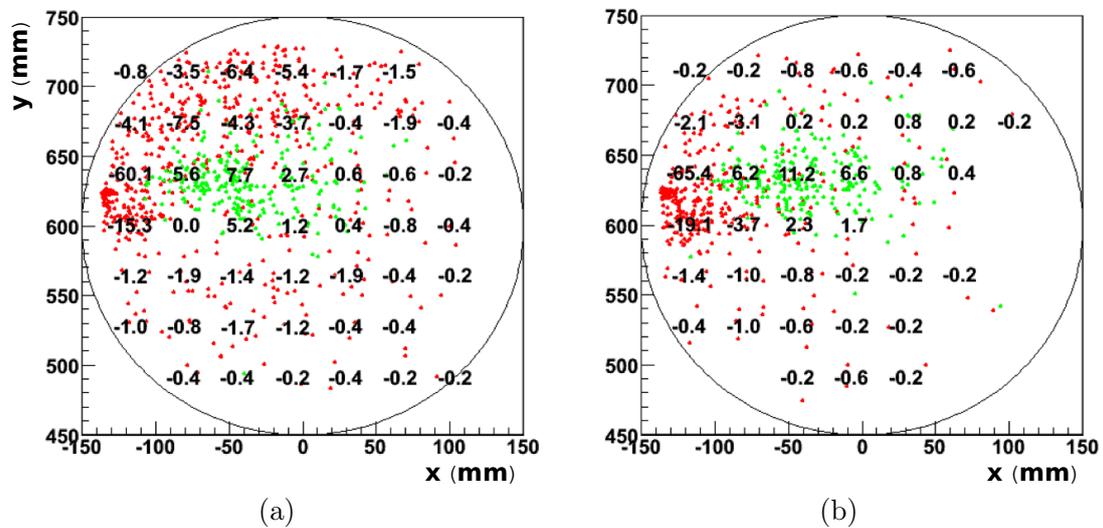


FIGURE 3.7 – Représentation des points d'impact des électrons (rouge) et des positons (verts) sur la surface du détecteur simulé (a) en l'absence et (b) en présence de collimateurs dans la chambre à vide. La cible fait 1 mm d'épaisseur dans les deux cas et les conventions sont les mêmes que sur la figure 3.5.

Cas	S/N
Initial	7 %
Épaisseur cible 0,4 mm \rightarrow 1 mm	30 %
Mise en place des obturateurs	40 %

TABLE 3.3 – Évolution du rapport signal sur bruit simulé. Ce dernier est toujours inférieur à 1 après les deux modifications, mais la figure 3.7 montre que certaines plaques devraient donner des signaux clairement positifs, même si l’intégrale sur tout le détecteur est négative.

3.3 Mesures

Après la mise en place des améliorations proposées, le signal de positons est enfin devenu visible et la charge détectée sur les deux plaques les moins touchées par les électrons – celles qui bénéficient du meilleur rapport signal sur bruit – est devenue positive. La figure 3.8 montre le signal obtenu sur ces plaques. L’intégrale du signal donne ~ 4 pC alors que la simulation prévoyait ~ 18 pC. Les signaux mesurés et simulés diffèrent donc d’un facteur 4,5 environ.

Par ailleurs, l’observation d’une saturation du signal de positons avec l’augmentation du courant émis par le linac suggérait une baisse d’énergie des électrons à haut courant, si bien qu’une phase de caractérisation de plusieurs semaines du faisceau d’électrons, à l’aide d’un spectromètre de haute précision prêté par le centre CEA de Moronvillers, a été entreprise. Ces mesures ont confirmé que l’énergie des électrons du linac baisse lorsqu’on augmente le courant, jusqu’à 20 % au courant nominal (4,3 MeV au lieu des 5,5 MeV annoncés) ce qui fait chuter le rendement de conversion $e^- \rightarrow e^+$. De plus, l’accélération n’est pas optimale pendant la totalité des 4 μ s de l’impulsion. La prise en compte quantitative de ces deux effets explique la différence observée initialement entre mesures et simulations.

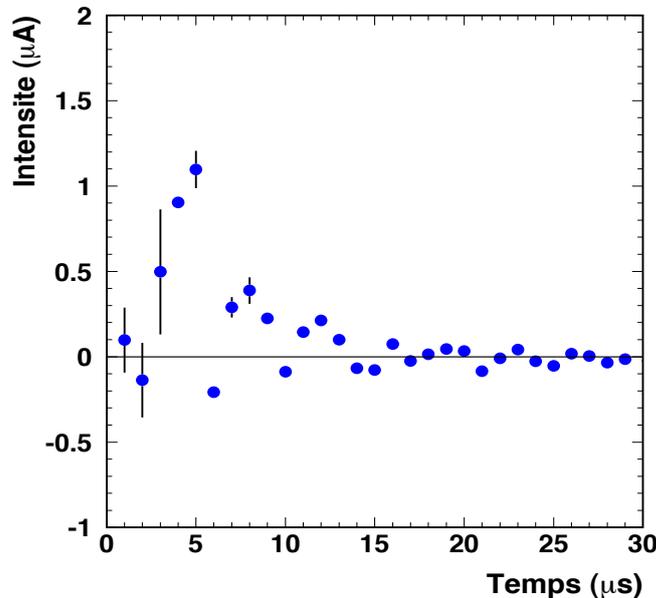


FIGURE 3.8 – Signal de positons rapides observé sur les deux pads où l’intensité la plus forte était attendue (voir figure 3.7 (b)).

3.4 Caractérisation de la source de positons rapides

La table 3.4 présente les grandeurs principales caractérisant la source de positons rapides. Pour comparaison, les performances nominales théoriques du linac et les performances requises par GBAR sont rappelées.

Grandeurs	Résultats avec le linac actuel	Extrapolation au nominal du linac actuel	GBAR
Fréquence de répétition du linac (Hz)	10	200	300
Courant crête (mA)	140	170	330
Durée effective de l'impulsion (μ s)	2,5	4	2
Énergie des électrons (MeV)	4,3	5,5	10
Flux d'électrons (e^-/s)	$2,2 \times 10^{13}$	$8,5 \times 10^{14}$	$1,25 \times 10^{15}$
Taux de conversion $e^- \rightarrow e^+$	$4,3 \times 10^{-5}$	$1,4 \times 10^{-4}$	$5,5 \times 10^{-4}$
Flux de positons rapides (e^+/s)	$9,4 \times 10^8$	$1,2 \times 10^{11}$	$5,5 \times 10^{11}$

TABLE 3.4 – Grandeurs caractéristiques de la source de positons rapides.

Il convient de préciser que la source des difficultés de stabilisation à plus haute fréquence (>10 Hz) a été identifiée par les concepteurs du linac et que le tir à 200 Hz devrait être obtenu dans les prochains mois. Les 5,5 MeV restant inaccessibles au courant nominal, le flux de positons rapides obtenu avec cette installation devrait donc à terme avoisiner les $10^{10} e^+/s$. Utiliser cette source de positons rapides pour GBAR nécessiterait d'atteindre un rendement de modération de l'ordre du pour cent, ce qui est le record actuel pour les sources au ^{22}Na avec modération au néon solide, technologie qui n'a jamais été testée avec un accélérateur. Il apparaît donc clairement qu'on ne peut pas compter sur ce linac pour réaliser l'expérience finale au CERN.

Chapitre 4

Conception de la ligne de positons lents

4.1 Démarche

La démarche adoptée pour la conception de la ligne de positons lents est la suivante :

- revue des fonctions principales de la ligne ; choix de solutions techniques si possible,
- simulation détaillées du comportement des positons ; ce travail représente une grande partie de la deuxième année de la thèse,
- mise en plan, derniers choix techniques et fabrication.

L'objectif est d'obtenir :

- une ligne qui permette d'extraire les positons de la casemate de l'accélérateur,
- un rendement de transport supérieur à 80% (table 1.1),
- une dispersion angulaire en bout de ligne compatible avec l'entrée dans le piège,
- une taille de faisceau inférieure à 10 mm,
- la capacité de produire, à terme, un faisceau pulsé aussi bien qu'un faisceau continu,
- des positons dont l'énergie va de quelques eV à quelques keV.

4.2 Fonctions

4.2.1 Modération

Chronologiquement la première fonction du système est de ralentir les positons rapides qui sortent de la cible de tungstène irradiée par l'accélérateur. On utilise pour cela le principe de la modération, décrit précédemment (2.2.1, page 19). La stratégie de conception du modérateur consiste à utiliser tout d'abord une technologie simple et fiable afin d'être assuré d'obtenir et de détecter des positons, pour ensuite augmenter le rendement de modération en employant des techniques plus ambitieuses afin d'atteindre le flux de positons lents le plus élevé possible avec cette installation.

Technologie actuelle

Géométrie La première génération de modérateurs est constituée d'une unique grille de tungstène à orifices carrés montée sur une plaque d'acier inoxydable trouée en son centre pour permettre le passage du faisceau. La figure 4.1 et la table 4.1 en présentent respectivement une illustration et les principales caractéristiques.

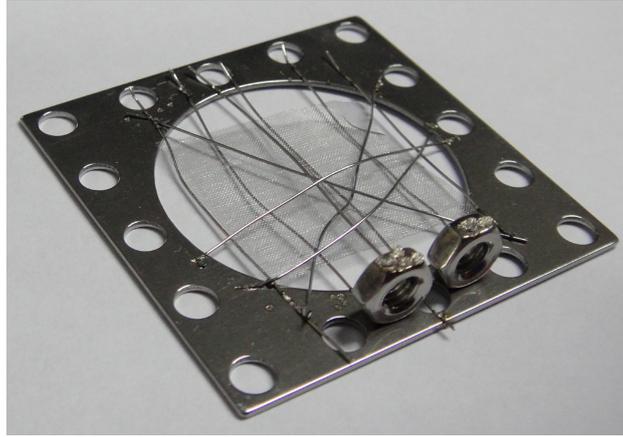


FIGURE 4.1 – Photographie en gros plan du modérateur sur son support. L'orifice principal de la plaque fait un pouce ($\approx 2,5$ cm) de diamètre. Les tiges – soudées par point à la plaque – servent à maintenir la grille en place. Les écrous, soudés eux aussi, servent de point d'accroche lors de la mise en place du modérateur sur le porte cible resté dans la chambre à vide (figure 4.3).

Type	grille monocouche	
Densité	180×180	fils par pouce
Diamètre du fil	8×10^{-4}	in ($\sim 20 \mu\text{m}$)
Dimensions	$\sim 2 \times 2$	cm^2
Transparence	~ 73.5	%
Temps de recuit	30	minutes
Fournisseur	Unique Wire Weaving Co, Inc (USA)	

TABLE 4.1 – Principales caractéristiques des modérateurs de la première génération utilisée à Saclay.

Préparation Avant son introduction dans la chambre à vide, le modérateur est recuit (figure 4.2) à un peu plus de 1800 °C pour assurer l'homogénéité de sa structure cristalline.

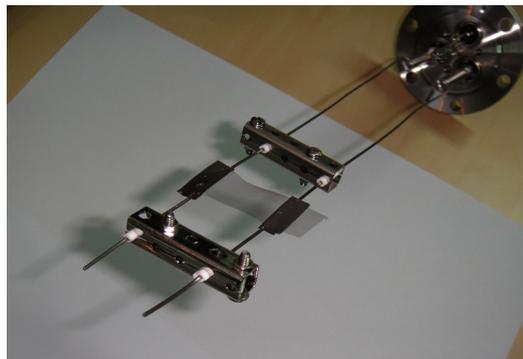


FIGURE 4.2 – Montage de recuit du modérateur. La grille de tungstène fait le contact entre les deux tiges isolées entre elles par ailleurs et un courant d'une trentaine d'ampères chauffe le modérateur par effet Joule.

Mise en place Le modérateur est inséré entre la cible dans laquelle sont créés les positons rapides et une grille d'extraction dont le potentiel détermine l'énergie cinétique de transport des positons lents. Les figures 4.3 et 4.4 illustrent les positions respectives de ces éléments.



FIGURE 4.3 – Photographie du porte cible introduit en 3.1.2 (page 26). Le point de vue est « de face » par rapport au faisceau d'électrons du linac : ces derniers arrivent depuis l'arrière plan et les positons modérés s'échappent par le premier plan. La pointe de la pince apparaissant sur la droite indique par où on glisse le montage porte modérateur de la figure 4.1 pour l'introduire entre la cible de tungstène et la grille d'extraction des positons modérés. La figure 4.4 présente schématiquement une vue de profil de ce montage.

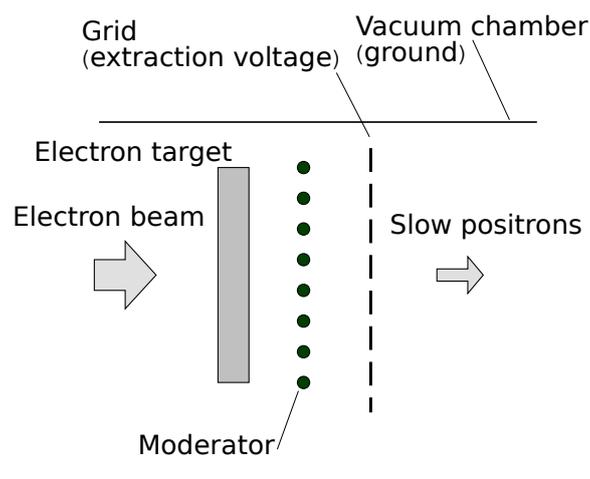


FIGURE 4.4 – Schéma de la zone de modération. Le point de vue est de « profil » par rapport au faisceau.

Le placement du modérateur se fait au plus près de la cible pour maximiser l'angle solide qu'il représente par rapport à cette dernière et par là même le taux de positons rapides qui atteignent le modérateur.

La grille d'extraction ainsi que le modérateur sont isolés et peuvent être portés chacun à un potentiel arbitraire propre. On peut ainsi fixer indépendamment la tension d'extraction (dizaines de V) et l'énergie cinétique de transport des positons modérés (dizaines voire centaine d'eV) pour la suite de l'expérience.

Le système de mise en place du modérateur présenté par les figures 4.1 et 4.3 permet de le remplacer sans effectuer de soudure ni d'opération mécanique dans la chambre à vide. Il est ainsi prévu d'améliorer peu à peu les performances du modérateur par le test de montages successifs facilités par ce mécanisme.

Augmentation du rendement

Après la détection des premiers positons lents (chapitre 6) obtenus avec la technologie de modération présentée plus haut, plusieurs voies d'optimisation sont envisageables pour augmenter le rendement de la modération. Selon [Weng et al., 2004] un rendement de l'ordre de 10^{-3} peut être atteint en utilisant :

- plusieurs grilles superposées au lieu d'une seule
- un diamètre de fil inférieur à $20\ \mu\text{m}$, obtenu par traitement chimique
- une durée de recuit inférieure à 30 minutes

L'expérience GBAR vise un rendement de modération de 10^{-3} e^+ lent/ e^+ rapide et compte sur 5×10^{-4} au minimum (table 1.1, page 9). C'est donc un des buts de la source de positons du CEA de Saclay que de tester différents types de modérateurs pour satisfaire à cette exigence.

On rappelle que dans le cas où un modérateur métallique n'atteindrait pas les performances requises, l'installation est prévue (section 3.1.3, page 26) pour pouvoir y développer un modérateur isolant, de type néon solide par exemple.

4.2.2 Transport

Objectifs

La fonction de transport de la ligne de positons lents a trois objectifs :

1. Il s'agit tout d'abord de maximiser le **rendement de transport**, soit la proportion de positons lents qui parvient jusqu'à la fin de la ligne sans s'annihiler, c'est-à-dire jusqu'au piège ou tout au moins jusqu'à la zone de détection des positons (hors de la casemate de l'accélérateur) tant que la ligne n'est pas encore connectée au piège.
2. Le piège devant se trouver dans une zone où les expérimentateurs peuvent circuler (figure 4.5), il est impératif que la ligne de transport permette d'**extraire les positons de la casemate** en béton entourant l'accélérateur, ce qui implique des contraintes du point de vue de ses dimensions.
3. L'**impulsion transverse** des positons étant un facteur déterminant dans leur rejet à l'entrée du piège, il est important de minimiser les irrégularités du champ magnétique longitudinal de transport, responsables d'un transfert entre l'espace des phases longitudinal et l'espace des phases transverse (voir 4.3.7).

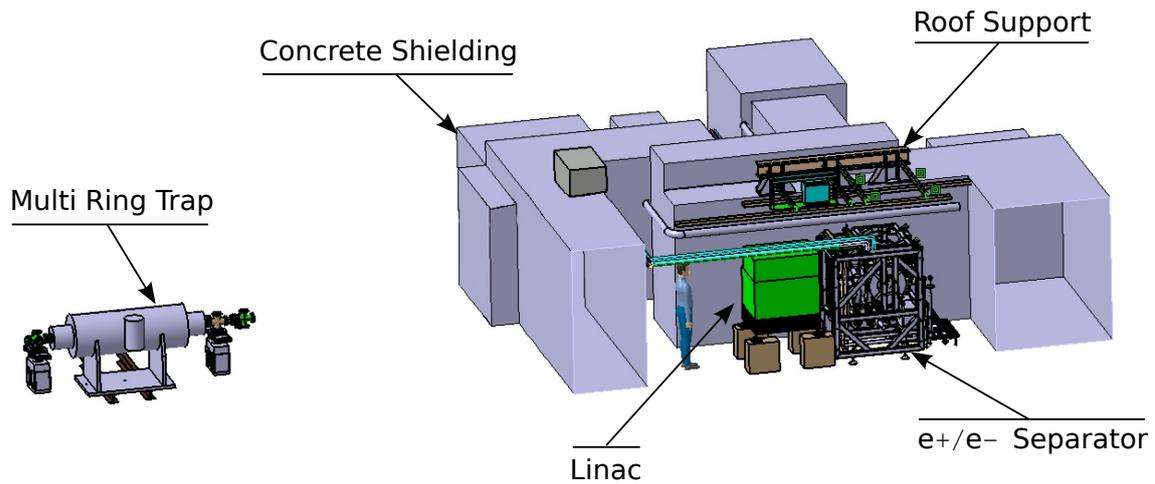


FIGURE 4.5 – Représentation à l'échelle de l'environnement dans lequel doit s'implanter la ligne de positons lents. Il est à noter que l'extraction des positons du séparateur e^+/e^- se fait par le haut. De plus, le béton représenté ici en coupe est en fait clos. Noter également que la position du piège est proche de son emplacement définitif.

Rendement de transport

Les causes principales de perte (par annihilation) des positons au cours de leur transport sont :

- le contact avec la paroi de la chambre à vide,
- le contact avec les atomes de gaz résiduels présents dans celle-ci.

Éviter l'annihilation des positons au contact des parois de la chambre à vide signifie se donner les moyens de maîtriser la position du faisceau à tout endroit de la ligne de transport. On prévoit pour cela de doter la ligne de bobines de correction appropriées dont le dimensionnement se fera à l'aide des simulations de transport détaillées dans la section 4.3.

Éviter l'annihilation des positons au contact des gaz résiduels présents dans la chambre à vide impose surtout d'atteindre un seuil de vide au delà duquel la section efficace d'annihilation des positons sur le gaz résiduel est négligeable durant le transport. Ce point sera détaillé dans la section 4.2.3.

Extraction des positons hors de la casemate

Champ de transport Les positons extraits du modérateur ont typiquement une énergie cinétique de l'ordre de la dizaine d'eV [Suzuki et al., 1998, Weng et al., 2004]. Afin d'être guidés confortablement on vise un rayon de giration de l'ordre du millimètre au maximum. Compte tenu de la faible valeur de l'énergie des positons, quelques mT suffisent, mais à cause des champs magnétiques parasites de l'ordre du mT également venant du béton de la casemate, composé à 50 % en masse de fer magnétisable, on choisit un champ de transport de 10 mT.

Génération du champ La principale contrainte que représente le passage de la ligne à travers la paroi en béton de la casemate de radioprotection concerne son encombrement. En effet toute brèche dans le béton représente une porte de sortie pour les rayons γ ou X induits par les électrons provenant de l'accélérateur. La ligne de positons lents devra donc avoir un diamètre aussi faible que possible pour minimiser l'ouverture dans le béton nécessaire à son passage. Aussi se propose-t-on de générer le champ magnétique par un bobinage solénoïdal directement sur la

chambre à vide (figure 4.6) au lieu d'utiliser des bobines de type Helmholtz (figures 2.2 ou 2.3, page 21), réduisant ainsi le diamètre de l'ensemble. La simulation de ce type de bobinage se fera dans la section 4.3 et le détail de son dimensionnement sera donné dans la section 4.4.

Impulsion transverse

La préoccupation majeure visant à réduire le couplage entre l'impulsion longitudinale conférée initialement aux positons lors de leur extraction du modérateur et leur impulsion transverse, néfaste à leur entrée dans le piège, est de réduire au maximum la composante transverse du champ magnétique par rapport à la direction de transport. Concrètement, cela consiste à éviter autant que possible les interruptions dans le bobinage induisant le champ de transport (figure 4.6). Ces interruptions sont typiquement causées par des piquages sur la chambre à vide principale, destinés à la connexion de pompes par exemple, ou à l'extraction de câbles provenant des dispositifs situés dans la chambre.

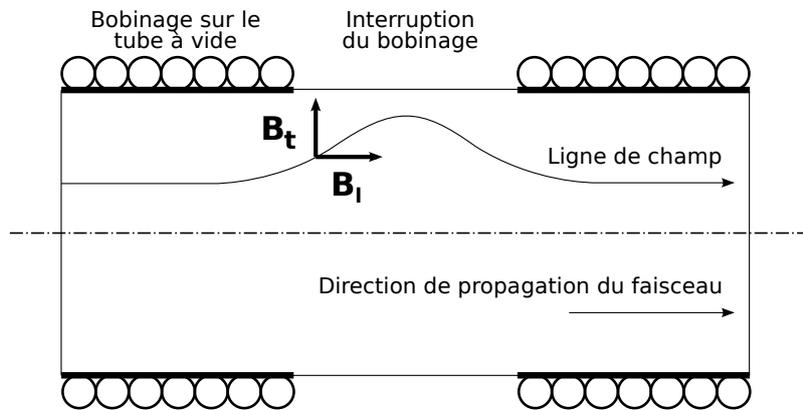


FIGURE 4.6 – Illustration schématique du champ transverse \mathbf{B}_t induit par un bobinage interrompu. \mathbf{B}_l représente quand à lui la composante longitudinale du champ magnétique.

Dans une volonté de compromis entre compacité et accessibilité on choisit d'utiliser des tubes à vide de diamètre 100 mm, ce qui est un standard de cette industrie. Une étude quantitative de l'effet des interruption de bobinage sur le transport des positons sera présentée dans la section 4.3 concernant les simulations magnétiques.

4.2.3 Dilatation temporelle des impulsions de positons

Comme introduit dans la section 2.1.3, page 19, la ligne doit être capable de fournir des positons selon deux structures temporelles bien distinctes selon qu'elle alimente le piège ou la ligne de développement du convertisseur e^+/Ps . Dans ce dernier cas, le faisceau de positons est utilisé comme sonde du convertisseur et une intensité continue est préférable à la structure pulsée naturelle du faisceau causée par le linac afin de ne pas saturer les détecteurs.

Il est donc prévu que la ligne de positons lents intègre un dispositif de dilatation temporelle des impulsions de positons, appelé couramment *stretcher*, dont le principe et les implications sur la conception de la ligne sont détaillés ci-après.

Principe

Le principe du *stretcher* est celui du réservoir tampon. Il accumule les positons durant les 4 microsecondes que durent les impulsions du linac, puis il permet de déverser petit à petit son

contenu vers la suite de la ligne pendant les 5 millisecondes séparant deux impulsions successives.

Constitué d'électrodes annulaires coaxiales disposées le long d'une section droite de la ligne de transport (figure 4.8), il permet un confinement longitudinal des positons grâce à un champ électrique, leur confinement radial étant assuré par le champ magnétique de transport, comme dans le reste de la ligne. La figure 4.7 montre un récapitulatif schématique de l'évolution temporelle des potentiels sur les électrodes d'entrée et de sortie du *stretcher*.

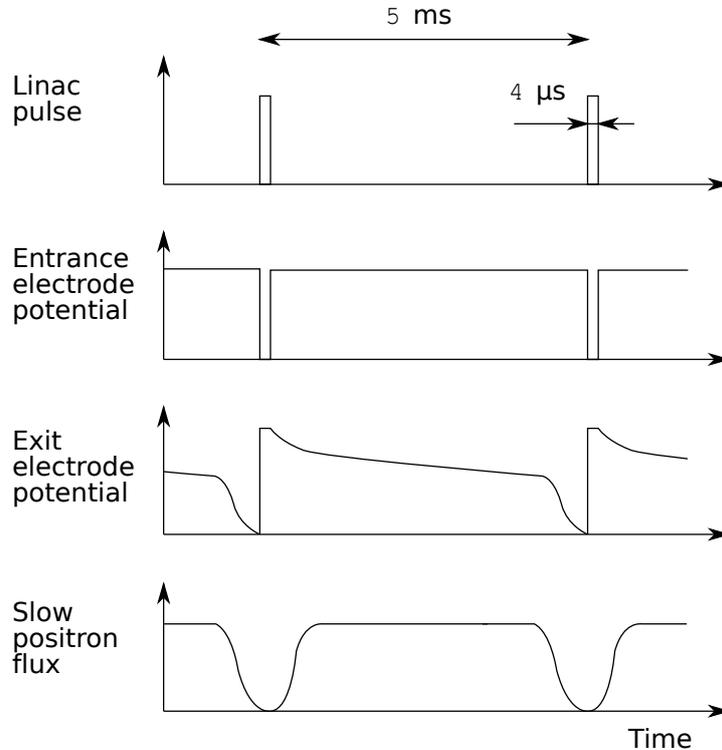


FIGURE 4.7 – Principe de fonctionnement schématique du *stretcher*. Cette figure, adaptée de [Akahane et al., 1990], suppose un fonctionnement à deux électrodes, l'une générant une barrière de potentiel à l'entrée du *stretcher* et l'autre à sa sortie. Le *stretcher* a été dimensionné sur la base des performances nominales du linac.

Éléments de conception

Seule une conception préliminaire du *stretcher* est présentée ici car son étude n'est pas terminée. La ligne a cependant été fabriquée de manière à pouvoir l'inclure une fois sa construction achevée.

Longueur La longueur minimale du *stretcher* est dictée par la distance parcourue par les positons pendant la durée d'une impulsion. Lors de la phase de remplissage – « porte » d'entrée ouverte et « porte » de sortie fermée – il faut en effet que les positons les plus tardifs pénètrent dans le *stretcher* avant que les premiers entrés ne ressortent, après un aller-retour à l'intérieur.

Dans les conditions non relativistes propres à leur faible énergie, la vitesse v des positons est donnée par :

$$v = \sqrt{\left(\frac{2K}{m_0}\right)} \quad (4.1)$$

K et m_0 étant respectivement l'énergie cinétique et la masse au repos des positons. En prenant $K = 10$ eV on obtient :

$$v_{10 \text{ eV}} \approx 1,8 \text{ m}/\mu\text{s} \quad (4.2)$$

Les positons lents parcourent donc une longueur d'un peu plus de 7 m pendant la durée de l'impulsion. On choisit donc de prévoir une longueur efficace de 4 m pour le *stretcher*, ce qui correspond à une distance aller-retour de 8 m.

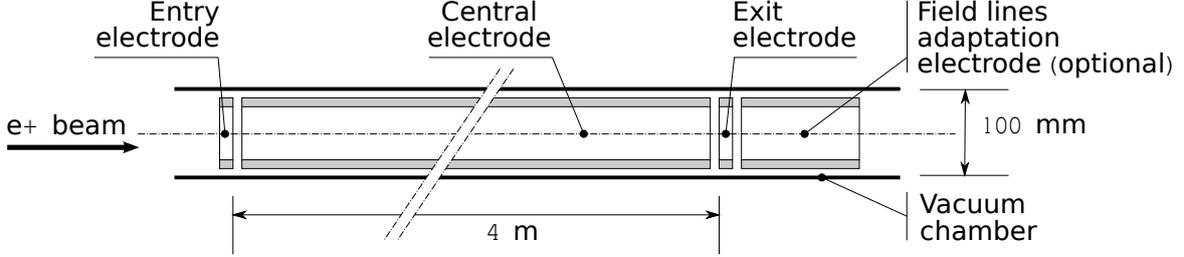


FIGURE 4.8 – Représentation schématique de la géométrie probable du *stretcher*.

Qualité du vide Comme introduit dans le paragraphe de la section 4.2.2 invoquant le rendement de transport des positons, une des causes de perte à considérer est l'annihilation avec les atomes de gaz résiduels peuplant la chambre à vide. Les positons retenus dans le *stretcher* pendant les 5 millisecondes séparant les impulsions du linac vont parcourir une très grande distance dans la chambre à vide et il convient de déterminer le vide requis selon la perte maximale admissible de positons pendant cette phase.

On déduit de $v_{10 \text{ eV}}$ et du temps de stockage de 5 ms que la distance parcourue pendant le stockage est de :

$$d \approx 9 \text{ km} \quad (4.3)$$

En adoptant un modèle de décroissance exponentielle du flux ϕ_{e^+} de positons avec la distance parcourue dans le gaz considéré uniforme et isotrope, et en négligeant l'extraction progressive des positons du *stretcher* (hypothèse pessimiste) :

$$\phi_{e^+}(d) = \phi_{e^+}(0) \times e^{-\frac{d}{\lambda}} \quad (4.4)$$

La longueur d'interaction λ est :

$$\lambda = -\frac{d}{\ln(\eta_{\text{transmission}})} \quad (4.5)$$

Avec un rendement de transmission $\eta_{\text{transmission}}$ défini comme :

$$\eta_{\text{transmission}} = \frac{\phi_{e^+}(d)}{\phi_{e^+}(0)} \quad (4.6)$$

soit, en requérant un rendement de transmission $\eta_{\text{transmission}} \geq 99 \%$:

$$\lambda \geq 900 \text{ km} \quad (4.7)$$

En faisant l'hypothèse que le gaz présent dans la chambre à vide est uniquement composé d'hydrogène, dont la section efficace d'interaction avec des positons d'une énergie de 10 eV est notée $\sigma_{\text{H}_2, \text{e}^+}$ on peut établir l'expression de la pression maximale admissible d'après la longueur d'interaction minimale en faisant apparaître la densité volumique de cibles (ici les molécules d'hydrogène) notée D :

$$\lambda = \frac{1}{D \times \sigma_{\text{H}_2, \text{e}^+}} \quad (4.8)$$

dont l'expression en fonction de la pression peut être obtenue à partir de l'équation d'état des gaz parfaits, valable pour l'hydrogène aux faibles pressions considérées :

$$PV = nRT \quad (4.9)$$

où P , V , n , T et R sont respectivement la pression, le volume, le nombre de moles, la température du système considéré et la constante des gaz parfaits. On peut récrire cette équation en introduisant le nombre de molécules N :

$$PV = \frac{N}{N_a} RT \quad (4.10)$$

où N_a est le nombre d'Avogadro. Ainsi :

$$D = \frac{N}{V} = \frac{PN_a}{RT} \quad (4.11)$$

On peut à présent écrire la pression en fonction de la longueur d'interaction :

$$P = \frac{RT}{N_a \lambda \sigma_{\text{H}_2, \text{e}^+}} \quad (4.12)$$

On obtient donc la pression maximale admissible pour limiter la perte de positons à 1 % en prenant $R = 8,31 \text{ J.mol}^{-1}\text{K}^{-1}$, $T = 300 \text{ K}$, $N_a = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, $\sigma_{\text{H}_2, \text{e}^+} = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ [Hoffman et al., 1982] et $\lambda \geq 900 \text{ km}$, soit :

$$P_{\text{max}, 1\%} = 2,3 \times 10^{-9} \text{ mbar} \quad (4.13)$$

Pour se faire une idée de la sensibilité du système, on peut prendre par exemple $P = 10^{-8} \text{ mbar}$ dans :

$$\eta_{\text{transmission}} = \exp\left(\frac{-d P N_a \sigma_{\text{H}_2, \text{e}^+}}{R T}\right) \quad (4.14)$$

ce qui donne :

$$\eta_{\text{transmission}} \approx 96 \% \quad (4.15)$$

soit une perte d'environ 4 % qui ne serait pas catastrophique.

À titre de comparaison, en prenant une distance parcourue dans le reste de la ligne d'environ 10 m on obtient que la pression maximale admissible est de l'ordre de 10^{-6} mbar pour une perte de 1 %. On en conclut que si des pompes turbomoléculaires peuvent suffire pour réaliser le vide de la ligne de transport, il nous faudra placer des pompes ioniques aux extrémités du *stretcher* pour obtenir le vide nécessaire.

Éléments de mécanique Bien que la conception mécanique des électrodes mêmes du *stretcher* ne soit pas aboutie au moment de la rédaction de ce document, plusieurs points peuvent d’ores et déjà être précisés :

1. Le principe du bobinage directement sur le tube introduit sur la figure 4.6, page 40 ne pourra pas être utilisé pour le *stretcher* compte tenu de l’influence que la puissance dissipée par effet Joule dans le bobinage aura sur la température dans le *stretcher* et donc sur la qualité du vide. On prévoit donc d’effectuer le bobinage sur des tubes rapportés.
2. La longueur nécessaire du *stretcher* établie plus haut (page 41) étant comparable à la taille de la casemate de l’accélérateur, il est à prévoir que le *stretcher* se situera en partie à l’intérieur de la casemate et en partie à l’extérieur, ce qui a plusieurs conséquences.
 - (a) D’une part il faudra s’assurer de la compatibilité magnétique du *stretcher* avec la proximité des blocs de béton armé et de leurs champs parasites. On prévoit donc des simulations à cet effet (section 4.3.8).
 - (b) Par ailleurs les électrodes du *stretcher* devront être introduites par l’extrémité du tube à vide située hors de la casemate car – le montage des électrodes devant se faire après le montage de la ligne de vide dont la conception s’est terminée plus tôt – on ne voudra pas démonter la casemate en béton pour introduire les électrodes dans la section droite prévue à cet effet.
3. Toujours pour se donner les moyens d’atteindre le vide nécessaire, on prévoit d’utiliser des tubes à vide de norme ConFlat[®] (« CF »)¹.
4. L’alignement entre les champs magnétique et électrique dans le *stretcher* sera important également pour éviter la perte des positons durant la période de piégeage [Akahane et al., 1990].

4.2.4 Compression temporelle des impulsions de positons

Lorsqu’elle alimentera le piège à électrodes multiples introduit en 1.3.2 (« MRT », page 11) et non pas la ligne d’étude du convertisseur e^+/Ps , c’est un faisceau pulsé et non plus continu que la ligne de positons lents devra être capable de produire. Comme la durée maximale des impulsions acceptées par le piège est de l’ordre de 100 ns alors que les impulsions délivrées par le linac durent nominaleme nt 4 μs , il faut doter la ligne de positons lents d’un dispositif de compression temporelle des impulsions de positons, communément appelé *buncher*.

Principe

Le principe du *buncher* repose sur l’idée qu’en introduisant volontairement une dispersion dans les vitesses des positons extraits du modérateur – en les accélérant d’autant plus qu’ils sont émis tardivement dans l’impulsion – on peut créer un point focal plus loin dans la ligne de transport où les derniers rattrapent les premiers et où l’impulsion est localement plus courte. Cet effet est bien entendu de courte durée puisque les positons plus rapides finissent par doubler les plus lents mais l’objectif est de faire coïncider le point focal généré ainsi avec l’entrée de la MRT.

Technologie

Il a tout d’abord été prévu d’utiliser les électrodes du *stretcher* introduit plus haut pour réaliser la fonction de *buncher*. Cependant, ces électrodes ont non seulement une capacité électrique

1. Propriété de Agilent Technologies

assez élevée mais en plus elles sont situées déjà loin sur la ligne de positons (là où 4 ou 5 m sont disponibles en ligne droite), ce qui repousse artificiellement le point focal vers l’aval de la ligne. Il a donc été décidé par la suite d’utiliser directement le potentiel de la grille d’extraction du modérateur (figure 4.4, page 37) pour établir la distribution temporelle d’énergie cinétique souhaitée.

Mise en oeuvre

La mise en service du *buncher*, après détermination de la forme temporelle de la tension devant y être appliquée et le choix de l’ampli nécessaire est en cours au moment de l’écriture de ce document.

4.2.5 Diagnostique

Du fait que la ligne de positons lents mesurera une dizaine de mètres de long et présentera plusieurs coudes, elle doit impérativement être dotée d’une fonction de diagnostique. En effet il est indispensable d’avoir un moyen de contrôler la position du faisceau tout au long de la ligne et de pouvoir s’assurer que les champs magnétiques qui lui sont appliqués maximisent le taux de transmission des positons.

Comme le flux des positons modérés est plusieurs ordres de grandeurs plus faible que celui des positons rapides dont la détection est déjà délicate dans la casemate du linac (chapitre 3), il faut utiliser une autre méthode que la mesure directe des caractéristiques du faisceau de positons lents pour garantir un transport efficace.

Canon à électron de test

Pour pallier à la difficulté de la détection des positons lents dans la casemate on utilise – à la place des positons – un canon à électrons pour le réglage de la ligne. L’énergie des électrons est comparable à celle des positons mais la direction du faisceau est *opposée*. Un tel montage présente de nombreux avantages :

1. l’énergie semblable à celle du faisceau de positons assure un rayon de giration similaire des électrons dans le champs de guidage,
2. la faible valeur de l’énergie des électrons (quelques dizaines d’eV) permet d’envisager une conception simple, compacte et bon marché du canon,
3. la direction de tir opposée à celle du faisceau de positons permet de reproduire avec fidélité l’effet de déviation magnétique du second ordre dans les coudes (couplage entre la composante principale de la vitesse des particules et la composante transverse du champ longitudinal de guidage qui se développe dans les coudes),
4. la liberté dans le choix de l’intensité du canon permet de la dimensionner de manière à faciliter la détection du faisceau (typiquement de l’ordre du microampère).

L’idée est donc d’installer un tel canon en bout de ligne et de régler les champs magnétiques pour que le transport des électrons soit assuré jusqu’à la cible qui émettra les positons. Le tout dans un environnement propice à la détection de faibles courants, linac éteint. Les caractéristiques techniques du canon seront détaillées dans le paragraphe 5.2.

Diagnostics faisceau

On appelle « diagnostics faisceau » les dispositifs destinés à détecter et à centrer le faisceau d’électrons introduit en 4.2.5. Une illustration du design final est fournie par la figure 4.9. Il

s'agit de quatre quadrants isolés entre eux, dont l'assemblage forme un disque percé en son centre pour permettre le passage du faisceau, montés sur un support métallique relié à la masse et destiné à les mettre en place dans une chambre à vide dotée de brides CF100 adaptées. La figure 4.10 suggère le montage dans une portion de chambre à vide. La détection se fait par la lecture du courant qui traverse chacun des quadrants (« coupes de Faraday ») lorsqu'ils sont touchés par le faisceau d'électrons. Une intensité d'un microampère donnera un signal d'un volt sur un oscilloscope dont la résistance interne est de $1\text{ M}\Omega$.

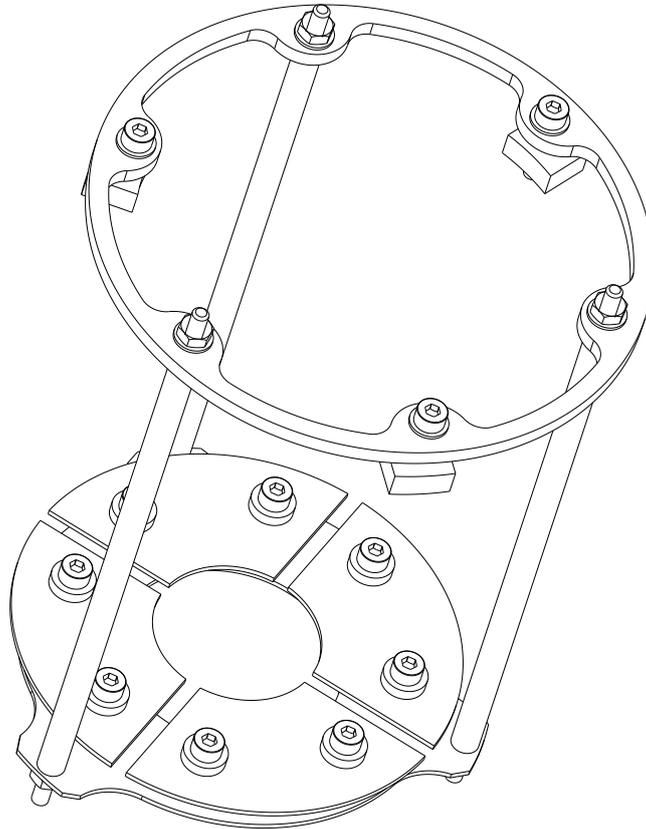


FIGURE 4.9 – Représentation en perspective du dispositif de détection des électrons permettant de centrer le faisceau. Le diamètre extérieur est de 100 mm.

Plusieurs configurations ont été considérées mais celle retenue présente les avantages suivants :

- du fait de ses grandes dimensions, ce dispositif permet de détecter le faisceau même s'il est fortement décentré, ce qui sera indispensable lors des premiers réglages au moins,
- ce dispositif n'a ni moteur ni pièce mobile, ce qui garantit un montage facilité, une opération fiable et un coût réduit,
- l'interruption de champ (dont l'étude quantitative sera faite en 4.3.3) causée par le piquage contenant les câbles reliés au diagnostic est minimale si l'on se contente d'un tube CF16,
- ce diagnostic pourra également être utilisé avec un faisceau de positons si l'on place un écran fluorescent derrière, son « ombre » pouvant être utilisée pour centrer le faisceau.

Le seul désavantage de ce montage est qu'il n'est pas amovible. Il faudra donc garantir que le centrage du faisceau est possible partout où il est installé. Les bobines de déflexion étant placées au niveau des coudes (paragraphe 4.4.1), les diagnostics seront placés à proximité.

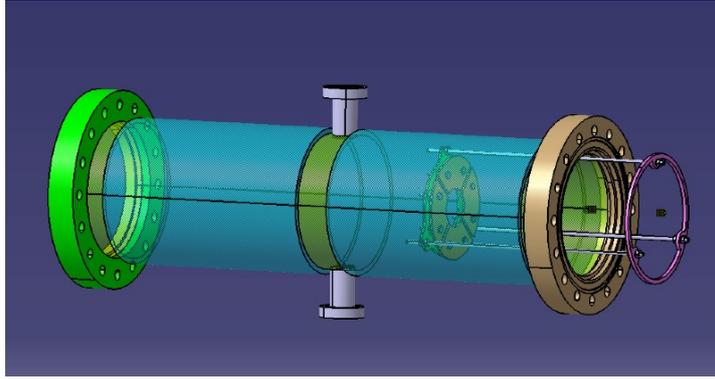


FIGURE 4.10 – Le diagnostic faisceau s’emmanche dans la chambre à vide et le maintien se fait au niveau de la bride, modifiée afin de présenter un rétrécissement local approprié. Les signaux provenant des plaques sont extraits par un des piquages représentés verticalement. On observe que le bobinage (cylindres horizontaux bleus ici) ne s’interrompt que sur une distance faible devant son diamètre, minimisant la dégradation du faisceau (paragraphe 4.3.7).

4.3 Simulations

On s’aperçoit au vu des conditions dans lesquelles les positons doivent être acheminés – dans un tube étroit, au milieu de champs parasites et dans un champ de transport parfois interrompu – que la fonction de transport de la ligne n’est pas du tout acquise *a priori* et que bon nombre de simulations sont souhaitables pour s’en assurer. Ces simulations furent l’objet d’une grande partie de la deuxième année du travail de thèse.

4.3.1 Conditions de simulation

Code de calcul

Les simulations de génération du champ magnétostatique de guidage des positons et leur transport (« *tracking* ») dans ces conditions s’est fait dans le cadre de l’environnement de calcul Opera 3d¹.

Cadre formel

À part dans la section « 4.3.8 Compatibilité magnétique » où des matériaux ferromagnétiques sont introduits, le reste des simulations se contente d’intégrer l’équation de Biot et Savart dans le vide pour la détermination des champs, et de résoudre un bilan des forces ne comprenant que celle de Lorentz pour le transport des particules.

Des modèles avec éléments finis sont utilisés dans la plupart des cas, principalement parce que le transport des particules y est un ordre de grandeur plus rapide que dans le cas du calcul analytique du champ à chaque pas du transport.

Dans les modèles de la section 4.3.8 cependant la prise en compte de la saturation de la perméabilité magnétique du fer lorsque le champ augmente impose d’avoir recours au maillage et la convergence des calculs est assurée par un algorithme de type Newton-Raphson.

1. propriété de Cobham CTS Limited

Démarche de simulation

Les simulations présentées suivent toutes la même démarche : on définit tout d'abord un ensemble de conducteurs alimentés par des courants continus, dont on déduit la distribution de champs magnétiques. Un faisceau virtuel de positons dont les caractéristiques sont choisies pour être réalistes est ensuite transporté dans ces modèles pour en évaluer la fonctionnalité.

Conventions

Par souci de clarté, le faisceau est toujours représenté de manière à ce que son sens de propagation soit de gauche à droite dans les illustrations qui vont suivre.

Sauf mention contraire explicite, les angles sont exprimés en radians.

4.3.2 Définition du faisceau virtuel

Le choix des caractéristiques initiales du faisceau virtuel injecté dans les modèles numériques détermine grandement le réalisme des futures simulations.

Conventions

La position initiale d'une particule est donnée par ses coordonnées cartésiennes x , y et z , x étant la dimension parallèle à la direction privilégiée de transport, y et z les dimensions transverses. La direction de l'impulsion est donnée par les angles θ et ϕ , respectivement l'élévation et l'azimut de la vitesse initiale de la particule par rapport à l'axe \vec{x} . Ces conventions sont résumées sur la figure 4.11.

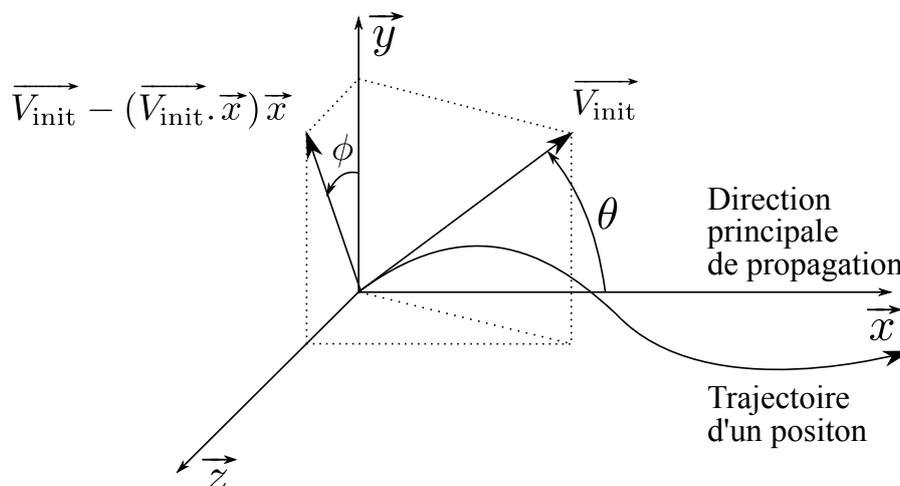


FIGURE 4.11 – Conventions de notation utilisées pour la définition du faisceau virtuel. V_{init} est la vitesse initiale des particules lors de leur introduction dans le modèle.

Faisceau modéré

Position Dans l'hypothèse d'un modérateur plan, normal au faisceau d'électrons, et agissant par transmission, on choisit la distribution spatiale initiale des positons suivante (figure 4.12) :

- $x = 0$,
- y et z suivent une distribution gaussienne centrée en 0 et d'écart type 5 mm, en accord avec la taille estimée du faisceau d'électrons provenant du linac.

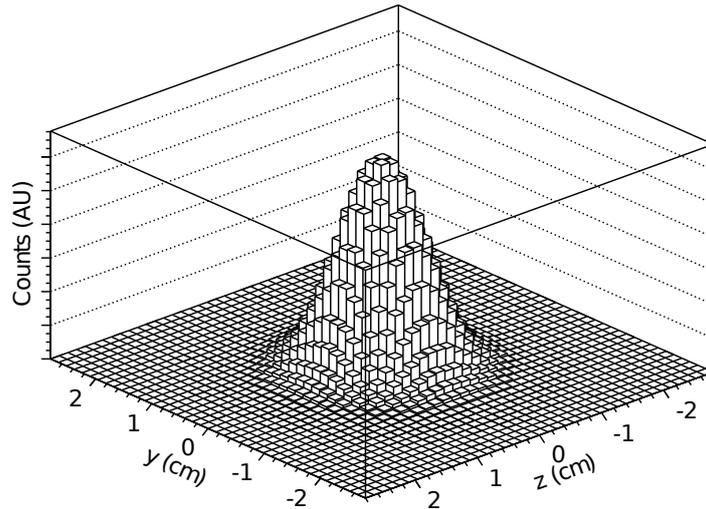


FIGURE 4.12 – Répartition spatiale des positions initiales des positons modérés.

Énergie cinétique La distribution en énergie cinétique des positons modérés est choisie pour reproduire la fonction de travail du tungstène pour les positons. Elle suit une gaussienne centrée en 3 eV et d'écart type 0.1 eV, ce qui est proche des résultats de [Chen et al., 1985].

Distribution angulaire Bien qu'une technologie au tungstène fût déjà privilégiée au moment de la réalisation de ces simulations, le détail de la géométrie du modérateur n'était pas encore fixé et la dispersion angulaire probable des positons modérés (distribution en θ) était difficile à évaluer. Une hypothèse conservatrice a consisté à considérer que les positons étaient émis avec une distribution angulaire isotrope à la sortie du modérateur. L'azimuth ϕ suit donc une distribution uniforme entre 0 et 2π et le cosinus de l'élévation ($\cos \theta$) suit une distribution uniforme entre 0 et 1 (figure 4.13).

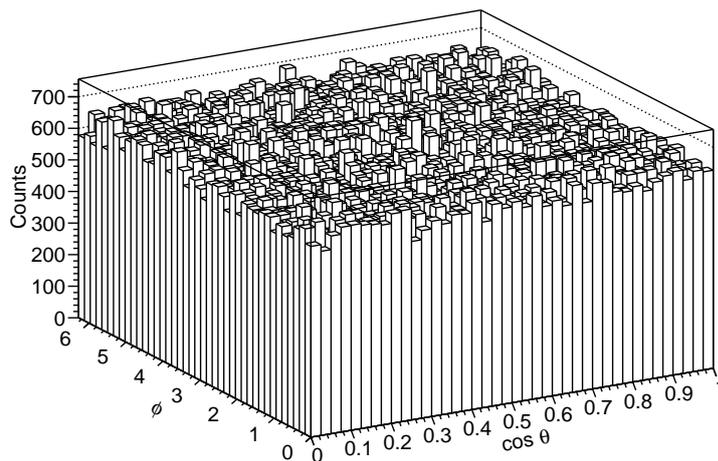


FIGURE 4.13 – Distribution angulaire initiale uniforme en ϕ et en $\cos \theta$ des positons modérés.

Faisceau accéléré

Énergie cinétique Comme introduit lors du dimensionnement du *stretcher* (section 4.2.3, page 41) on se propose de transporter les positons à une énergie cinétique de 10 eV. Les positons modérés introduits précédemment sont donc artificiellement accélérés parallèlement à \vec{x} , de manière à ce que leur énergie cinétique moyenne augmente de 3 à 13 eV (figure 4.14), simulant ainsi une tension accélératrice de 10 V.

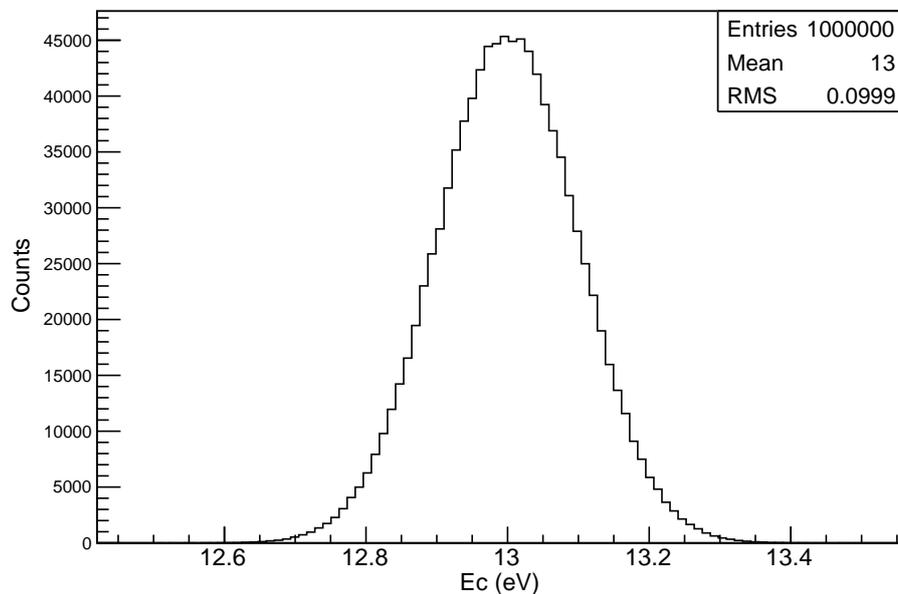


FIGURE 4.14 – Distribution en énergie cinétique des positons réaccélérés.

Distribution angulaire L'impulsion transverse étant conservée pendant l'accélération des positons, l'énergie cinétique additionnelle se retrouve entièrement dans leur impulsion longitudinale. La distribution angulaire se voit donc affectée comme le montre la figure 4.15. Les positons émis avec le plus grand angle par rapport à \vec{x} sont ceux dont le vecteur vitesse est le plus affecté dans sa direction : le faisceau est focalisé selon \vec{x} .

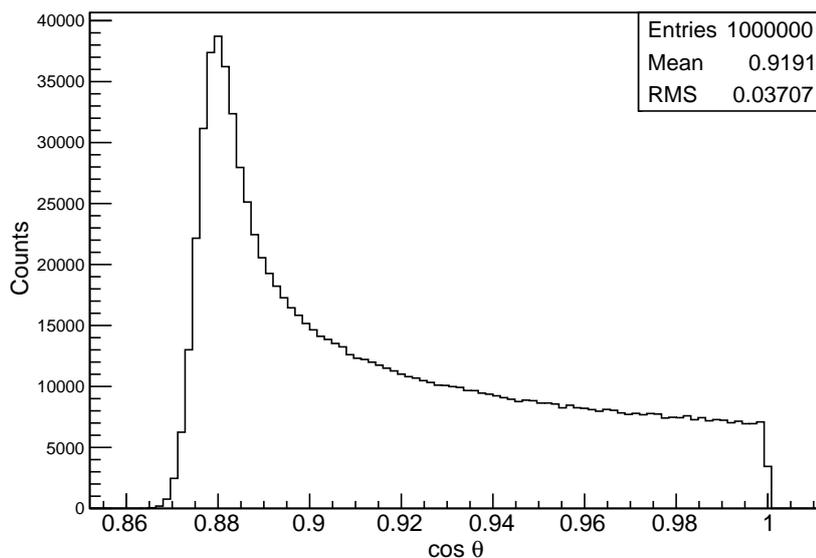


FIGURE 4.15 – Distribution en $\cos \theta$ des positons réaccélérés, à comparer avec la distribution uniforme avant accélération (figure 4.13).

4.3.3 Interruptions de champ

L'idée de ces simulations est d'étudier la transmission et l'altération du faisceau lorsqu'on interrompt le bobinage de transport afin d'obtenir des critères pour le choix des solutions technologiques des éléments de la ligne causant une interruption du bobinage : pompes, vannes, outils de diagnostics, etc.

Principe des simulations

On modélise des tronçons de solénoïdes de diamètre 100 mm pour ensuite y injecter les positons du faisceau modéré et ré-accélééré défini précédemment. Différentes caractéristiques du faisceau sont observées après 1 mm et après 1 m de transport dans chaque modèle pour être comparées :

- position,
- intensité,
- dispersion angulaire.

Observations qualitatives

La figure 4.16 présente des images des modèles utilisés dont les résultats seront analysés dans le paragraphe suivant.

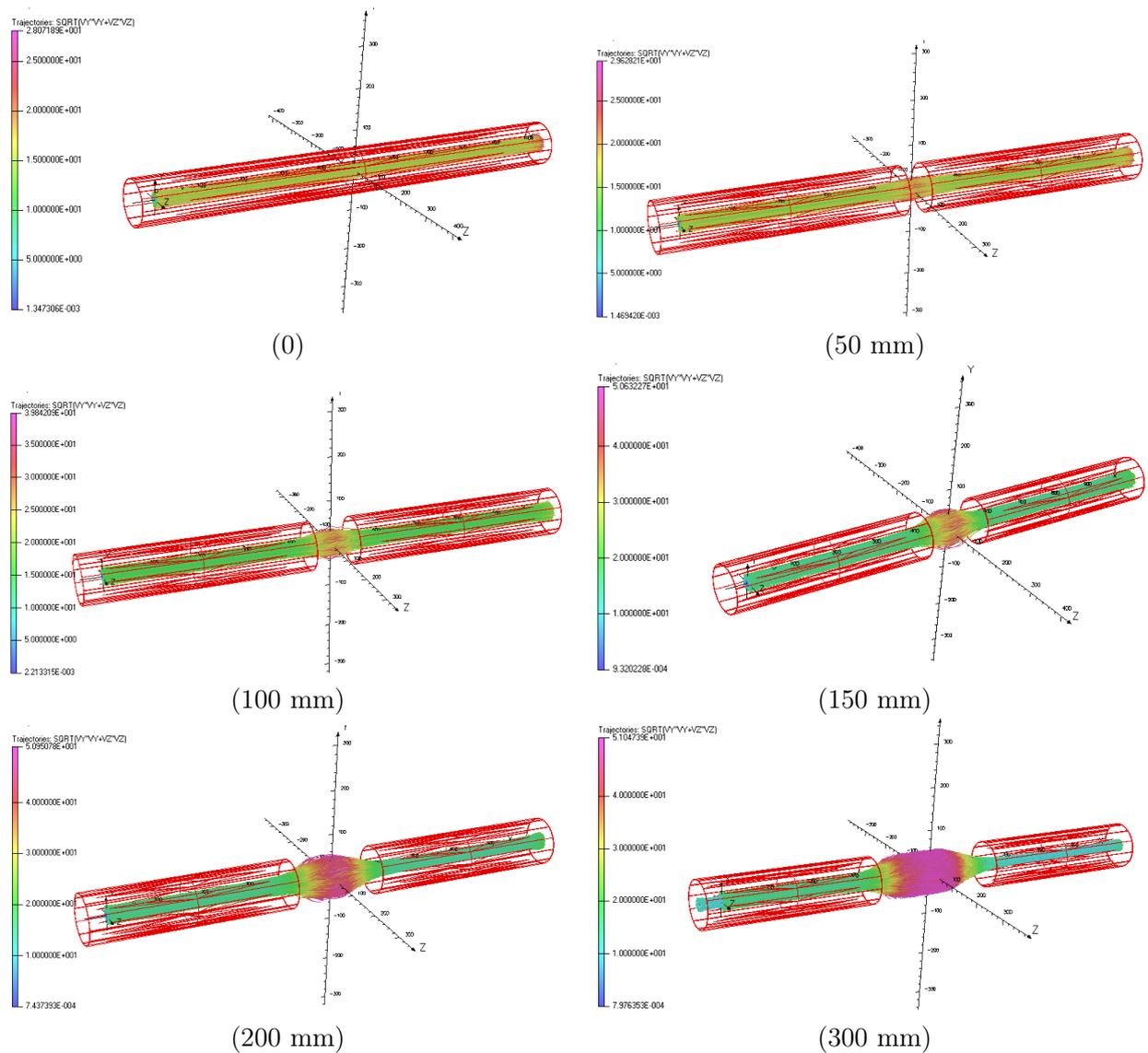


FIGURE 4.16 – Représentation des trajectoires des positons injectés dans les solénoïdes interrompus. Les valeurs entre parenthèses représentent la longueur de l'interruption du bobinage dans chaque cas. Le champ magnétique longitudinal induit au cœur des solénoïdes est de l'ordre de 10 mT. La couleur représente l'intensité de la composante transverse de la vitesse des particules, ce qui donne une idée de la divergence du faisceau. Une limite fictive est introduite pour simuler l'enceinte à vide de telle sorte que si les particules s'éloignent du centre du solénoïde de plus de 50 mm elles « s'annihilent » et leur *tracking* s'arrête. On rappelle que le sens de propagation est de gauche à droite.

Observations quantitatives

Faisceau centré On étudie tout d'abord un faisceau dont les positons ont une distribution de positions initiales centrée en $y = z = 0$.

Transmission Lorsque le faisceau est centré dans la chambre à vide, on observe que le taux de transmission est bon, même lorsque l'interruption de bobinage est importante.

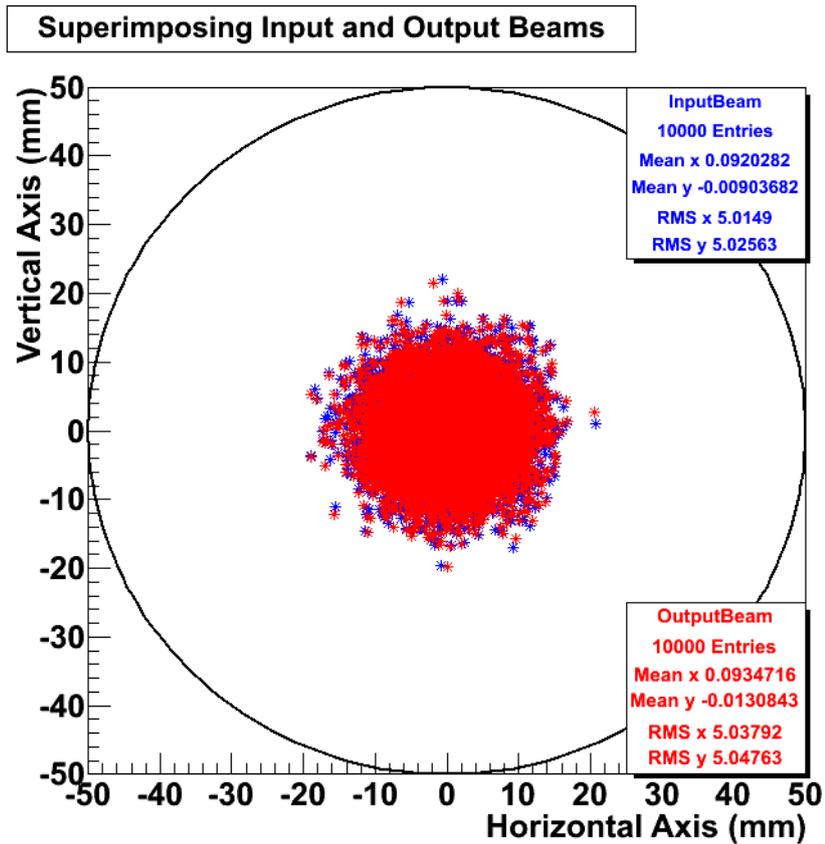


FIGURE 4.17 – Représentation géométrique des positions des particules dans un plan de coupe normal à la chambre à vide, pour un solénoïde de guidage interrompu sur 100 mm. On observe que les taches du faisceau d’entrée (bleu) et du faisceau de sortie (rouge) sont quasiment superposées. Le cercle noir représente la paroi du tube à vide.

La figure 4.17 présente conjointement les taches faisceau avant et après transport dans un des modèles interrompus. La table 4.2 quant à elle présente les taux de perte des positons pour diverses valeur de l’interruption de champ.

Longueur de l’interruption (mm)	Perte (%)
100 mm	0
200 mm	1
300 mm	13

TABLE 4.2 – Taux de perte simulé des positons pour différentes longueurs d’interruption.

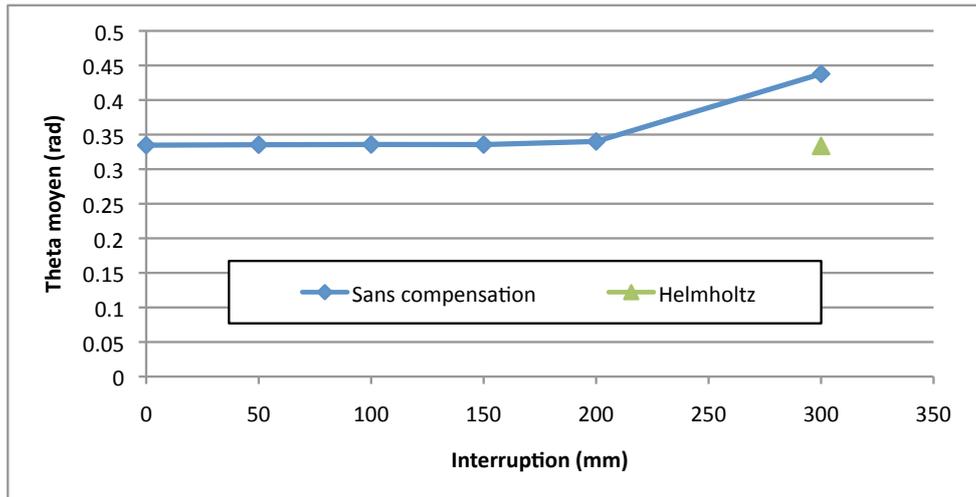


FIGURE 4.18 – Évolution de la dispersion angulaire des positons après transport à travers des solénoïdes à interruption variable. La compensation avec des bobines de Helmholtz est illustrée dans la figure 4.19.

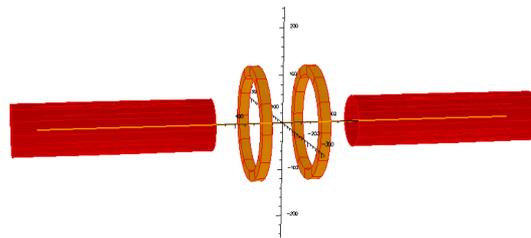


FIGURE 4.19 – Illustration de la configuration de type Helmholtz utilisée pour compenser l'interruption de bobinage la plus importante (300 mm) présentée dans la figure 4.18. Ce type d'interruption correspond typiquement au placement d'une croix sur la chambre à vide (connexion d'une pompe par exemple).

Dispersion angulaire On observe sur la figure 4.18 que jusqu'à 200 mm d'interruption la déviation angulaire moyenne du faisceau n'est pas affectée significativement. De plus, une correction à l'aide de bobines de Helmholtz permet de corriger l'effet d'une interruption prolongée.

Faisceau décentré Au fur et à mesure de son transport dans la ligne, il faut prévoir que le faisceau de positons peut se décentrer et on ne sera alors plus dans le cas idéal présenté précédemment. Il convient donc d'étudier l'effet des interruptions de champ sur un faisceau décentré.

Transmission La figure 4.20 illustre la perte de transmission des positons à travers une interruption de bobinage lorsque le faisceau incident est décentré. L'effet est assez simple : lorsque le faisceau atteint l'interruption, il s'élargit (figure 4.16) car les positons de basse énergie suivent les lignes de champ magnétique du fait de leur rayon de giration cyclotron submillimétrique. Lorsque la fin de l'interruption de champ est atteinte, le faisceau retrouve sa section initiale. Cette opération ne provoque pas de perte de positons si le faisceau est bien centré dès le départ dans la chambre à vide car celle-ci est beaucoup plus large que le faisceau. Cependant, dans le cas d'un faisceau décentré l'augmentation de sa section provoquera la perte d'une partie des

positons qui, s'éloignant temporairement de l'axe du faisceau, iront s'annihiler au contact de la chambre à vide.

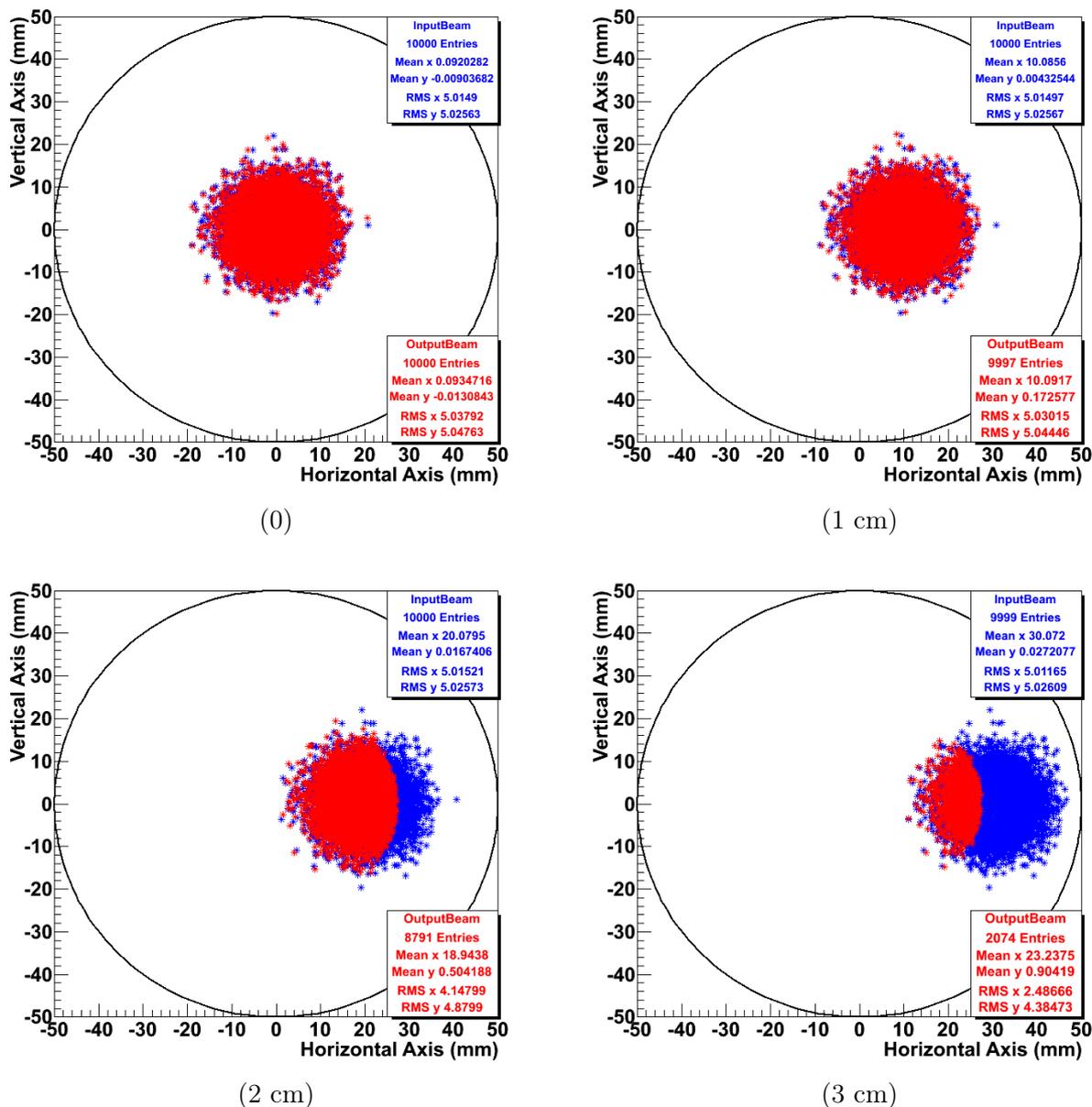


FIGURE 4.20 – Tâches faisceau à l'entrée et à la sortie d'un solénoïde interrompu sur 100 mm. Les valeurs entre parenthèses indiquent l'excentrage du faisceau avant transport. On observe que la forme particulière de la tache (rouge) du faisceau de sortie trahit le rôle de la chambre à vide dans la perte des positons.

La figure 4.21 résume l'effet de l'excentrage sur le taux de transmission en fonction de la longueur d'interruption. On y observe que plus une interruption de bobinage est importante, plus un décentrage à l'entrée ce celle-ci est néfaste pour la transmission des positons.

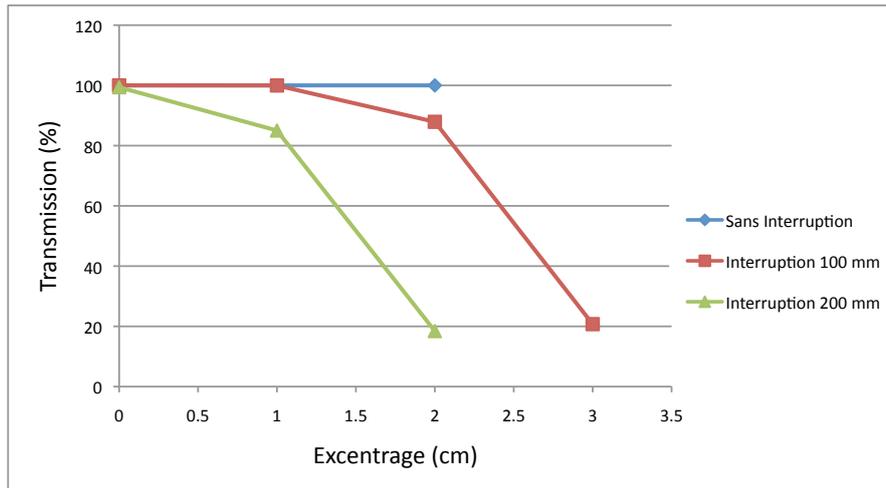


FIGURE 4.21 – Taux de transmission des positons en fonction de l'excentrage initial du faisceau pour différentes longueurs d'interruption.

Dispersion angulaire La figure 4.22 présente l'effet de l'excentrage et de la longueur d'interruption sur la dispersion angulaire du faisceau. On y observe que que celle-ci peut augmenter en moyenne de quelques pourcents lorsqu'interruption et excentrage se couplent.

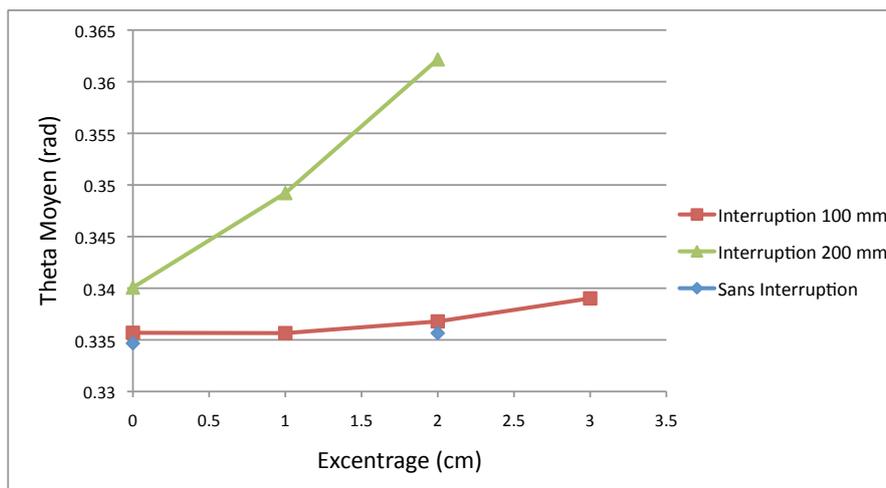


FIGURE 4.22 – Déviation angulaire moyenne des positons en fonction de l'excentrage initial du faisceau pour différentes longueurs d'interruption.

Conclusions

Plusieurs conclusions importantes découlent des résultats précédents :

1. Les interruptions du bobinage de longueur inférieure ou égale à son diamètre (100 mm dans notre cas) n'affectent pas significativement le faisceau pour peu que celui-ci soit centré au moment de les aborder.
2. Les interruptions supérieures au diamètre des solénoïdes sont à proscrire à moins de prévoir leur compensation à l'aide de bobines rapportées.

3. De manière générale, il convient de se donner les moyens de centrer le faisceau dans la chambre à vide tout au long de la ligne.

4.3.4 Déflecteurs de centrage

Principe

Le centrage du faisceau dans la chambre à vide se fait à l'aide de bobines dont l'axe est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau, appelés « déflecteurs », dont la figure 4.23 fournit une illustration. Le fonctionnement est basé sur le fait que les positons lents suivent fidèlement les lignes du champ de guidage. Les déflecteurs induisent un champ qui leur est transverse, les déviant ainsi transversalement sur sa longueur (figure 4.24). Une fois que les particules quittent la zone couverte par un déflecteur l'effet s'inverse (retour de champ) mais l'effet est négligeable tant le volume magnétisable est important.

Expérience préalable

Leur dimensionnement a été grandement influencé par l'expérience de la participation à la remise en route du faisceau de positons lents du laboratoire de Riken au Japon lors de la première année de la thèse. En effet, bien que cette ligne fût dotée de nombreux déflecteurs, le centrage du faisceau s'est avéré difficile, voire impossible à certains endroits de la ligne du fait de leur sous-dimensionnement. Les conclusions de la section 4.3.3 ayant montré qu'un centrage en tout point de la ligne est préférable, une attention particulière a été portée à ce sujet afin d'éviter des difficultés similaires.

Dimensionnement

Le critère retenu pour le dimensionnement des déflecteurs est le suivant : l'intensité du champ transverse induit par tout déflecteur ainsi que sa longueur doivent être dimensionnées de manière à ce qu'un faisceau décentré entrant dans le déflecteur le long d'une paroi du tube à vide puisse ressortir le long de la paroi opposée. La figure 4.24 illustre ce propos. Les simulations montrent que 160 A.tr (« ampères tours ») sur une longueur de 50 cm satisfait à ce critère. On prévoit de placer un déflecteur au niveau de chaque coude de la ligne de positons, afin que le faisceau puisse être centré dans tout tronçon de la ligne.

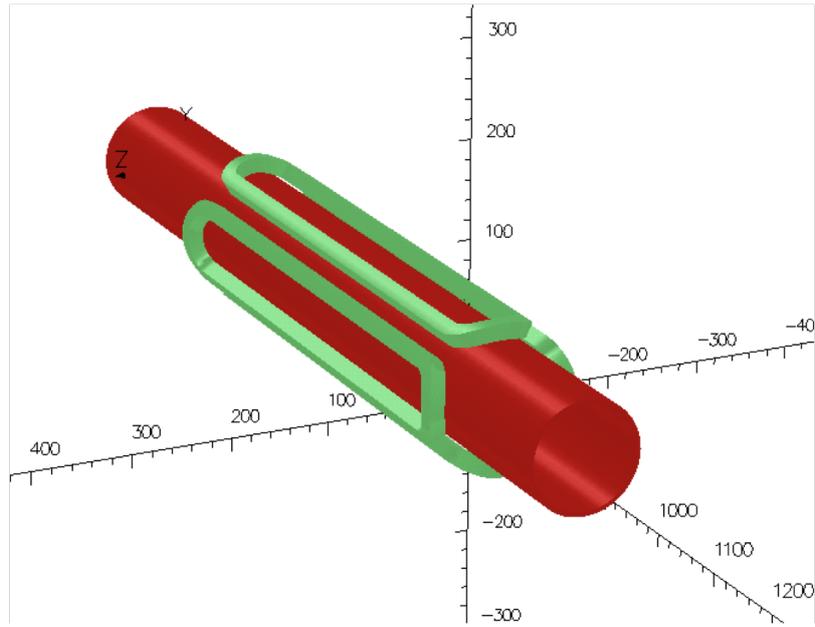


FIGURE 4.23 – Représentation d’un modèle simple comprenant un solénoïde (rouge) et deux ensembles de bobines formant un déflecteur vertical et un autre horizontal (vert).

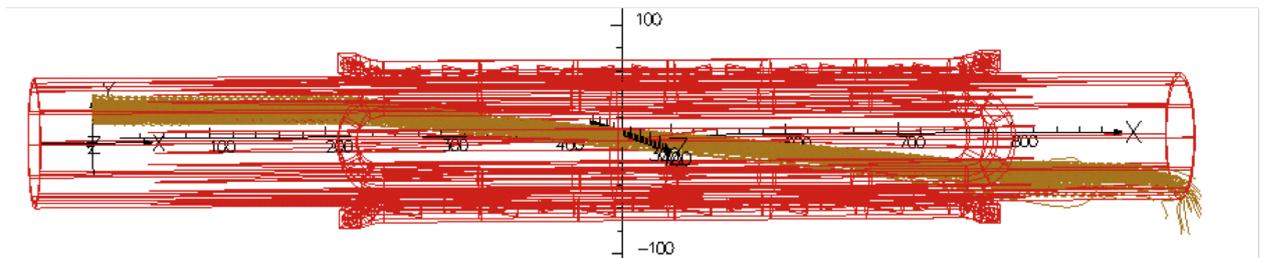


FIGURE 4.24 – Illustration de la déviation verticale du faisceau par un déflecteur. Les bobinages sont en rouge et les positons en jaune. Le sens de propagation est toujours de gauche à droite.

4.3.5 Coudes

Les solénoïdes coudés n’étant pas des éléments typiques des systèmes magnétiques industriels, un programme spécifique a dû être développé pour modéliser les coudes de la ligne de positons, spire par spire (figure 4.25). Les coudes n’ont pas fait l’objet d’étude dédiée et n’ont été modélisés que dans le but de parfaire un modèle de la ligne entière (section 4.3.7). Les déflecteurs introduits précédemment devront être fabriqués courbes afin de s’adapter à la forme des coudes. Comme de tels dispositifs courbes ont déjà été utilisés sur d’autres faisceaux (à Riken par exemple), la fonctionnalité de ces déflecteurs, dont la modélisation est laborieuse, n’a pas été systématiquement simulée.

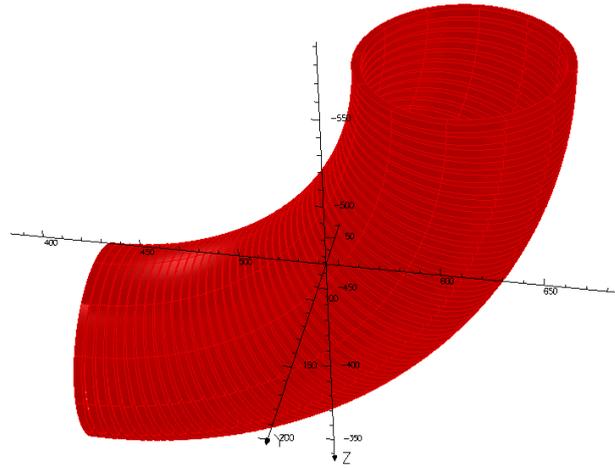


FIGURE 4.25 – Représentation du bobinage modélisé d’un coude.

4.3.6 Adaptation de la ligne

Pour pouvoir alimenter en positons tour à tour la MRT et la ligne d’étude du convertisseur e^+ /Ps, la ligne de positons doit comporter un embranchement, baptisé *beam switch*.

Suggestion de design

La première suggestion de design [Liszky, 2010] est représentée sur la figure 4.26. Il s’agit dans cette étude de réaliser une simulation magnétostatique de ce système pour en vérifier la fonctionnalité.

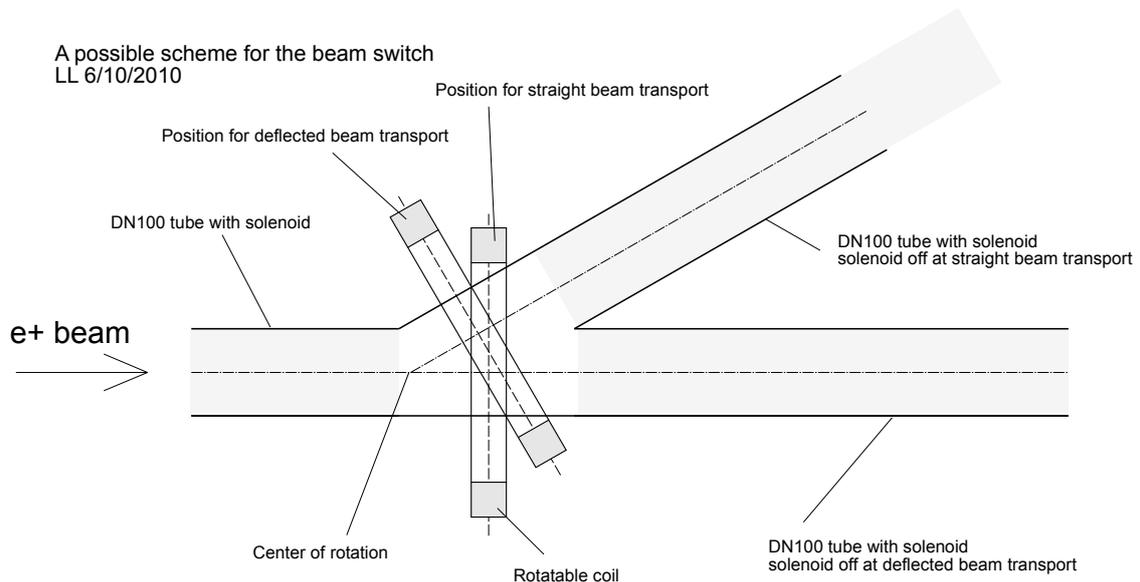


FIGURE 4.26 – Première suggestion de design pour le beam switch. Le faisceau de positons arrive par la gauche et est transmis dans une des deux branches du « Y » selon qu’on aligne la bobine orientable avec l’une ou l’autre des branches. Le bobinage solénoïdal de la branche non utilisée n’est bien sûr pas alimenté.

Modèle magnétostatique

On réalise un modèle numérique respectant les dimensions proposées. La figure 4.27 en donne un aperçu. Le faisceau virtuel de positons lents est injecté dans chacune des configurations suivantes :

- transport en ligne droite (figure 4.27(a)),
- transport vers la branche oblique (figure 4.27(b)).

La présence d'une bobine rapportée au milieu de l'interruption vient, comme introduit dans la conclusion de la section 4.3.3 (page 56), du souci de minimiser l'altération des caractéristiques du faisceau lors de son passage dans le *beam switch*, causée par la variation locale du champ (figure 4.28).

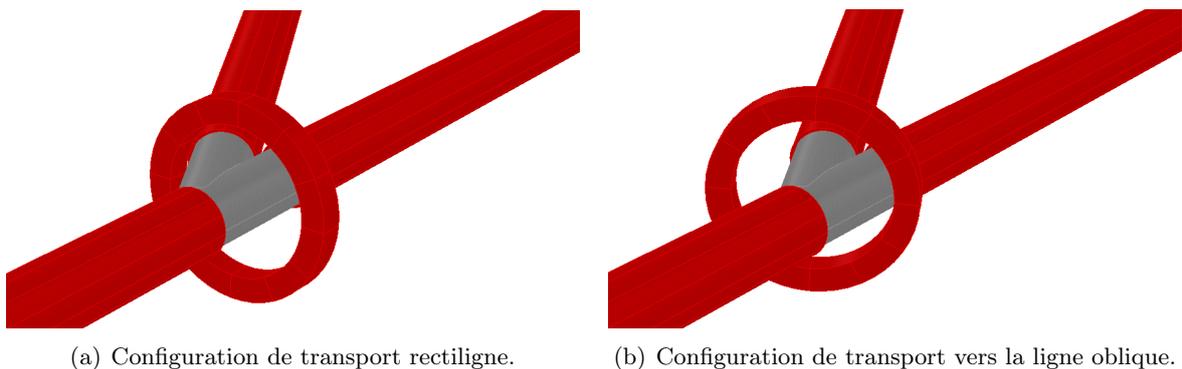


FIGURE 4.27 – Représentation 3D du modèle magnétostatique. La bobine orientable et les solénoïdes sont représentés en rouge et la chambre à vide en gris.

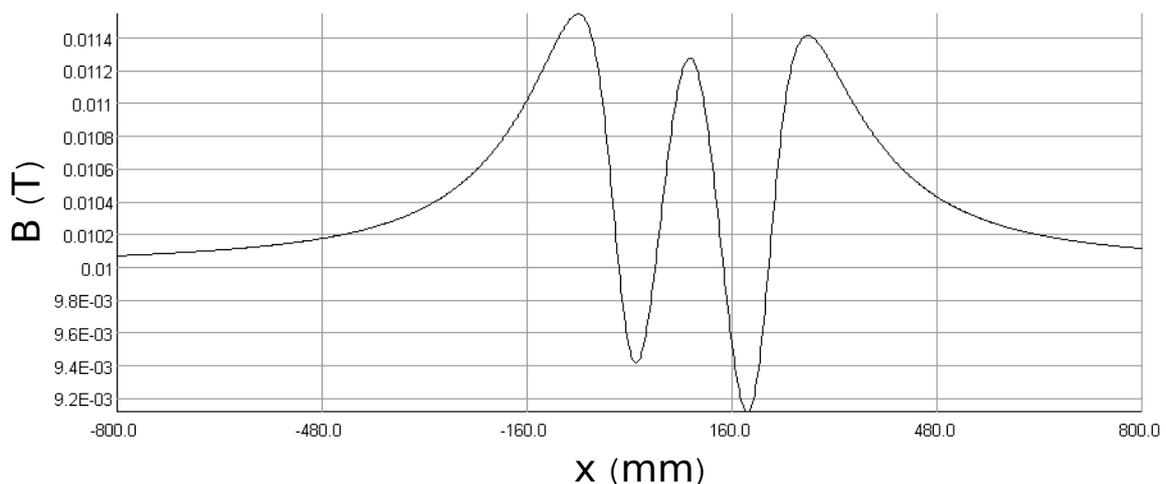
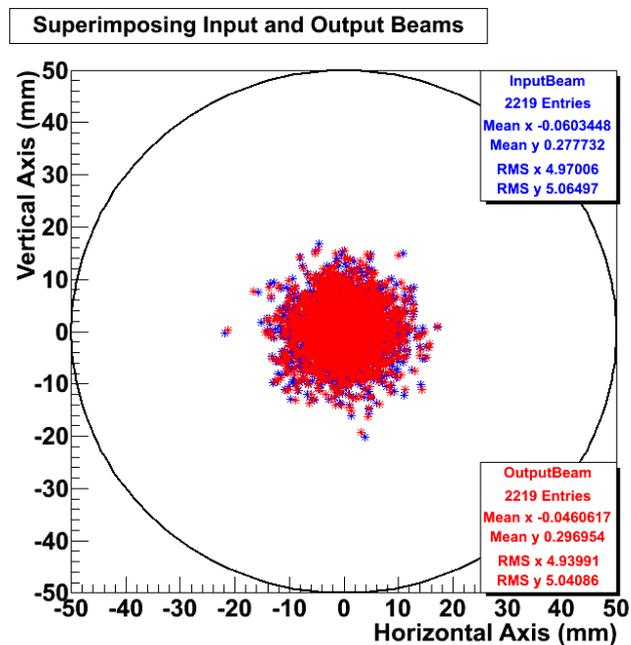


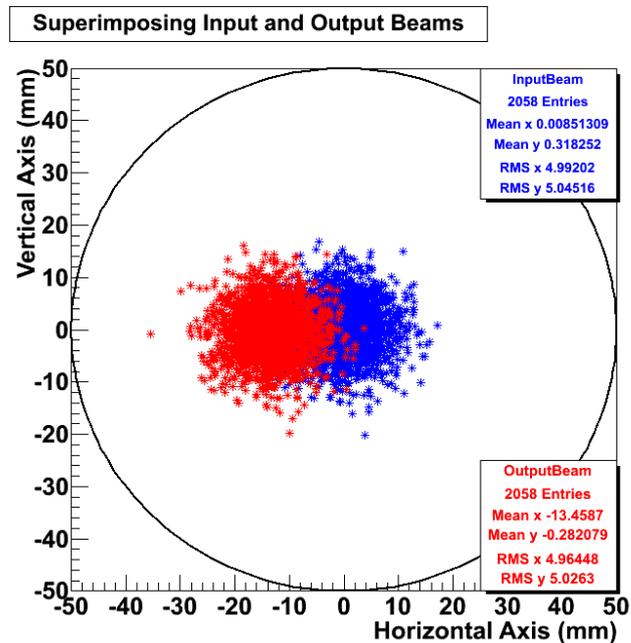
FIGURE 4.28 – Module du champ magnétique simulé le long de l'axe du switch en configuration de transport rectiligne. La bobine de compensation mobile permet de maintenir le champ sur l'axe à $\pm 10\%$ de la valeur nominale alors qu'il chute à 20% de cette valeur en l'absence de compensation. Le centre de rotation de la bobine mobile a pour position $x = 0$.

Résultats

Design initial La figure 4.29 illustre l'efficacité du transport dans un modèle fidèle au design initial.



(a) Configuration de transport rectiligne.

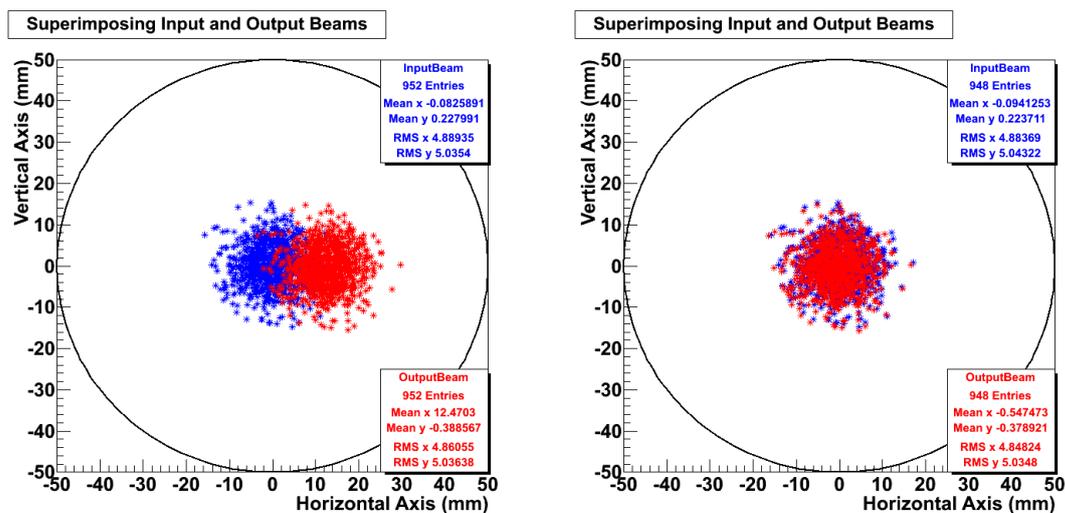


(b) Configuration de transport vers la ligne oblique.

FIGURE 4.29 – Superposition des taches d'entrée et de sortie des faisceaux simulés dans les deux cas d'utilisation du système. Le cercle noir représente les parois de la chambre à vide.

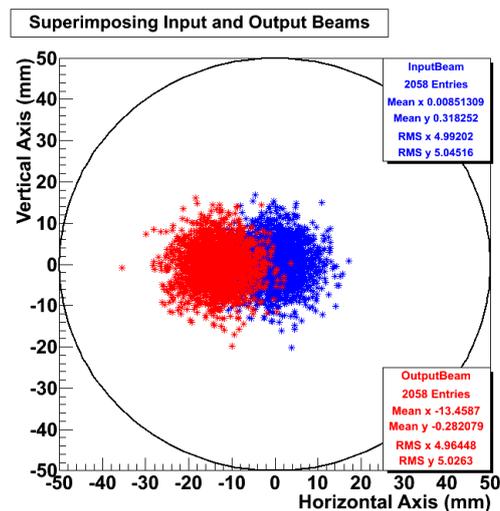
On observe que le faisceau, bien que centré avant de franchir le « Y », ne l'est plus lorsqu'il est dirigé vers la ligne oblique. Il convient donc de réaliser de nouvelles simulations pour déterminer l'orientation optimale de la bobine mobile, bien que le **design initial assure le transport des positons**.

Angle optimisé Dans le design initial (figure 4.26), la chambre à vide oblique présente un angle de 30 degrés par rapport à l'axe de l'autre chambre. Il était donc naturel de proposer comme première estimation d'incliner la bobine mobile de 30 degrés lorsque le faisceau doit être envoyé dans la chambre oblique. La figure 4.29(b) montre cependant que le faisceau n'est pas centré dans ce cas. Une étude de la déviation du faisceau en fonction de l'angle de la bobine mobile (figure 4.30) montre que **l'angle optimal pour assurer le centrage du faisceau de sortie est de 25 degrés**.



(a) Bobine mobile inclinée de 20 degrés.

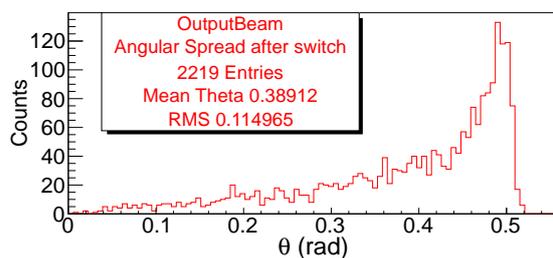
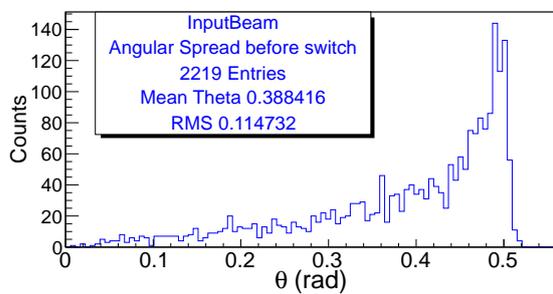
(b) Bobine mobile inclinée de 25 degrés.



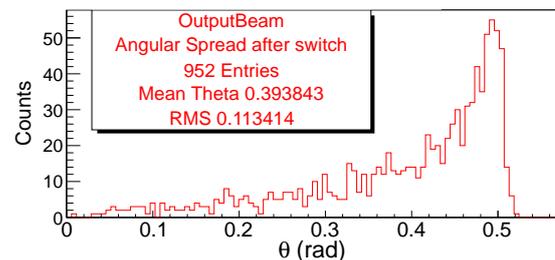
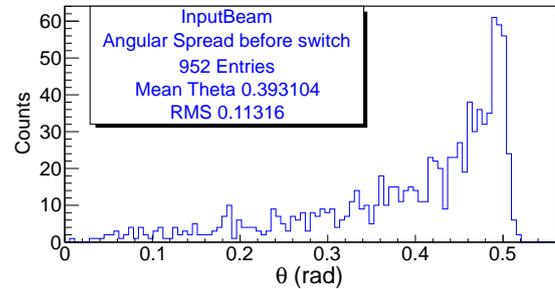
(c) Bobine mobile inclinée de 30 degrés.

FIGURE 4.30 – Position des faisceaux d'entrée et de sortie du système par rapport à la chambre à vide pour diverses valeurs de l'inclinaison de la bobine mobile.

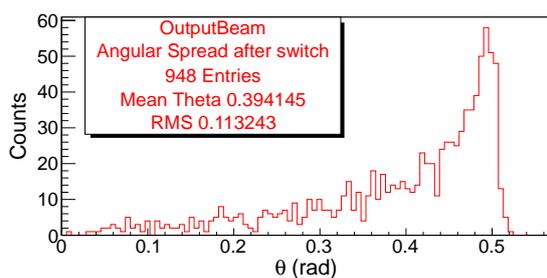
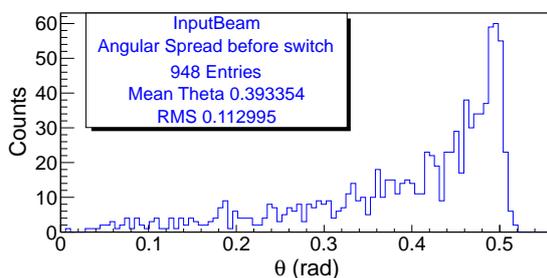
Dispersion angulaire Il convient à présent d'étudier l'effet du système sur la dispersion angulaire des particules. La figure 4.31 montre qu'aussi bien en transport rectiligne que vers la ligne oblique, et quelle que soit l'orientation de la bobine mobile, **la dispersion angulaire des positons n'est pas sensiblement affectée par le système.**



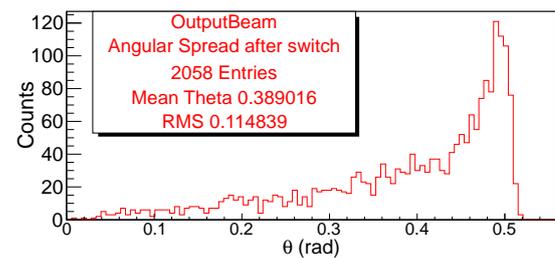
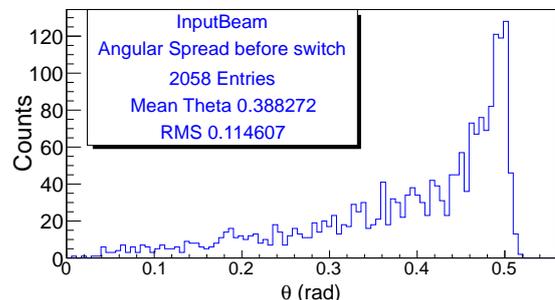
(a) Transport rectiligne, la bobine mobile n'est pas inclinée.



(b) Bobine mobile inclinée de 20 degrés.



(c) Bobine mobile inclinée de 25 degrés.



(d) Bobine mobile inclinée de 30 degrés.

FIGURE 4.31 – Dispersion angulaire des faisceaux d'entrée et de sortie du système pour diverses valeurs d'inclinaison de la bobine mobile.

Conclusions

Les principales conclusions de cette étude sont donc que :

- le design initial pour le beam switch assure le transport des positons vers chacune des deux lignes en aval du système,
- l'angle optimal d'inclinaison de la bobine mobile pour assurer le centrage du faisceau de sortie dans la ligne oblique est de 25 degrés,
- la dispersion angulaire des particules n'est pas sensiblement perturbée par le système quelle qu'en soit la ligne de sortie.

4.3.7 Ligne entière

La mise au point d'un modèle magnétique (figure 4.32) de la ligne entière s'est faite en parallèle de sa mise en plan sous CATIA[®] 1 (figure 4.33) par le bureau d'étude pour fabrication.

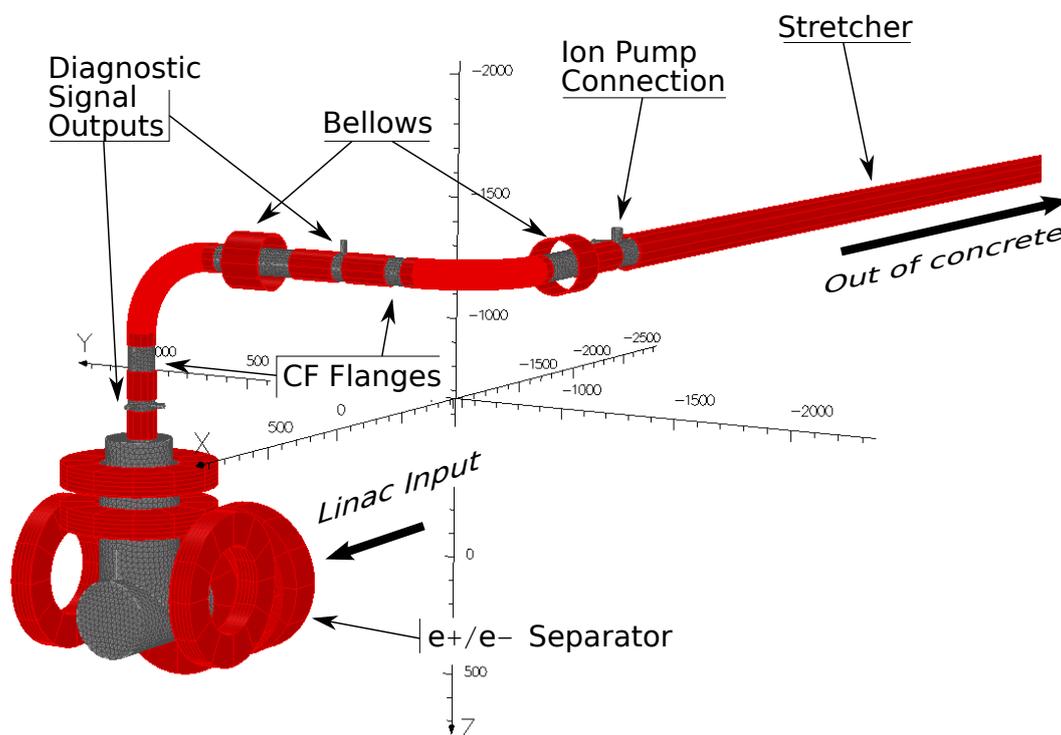


FIGURE 4.32 – Vue générale du modèle magnétique de la ligne de positons lents.

Les considérations technologiques seront présentées dans la section 4.4.

Résultats des simulations

Transport On observe sur la figure 4.34 que le transport des positons est assuré tout au long de la ligne. Le modèle ne comprenant pas de déflecteurs la tache de sortie est décentrée comme prévu. L'effet simulé ne prend en compte que les déviations du second ordre dans les coudes alors qu'en réalité tout champ parasite environnant pourra participer à l'excentrage du faisceau.

On note également que la tache de sortie est de taille légèrement inférieure à celle du faisceau incident, ce qui est dû au fait que l'intensité du champ dans le *stretcher* (~ 10 mT) est supérieure

1. Propriété de Dassault Systèmes

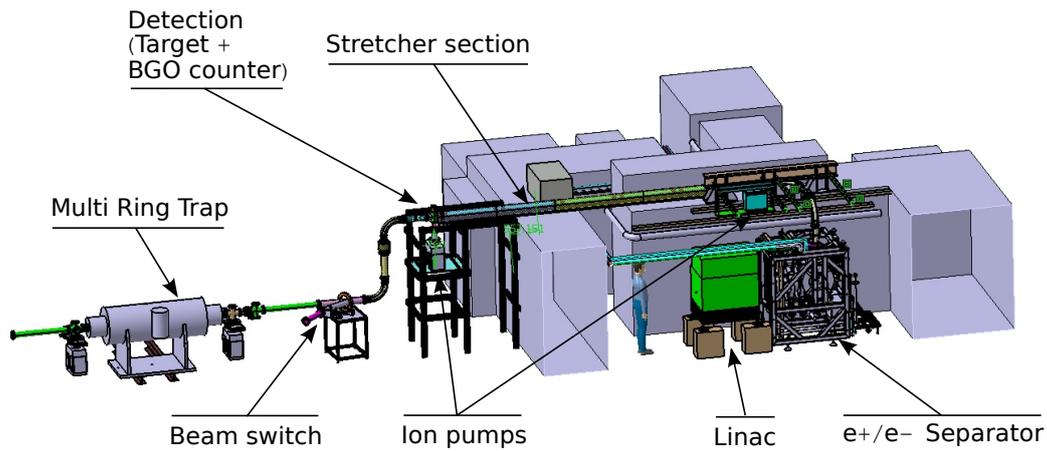


FIGURE 4.33 – Vue générale du modèle mécanique de la ligne de positons lents.

à celle du séparateur e^+/e^- dont le champ est seulement de quelques millitesla tant qu'on utilise un modérateur tungstène.

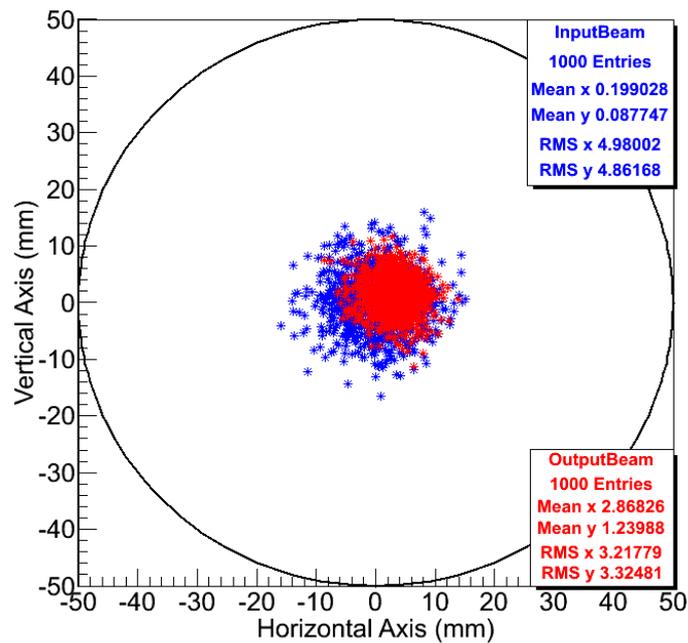


FIGURE 4.34 – Tâches faisceau comparées à l'entrée et à la sortie de la ligne. Les taches bleue et rouge sont les distributions spatiales transverses des positons respectivement évaluées 1 mm après le modérateur puis au milieu du *stretcher*.

Dispersion angulaire L'influence du transport des positons à travers la ligne entière sur leur dispersion angulaire est présentée dans la figure 4.35. On observe que cette dispersion

augmente fortement, ce qui devra être pris en compte lors de l'adaptation du faisceau à l'entrée du piège (MRT).

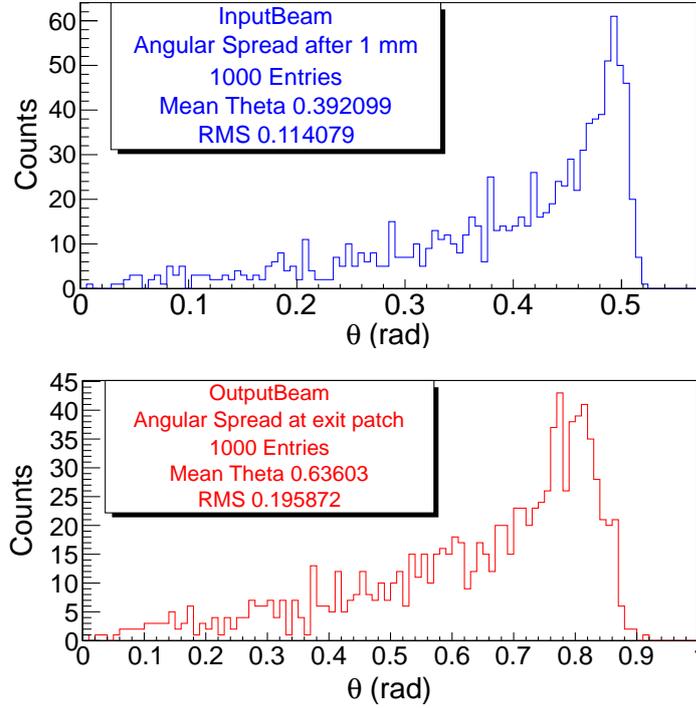


FIGURE 4.35 – Dispersions angulaires à l'entrée et à la fin de la ligne. On rappelle que θ est l'angle d'élévation par rapport à la direction de propagation du faisceau. Une dispersion accrue signifie donc qu'en moyenne les particules voient leur impulsion transverse augmenter au détriment de leur impulsion longitudinale.

Espace des phases Une autre manière d'illustrer la divergence des trajectoires des positons par rapport à l'axe du faisceau est l'espace des phases. Chaque particule peut être caractérisée à un instant donné dans un espace à six dimensions en utilisant les trois coordonnées de sa position et les trois coordonnées de son impulsion. Une qualité d'un faisceau de positons est le volume occupé dans cet espace des phases (« PSV », pour *Phase Space Volume*). Plus ce volume est faible et plus un faisceau sera fin et parallèle, à dispersion longitudinale constante. De plus, le théorème de Liouville stipule que le PSV est conservé en présence de forces uniquement conservatives. La figure 4.37 présente des coupes du PSV du faisceau simulé à l'entrée et à la sortie du modèle de la ligne, selon les dimensions transverses (perpendiculaires à la direction principale de propagation) du faisceau. L'espace des phases « transverse » est proportionnel à $\Phi = D^2 \times E_{\perp}$, où D est le diamètre du faisceau (FWHM¹) et E_{\perp} l'énergie cinétique transverse maximale. Les figures 4.34 et 4.37 permettent de calculer l'évolution du PSV transverse lorsque le faisceau parcourt la ligne simulée :

$$\Phi_{\text{entrée}} \approx 4,0 \times 10^2 \text{ mm}^2 \text{eV} \quad (4.16)$$

$$\Phi_{\text{sortie}} \approx 4,4 \times 10^2 \text{ mm}^2 \text{eV} \quad (4.17)$$

1. Voir glossaire.

soit une augmentation d'environ 10 %. Les simulations présentées dans [Dupré, 2011] concernant l'injection des positons dans le piège prévoient une efficacité d'entrée¹ de 70 % avec $\Phi \approx 5 \times 10^2 \text{ mm}^2\text{eV}$. Il convient d'émettre une réserve toutefois quant à ce chiffre optimiste car si Φ est plus sensible au diamètre d'un faisceau qu'à son énergie transverse maximale, c'est l'inverse pour l'efficacité d'entrée dans le piège. Un ajustement de l'énergie transverse du faisceau sera donc peut-être nécessaire au détriment de son diamètre afin d'optimiser l'efficacité d'entrée des positons lors du raccordement de la ligne.

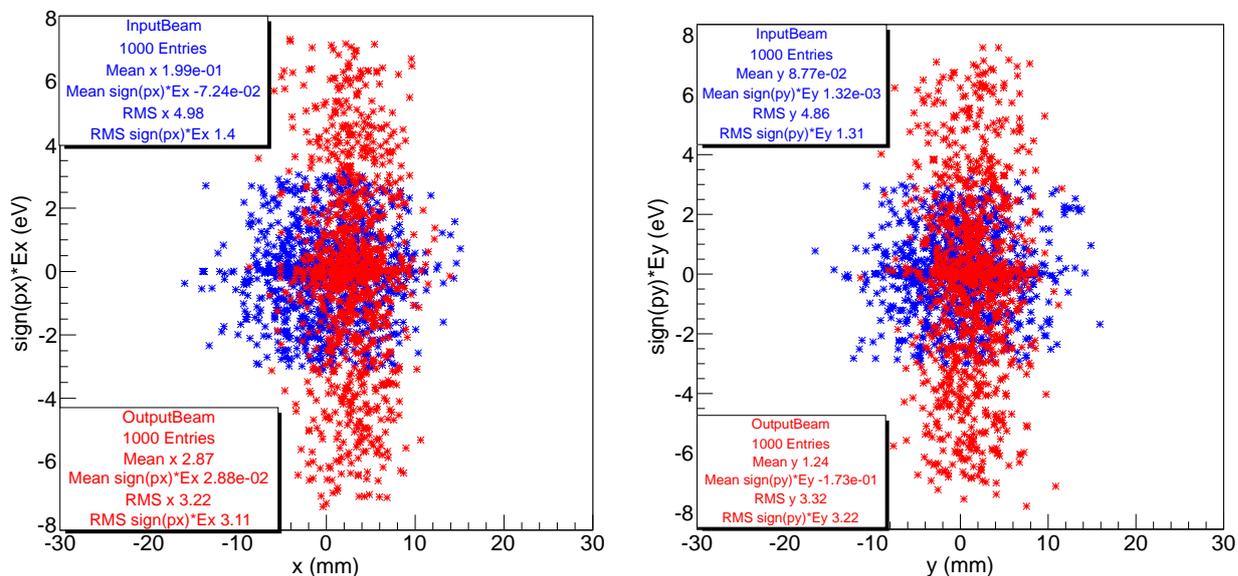


FIGURE 4.36 – Distribution des énergies cinétiques dans les dimensions transverses en entrée et en sortie de la ligne. « x » est la dimension horizontale et « y » est la dimension verticale dans un plan orthogonal à l'axe du faisceau.

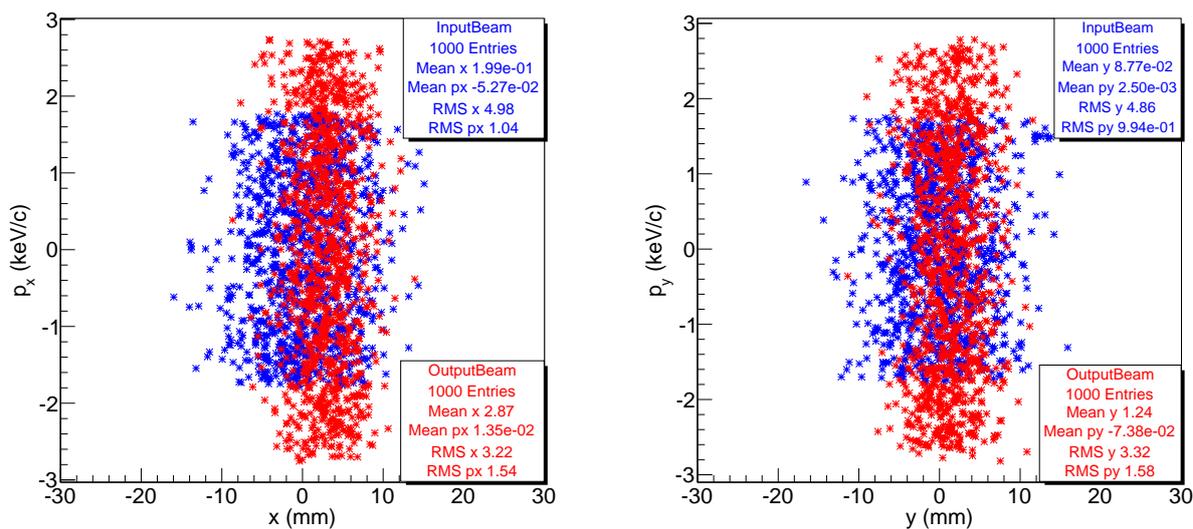


FIGURE 4.37 – Espaces des phases transverses en entrée et en sortie de la ligne.

1. Rapport entre le nombre de positons acceptés dans le piège et le nombre total de positons incidents.

Temps de vol La figure 4.38 présente l'évolution de la distribution des temps de vol des positons dans la ligne. Au lancement de la simulation, tous les positons sont virtuellement émis à l'origine des temps, c'est-à-dire que leur dispersion temporelle initiale est nulle. On observe qu'à la fin de la ligne, la largeur de la distribution en temps de vol atteint $1 \mu\text{s}$, ce qui signifie qu'on s'attend à une potentielle élongation du paquet de positons – émis nominalemt sur $4 \mu\text{s}$ – d'une microseconde à chacune de ses extrémités, soit environ 50 % d'élongation totale. Cela devra donc être pris en compte lors de la mise en place de la fonction *buncher* sur la ligne. Les simulations montrent que le temps de vol est fortement corrélé à θ . Plus θ est grand, plus la distance parcourue par une particule sera importante le long de la ligne (le pas de l'hélicoïde diminue).

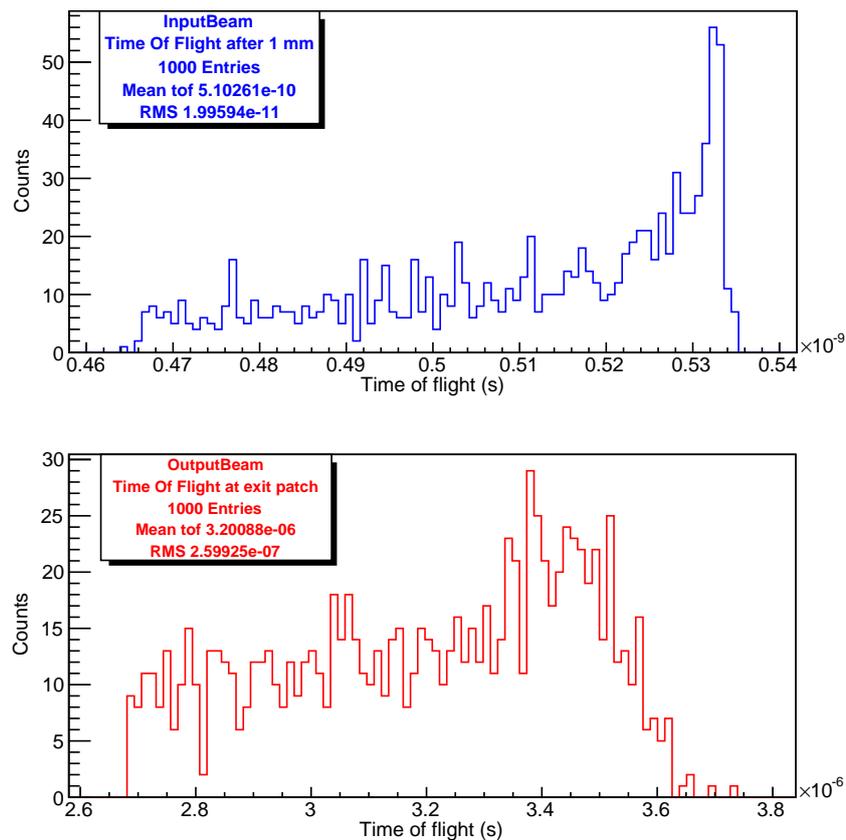


FIGURE 4.38 – Distributions comparées des temps de vol des positons après seulement 1 mm de transport, puis jusqu'au milieu du *stretcher*.

4.3.8 Compatibilité magnétique

Dimensionnement du blindage pour le *stretcher*

Comme introduit dans la section 4.2.2 (page 39) on sait que le béton armé de la casemate de l'accélérateur est une source de champs parasites. Leur intensité peut atteindre le millitesla selon les endroits. Le *stretcher* se trouvant très près du béton (voir figure 4.33), on choisit donc de le doter d'un blindage magnétique dans le but d'éviter la contamination de son champ propre par les champs parasites extérieurs. On suggère de l'entourer d'une couche de métal fortement perméable. L'objet de cette section est d'évaluer l'épaisseur e de métal nécessaire.

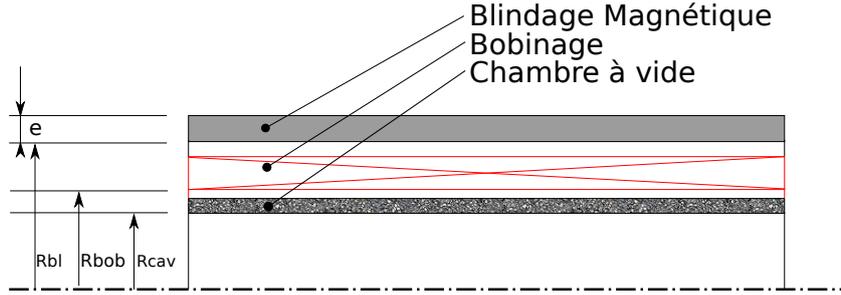


FIGURE 4.39 – Paramètres utilisés pour le calcul

Évaluation analytique L'évaluation analytique consiste simplement à calculer la section d'air magnétisée par le bobinage du *stretcher*, lui appliquer le rapport des perméabilités du vide et du fer et en déduire la section de fer nécessaire pour absorber tout le retour de flux provenant du bobinage. On fait l'hypothèse que tout ce qui se trouve à l'intérieur du bobinage (isolant, chambre à vide...) a les propriétés du vide.

Section d'air magnétisée En utilisant les paramètres introduits par la figure 4.39 on obtient la section S_{mag} d'air magnétisée :

$$\begin{cases} R_{cav} = 50 \text{ mm} \\ R_{bob} = 52 \text{ mm} \\ R_{bl} = 58 \text{ mm} \end{cases}$$

$$S_{mag} = \pi * R_{bob}^2 \quad (4.18)$$

$$\Rightarrow S_{mag} \approx 8.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \quad (4.19)$$

Section S_{bl} nécessaire pour récupérer les lignes de flux dans le blindage

$$S_{bl} = S_{mag} / \mu_{bl} \quad (4.20)$$

En prenant pour perméabilité relative du blindage $\mu_{bl} = 1000$ (pessimiste), on obtient :

$$S_{bl} \approx 8.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \quad (4.21)$$

or :

$$S_{bl} = \pi * ((R_{bl} + e)^2 - R_{bl}^2) \quad (4.22)$$

$$\Leftrightarrow e = \sqrt{\frac{S_{bl}}{\pi} + R_{bl}^2} - R_{bl} \quad (4.23)$$

$$\Rightarrow e \approx 2.15 \times 10^{-5} \text{ m} \quad (4.24)$$

$$\approx 22 \text{ microns} \quad (4.25)$$

Remarque : La perméabilité relative du fer peut aller jusqu'à 10000, ce qui introduit un coefficient de sécurité sur le calcul ci-dessus.

Il est important de préciser que ce calcul analytique n'envisage à aucun moment que le fer puisse saturer et ne plus accepter de lignes de flux. Ces résultats vont donc être confrontés à un calcul par éléments finis utilisant le solveur magnétostatique TOSCA qui – lui – prend en compte le comportement non-linéaire du fer à haut champ.

Comparaison avec un calcul par éléments finis On modélise tout d'abord une portion de bobinage, entourée d'un blindage ferromagnétique (figure 4.42). La figure 4.40 représente le champ dans le blindage en fonction de son épaisseur et de la méthode de calcul utilisée. On observe que l'écart se creuse entre le calcul analytique et le calcul par éléments finis pour les grandes valeurs du champ, même avant d'atteindre 1 Tesla.

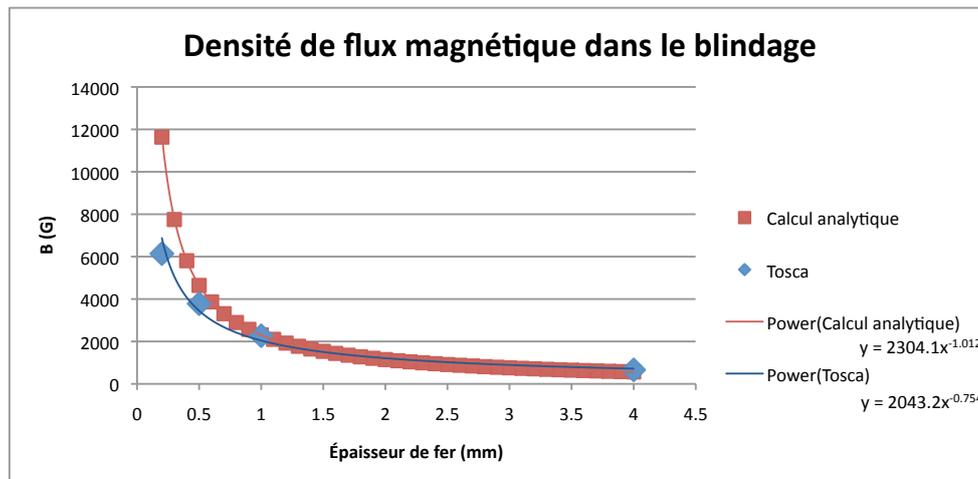


FIGURE 4.40 – Calcul de l'intensité du champ dans le blindage ferromagnétique.

Conclusion La divergence des courbes de la figure 4.40 pour les grandes valeurs du champ est interprétée comme l'apparition du phénomène de saturation. L'équipe s'est mise d'accord sur le fait qu'une tôle de 1 mm d'épaisseur permettrait d'absorber tout le retour de flux provenant du bobinage, tout en étant assez peu saturée pour permettre d'absorber également les champs venant de l'extérieur et ainsi garantir qu'ils ne perturbent pas le faisceau.

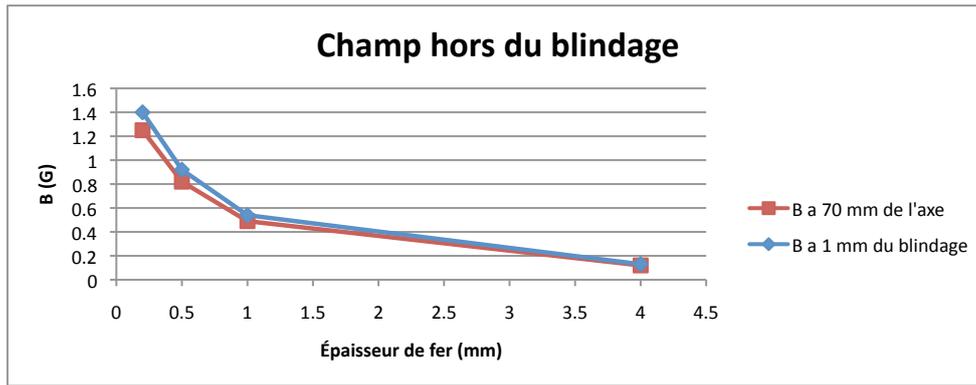


FIGURE 4.41 – Intensité du champ hors du blindage ferromagnétique.

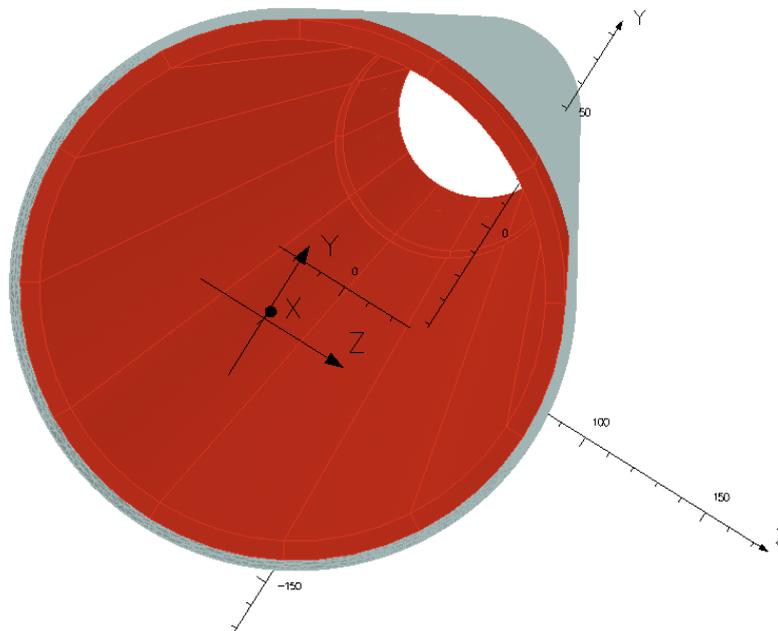


FIGURE 4.42 – Représentation du modèle à éléments finis. Le blindage est en gris (à l'extérieur) et le bobinage est représenté en rouge

Dimensionnement du blindage entre SOPHI et la ligne de positons lents

Introduction Le principe du séparateur e^+/e^- SOPHI a été présenté dans la section 3.1.3 (page 26) et bien qu'il ait été fait mention en 4.3.7 (page 64) de son faible champ, il convient d'explicitier que le dispositif SOPHI ne fonctionne pas du tout de la même manière selon qu'on utilise un modérateur isolant ou métallique. Le premier cas est celui traité en 3.1.3, c'est le fonctionnement « nominal » de SOPHI.

Mais l'utilisation d'un modérateur métallique, qui est le cas au moment de l'écriture de ce document, ne nécessite pas du tout de séparation e^+/e^- et SOPHI est alors utilisé comme simple élément de guidage, avec un champ de quelques millitesla, au lieu des dixièmes de tesla nominaux.

Il faut être conscient que les simulations de transport des positons présentées en 4.3.7 supposent un fonctionnement de SOPHI à bas champ, en configuration « tungstène ». Il convient donc de s'assurer par ailleurs que la ligne de positons lents peut fonctionner malgré les forts champs présents dans SOPHI lors de l'utilisation éventuelle d'un modérateur isolant.

Correction active Les premiers essais de transport avec SOPHI à haut champ ont simplement consisté à mettre en place un déflecteur dans le premier coude pour recentrer le faisceau dévié par le champ de fuite de SOPHI. Le problème est que si le faisceau est bien guidé le long du coude, il est de nouveau happé par le champ de fuite de SOPHI dès sa sortie (figure 4.43).

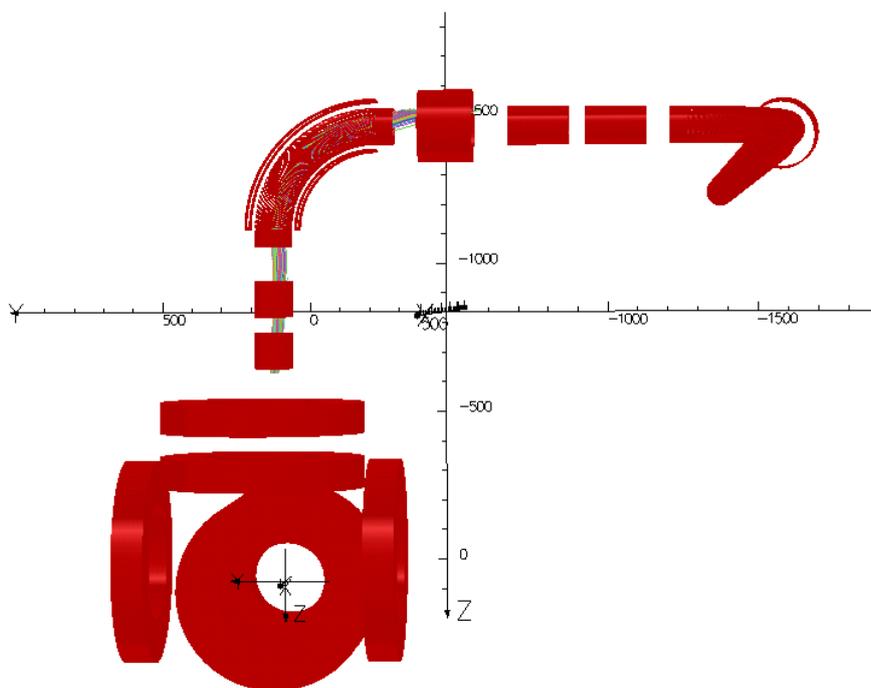


FIGURE 4.43 – Représentation du premier modèle intégrant un déflecteur sur un de ses coudes. Les positons (ici multicolores) sont émis vers le haut à la sortie de SOPHI. On s'aperçoit qu'ils s'annihilent dès la sortie du coude, happés par le fort champ de fuite vertical de SOPHI, lorsque la déviation centripète due au champ transverse du déflecteur cesse de faire effet.

Une tentative a été faite pour simuler une correction active du champ de fuite de SOPHI tout au long du transport du faisceau vers le mur (figure 4.44). On observe que si le transport est bien assuré tant que le champ de fuite est corrigé, une grande part des particules est en revanche perdue dès la fin des correcteurs. Comme cette dernière correspond à la limite du béton soutenant la fin de la ligne, il est impossible de continuer la correction active plus loin. S'il est probable que l'introduction de déflecteurs dans le deuxième coude permettrait de sauvegarder une grande partie du faisceau, cette solution présente le désavantage d'augmenter le nombre de conducteurs déjà important du montage, multipliant le nombre d'alimentations nécessaires, la complexité des réglages, etc.

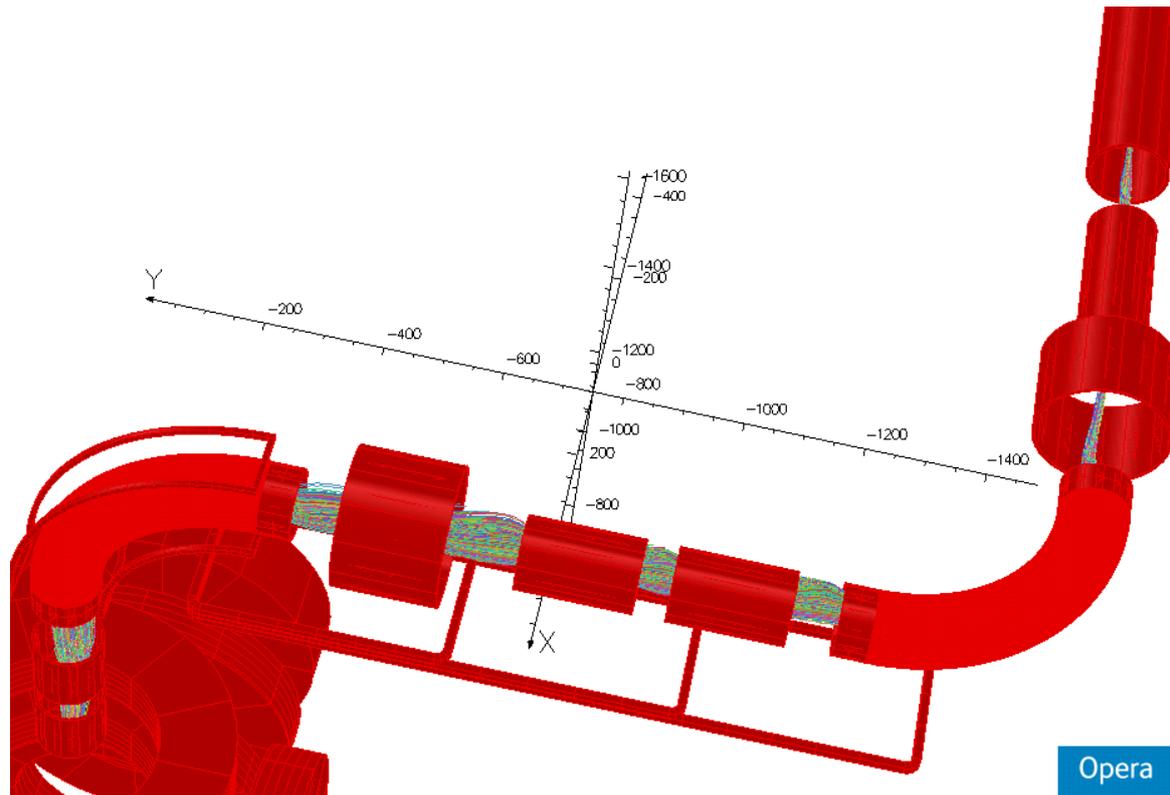


FIGURE 4.44 – Illustration de l'introduction de déflecteurs rectilignes pour la correction active du champ de fuite de SOPHI.

Correction passive La réflexion s'est ensuite orientée vers une correction passive (figures 4.45 et 4.46) en utilisant une plaque de fer pour capter les lignes de champ provenant de SOPHI et protéger la ligne d'extraction à bas champ.

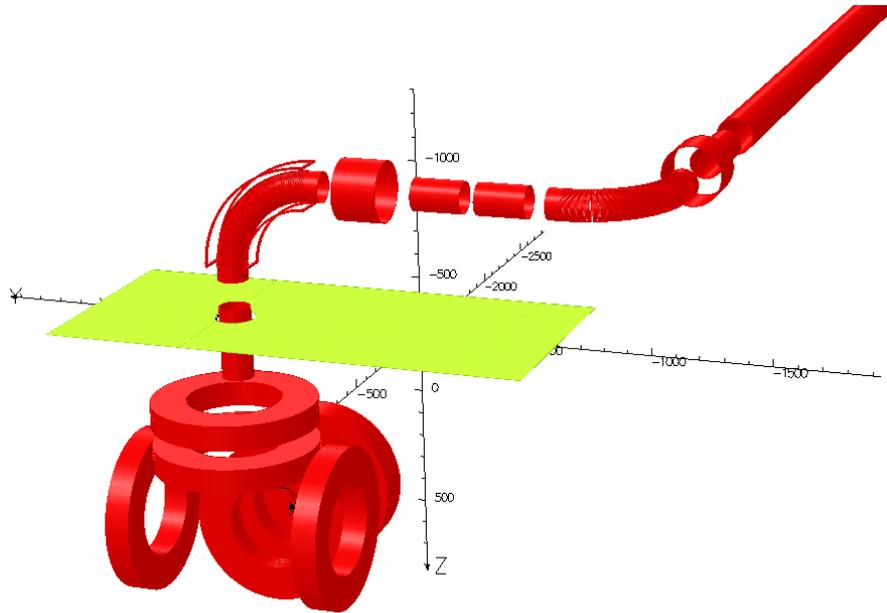


FIGURE 4.45 – Plaque de blindage

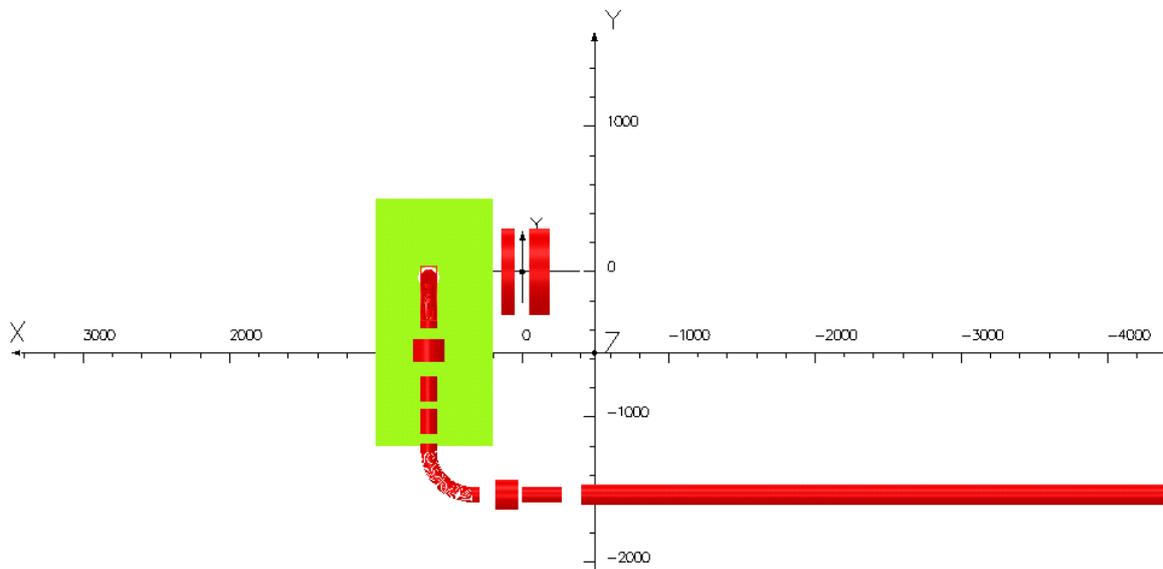


FIGURE 4.46 – Plaque de blindage

Optimisation On observe sur la figure 4.47 que si la présence de la plaque est très influente sur la valeur du champ transverse dans la partie de la ligne de positons lente qui est proche de SOPHI, son épaisseur n'a par contre presque aucune importance. Sachant qu'une épaisseur de 2 mm permet d'assurer une certaine rigidité à la plaque, il n'y a donc pas de raison de la rendre plus fine.

Comme le champ transverse maximal calculé le long de la ligne est tout de même de l'ordre du millitesla, on choisit de simuler la mise en place d'une plaque de dimensions plus importantes (figure 4.49).



FIGURE 4.47 – Effet de l'épaisseur de la plaque de blindage sur le champ transverse B_t présent le long de la ligne d'extraction des positons

La figure 4.49 montre le contour d'une plaque de blindage simulée qui s'étend jusqu'aux parois de la casemate et jusqu'au blindage propre du linac. Grâce à cette extension le champ est réduit d'un facteur 2 (figure 4.48).

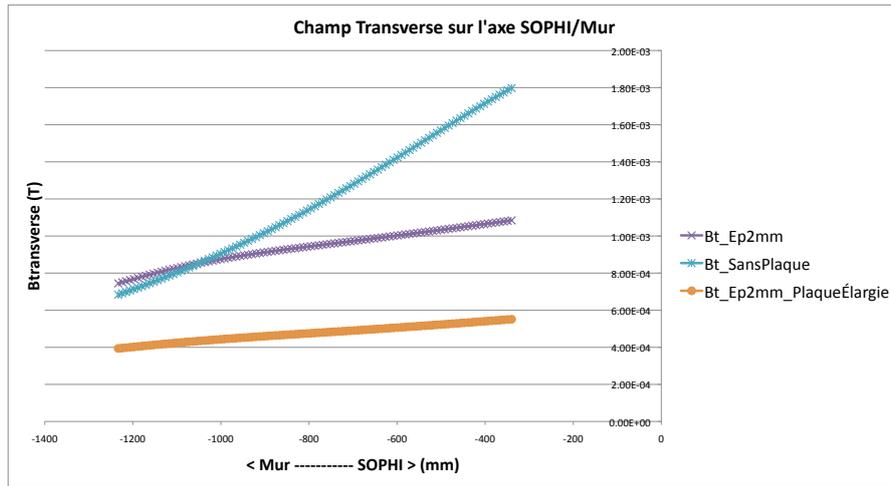


FIGURE 4.48 – Effet de l’élargissement de la plaque sur le champ transverse le long de la ligne d’extraction des positons lents.

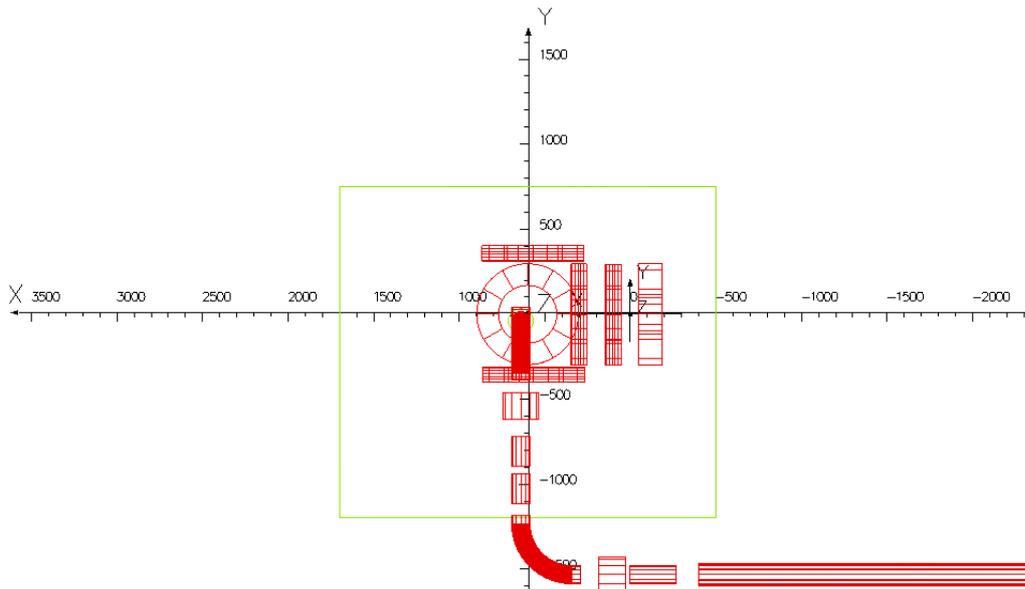


FIGURE 4.49 – Plaque de blindage élargie. Seul le contour est représenté pour la clarté de la représentation.

Conclusion La solution appropriée pour assurer l’acheminement des positons lents hors de la casemate en cas d’utilisation d’un modérateur cryogénique nécessitant la pleine puissance de SOPHI consistera donc à introduire une plaque de blindage de 2 mm d’épaisseur entre SOPHI et la ligne de positons lents.

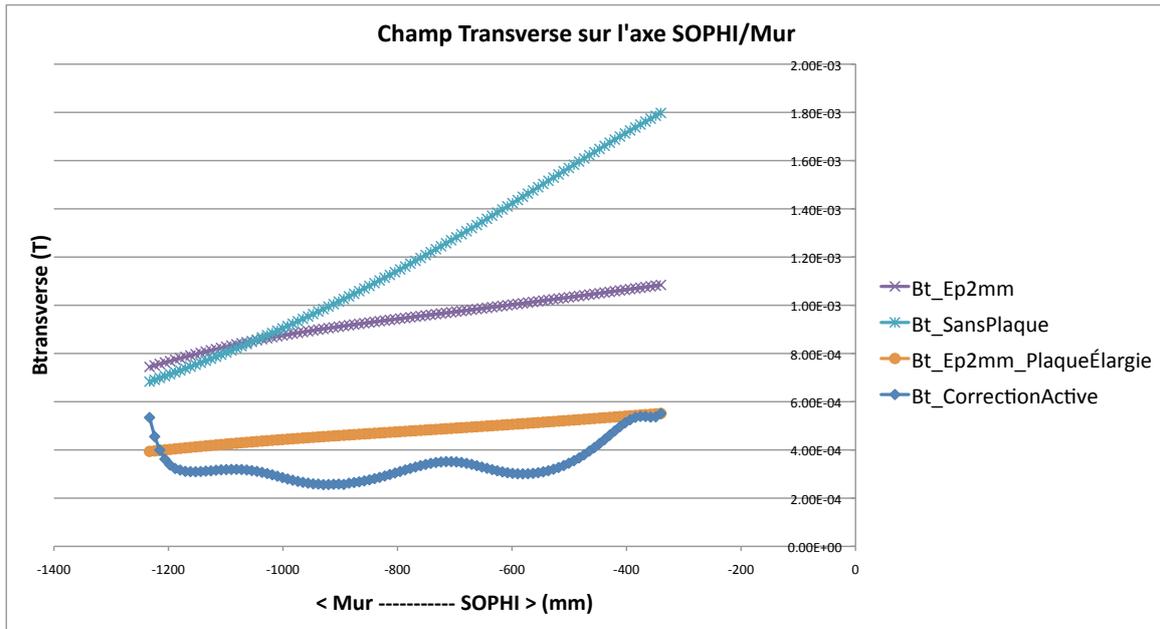


FIGURE 4.50 – Performances comparées des différentes solutions de blindage de la ligne d'extraction. On rappelle que la simulation du blindage par correction active du champ ne comprenait aucune plaque ferromagnétique.

4.4 Technologie

4.4.1 Considérations électriques

Génération du champ

Toutes les bobines de l'installation seront réalisées à l'aide d'un conducteur en cuivre, de diamètre efficace 2 mm, dont l'isolation est garantie jusqu'à une température d'utilisation de 180 °C. On dimensionne l'installation pour un courant maximum de 10 A, bien qu'on prévoie de l'utiliser à 8 A.

Solénoïdes Les solénoïdes simulés précédemment sont réalisés en bobinant le conducteur directement sur la chambre à vide, dont on rappelle que le diamètre est de 100 mm, lorsqu'il ne s'agit que d'assurer le transport des positons alors qu'il est bobiné sur des tubes rapportés au niveau des soufflets et du *stretcher*, comme expliqué précédemment (section 4.2.3, page 44). On estime que l'alimentation des solénoïdes par un courant de 8 A permettra de reproduire la densité de courant simulée.

Défecteurs Afin de satisfaire aux critères de dimensionnement énoncés en 4.3.4 (page 57) on réalise les défecteurs à l'aide de 16 tours pouvant être alimentés jusqu'à 10 A. On les place sur les coudes, dont la longueur est d'environ 50 cm. La figure 4.51 illustre leur complexion.

Beam switch Les solénoïdes du *beam switch* sont réalisés de la même manière que pour le reste de l'installation. La bobine mobile est constituée de 20 couches de 20 tours, alimentées par 6 ampères.

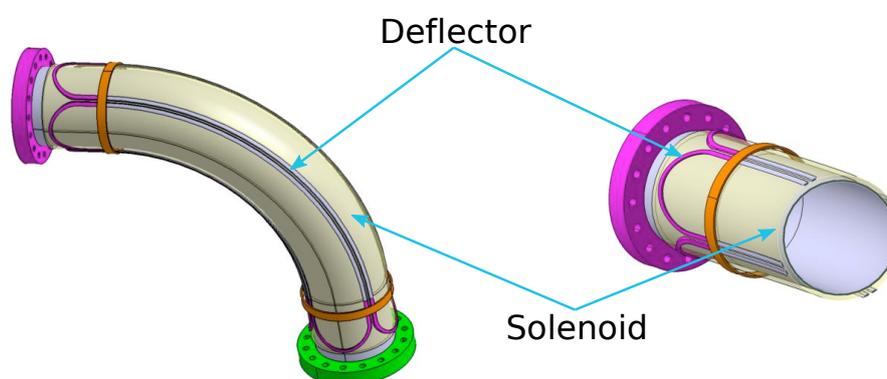


FIGURE 4.51 – Représentation du positionnement souhaité des défecteurs sur les coudes.

Puissance électrique

On va baser l'étude sur une longueur de référence de 1 m. Ainsi toutes les grandeurs considérées (longueur de bobinage, résistance, tension, puissance dissipée...) seront calculées par mètre de tube à vide.

Longueur de Bobinage En utilisant les paramètres introduits dans la figure 4.52, la longueur de bobinage unitaire l (en mètre de conducteur / mètre de tube) est donnée par :

$$l = \frac{2\pi(D + e + 2d)}{d} \quad (4.26)$$

d'où les applications numériques suivantes :

Chambre à vide

$$\begin{cases} D = 100 \text{ mm} \\ e = 2 \text{ mm} \\ d = 2 \text{ mm} \end{cases} \quad (4.27)$$

$$\implies l \approx 340 \text{ m} \quad (4.28)$$

Soufflets

$$\begin{cases} D = 200 \text{ mm} \\ e = 2 \text{ mm} \\ d = 2 \text{ mm} \end{cases} \quad (4.29)$$

$$\implies l \approx 650 \text{ m} \quad (4.30)$$

Stretcher

$$\begin{cases} D = 129 \text{ mm} \\ e = 2 \text{ mm} \\ d = 2 \text{ mm} \end{cases} \quad (4.31)$$

$$\implies l \approx 425 \text{ m} \quad (4.32)$$

Résistance En considérant une résistivité ρ_{20} du cuivre à 20°C de $1.68 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$, un coefficient de température $\alpha = 3.9 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ et en supposant une température d'opération de 50 °C, on obtient :

$$R(\Omega/\text{m}) = \frac{\rho_{50}l}{S} = \frac{(\rho_{20} + \Delta\rho)l}{S} = \frac{(\rho_{20} + \alpha\Delta T\rho_{20})l}{S} = \frac{\rho_{20}(1 + \alpha\Delta T)l}{S} \quad (4.33)$$

où S est la section du conducteur. En utilisant les résultats du paragraphe précédent on obtient :

$$R(\Omega/\text{m}) = \frac{\rho_{50} \frac{2\pi(D+e+2d)}{d}}{\frac{\pi d^2}{4}} = \frac{8\rho_{50}(D + e + 2d)}{d^3} = \frac{8\rho_{20}(1 + \alpha\Delta T)(D + e + 2d)}{d^3} \quad (4.34)$$

d'où l'on déduit les valeurs des résistances par mètre de tube bobiné pour chaque élément :

Chambre à vide

$$R_{CAV} \approx 2.0 \Omega/\text{m} \quad (4.35)$$

Soufflets

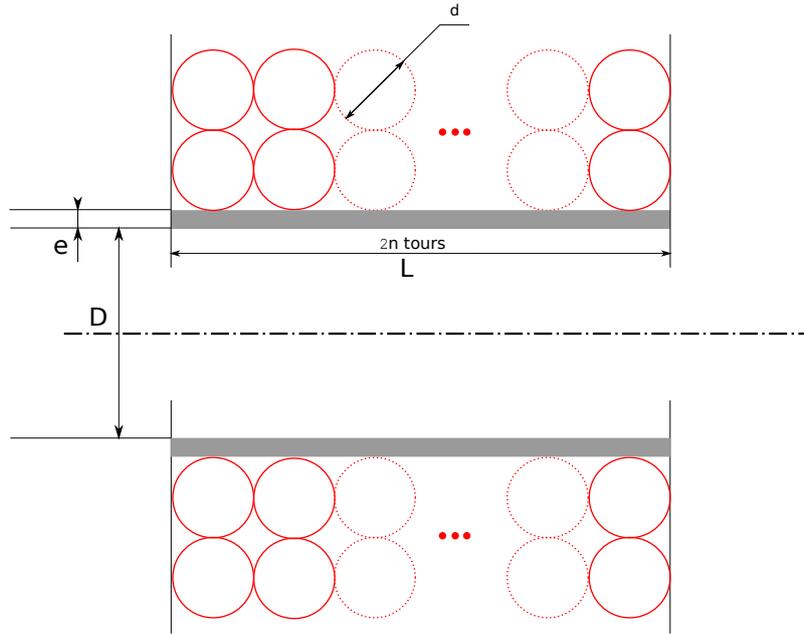


FIGURE 4.52 – Paramètres géométriques utilisés pour les calculs

$$R_{\text{Soufflets}} \approx 3.9 \, \Omega/\text{m} \quad (4.36)$$

Stretcher

$$R_{\text{Stretcher}} \approx 2.6 \, \Omega/\text{m} \quad (4.37)$$

Remarque :

Le fait que $R_{\text{Soufflets}}$ soit légèrement inférieur au double de R_{CAV} est interprété comme une conséquence du fait que l'augmentation relative du diamètre de bobinage au changement de couche diminue quand on augmente le diamètre nominal de bobinage (D).

Puissance dissipée La puissance dissipée est donnée simplement par :

$$P = RI^2 \quad (4.38)$$

En utilisant les valeurs de résistance obtenues précédemment et les courants données dans la table 4.3, on obtient :

$$\begin{cases} P_{\text{CAV}} \approx 128 \, \text{W/m} \\ P_{\text{Soufflets}} \approx 313 \, \text{W/m} \\ P_{\text{Stretcher}} \approx 163 \, \text{W/m} \end{cases} \quad (4.39)$$

Tension En utilisant les valeurs obtenues précédemment, on obtient la tension aux bornes d'un mètre de bobinage :

$$U = RI \quad (4.40)$$

soit pour chaque type de bobinage :

$$\begin{cases} U_{\text{CAV}} \approx 16 \text{ V/m} \\ U_{\text{Soufflets}} \approx 35 \text{ V/m} \\ U_{\text{Stretcher}} \approx 21 \text{ V/m} \end{cases} \quad (4.41)$$

Éléments pour le choix des alimentations

Bobinages de transport des positons Un calcul détaillé prenant en compte les dimensions de chaque conducteur de la ligne, évaluées avec l'aide du bureau d'études donne les valeurs listées dans le tableau de la figure 4.3. Les grandeurs les plus significatives sont :

- longueur totale de tube bobiné : 10 m,
- longueur de câble nécessaire : 4 km,
- résistance de tout le système : 23 Ω ,
- puissance dissipée dans tout le système : 1,5 kW.

Indice bobine	Densité de courant pr un conducteur $\varnothing 2$ double couche (A.mm ⁻²)	Courant injecté ds le conducteur (A)	Longueur (mm)	Rayon intérieur (mm)	Rayon extérieur (mm)	Nombre de tours	Courant total (A.tr)	Longueur de câble (m)	Résistance (Ω)	Puissance dissipée (W)	Tension totale (V)	Commentaire
1	2.54	8.0	106	52	56	106	848	36.0	0.22	13.9	1.7	
2	2.54	8.0	106	52	56	106	848	36.0	0.22	13.9	1.7	
3	2.54	8.0	488	52	56	488	3904	165.6	1.00	64.1	8.0	1er coude soufflet
4	2.86	9.0	156	102	106	156	1404	101.9	0.62	49.9	5.5	
5	2.54	8.0	174	52	56	174	1392	59.0	0.36	22.9	2.9	
6	2.54	8.0	174	52	56	174	1392	59.0	0.36	22.9	2.9	
7	2.54	8.0	488	52	56	488	3904	165.6	1.00	64.1	8.0	2e coude soufflet
8	2.86	9.0	156	102	106	156	1404	101.9	0.62	49.9	5.5	
9	2.54	8.0	272	52	56	272	2176	92.3	0.56	35.7	4.5	
10	2.54	8.0	5000	64.5	68.5	5000	40000	2089.2	12.64	808.6	101.1	stretcher
11	2.54	8.0	488	52	56	488	3904	165.6	1.00	64.1	8.0	3e coude
12	2.54	8.0	1500	52	56	1500	12000	508.9	3.08	197.0	24.6	section verticale
13	2.54	8.0	488	52	56	488	3904	165.6	1.00	64.1	8.0	4e coude
14	2.86	9.0	156	102	106	156	1404	101.9	0.62	49.9	5.5	soufflet
totaux			9752			9752	78484	3848	23	1521	188	

TABLE 4.3 – Résumé des caractéristiques des solénoïdes de transport.

Bobinages des déflecteurs Le tableau 4.4 donne les valeurs de courant, tension et puissance dissipée dans les déflecteurs de la ligne évalués de la même manière que précédemment. Il est important de savoir que si les solénoïdes de transport peuvent être alimentés en série lorsqu'ils ont le même courant nominal, ce n'est pas le cas des déflecteurs dont le courant devra pouvoir être ajusté à tout moment. Il faut ainsi prévoir une alimentation pilotable à distance pour chaque déflecteur.

Choix des alimentations

Pour alimenter les conducteurs listés dans les tables 4.3 et 4.4 on choisit de se doter de deux types d'alimentations :

- 1 alimentation TDK lambda Genesys 150 V, 10 A pour l'alimentation des 5 m de bobinage du stretcher,
- 7 alimentations programmables à 4 voies chacune, 32 V, 10 A, d'une puissance de 384 W (modèle Hameg HMP4040) pour le reste du système, transport et déflecteurs.

À titre de coefficient de sécurité, ces alimentations ont été dimensionnées pour permettre de fournir jusqu'à 10 A dans tout le système au lieu des 8 A nominaux dans la plupart des cas.

Indice bobine	Densité de courant pr un conducteur ø2 (A.mm-2)	Courant injecté ds le conducteur (A)	Longueur déflecteur (mm)	Nombre de tours	Courant total (A.tr)	Longueur de câble (m)	Résistance (Ω)	Puissance dissipée (W)	Tension totale (V)	Commentaire
1	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur latéral coude 1
2	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur radial coude 1
3	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur latéral coude 2
4	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur radial coude 2
5	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur latéral coude 3
6	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur radial coude 3
7	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur latéral coude 4
8	2.55	8.0	471	32	256	34.0	0.21	13.2	1.6	défecteur radial coude 4
9	2.55	8.0	1000	32	256	67.8	0.41	26.3	3.3	défecteur vertical stretcher
10	2.55	8.0	1000	32	256	67.8	0.41	26.3	3.3	défecteur horizontal stretcher
11	2.55	8.0	300	32	256	23.0	0.14	8.9	1.1	défecteur vertical détecteur final
12	2.55	8.0	300	32	256	23.0	0.14	8.9	1.1	défecteur latéral détecteur final
13	2.55	8.0	500	32	256	35.8	0.22	13.9	1.7	spare
14	2.55	8.0	500	32	256	35.8	0.22	13.9	1.7	spare
totaux			7370	448	3589	525	3	204	25	

TABLE 4.4 – Caractéristiques des déflecteurs

4.4.2 Considérations mécaniques

Les simulations montrent qu'un diamètre de 100 mm permet un transport efficace des positons (figure 4.34, page 65) tout en fournissant assez d'espace intérieur pour permettre d'insérer les dispositifs nécessaires (figure 4.10, page 47).

Comme introduit dans le cas du *stretcher* en 4.2.3 (page 44), on adopte la norme « CF » pour toutes les brides assurant le vide dans lequel évolueront les positons. La norme « KF » (pour *Klein Flange*), de manipulation plus rapide mais à l'étanchéité moindre, est retenue quant à elle pour les éléments connectés indirectement ou temporairement au système (pompe primaire ou turbomoléculaires, détecteurs de fuites...).

Les éléments de toute la chambre à vide seront réalisés autant que faire se peut en acier de nuance 316 L amagnétique. Les seuls éléments principaux non disponibles dans cette nuance sont les soufflets, dont la fonction est de réduire la rigidité du système. On en place un par axe.

La conception d'une ligne de faisceau assurant les fonctions recherchées (4.1, page 35) est maintenant terminée. La figure 4.53, réalisée par László Liskay, présente un schéma synoptique du système de vide de la ligne et en résume ainsi la structure telle qu'on l'envisage avant le montage. Celui-ci fait l'objet du chapitre suivant.

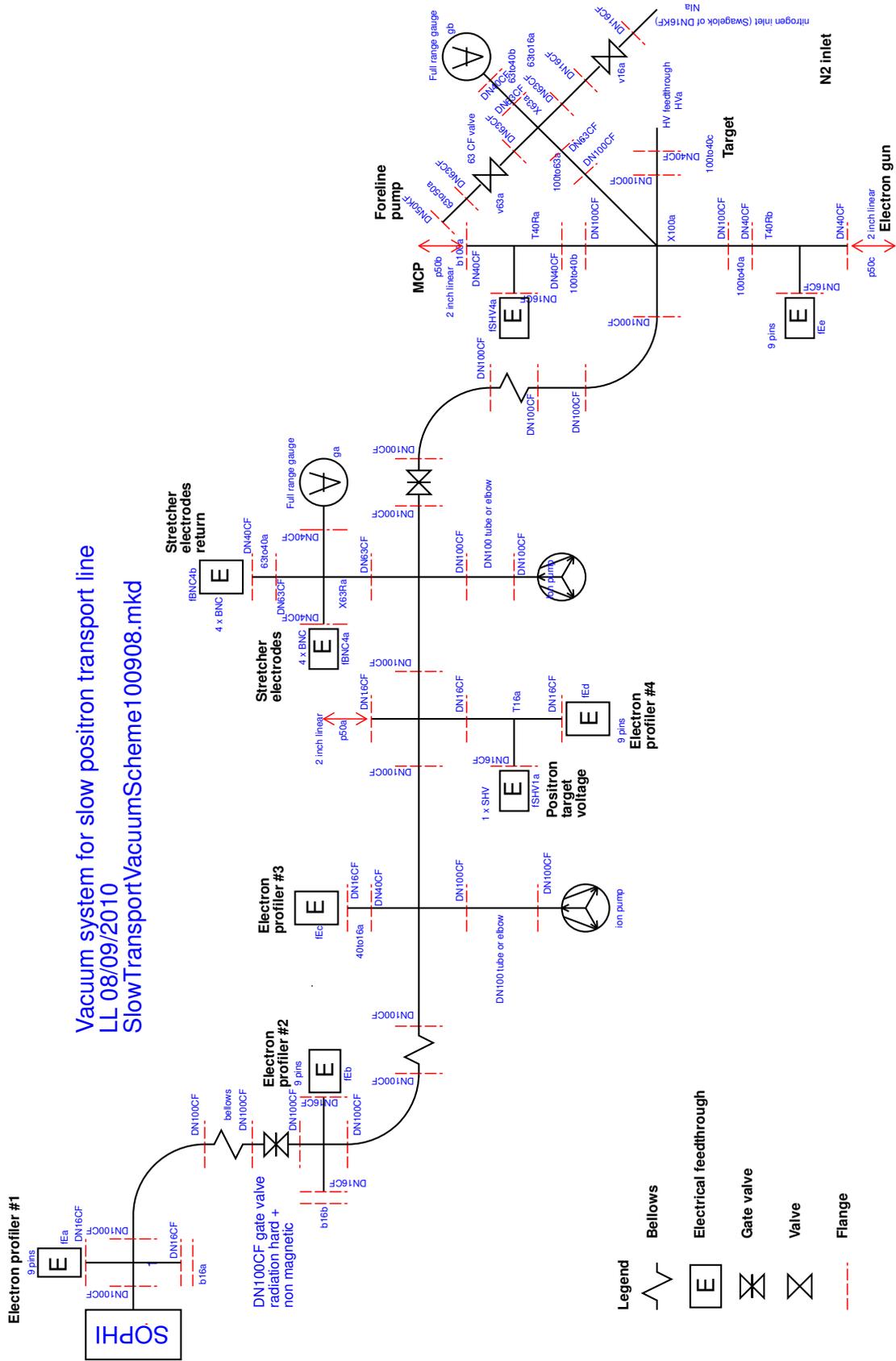


FIGURE 4.53 – Schéma synoptique du système de vide de la ligne de positons lents.

Chapitre 5

Construction de la ligne

Le montage et la mise en service de la ligne de positons lents constituent la majeure partie de la troisième année de la thèse.

5.1 Stratégie de montage

5.1.1 Démarche

Comme introduit dans la section 4.2.5 (page 45), on compte utiliser un canon à électrons pour vérifier la fonctionnalité de la ligne avant d’y injecter des positons et, du fait de leur charge opposée, les électrons devront être transportés en sens inverse par rapport aux positons pour assurer la fiabilité de ce test. La stratégie de montage consiste donc à **commencer par la fin** de la ligne, c’est-à-dire par les premiers éléments de vide dans lesquels les électrons pénétreront afin de pouvoir faire des tests de transport successifs au fur et à mesure du montage.

Du fait de l’exiguïté de la casemate de l’accélérateur et surtout du fait que le linac a continué d’être utilisé pour des tests pendant le début du montage de la ligne, ce dernier se fait en deux temps :

1. on procède tout d’abord au test des premiers éléments de la ligne en dehors de la casemate, en trois sous-ensembles :
 - (a) la ligne entre SOPHI et le *stretcher*,
 - (b) le *stretcher*,
 - (c) SOPHI (extrait auparavant de la casemate),
2. pour ensuite installer successivement les trois blocs sus-nommés dans la casemate afin d’en minimiser la période d’ouverture.

L’ordre des tests présenté ici est l’ordre chronologique dans lequel ils ont eu lieu. Il est principalement justifié par l’arrivée des pièces nécessaires et par la disponibilité des techniciens (voir Annexe A). L’ouverture de la casemate correspond au démontage de l’enceinte en béton de l’accélérateur. Cette opération interdit tout tir.

5.1.2 Montage simplifié

Pour obtenir le premier faisceau de positons au plus vite, quelques simplifications vont être faites par rapport au schéma de la figure 4.53 (page 83) :

- seuls 2 coudes sur 4 seront installés dans un premier temps, les 2 derniers servant principalement à rapprocher le faisceau du sol, ce qui n’est pas nécessaire pour les premiers tests, le piège (MRT) n’étant pas encore connecté à la ligne,

- la croix à 5 branches prévue à la fin de la ligne ne comportera que le canon à électrons, fixe, la galette multicanaux (MCP¹) prévue initialement étant inutile tant qu'un faisceau de positons n'est pas disponible de manière stable. La détection des premiers positons se fera donc à l'aide des photons γ émis lors de leur annihilation sur la cible prévue à cet effet.

5.1.3 Planning

Bien que la construction du canon à électrons de test ait commencé tôt dans l'année, les premières parties de la chambre à vide bobinée ne sont arrivées que courant mars 2011. Les tests de transport dans les différentes parties de la ligne se sont donc déroulés entre mars et mai 2011, auxquels a succédé le montage de toute la ligne dans la casemate pendant les 2 mois qui suivirent. Bien que les premiers tests et montages aient pu être réalisés seul, le montage du *stretcher* et de la ligne entière relevait nécessairement d'un travail d'équipe. Un planning a donc été mis au point afin de coordonner les interventions de chacun, avec l'objectif d'acquiescer les premières mesures de positons avant la période estivale durant laquelle l'activité du laboratoire est grandement réduite. À titre d'illustration du travail de coordination des opérations de montage, une version du planning datant du début du mois de juillet 2011 est présentée en annexe de ce document. Les premiers positons ont été détectés le 26 juillet 2011, soit un mois après la fin du mois de juin qui était l'objectif fixé en début d'année.

5.2 Canon à électrons de test

5.2.1 Objectif

L'idée est de disposer d'une source d'électrons de conception simple, peu onéreuse, légère, montable et démontable facilement et d'énergie comparable aux positons modérés pour permettre de tester la ligne de transport des positons avec des électrons dans un premier temps et d'en faciliter ainsi le réglage.

5.2.2 Conception

La plupart des pièces utilisées pour la construction de ce canon proviennent de la série « eV-Parts » de Kimball Physics Inc. Ce sont des pièces standardisées, spéciales pour l'ultravide (matériaux, surfaces, propreté...) ici limité à 10^{-7} mbar, facilitant la construction de petits montages simples comme ce canon. Les figures 5.1 et 5.2 en présentent respectivement le principe de fonctionnement et une vue d'ensemble. La cathode est une simple lampe halogène de 10 W, 6 V, privée de sa protection transparente afin d'exposer le filament. Toute la structure métallique est connectée à la masse électrique de sorte que la tension d'extraction des électrons ne dépend que des potentiels appliqués aux bornes de la cathode.

1. Voir glossaire.

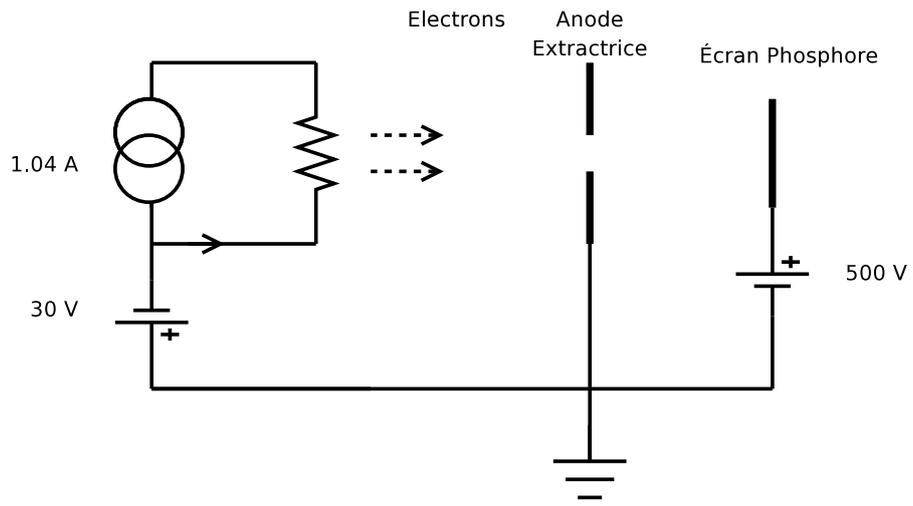


FIGURE 5.1 – Schéma pseudo-électrique du canon à électrons.

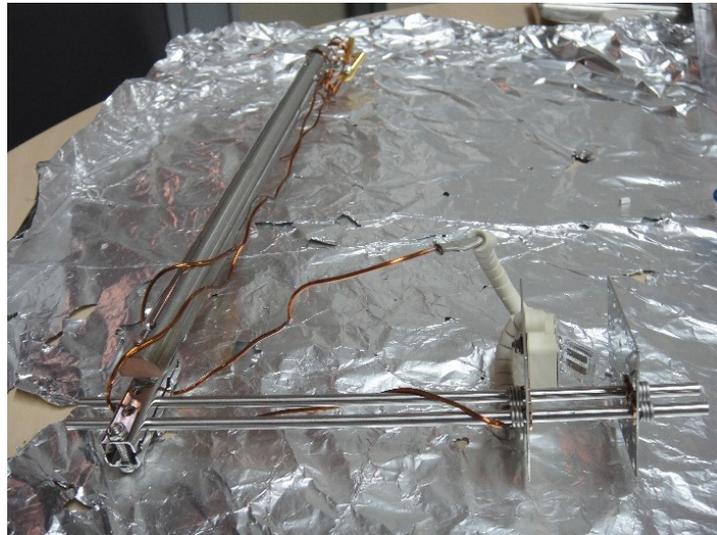


FIGURE 5.2 – Vue d'ensemble du canon à électrons et de son support avant de l'insérer dans la chambre à vide.

5.2.3 Montage de test

Pour vérifier le fonctionnement du canon, on réalise un montage de test simple. Il consiste à placer le canon (figure 5.2) en face d'un écran fluorescent (figure 5.4) dans une simple chambre à vide rectiligne, entourée d'une bobine créant un champ magnétique suffisant pour assurer le transport des électrons sur quelques centimètres. La figure 5.3 présente une vue d'ensemble de ce montage de test du canon.



FIGURE 5.3 – Vue d'ensemble du montage de test du canon à électrons. Celui-ci se trouve dans la croix et tire vers l'écran fluorescent situé à l'extrémité droite de la chambre à vide. Le câble rouge sur la droite est l'alimentation en haute tension de l'écran et le flexible métallique relie le tout au groupe de pompage.



FIGURE 5.4 – Écran fluorescent prévu pour l'aperçu du faisceau d'électrons. Le support de l'écran est soudé sur la bride au fond de la chambre à vide et isolé de ce dernier pour permettre d'y appliquer le potentiel requis (voir 5.2.4).

La figure 5.5 montre la trace des électrons sur l'écran fluorescent.

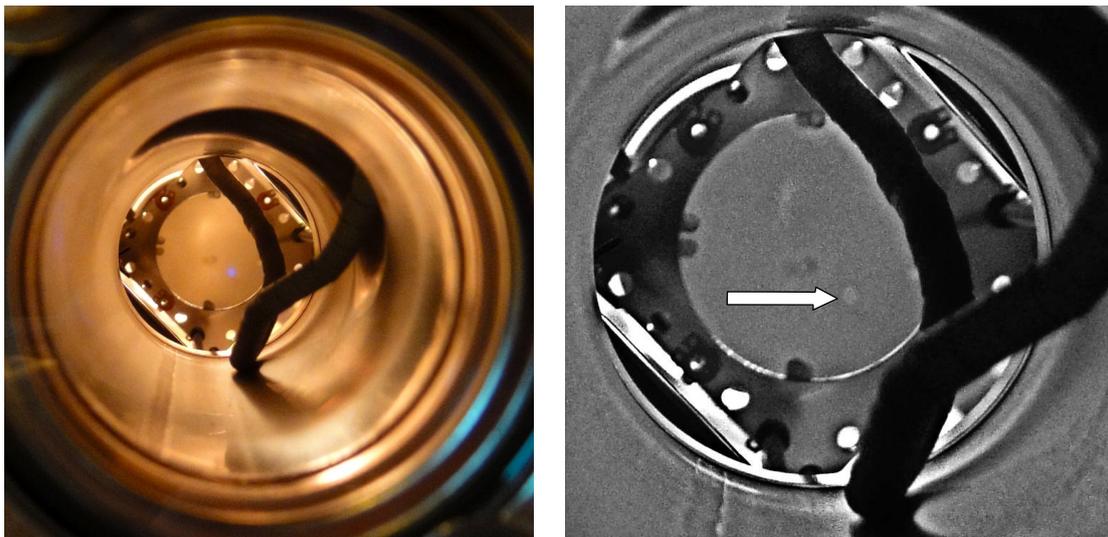


FIGURE 5.5 – Tâche laissée par les électrons sur l'écran fluorescent, en bleu au centre de l'image de gauche et au bout de la flèche sur l'image de droite dont le contraste a été augmenté. Les autres marques visibles au dessus sont dues à la luminescence de la cathode et à un effet de rémanence sur l'écran. La puissance déposée ne doit pas dépasser 1 W/mm^2 .

5.2.4 Tensions et courant

Les valeurs des grandeurs physiques relatives au canon sont résumées dans le tableau suivant :

Grandeur	Valeur
Tension d'extraction	30 V
Biais sur l'écran fluorescent	500 V
Courant de chauffage cathode	1.04 A
Courant transmis	$\sim 10 \mu\text{A}$

TABLE 5.1 – Paramètres habituels lors de l'utilisation du canon.

5.3 Diagnostics faisceau

Lors des premiers tests de fonctionnement du canon à électrons la détection était assurée par un écran fluorescent (figure 5.5) mais ses dimensions réduites, le fait que la position du faisceau ne soit disponible que sous forme d'image et le caractère destructif de la mesure interdisent de l'utiliser à la place des diagnostics faisceau introduits au chapitre 4.

5.3.1 Matériaux

Les diagnostics faisceau (support et plaques) sont construits en acier inoxydable de nuance « 316L » particulièrement amagnétique et donc inoffensif vis-à-vis des champs nécessaires au guidage du faisceau. La figure 5.6 montre les coupes de Faraday en forme de quadrants introduits au paragraphe 4.2.5 sur lesquelles les électrons déposent leurs charges quand le faisceau est décentré. Les isolants placés entre les plaques et le support sont quant à eux en alumine (Al_2O_3).

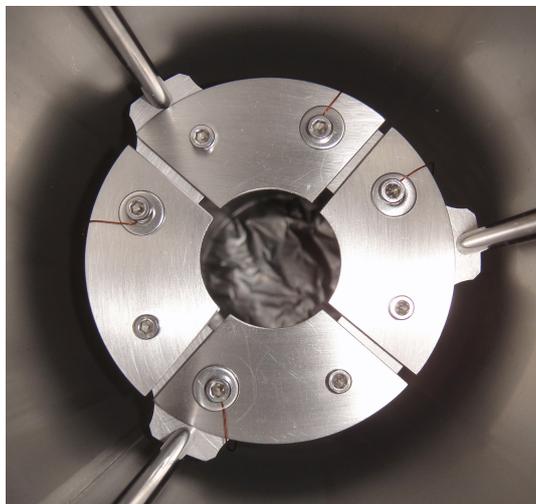


FIGURE 5.6 – Plaques sensibles d'un diagnostic faisceau. Le point de vue est celui des électrons lorsqu'ils abordent le dispositif.

5.3.2 Utilisation

Le courant déposé par le faisceau d'électrons est lu par un oscilloscope aux bornes d'une résistance. Une manière de caractériser la tache du faisceau d'électrons est d'appliquer une rampe

en courant sur les bobines de déflexion installées sur la ligne et d'observer le signal délivré par un diagnostic faisceau alors que la tache se déplace radialement sur celui-ci. La figure 5.7 en donne un exemple. L'analyse de ces signaux est développée au chapitre 6.

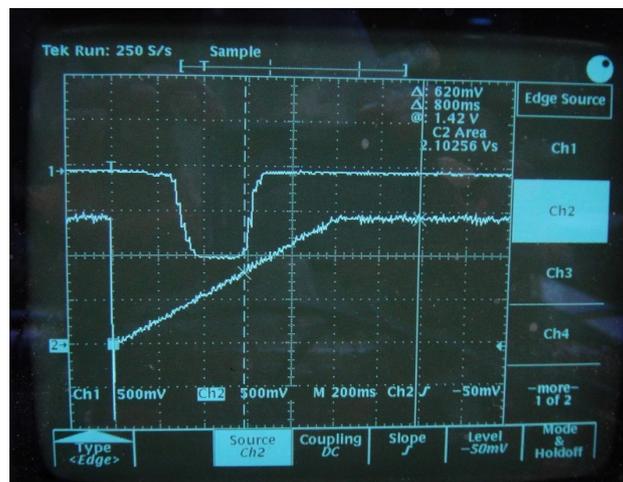


FIGURE 5.7 – Premier signal lu à l'aide d'un diagnostic faisceau. Le canal 2 montre la rampe en courant appliquée dans les bobines de déflexion (5 A établis en une seconde) et le canal 1 montre le courant traversant une plaque du diagnostic alors que la trajectoire du faisceau s'en approche, la croise puis s'en écarte sous l'effet de la déflexion croissante. L'échelle verticale de 500 mV/div. nous indique que le signal d'une hauteur de 2 divisions représente un courant d'électrons de 1 μ A (la résistance interne de l'oscilloscope est réglée sur 1 M Ω).

5.4 Chambre à vide

5.4.1 Ligne reliant SOPHI au *stretcher*

La première partie de la ligne à être assemblée est celle destinée à relier SOPHI au *stretcher*. Comme prévu, le canon à électrons est placé à une extrémité – celle correspondant à l'emplacement du *stretcher* – et l'écran fluorescent est situé à l'autre extrémité. Cette portion de ligne présentant deux coudes, elle comprend également deux diagnostics faisceau. La figure 5.8 présente le montage.

C'est dans cette portion de la ligne qu'a été obtenu le signal d'électrons présenté sur la figure 5.7. Cette mesure permet une première estimation de la capacité de déviation des défecteurs montés sur les coudes : 12,5 mm/A, ce qui concorde avec leur critère de dimensionnement qui était de pouvoir dévier le faisceau d'un bout à l'autre de la chambre, soit 100 mm/10 A = 10 mm/A (4.3.4, page 57).

Après l'alimentation des solénoïdes à 10 A pendant plusieurs heures, leur température est montée à un peu moins de 50 °C, ce qui confirme l'estimation qui avait été faite de leur température de fonctionnement (4.4.1, page 79).

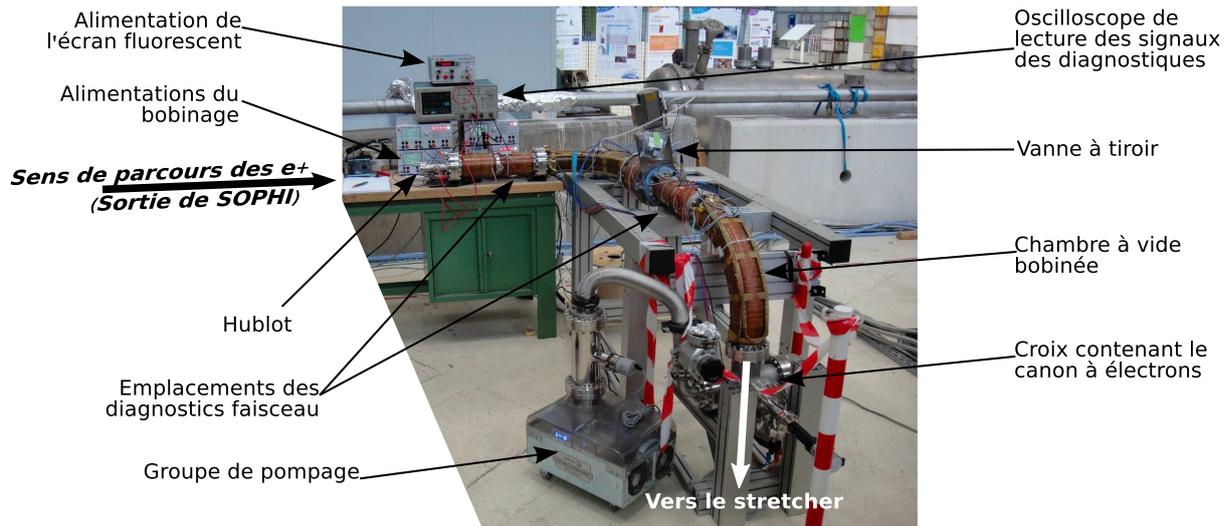


FIGURE 5.8 – Banc de test de la partie de la ligne destinée à relier SOPHI au *stretcher*.

5.4.2 SOPHI

L'étude de SOPHI (présentée en 3.1.3) a été effectuée lors d'un stage et sa construction s'est achevée en 2008, avant le début de la présente thèse [Ruiz, 2006].

5.4.3 *Stretcher*

Nature des opérations Les opérations effectuées sur la section de chambre à vide devant recevoir le *stretcher* ont consisté en :

- un test de tenue au vide,
- un test du fil chauffant destiné à permettre l'étuvage du tube une fois monté,
- la mise en place des bobines rapportées tout en assurant le câblage complet du système (fil chauffant et bobinages).

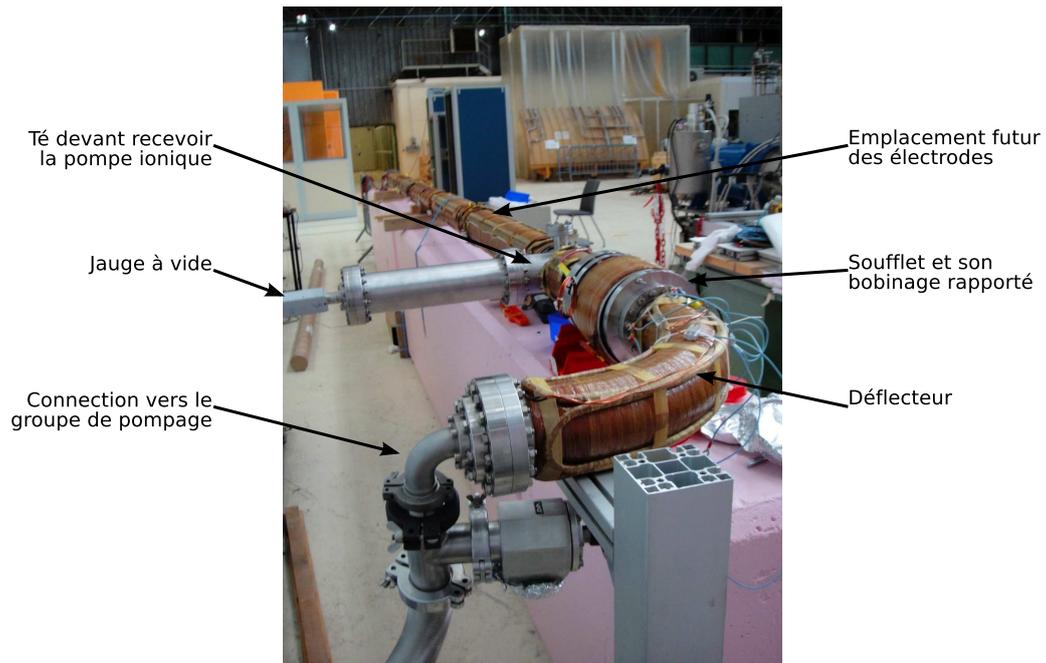


FIGURE 5.9 – Photographie du *stretcher* une fois monté, avec ses bobinages rapportés.

Assemblage Le montage du *stretcher* a d’abord consisté à mettre en place le fil chauffant pour l’étuvage ainsi que les dispositifs de contrôle de la température, puis les centreurs pour le maintien des bobines, puis la couche d’aluminium d’isolation et enfin les bobines elles-mêmes. Une fois le tout mis en place, le câblage a pu commencer.



FIGURE 5.10 – Photographie du *stretcher* pendant le montage. Les 5 bobines d’un mètre de long s’emmanchent sur le *stretcher* et sont maintenues par des centreurs métalliques. Le papier d’aluminium sert à minimiser la quantité de chaleur émise vers le bobinage lors de l’étuvage du tube à vide.

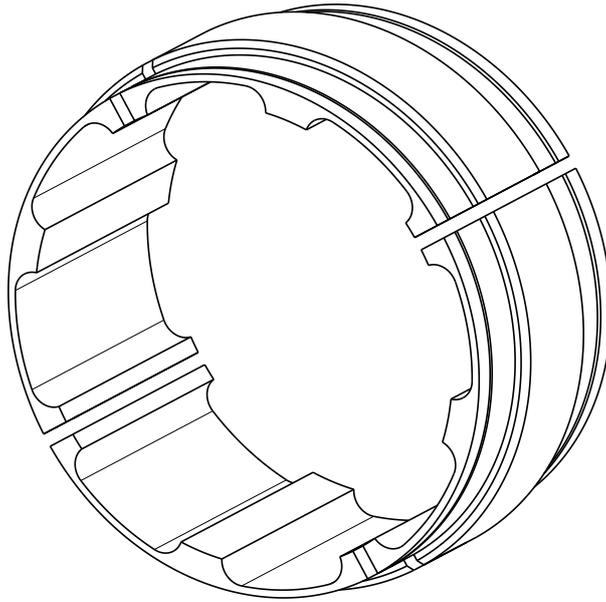


FIGURE 5.11 – Représentation d’un des centreurs destinés au maintien du bobinage rapporté. Les évidements intérieurs servent à la fois au passage des fils chauffants pour l’étuvage du tube mais aussi à limiter le transfert de chaleur par conduction entre le tube à vide et les tubes sur lesquels sont bobinés les conducteurs.

5.5 Câblage

Le câblage de l’installation a eu lieu durant les 2 dernières semaines du mois de juin 2011, en collaboration avec le service d’ingénierie électrique. Il s’agit principalement d’alimenter tous les appareils actifs en courant (bobines, vannes, pompes...) et de connecter chaque capteur à son contrôleur (diagnostics, thermocouples, jauges à vide...).

5.5.1 SOPHI

Aucun nouveau circuit n’a été ajouté sur SOPHI et les opérations de câblage consistaient surtout à renforcer et sécuriser l’existant : pose de serre-câbles, remplacement des câbles endommagés...

5.5.2 Ligne entre SOPHI et le stretcher

Les câbles de la portion de ligne située entre SOPHI et le stretcher passent par la chicane d’entrée de la casemate. Ils font 30 m de long et leur section est de $4,31 \text{ mm}^2$. La figure 5.12 représente schématiquement les bobines concernées.

5.5.3 *Stretcher*

Le *stretcher* comporte plusieurs types de circuit qui sortent tous de la casemate par le même endroit que le *stretcher* lui-même :

- les deux couches des 5 bobines du *stretcher* induisant le champ de guidage des positons sont connectées en série.,

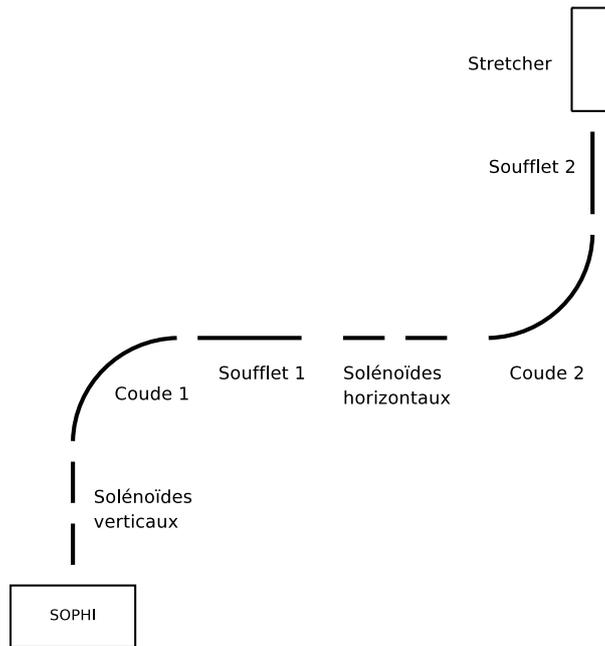


FIGURE 5.12 – Schéma de la portion de ligne de positons située entre SOPHI et le stretcher.

- les 4 défecteurs (2 directions à chaque extrémité du stretcher) destinés à assurer le parallélisme entre les champs magnétique et électrique une fois que les électrodes seront installées,
- les thermostiches permettant de couper l’alimentation des chaufferettes si la température des solénoïdes centraux du stretcher dépasse 100°C ,
- les thermocouples pour contrôler la température,
- les chaufferettes pour l’étuvage.

5.6 Assemblage

Dans la logique de la démarche introduite en 5.1.1, on procède finalement à la mise en place et à l’assemblage dans la casemate de l’accélérateur des trois blocs principaux de la ligne :

1. on replace tout d’abord SOPHI à la sortie de l’accélérateur,
2. on place le *stretcher* sur la paroi en béton devant le supporter (figure 5.13),
3. on connecte ensuite les deux premiers assemblages avec la ligne prévue à cet effet en jouant sur la longueur de son soufflet pour assurer la compatibilité de l’ensemble (figure 5.14).



FIGURE 5.13 – Photographie de l'intérieur de la casemate pendant le montage de la ligne. SOPHI et le *stretcher* ont déjà été mis en place mais ne sont pas encore connectés.



FIGURE 5.14 – Photographie de la partie de la ligne de positons reliant SOPHI au *stretcher*.

Chapitre 6

Caractérisation de la ligne

6.1 Transport

6.1.1 Démarche

La caractérisation du transport des particules dans la ligne se fait conformément à la stratégie de montage présentée en 5.1.1. On procède donc tout d'abord à l'injection d'électrons dans les sous-ensembles de la ligne, puis à son assemblage, pour enfin procéder au transport d'électrons dans la ligne entière. Il est à noter que le *stretcher* étant installé dans une section droite, il a été considéré que le transport des positons y était évident et aucun test préliminaire de transport d'électrons n'y a été effectué.

Une application de ces tests consiste à mettre au point une méthode de centrage automatique du faisceau de positons. Il s'agit de corrélérer les sigaux d'électrons avec les courants injectés dans les bobines de déflexion afin d'en déterminer la configuration optimale.

6.1.2 SOPHI

Montage

Le test de transport dans SOPHI consiste à connecter le canon à électrons à sa sortie comme l'illustre la figure 6.1 et à régler les champs magnétiques de manière à détecter les électrons au niveau du porte cible, à l'aide de la cible épaisse isolée qu'il comporte (en vert sur la figure 3.1, page 26). Le porte modérateur et la cible épaisse centrale n'étaient pas encore en place au moment de ces mesures.

Principe des mesures

Les bobines de SOPHI sont de deux types :

1. Le champ principal – ici limité à une dizaine de millitesla mais pouvant monter jusqu'à plusieurs centaines de millitesla – est généré par les bobines épaisses présentées par la figure 3.2 (page 27),
2. SOPHI ne présentant pas de défecteurs du même type que ceux montés sur le reste de la ligne, l'ajustement du guidage du faisceau se fait à l'aide de bobines de compensation, jointes aux bobines principales par construction, de même diamètre, mais plus fines et comportant moins de tours.

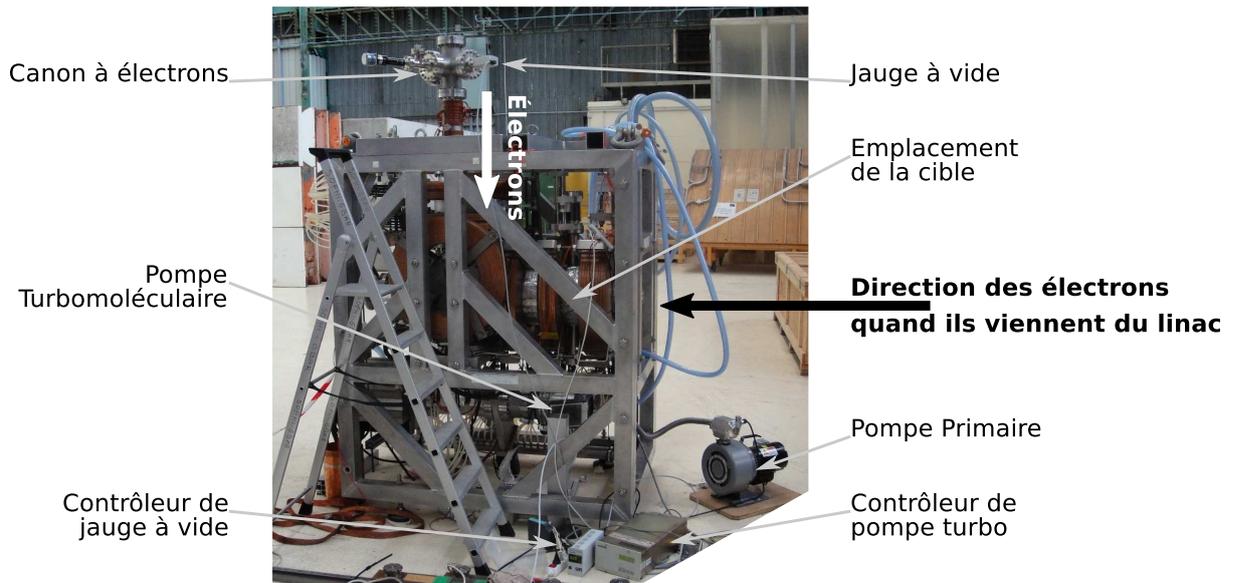


FIGURE 6.1 – Test du transport d'électrons lents dans SOPHI. L'injection se fait par le haut. Les électrons parcourent le chemin inverse de celui des futurs positons lents et sont détectés près de l'endroit où pénètrent les électrons venant du linac.

Résultats

Les figures 6.2 et 6.3 présentent les signaux obtenus lors du balayage de la cible avec le faisceau d'électrons, en faisant respectivement varier le courant dans la bobine utilisée pour la déflexion verticale du faisceau, puis la position verticale de la cible grâce à la mobilité du support.

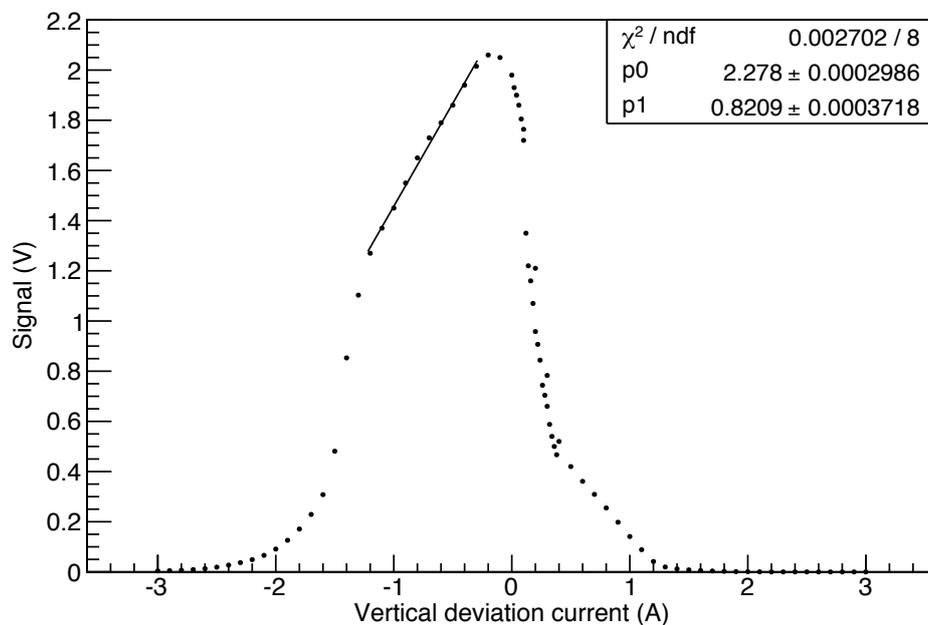


FIGURE 6.2 – Signal délivré par la cible sous le flux d'électrons venant du canon lorsque celle-ci est fixe et qu'on fait varier le courant alimentant la bobine de compensation utilisée pour la déflexion verticale du faisceau.

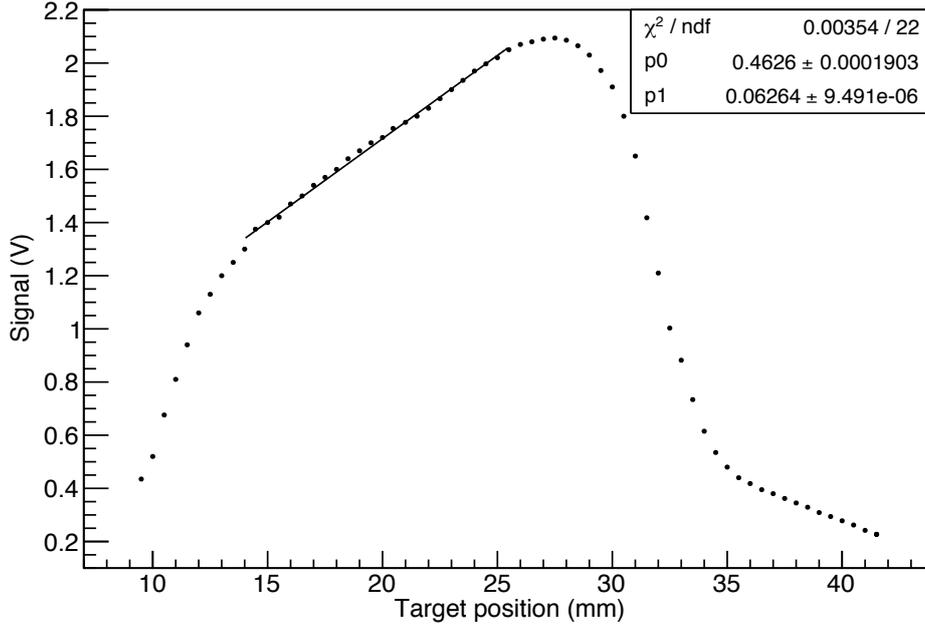


FIGURE 6.3 – Signal délivré par la cible sous le flux d'électrons venant du canon lorsqu'elle est déplacée verticalement dans un champ magnétique constant.

Interprétation

Géométrie Le fait que la cible présente un axe de symétrie orthogonal à la direction du déplacement de la tache devrait impliquer que le signal ait un axe vertical de symétrie. Cependant, les plateaux des courbes des figures 6.2 et 6.3 présentent une pente qui rompt cette symétrie. L'asymétrie en elle-même est interprétée comme étant due à une forme exotique de la tache du faisceau d'électrons, qu'on ne contrôle pas bien. Une étude plus approfondie serait nécessaire afin de tester un modèle de tache en demi-lune par exemple. Pour ce qui est de la pente, on déduit du fait qu'elle est observée dans les deux types de mesure qu'elle représente un phénomène physique et pas une erreur de mesure. On observe sur la figure 6.3 que l'étendue de la tache est de plusieurs dizaines de mm, ce qui est comparable à la taille de la cible. On interprète donc la partie linéaire des courbes comme une sorte de saturation qui se produit lorsqu'une tache plus large que la cible pénètre sur cette dernière, l'amplitude du signal ne dépendant alors que de la position seule de la tache et plus de sa forme. On va mettre ce phénomène à profit pour caractériser la déflexion dans SOPHI.

Déflexion En utilisant les coefficients directeurs α_c et α_p (β_c et β_p étant les ordonnées à l'origine) respectifs des ajustements linéaires $y_{courant}$ et $y_{position}$ réalisés à partir des données des figures 6.2 et 6.3, on peut étalonner la déflexion des bobines de SOPHI $\eta_{déflexion}$ en écrivant tout d'abord :

$$y_{courant} = \alpha_c \times I_{déflexion} + \beta_c \quad (6.1)$$

$$y_{position} = \alpha_p \times z_{cible} + \beta_p \quad (6.2)$$

$I_{déflexion}$ et z_{cible} étant respectivement le courant de déviation verticale et la position verticale de la cible. Si on définit $\eta_{déflexion}$ comme :

$$\eta_{déflexion} = \frac{\alpha_c}{\alpha_p} \quad (6.3)$$

on obtient :

$$\eta_{\text{déflexion}} \approx 13 \text{ mm.A}^{-1} \quad (6.4)$$

Conclusions

La capacité de déviation des bobines de correction de SOPHI est suffisante et permettra de guider aisément le faisceau de positons jusque dans la ligne qui s'en suit.

Cependant la forte variation de la taille de la tache d'électrons – dont on rappelle qu'elle ne mesure que quelques millimètres au sortir du canon – indique une forte variation de l'intensité du champ magnétique entre la ligne de transport et SOPHI. Pour éviter tout phénomène de miroir magnétique à la sortie de SOPHI on choisit donc d'adapter le courant dans les bobines principales de SOPHI de manière à ce que les champs soient du même ordre partout, aux environs de 8 mT.

6.1.3 Ligne intermédiaire

Prise de mesure

Principe On utilise le montage expérimental de la figure 5.8 (page 91). Les électrons émis par le canon sont transportés à travers la ligne et détectés par le diagnostic faisceau situé à l'autre extrémité (figure 6.6). On applique une rampe de courant dans le déflecteur situé sur le coude juste avant le diagnostic afin de balayer la chambre à vide avec le faisceau d'électrons et de déterminer ainsi la réponse du diagnostic en fonction de la position des électrons incidents. L'objectif est ici de réaliser les premiers tests des diagnostics, posant les bases pour une éventuelle automatisation de leur fonctionnement dans le futur.

Technologie Contrairement à la rampe présentée par la figure 5.7 (page 90), on choisit ici d'utiliser une rampe bipolaire afin de réaliser plus facilement une cartographie du diagnostic entier. Les alimentations continues dont on dispose étant unipolaires, on place un relais entre celles-ci et le déflecteur concerné pour inverser le sens du courant lorsque la rampe atteint ses extrémités. On espère ainsi être capable de balayer la chambre à vide d'un bout à l'autre. Malheureusement, les impulsions carrées utilisées pour déclencher le relais étaient imparfaites et le moment exact du basculement du relais était incontrôlable. La figure 6.4 montre la rampe en courant disponible pour alimenter le déflecteur horizontal lors de la prise des données qui vont être présentées. On peut d'ores et déjà conclure que les alimentations disponibles pour le déclenchement des relais devront être remplacées lors de la phase d'automatisation de la détection du faisceau d'électrons.

Analyse

La figure 6.5 représente la réponse du diagnostic lors de son balayage par la méthode expliquée plus haut. Bien que celui-ci comporte quatre plaques indépendantes, on choisit de les connecter deux à deux (haut+bas, gauche+droite) afin de simplifier cette première prise de mesure. La bande blanche présente sur chacun des graphiques illustre l'intervalle de courant indisponible car absent de la rampe utilisée (figure 6.4).

On observe sur la figure 6.5 que la forme des plaques est suggérée, sans être totalement respectée. On attribue ce phénomène à deux causes principales :

1. les dimensions horizontales et verticales de ces graphiques sont des intensités de déviation et non des positions géométriques, provoquant vraisemblablement un léger effet de distorsion

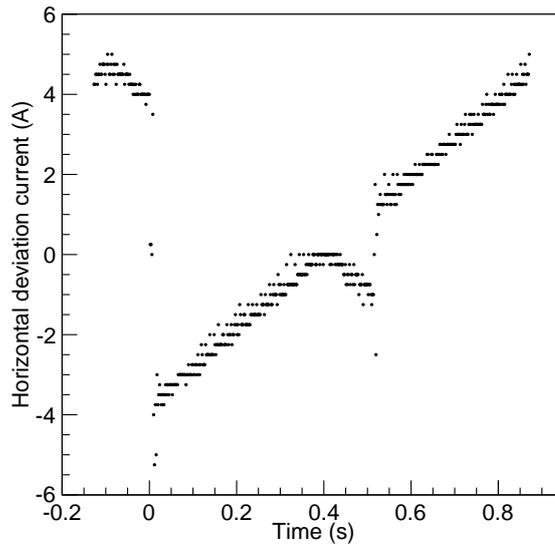


FIGURE 6.4 – Rampe de courant appliquée à la bobine de déflexion horizontale.

car la déviation du faisceau ne varie probablement pas linéairement avec le courant de déviation sur tout le domaine,

2. la présence de signal dans des domaines où le diagnostic devrait être insensible (à droite sur le graphique de gauche et en haut sur le graphique de droite) est attribuée à l'irradiation des fils transportant le signal des plaques sensibles, maladroitement situés au devant des plaques lors de ces tests (figure 6.6). Les diagnostics ont ensuite été câblés différemment pour pallier à ce problème (figure 5.6, page 89).

Application

L'intérêt principal des diagnostics est de permettre le centrage rapide et fiable du faisceau d'électrons lors du réglage des champs magnétiques de la ligne. Une phase d'automatisation de ce procédé par un service d'ingénierie prenant part au développement de l'expérience est prévue. On recommande à cette fin la procédure suivante :

1. connexion de toutes les plaques d'un diagnostic donné et lecture d'un seul signal,
2. établissement d'une carte 2D en courant du diagnostic,
3. utilisation d'un seuil de détection arbitraire pour s'affranchir des variations d'intensité du signal,
4. calcul du barycentre des points à signal non nul dans l'espace des courants de déviation.

Comme la ligne comporte un diagnostic à la sortie de chaque coude, au moins jusqu'à la sortie de la casemate et que chaque coude est équipé d'un jeu de déflecteurs, on est assuré de pouvoir centrer le faisceau dans toute la ligne, en décorrélant sa position au niveau d'un coude donné des déflexions appliquées en amont de celui-ci.

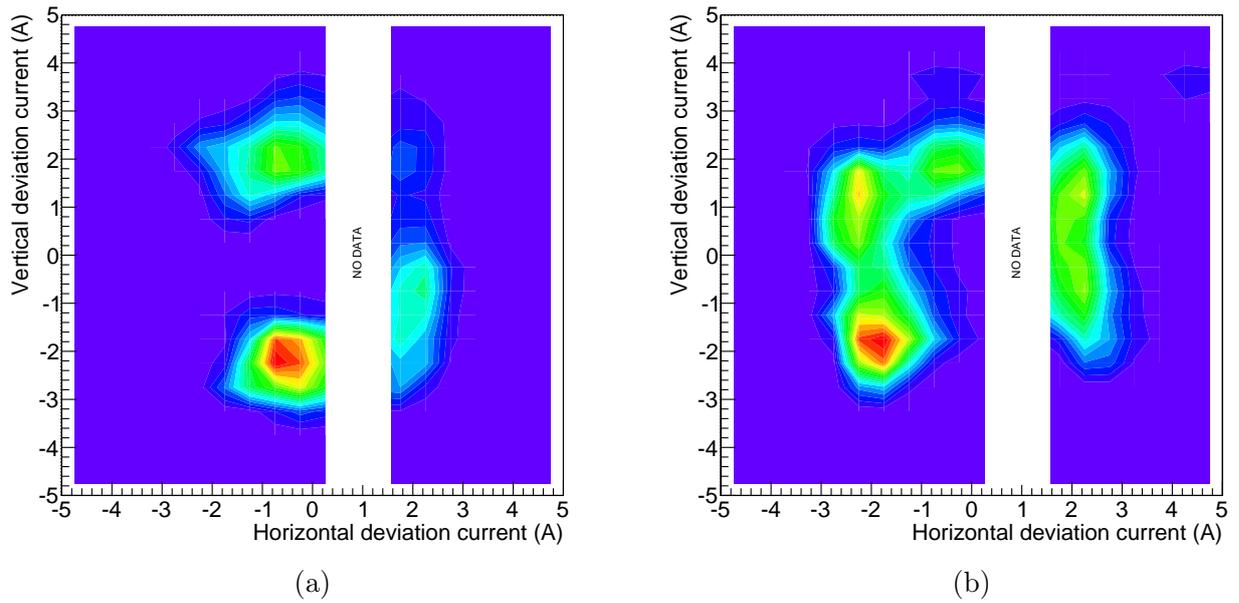


FIGURE 6.5 – Signal provenant des plaques (a) haute et basse puis (b) gauche et droite du diagnostic faisceau.

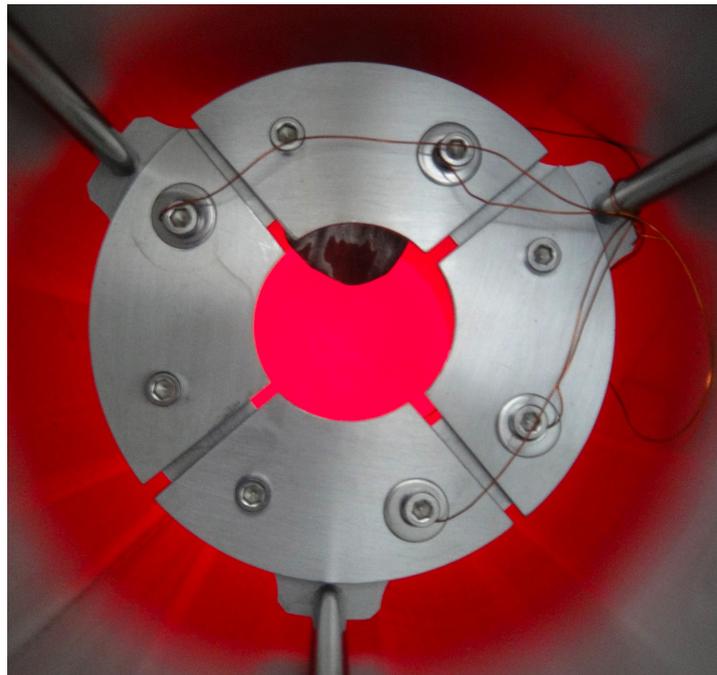


FIGURE 6.6 – Photographie du diagnostic de faisceau d'électrons utilisé pour les premiers tests. On observe que les fils connectés aux plaques d'un axe se superposent aux plaques de l'autre axe, ce à quoi on attribue les signaux croisés présents sur la figure 6.5.

6.1.4 Rendement de transmission dans la ligne entière

Principe de la mesure

Le rendement de transmission de la ligne entière est évalué en comparant deux mesures du flux d'électrons, avant et après transport dans celle-ci. La figure 6.7 présente schématiquement le montage. Les électrons sont émis par le canon situé en bout de ligne, dans la croix sur la droite de la figure 6.8, en dehors de la casemate. Dans un premier temps ils sont immédiatement détectés par la cible d'aluminium située à quelques centimètres du canon. Ensuite on escamote la cible et les électrons sont transportés jusque dans SOPHI où leur flux est à nouveau évalué au niveau de son porte cible.

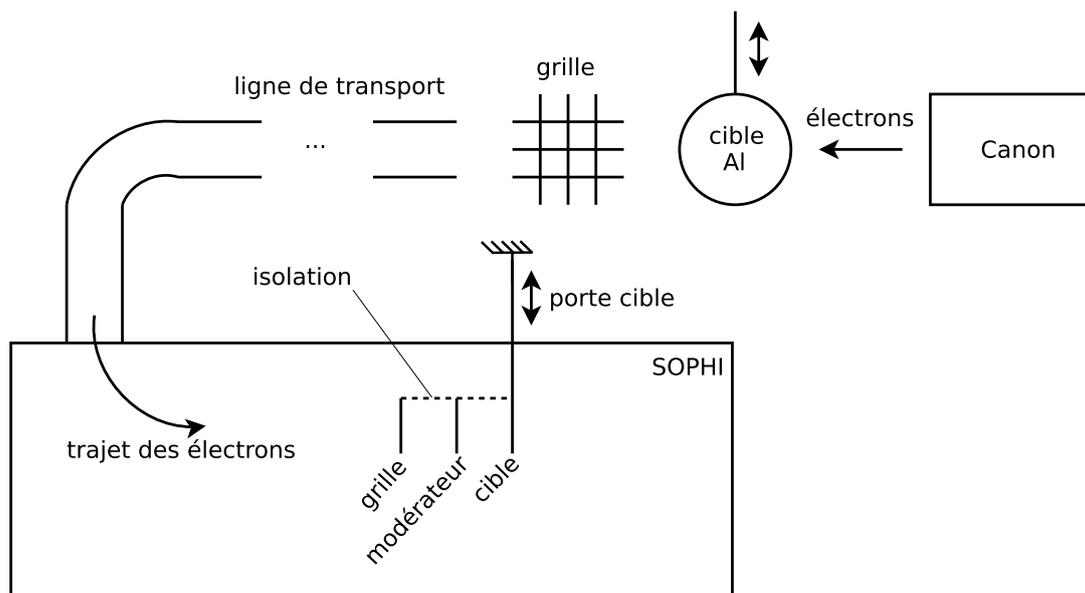


FIGURE 6.7 – Agencement schématique des dispositifs de détection des électrons utilisés lors de l'évaluation du rendement de transmission de la ligne entière.

Flux d'entrée

La cible d'aluminium qui servira à l'annihilation des positons sortant de la ligne est utilisée dans un premier temps comme coupe de Faraday pour l'évaluation du flux d'électrons émis par le canon. On mesure à l'ampèremètre le courant I_{cible} permettant d'évaluer le courant initial $I_{e^-, \text{init}}$ d'électrons émis par le canon :

$$I_{e^-, \text{init}} = I_{\text{cible}} - I_{\text{grille}} \quad (6.5)$$

où I_{grille} est le courant mesuré sur une grille située juste après la cible d'aluminium et que les électrons devront traverser avant de pénétrer dans la casemate une fois la cible escamotée.

On mesure :

$$\begin{cases} I_{\text{cible}} = 3,6 \pm 0,1 \mu\text{A} \\ I_{\text{grille}} = 0,5 \pm 0,1 \mu\text{A} \end{cases} \quad (6.6)$$

d'où l'on évalue :

$$I_{e^-, \text{init}} = 3,1 \pm 0,2 \mu\text{A} \quad (6.7)$$

Les erreurs de mesure proviennent de la sensibilité de l'ampèremètre et de la stabilisation de l'intensité du faisceau.

Flux d'arrivée

Le flux d'arrivée est évalué en lisant à l'ampèremètre le courant $I_{e^-, \text{final}}$ traversant le modérateur ainsi que la grille d'extraction située juste devant, tous deux constitués de tungstène. On mesure :

$$I_{e^-, \text{final}} = 2,8 \pm 0,1 \mu\text{A} \quad (6.8)$$

L'idéal serait d'inclure le courant déposé sur la cible dans cette mesure mais, celle-ci étant reliée à la masse, on ne peut pas le mesurer avec ce montage. Au moment de la mesure, le modérateur était déjà constitué de multiples grilles comme nous le verrons plus loin et sa transparence est donc considérée comme nulle. Si des électrons arrivent à se frayer un chemin à travers le modérateur pour se déposer sur la cible, cela signifie que $I_{e^-, \text{final}}$ est sous évalué.

Résultat

On déduit des mesures précédentes le rendement de transmission $\eta_{\text{transmission}, e^-}$ des électrons dans la ligne :

$$\eta_{\text{transmission}, e^-} = \frac{I_{e^-, \text{final}}}{I_{e^-, \text{init}}} \quad (6.9)$$

soit :

$$\eta_{\text{transmission}, e^-} = (91 \pm 6) \% \quad (6.10)$$

Commentaires

L'utilisation de ce résultat pour évaluer le rendement de transmission des positons repose sur l'hypothèse que ces derniers se comporteront de la même façon que les électrons s'ils parcourent les lignes de champ magnétique en sens inverse. Dans la pratique les caractéristiques des deux faisceaux diffèrent sensiblement (intensité, forme de la tache...) mais les déflecteurs situés tout au long de la ligne et réglés préalablement grâce aux mesures des diagnostics sur les électrons fourniront suffisamment de degrés de liberté pour pouvoir procéder à un réglage fin des champs et ainsi maximiser la transmission des positons.

6.2 Détection des positons

Une fois la transmission des électrons assurée il s'agit de tester le transport des positons.

6.2.1 Dispositif de détection

On applique à présent un potentiel négatif d'un kilovolt sur la cible d'aluminium située à la sortie de la casemate (figures 6.7 et 6.8). Les positons parcourant la ligne viennent s'y annihiler et les photons γ alors émis sont ensuite détectés à l'aide d'un cristal scintillant de germanate de bismuth (« BGO ») d'une section hexagonale de 61 mm de diamètre et de longueur 200 mm, placé à quelques centimètres de la chambre à vide. Un photomultiplicateur (« PM ») est monté sur le cristal et porté à 1900 V. Le signal qu'il émet est directement lu par un oscilloscope dont la résistance interne est de 50Ω .

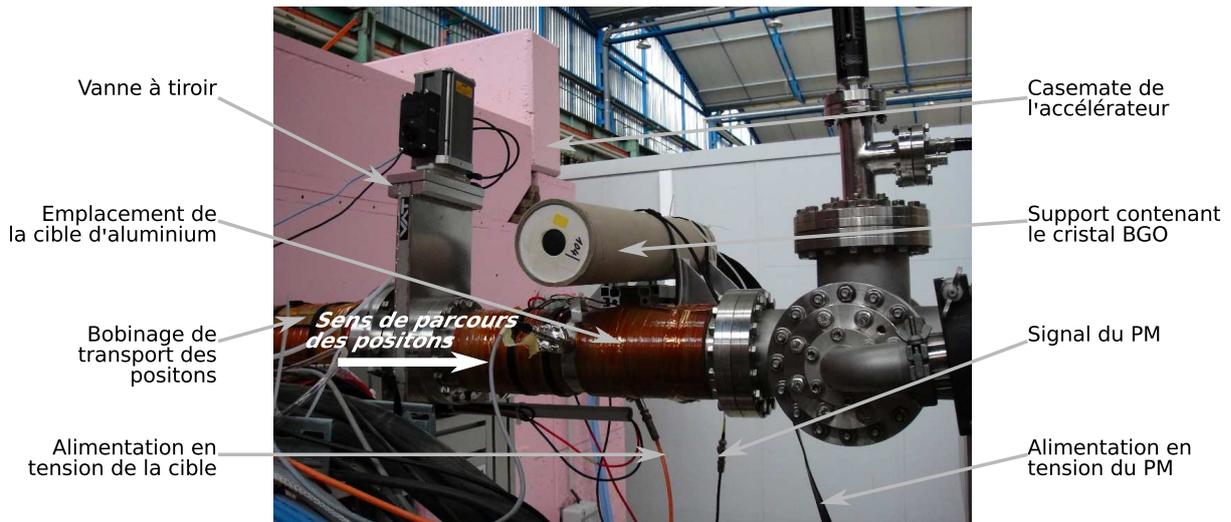


FIGURE 6.8 – Photographie du dispositif de détection des positons.

6.2.2 Calibration de la chaîne de détection

Stratégie

La méthode de calibration choisie consiste à déterminer le signal moyen causé par un seul photon à l'aide d'une source faiblement radioactive pour pouvoir ensuite déterminer le nombre de photons détectés lors d'une impulsion du faisceau intense de positons en divisant l'intégrale du signal total par ce signal unitaire moyen.

Signal unitaire moyen

On utilise une source de ^{22}Na , émetteur β^+ (546 keV max.) et γ (1,275 MeV), de quelques kilobecquerels que l'on place à l'intérieur d'une chambre à vide similaire à celle contenant la cible sur laquelle s'annihilent les positons du faisceau et à la même distance du BGO. Cette chambre à vide est également entourée d'un bobinage de cuivre du même type que celui utilisé pour générer le champ magnétique de transport des positons. La figure 6.9 met en évidence la structure de la distribution des signaux intégrés venant du PM. On y observe plusieurs zones caractéristiques :

- le pic le plus important, autour des intégrales nulles ou à faible valeur positive, représente le bruit, principalement électronique, dû à la chaîne de détection (figure 6.10),
- le second pic, centré près de -4 nVs, est causé par les photons γ de 511 keV issus de l'annihilation des positons émis par la source

- les signaux situés entre ces deux premiers pics sont en partie dus à la diffusion des γ de 511 keV dans l'épaisseur de la chambre à vide ou du cuivre qui l'entoure avant de parvenir au BGO,
- le troisième pic, moins prononcé et centré vers -11 nVs, est causé par les photons γ de 1,28 MeV émis par les sources de ^{22}Na lors de la désexcitation du noyau fils de ^{22}Ne ,
- les rares événements ayant une intégrale plus forte sont attribués aux rayons cosmiques qui traversent le BGO.

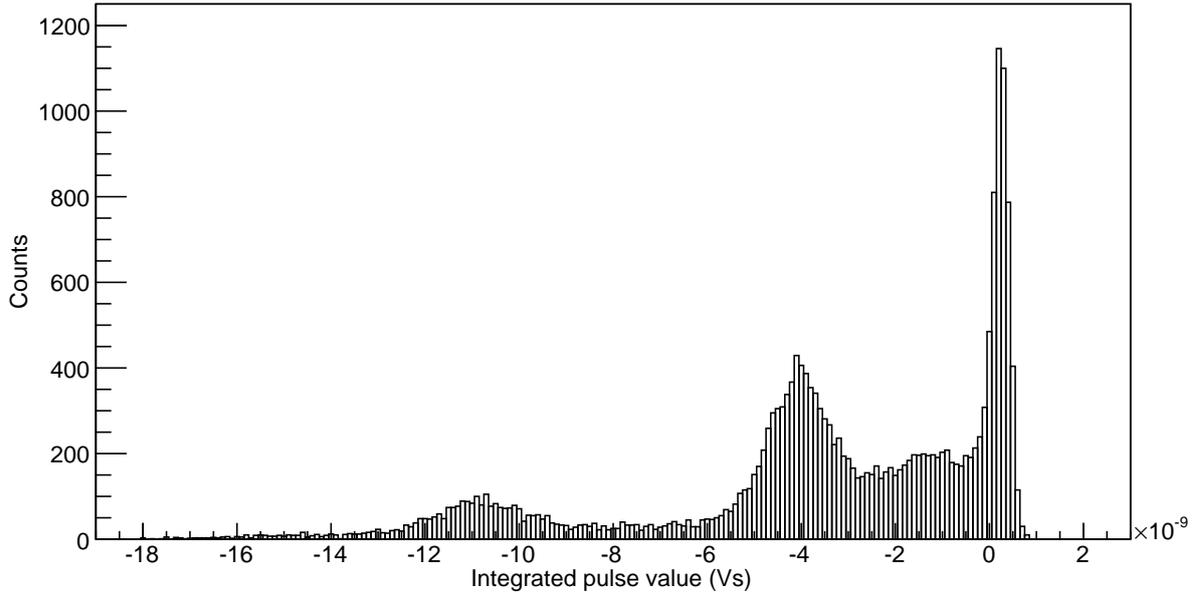


FIGURE 6.9 – Distribution des intégrales des signaux émis par le PM lors de l'irradiation du BGO par la source de ^{22}Na .

Il s'agit ensuite de déterminer l'intégrale moyenne des événements dus aux rayons γ de 511 keV. Le bruit de fond électronique peut être mise en évidence par une mesure sans source radioactive, dont la distribution des signaux intégrés est présentée par la figure 6.10. Après avoir normalisé et soustrait ces événements de bruit de fond ainsi que les signaux dus aux γ de 1,28 MeV on obtient la distribution présentée sur la figure 6.11, dont la moyenne est estimée à $-3,3 \pm 0,17$ nVs. On estime donc le signal unitaire moyen $\langle S_{\text{unit}} \rangle$ délivré par l'interaction d'un unique photon avec le BGO à :

$$\langle S_{\text{unit}} \rangle = (-3,3 \pm 0,17) \times 10^{-9} \text{ Vs} \quad (6.11)$$

6.3 Mesures et interprétation

6.3.1 Premier flux de positons

Signal

La figure 6.12 présente un exemple de signal obtenu lors de l'irradiation de la cible d'aluminium décrite en 6.2.1 par le faisceau de positons lents. On y observe trois phases principales :

1. L'impulsion de l'accélérateur est censée durer $4 \mu\text{s}$ mais les mesures effectuées sur le linac mentionnées en 3.3 (page 33) indiquent que les électrons ne sont accélérés que pendant

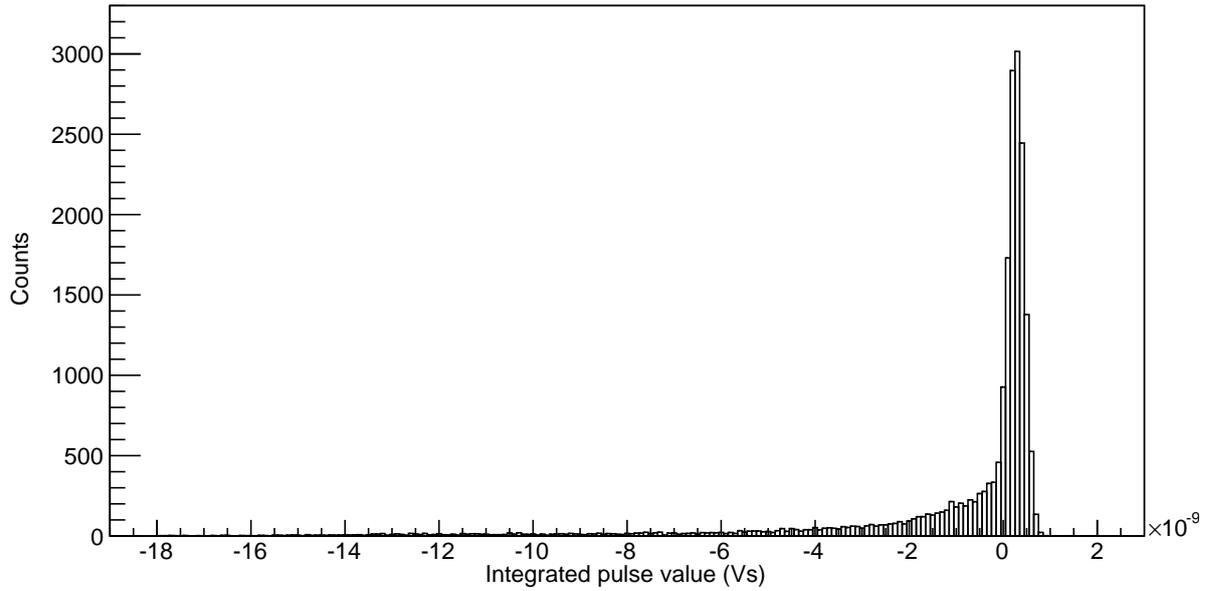


FIGURE 6.10 – Distribution des intégrales des signaux émis par le PM dans les mêmes conditions que lors la mesure de la figure 6.9 mais sans source radioactive.

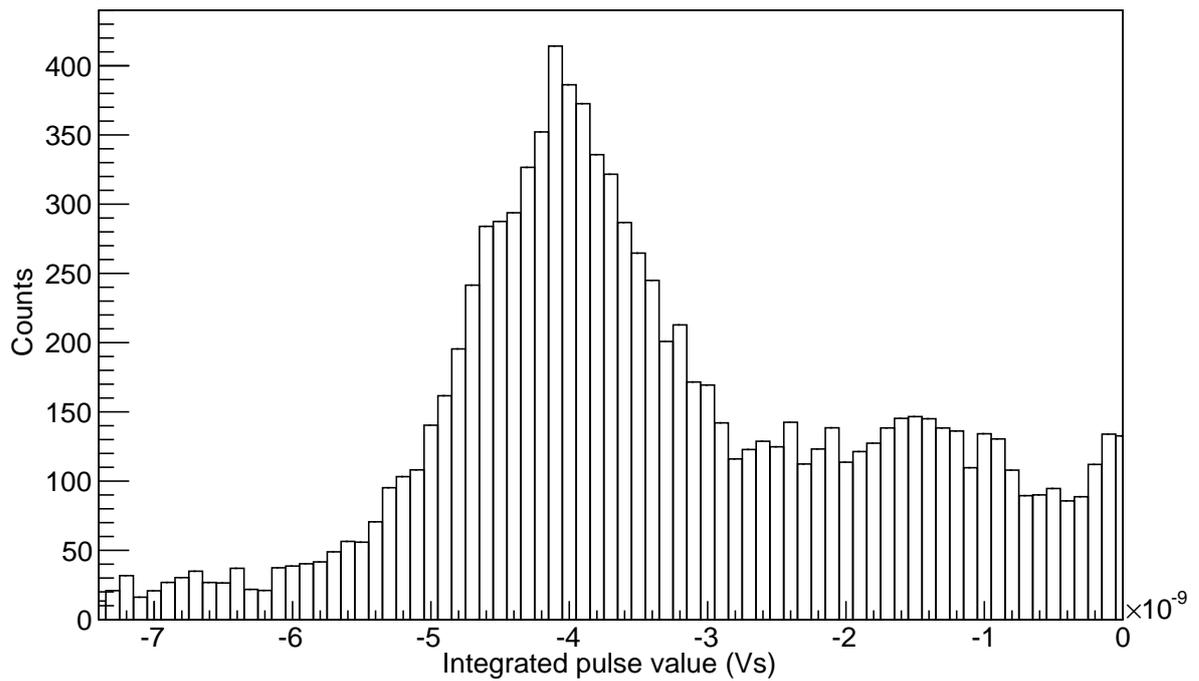


FIGURE 6.11 – Distribution des intégrales des signaux attribués aux photons γ de 511 keV.

2,5 μs au maximum. Les fortes oscillations observées pendant les 2 premières microsecondes sont donc attribuées à la puissance « HF » (pour Haute Fréquence) captée par nos câbles dont l'isolation n'est pas idéale, avant que celle-ci ne soit transmise aux électrons.

2. Le premier pic (entre 2 et 5 μs) correspond à la phase d'émission de l'accélérateur. Il

est attribué aux γ qui sont émis lorsque les électrons du linac diffusent dans la matière présente dans la casemate. Le fait que le BGO, situé en dehors de la casemate, détecte ces photons malgré le blindage est dû à l'orifice permettant le passage de la ligne de positons lents (figure 6.13).

3. Le deuxième pic est le signal de positons. Leur énergie cinétique de quelques eV seulement leur permet d'arriver après plusieurs microsecondes de transport dans la ligne dont la longueur est d'une dizaine de mètres. Nous avons pu vérifier la variation du retard des positons à l'arrivée sur la cible en fonction de la tension d'accélération qui leur est appliquée à la sortie du modérateur (figure 6.14) certifiant qu'il s'agit bien du signal de positons.

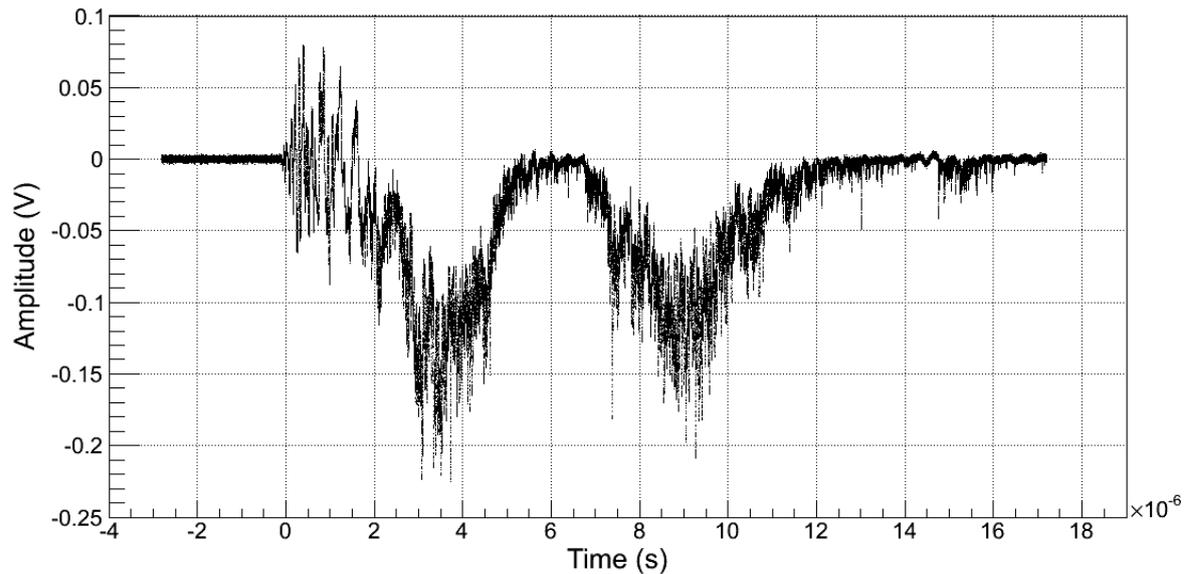


FIGURE 6.12 – Signal venant du photomultiplicateur, lu directement par un oscilloscope avec une résistance interne de 50Ω . Le modérateur utilisé ici est la grille monocouche décrite en 4.2.1 (page 35).



FIGURE 6.13 – Photographie de la zone de mesure et en particulier de l'orifice prévu dans le blindage (rose) pour laisser passer la ligne de positons lents.

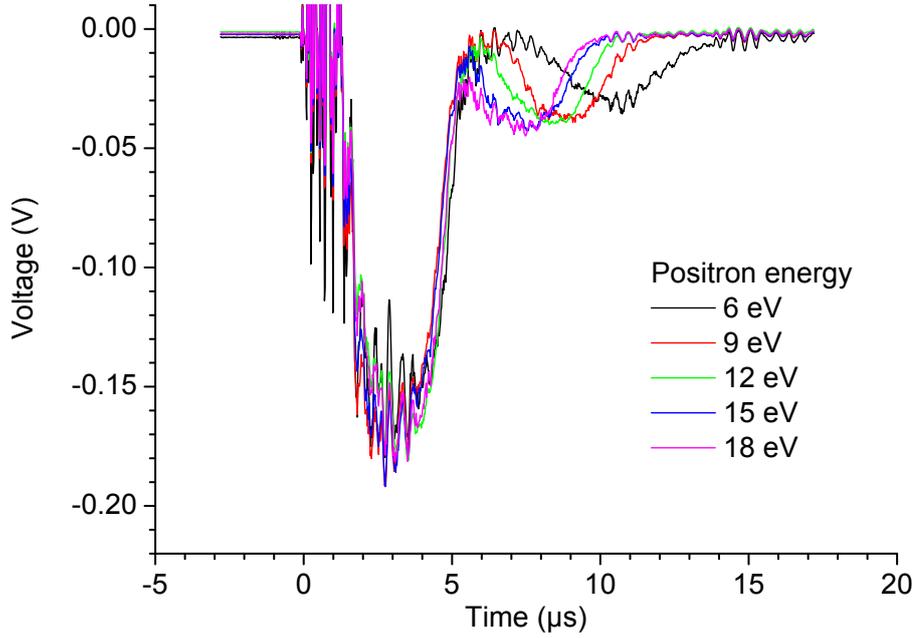


FIGURE 6.14 – Variation du retard des positons à l’arrivée sur la cible en fonction de la tension d’accélération qui leur est appliquée au sortir du modérateur. Le signal de positons est plus faible que sur la figure 6.12 car le modérateur utilisé était moins performant. Chaque courbe est une moyenne sur quelques centaines de coups.

Calcul du flux

Méthode Comme introduit en 6.2.2, le nombre de γ détectés est évalué à partir de l’intégrale du signal de positons venant de la ligne et du signal unitaire moyen déterminé lors de la phase de calibration. Une fois ce nombre évalué, on estime le flux réel de positons venant de la ligne à travers le rendement de la chaîne de détection.

Intégrale du signal L’intégrale $\langle S_{impulsion} \rangle$ du signal de positons représenté sur la figure 6.12, évaluée à l’aide d’une moyenne sur quelques milliers de coups est estimée à :

$$\langle S_{impulsion} \rangle = (-250 \pm 0,3) \times 10^{-9} \text{ Vs} \quad (6.12)$$

Nombre de photons détectés On peut à présent évaluer le nombre N_γ de photons détectés à l’aide de l’intégrale de l’impulsion et du signal unitaire moyen (équations (6.11) et (6.12)) :

$$N_\gamma = \frac{\langle S_{impulsion} \rangle}{\langle S_{unit} \rangle} \quad (6.13)$$

soit :

$$N_\gamma = 75,8 \pm 3,9 \quad (6.14)$$

Flux de positons Pour évaluer le flux ϕ_{e^+} de positons que représente N_γ il faut évaluer le rendement de la chaîne de détection. Celui-ci dépend notamment de l'angle solide couvert par le BGO du point de vue de la cible, de la position du faisceau, du pouvoir d'arrêt du BGO et du rendement du PM.

Angle solide On évalue l'angle solide couvert par le BGO avec l'aide combinée d'une mesure de sa distance à la cible et d'une simulation de type Monte Carlo (Geant4) pour évaluer l'effet de l'incertitude de la mesure de la distance sur la proportion de photons détectés. La figure 6.15 en illustre la géométrie. On évalue ainsi l'angle solide Ω_{BGO} couvert par le BGO à :

$$\Omega_{\text{BGO}} = (8,0 \pm 0,5) \% \quad (6.15)$$

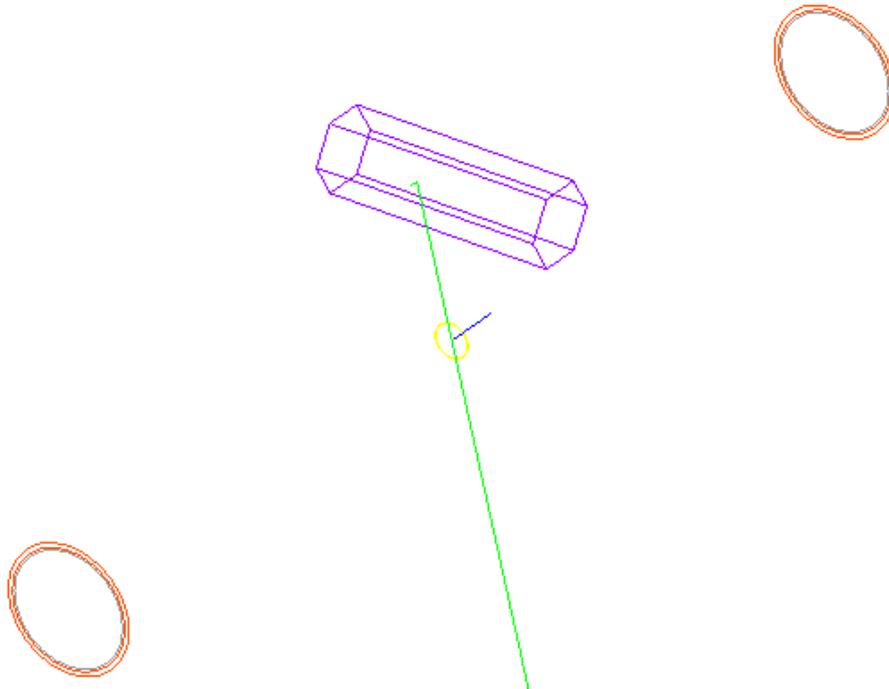


FIGURE 6.15 – Géométrie de la simulation Geant4 du dispositif de comptage des positons. Le positon incident (bleu) s'annihile sur la cible (jaune) en émettant deux γ de 511 keV (verts) dans des directions opposées. L'un d'eux dépose toute son énergie dans le cristal de BGO (mauve) après avoir traversé la chambre à vide bobinée (noir cerclé de rouge) dont seules les extrémités sont représentées par souci de clarté. La géométrie est une imitation de celle de la figure 6.8.

Cette simulation prend en compte le pouvoir d'arrêt du BGO, de la chambre à vide, de son bobinage et l'erreur comprend l'incertitude concernant la position de la tache faisceau sur la cible. Cependant, le pic très marqué à 511 keV sur la figure 6.16 laisse penser que la modélisation des phénomènes physiques mis en jeu est probablement simpliste. À titre de comparaison, la simulation de la simple annihilation de photons γ dans un cristal de BGO à l'aide de Geant3 produit un pic plus large. On en conclut qu'une étude approfondie des interactions mises en jeu permettrait d'améliorer le réalisme de la simulation et que l'angle solide est probablement surévalué.

Photomultiplicateur Le rendement du PM est pris égal à 1 et l'incertitude associée est négligée devant celle concernant l'angle solide.

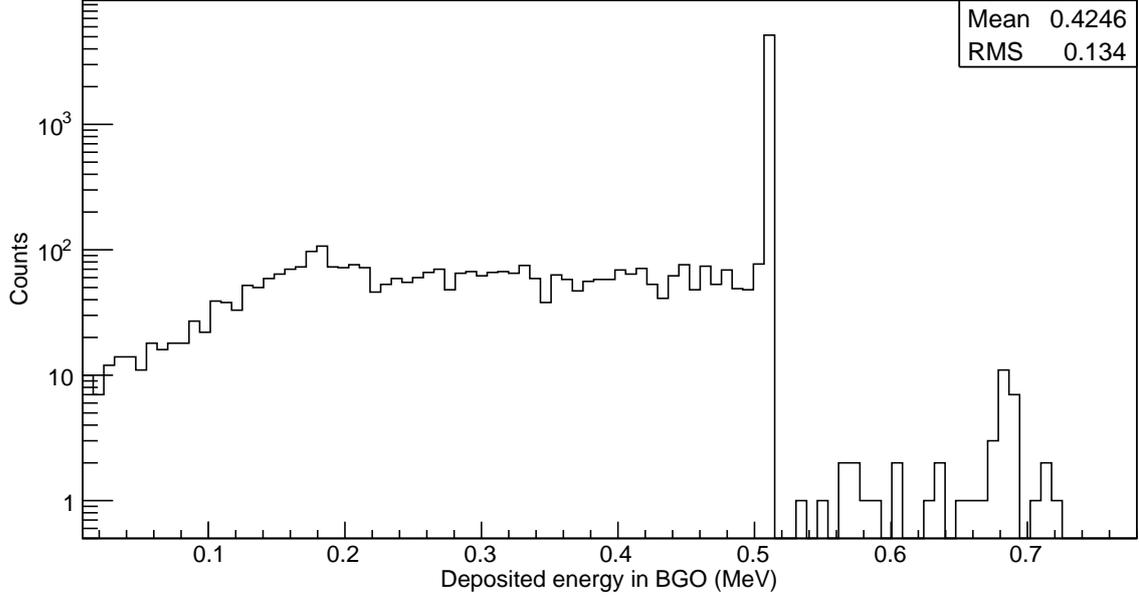


FIGURE 6.16 – Distribution de l'énergie déposée par les photons dans le BGO selon la simulation Geant4 illustrée par la figure 6.15

Calcul du flux On évalue le flux de positons ϕ_{e^+} à l'aide du nombre de positons par impulsions $N_{e^+/imp}$ et de la fréquence f_{linac} du linac. Tout d'abord :

$$N_{e^+/imp} = \frac{N_\gamma}{\Omega_{BGO}} \quad (6.16)$$

soit :

$$N_{e^+/imp} = 947 \pm 77 \quad (6.17)$$

puis :

$$\phi_{e^+} = N_{e^+/imp} \times f_{linac} \quad (6.18)$$

d'où :

$$\phi_{e^+} = (9,47 \pm 0,77) \times 10^3 \text{ e}^+ \text{ lents/s} \quad (6.19)$$

sachant que les mesures ont été réalisées en tirant à $f_{linac} = 10 \text{ Hz}$. Ce flux est assez faible, mais de nombreux paramètres peuvent être optimisés pour l'augmenter. Le premier est le rendement de modération.

6.3.2 Augmentation du flux

Modérateur à grilles multiples

Il convient de rappeler que le flux de positons obtenu précédemment l'a été en utilisant un modérateur sous la forme d'une unique grille de tungstène (4.2.1, page 35). Or [Weng et al., 2004] indiquent qu'un empilement d'une dizaine de grilles permet de gagner un ordre de grandeur sur le rendement de modération. Les premiers signaux de positons n'ont été obtenus que quelques mois avant la fin de la thèse. Depuis, des travaux d'optimisation du flux ont été poursuivis¹ et de nouvelles données ont été obtenues. Ces données sont présentées afin d'illustrer l'état des performances du faisceau de positons au moment de l'écriture de ce document.

La figure 6.17 présente le signal obtenu avec un modérateur amélioré en empilant 12 grilles de tungstène similaires à celle du premier modérateur. L'intégrale $\langle S_{12} \rangle$ du signal de positons, toujours évaluée à l'aide de quelques millers de coups est désormais évaluée à :

$$\langle S_{12} \rangle = (-4,54 \pm 0,04) \times 10^{-6} \text{ Vs} \quad (6.20)$$

d'où le nombre $N_{\gamma,12}$ de photons détectés :

$$N_{\gamma,12} = \frac{\langle S_{12} \rangle}{\langle S_{\text{unit}} \rangle} \quad (6.21)$$

soit :

$$N_{\gamma,12} = 1375 \pm 73 \quad (6.22)$$

d'où le nombre $N_{e^+/\text{imp},12}$ de positons par impulsion linac :

$$N_{e^+/\text{imp},12} = \frac{N_{\gamma,12}}{\Omega_{\text{BGO}}} \quad (6.23)$$

évalué à :

$$N_{e^+/\text{imp},12} = (1,72 \pm 0,14) \times 10^4 \quad (6.24)$$

Le flux de positons $\phi_{e^+,12}$ obtenu avec ce nouveau modérateur est donc :

$$\phi_{e^+,12} = (1,72 \pm 0,14) \times 10^5 \text{ e}^+ \text{ lents/s} \quad (6.25)$$

Autres sources d'amélioration du flux

Fréquence du linac La fréquence nominale du linac de Saclay est de 200 Hz. Pendant la période de prise de données celui-ci était instable et les mesures présentées ont de ce fait été obtenues avec une fréquence de 10 Hz. La source de l'instabilité a été clairement identifiée et l'alimentation de la cathode du magnétron, qui en est responsable, est sur le point d'être remplacée. Avec le facteur 20 obtenu en réparant le linac, le flux $\phi_{e^+,12,200}$ attendu est de :

$$\phi_{e^+,12,200} = (3,44 \pm 0,28) \times 10^6 \text{ e}^+ \text{ lents/s} \quad (6.26)$$

1. Ils ont été effectués par László Liszka et le flux présenté ici est un résultat intermédiaire de ces travaux.

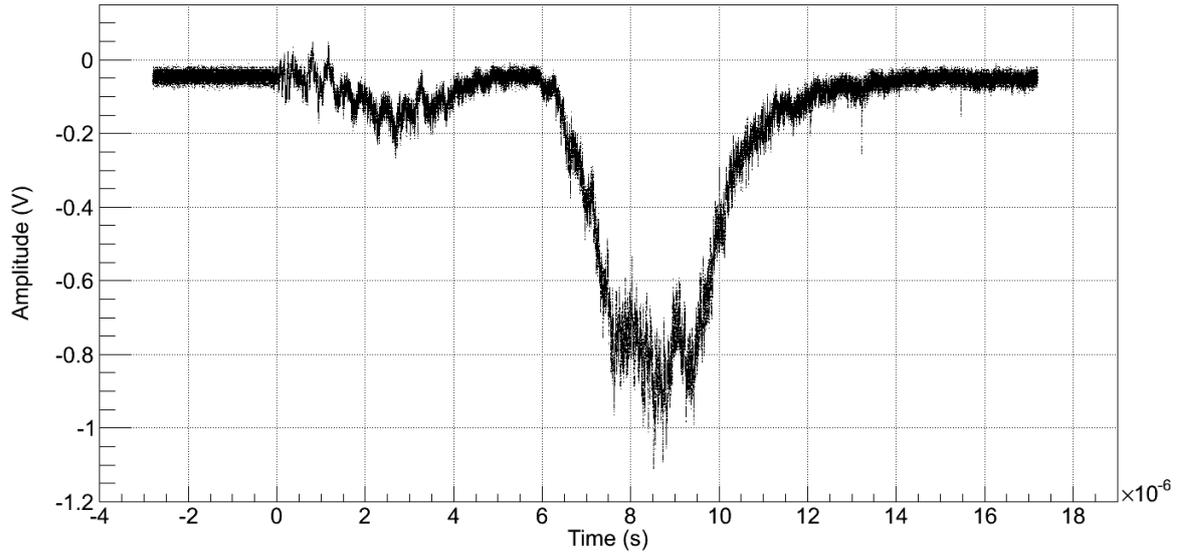


FIGURE 6.17 – Signal venant du photomultiplicateur, lu directement par un oscilloscope avec une résistance interne de 50Ω . Le modérateur utilisé ici est désormais constitué de 12 grilles superposées.

Autres caractéristiques du linac En comparant les performances attendues du linac avec celles obtenues dans la réalité (tables 3.1 et 3.4 respectivement), on observe qu'en plus d'une fréquence réduite, l'intensité, l'énergie et la durée des impulsions sont aussi revues à la baisse. Dans l'hypothèse où on arriverait à faire fonctionner le linac dans les conditions nominales, on estime qu'un ordre de grandeur peut encore être gagné sur le flux de positons.

Sans être pleinement suffisant pour alimenter l'expérience GBAR, un flux de quelques 10^7 positons lents par seconde est déjà intéressant pour une source compacte. Il s'agit d'un flux plus important que les plus intenses sources radioactives, seules compétitrices en terme d'encombrement et d'accessibilité (table 2.1).

6.3.3 Cadre de GBAR

À partir des mesures des flux de positons rapides $\phi_{e^+ \text{rapides Saclay}}$ et lents $\phi_{e^+, 12}$ (table 3.4 et équation (6.25) respectivement) faites à Saclay, on peut évaluer le rendement $\eta_{\text{modération+transport}}$ de la partie « lente » de la ligne. En utilisant le flux de positons rapides $\phi_{e^+ \text{rapides GBAR}}$ que le linac prévu pour GBAR doit permettre d'obtenir (table 1.1), on peut faire une première estimation du flux de positons lents $\phi_{e^+ \text{lents GBAR}}$ accessible dans GBAR avec la technologie de modération et de transport présentée ici :

$$\eta_{\text{modération+transport}} = \frac{\phi_{e^+, 12}}{\phi_{e^+ \text{rapides Saclay}}} \quad (6.27)$$

soit :

$$\eta_{\text{modération+transport}} = (1,83 \pm 0,24) \times 10^{-4} \quad (6.28)$$

en considérant 10 % d'erreur sur $\phi_{e^+ \text{rapides Saclay}}$ pour majorer l'incertitude sur cette valeur. On prévoit donc théoriquement :

$$\phi_{e^+ \text{lents GBAR}} = \phi_{e^+ \text{rapides GBAR}} \times \eta_{\text{modération+transport}} \quad (6.29)$$

c'est-à-dire :

$$\phi_{e^+ \text{lents}} \text{GBAR} = (1.0 \pm 0,13) \times 10^8 \text{ e}^+ \text{ lents/s} \quad (6.30)$$

ce qui est comparable aux exigences de GBAR. Toutefois quelques remarques s'imposent :

- la valeur de $\phi_{e^+ \text{rapides}} \text{GBAR}$ suppose un fonctionnement nominal du futur accélérateur, sur lequel on ne pourra probablement pas compter en permanence,
- l'énergie des électrons devant atteindre 10 MeV, une augmentation de l'énergie moyenne des positons ainsi qu'une diminution concomitante du rendement de modération sont à prévoir.

Un facteur ~ 3 doit encore être gagné pour satisfaire aux exigences de la suite de l'expérience.

Quelques pistes pour ce faire sont :

- l'optimisation du nombre de couches du modérateur, sachant que l'optimum n'est peut-être pas le même selon l'énergie des positons incidents,
- le réglage fin des champs magnétiques de transport des positons lents,
- la réduction du diamètre des fils constituant les grilles du modérateur par traitement chimique afin d'en réduire le rapport surface sur volume, à la manière de [Weng et al., 2004],
- l'utilisation d'une cible fine inclinée à la place de la cible épaisse orthogonale au faisceau utilisée jusqu'ici pour la conversion $e^- \rightarrow e^+$ (d'après [Pérez and Rosowsky, 2004]) afin d'utiliser les positons émis de chaque côté de la cible au lieu d'en perdre la moitié, sachant que cette configuration complique la mise en place du modérateur.

Si ces efforts s'avéraient insuffisants, le développement d'un modérateur isolant de type néon solide deviendrait nécessaire.

Conclusion et perspectives

Conclusion

Un faisceau de positons lents alimenté par un petit accélérateur d'électrons a été simulé, conçu puis réalisé au CEA de Saclay au cours de ce travail de thèse.

Des compétences dans divers domaines ont été nécessaires en plus de la physique mise en jeu : conception mécanique et électrique, programmation orientée objet, gestion du planning d'une opération de plusieurs mois, impliquant une dizaine de collaborateurs. La rigueur dans le travail en collaboration avec les ingénieurs, les techniciens et les physiciens impliqués, était également indispensable.

Le faisceau est maintenant opérationnel et prêt pour la suite des mesures pour lesquelles il a été conçu. Le flux est encore faible ($1,7 \times 10^5$ e⁺ lents/s) mais il rivalisera avec les sources à radioéléments les plus intenses dès la réparation du linac. Plusieurs pistes sont à l'étude pour augmenter le flux plus encore et des progrès journaliers sont obtenus.

Perspectives

En cours : Caractérisation du faisceau

Différentes mesures sont en train d'être effectuées sur le faisceau afin de le caractériser. En plus de son flux on mesure sa distribution en énergie longitudinale et sa taille transverse, afin d'évaluer l'espace des phases occupé.

Pour déterminer l'énergie longitudinale on utilise la technique du *retarding potential* [Hoffman et al., 1982] : le faisceau traverse une grille dont le potentiel est augmenté progressivement. De moins en moins de positons ont l'énergie cinétique longitudinale suffisante pour franchir la grille et la variation du flux de positons transmis donne la distribution en énergie cinétique longitudinale du faisceau.

La taille du faisceau est déterminée par l'insertion progressive de la cible d'aluminium (6.2.1). Une mesure beaucoup plus précise pourra être réalisée une fois qu'une galette multicanaux sera placée sur la ligne.

Avenir proche : Connexion au piège

L'étape suivante est la construction et la mise en place de la connexion entre la ligne de positons et le piège dans les prochains mois. La mesure principale sera l'efficacité de piégeage des positons, à l'aide de la séquence originale présentée en 1.3.2, page 11. La dispersion angulaire des positons incidents est un facteur déterminant grandement leur entrée dans le piège [Dupré, 2011]. Si celle-ci s'avérait trop forte, il faudrait probablement modifier l'espace des phases des positons venant de la ligne afin de privilégier une faible dispersion angulaire au détriment d'une taille de faisceau accrue, à laquelle l'acceptance du piège est moins sensible. Certaines réserves doivent toutefois être émises à ce sujet :

- si la taille du faisceau incident est trop large, les positons risquent de pénétrer dans des zones du piège où le champ magnétique n'est plus uniforme, ce qui est néfaste à la durée de vie des positons stockés,
- les positons étant refroidis à l'aide du nuage d'électrons introduit dans le piège auparavant, il faut veiller à ce que les tailles transverses des deux faisceaux soient comparables, sous peine d'altérer l'efficacité du refroidissement.

Moyen terme : Étude du convertisseur $e^+ \rightarrow \text{Ps}$

Un autre objectif de la ligne est de permettre d'étudier la formation de positronium afin de mettre au point la cible dense qui servira à générer les ions H^+ . Il faut pour cela mettre en place les électrodes du *stretcher* afin d'obtenir la dilatation temporelle du faisceau introduite en 4.2.3 (page 40). Les électrodes étant encore en phase de conception, cette modification ne pourra avoir lieu qu'au cours de 2012 au plus tôt.

Le positronium, dont on rappelle qu'il est un état lié entre un électron et un positon, existe sous deux formes, selon que leurs spins sont parallèles ou antiparallèles. Ces formes sont respectivement l'ortho-positronium (oPs), dont la durée de vie est de $\tau_{\text{oPs}} = 142$ ns et le para-positronium (pPs), ayant une durée de vie de $\tau_{\text{pPs}} = 125$ ps. C'est le premier, de par sa durée de vie supérieure, qui est plus intéressant pour GBAR, dont l'objectif est de le faire interagir avec un faisceau d'antiprotons. Une propriété du positronium est de se désintégrer préférentiellement en deux γ de 511 keV émis en directions opposées lorsqu'il est sous la forme pPs alors qu'il se désintègre plutôt en trois γ (dont la somme des énergies fait également 1,022 MeV) lorsqu'il se présente sous la forme oPs. Une fois la ligne dédiée et les dispositifs de détection appropriés mis en place, plusieurs types de mesures pourront être réalisés afin d'étudier la conversion $e^+ \rightarrow \text{oPs}$ en bombardant divers échantillons avec le faisceau de positons lents :

- la comparaison des taux de désintégration en 3γ ou en 2γ du positronium ainsi généré permet d'évaluer la proportion de Ps produite sous forme d'oPs,
- l'établissement du spectre de temps de vie du Ps permet de déterminer la proportion d'oPs qui est effectivement émise hors de l'échantillon et qui s'annihile dans le vide, du fait que sa durée de vie est altérée s'il est piégé,
- l'établissement d'un spectre du temps de vol de l'oPs, mesuré à une distance donnée de l'échantillon (typiquement de l'ordre de 10 mm [Gendotti, 2010]), permet d'obtenir la distribution en énergie de l'oPs éjecté dans le vide.

Chacun de ces tests est important pour GBAR, dont l'intérêt est de générer du positronium :

- à longue durée de vie, pour qu'il ait le temps d'interagir avec les antiprotons,
- réémis dans le vide pour former une cible située sur la trajectoire des antiprotons,
- mais réémis avec une faible énergie cinétique afin que la cible de Ps reste dense le plus longtemps possible.

Des tests répétés sur divers échantillons ont été effectués [Liszkay et al., 2008] et des taux de réémission de positronium dans le vide¹ allant jusqu'à 40 % ont été observés grâce à des campagnes de mesures sur des sources de faible intensité.

Les futures campagnes de mesures sur la ligne de positons lents de Saclay permettront d'aller plus loin dans la conception du convertisseur $e^+ \rightarrow \text{oPs}$ pour GBAR et d'optimiser l'énergie de réémission ainsi que la forme du dispositif, dont une ébauche a été présentée en 1.3.3.

1. Rapport du flux de Ps réémis dans le vide sur le flux de positons incidents.

Annexe A – Déroulement du montage

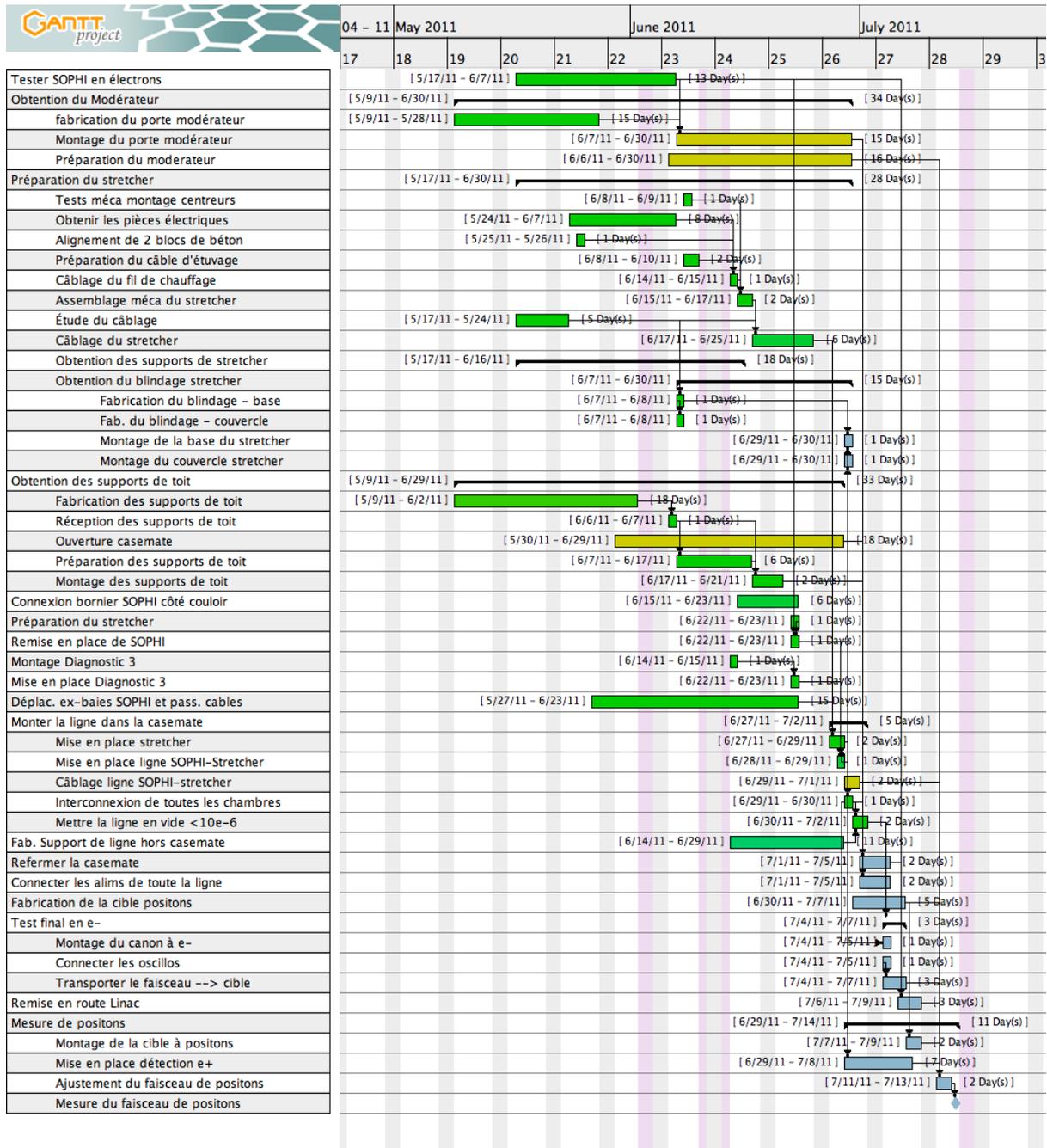


FIGURE 18 – Planning du montage de la ligne au début du mois de juillet 2011.

Glossaire

AD *Antiproton Decelerator*. 15, 16

AEGIS *Antimatter Experiment : Gravity, Interferometry, Spectroscopy*. 7

AIST *National Institute of Advanced Industrial Science and Technology*. 22

ANR Agence Nationale pour la Recherche. 4

BGO Abréviation usuelle de germanate de bismuth. 104, 105, 107, 109

buncher Dispositif de compression temporelle des impulsions de positons. 44, 45, 67

CEA Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives. 4, 7, 12, 16, 21, 23, 25, 33, 38

CEMHTI Conditions Extrêmes et Matériaux : Haute Température et Irradiation. 16

CERN Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire. 7, 8, 11, 15–17, 25, 34

CPT Charge, Parité, Temps.. 6

diagnostic faisceau Dispositif de détection des électrons de basse énergie. 45, 89, 90, 99

e^- Électron. 7, 11, 20, 22, 24, 26, 65, 72, 113

e^+ Positon. 7, 11, 14, 16, 17, 19, 20, 22–24, 26, 34, 38, 40, 44, 59, 65, 72, 113, 115

ELBE *Electron Linac with high Brilliance and low Emittance*. 22, 23

ELENA *Extra Low ENergy Antiprotons*. 15, 16, 18

EPOS *ELBE Positron Source*. 22

ETHZ *Eidgenössische Technische Hochschule Zürich*. 16

ETL *Electrotechnical Laboratory*. 22

FRM II *Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz*. 22

FWHM *Full Width at Half Maximum*. 66

γ Photons dont l'énergie est supérieure à celle des rayons X. 8, 22–24, 39, 85, 104, 105, 107–109

GBAR *Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest*. 7, 8, 11–17, 19, 21, 23–26, 34, 38, 112, 113

GiPS *Gamma-induced Positron Spectroscopy*. 23

\bar{H} Atome d'antihydrogène, constitué d'un antiproton et d'un positon. 7, 8, 15

\bar{H}^+ Forme ionique de l'antihydrogène, constituée d'un antiproton et de deux positons. 7, 8, 13, 15, 16, 114

linac Accélérateur linéaire. 11, 12, 25–30, 33, 34, 40, 42, 44, 45, 75, 84, 105, 107, 110–112

MCP *Micro Channel Plate*. 85

MEPS *Mono Energetic Positron Spectroscopy*. 22

MESR Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche. 4

MRT *Multi Ring Trap*. 11, 21, 44, 59, 66, 84

NEPOMUC *NEutron induced POsitron source MUniCh*. 22

\bar{p} Antiproton. 7

P2I Physique des Deux Infinis. 4

PM photomultiplicateur. 104, 109

positon Anti-électron. 4, 5, 7, 8, 11–24, 26–31, 33–35, 37–55, 57–60, 62–67, 72, 75, 76, 78, 82, 84, 85, 93, 96, 99, 102–105, 107–113

positronium État lié entre un électron et un positon. 7, 8, 12–14, 17, 20, 23, 114

Ps Positronium. 13, 14, 16, 17, 19, 40, 44, 59

PSV *Phase Space Volume*. 66

RF RadioFréquences. 30

SOPHI SOurce de Positons de Haute Intensité. 27, 28, 30, 31, 72–76, 84, 90, 91, 93, 94, 96, 98, 99, 102

stretcher Dispositif de dilatation temporelle des impulsions de positons. 40–44, 50, 64, 68, 69, 78, 82, 84, 85, 90–94, 96, 114

WEP *Weak Equivalence Principle*. 6, 7

Bibliographie

- [Adelberger et al., 2009] Adelberger, E., Gundlach, J., Heckel, B., Hoedl, S., and Schlamminger, S. (2009). Torsion balance experiments : A low-energy frontier of particle physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 62(1) :102 – 134.
- [Agostinelli et al., 2003] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., Asai, M., Axen, D., Banerjee, S., Barrand, G., Behner, F., Bellagamba, L., Boudreau, J., Broglia, L., Brunengo, A., Burkhardt, H., Chauvie, S., Chuma, J., Chytráček, R., Cooperman, G., Cosmo, G., Degtyarenko, P., Dell’Acqua, A., Depaola, G., Dietrich, D., Enami, R., Feliciello, A., Ferguson, C., Fesefeldt, H., Folger, G., Foppiano, F., Forti, A., Garelli, S., Giani, S., Giannitrapani, R., Gibin, D., Cadenas, J. G., González, I., Abril, G. G., Greeniaus, G., Greiner, W., Grichine, V., Grossheim, A., Guatelli, S., Gumplinger, P., Hamatsu, R., Hashimoto, K., Hasui, H., Heikkinen, A., Howard, A., Ivanchenko, V., Johnson, A., Jones, F., Kallenbach, J., Kanaya, N., Kawabata, M., Kawabata, Y., Kawaguti, M., Kelner, S., Kent, P., Kimura, A., Kodama, T., Kokoulin, R., Kossov, M., Kurashige, H., Lamanna, E., Lampén, T., Lara, V., Lefebvre, V., Lei, F., Liendl, M., Lockman, W., Longo, F., Magni, S., Maire, M., Medernach, E., Minamimoto, K., de Freitas, P. M., Morita, Y., Murakami, K., Nagamatu, M., Nartallo, R., Nieminen, P., Nishimura, T., Ohtsubo, K., Okamura, M., O’Neale, S., Oohata, Y., Paech, K., Perl, J., Pfeiffer, A., Pia, M., Ranjard, F., Rybin, A., Sadilov, S., Salvo, E. D., Santin, G., Sasaki, T., Savvas, N., Sawada, Y., Scherer, S., Sei, S., Sirotenko, V., Smith, D., Starkov, N., Stoecker, H., Sulkimo, J., Takahata, M., Tanaka, S., Tcherniaev, E., Tehrani, E. S., Tropeano, M., Truscott, P., Uno, H., Urban, L., Urban, P., Verderi, M., Walkden, A., Wander, W., Weber, H., Wellisch, J., Wenaus, T., Williams, D., Wright, D., Yamada, T., Yoshida, H., and Zschesche, D. (2003). Geant4 – a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303.
- [Akahane et al., 1990] Akahane, T., Chiba, T., Shiotani, N., Tanigawa, S., Mikado, T., Suzuki, R., Chiwaki, M., Yamazaki, T., and Tomimasu, T. (1990). Stretching of slow positron pulses generated with an electron linac. *Applied Physics A : Materials Science And Processing*, 51 :146–150. 10.1007/BF00324279.
- [Andresen et al., 2010] Andresen, G. B., Ashkezari, M. D., Baquero-Ruiz, M., Bertsche, W., Bowe, P. D., Butler, E., Cesar, C. L., Chapman, S., Charlton, M., Deller, A., Eriksson, S., Fajans, J., Friesen, T., Fujiwara, M. C., Gill, D. R., Gutierrez, A., Hangst, J. S., Hardy, W. N., Hayden, M. E., Humphries, A. J., Hydromako, R., Jenkins, M. J., Jonsell, S., Jorgensen, L. V., Kurchaninov, L., Madsen, N., Menary, S., Nolan, P., Olchanski, K., Olin, A., Povilus, A., Pusa, P., Robicheaux, F., Sarid, E., Nasr, S. S. e., Silveira, D. M., So, C., Storey, J. W., Thompson, R. I., van der Werf, D. P., Wurtele, J. S., and Yamazaki, Y. (2010). Trapped antihydrogen. *Nature*, 468(7324) :673–676.
- [Baur et al., 1996] Baur, G., Boero, G., Brauksiepe, A., Buzzo, A., Eyrich, W., Geyer, R., Grzonka, D., Hauffe, J., Kilian, K., LoVetere, M., Macri, M., Moosburger, M., Nellen, R., Oelert, W., Passaggio, S., Pozzo, A., R. à, àChrich, K., Sachs, K., Schepers, G., Sefzick, T., Simon,

- R., Stratmann, R., Stinzinger, F., and Wolke, M. (1996). Production of antihydrogen. *Physics Letters B*, 368(3) :251 – 258.
- [Benoit-Lévy, 2009] Benoit-Lévy, A. (2009). *Étude de la concordance d'un univers de Dirac-Milne symétrique matière-antimatière*. PhD thesis, Université de Paris-Sud. Faculté des Sciences d'Orsay.
- [Brun and Rademakers, 1996] Brun, R. and Rademakers, F. (1996). Root - an object oriented data analysis framework. *Proceedings AIHENP'96 Workshop*, 389 :81–86.
- [Canter et al., 1974] Canter, K. F., Mills, A. P., and Berko, S. (1974). Efficient positronium formation by slow positrons incident on solid targets. *Phys. Rev. Lett.*, 33(1) :7.
- [Chen et al., 1985] Chen, D. M., Lynn, K. G., Pareja, R., and Nielsen, B. (1985). Measurement of positron reemission from thin single-crystal w(100) films. *Phys. Rev. B*, 31 :4123–4130.
- [CPLEAR, 1999] CPLEAR (1999). Tests of the equivalence principle with neutral kaons. *PL*, 452 :425.
- [Debu, 2011] Debu, P. (2011). Gravitational behavior of antihydrogen at rest. *Hyperfine Interact.*
- [Drobychev et al., 2007] Drobychev, G. Y., Nédélec, P., Sillou, D., Gribakin, G., Walters, H., Ferrari, G., Prevedelli, M., Tino, G. M., Doser, M., Canali, C., Carraro, C., Lagomarsino, V., Manuzio, G., Testera, G., Zavatarelli, S., Amoretti, M., Kellerbauer, A. G., Meier, J., Warring, U., Oberthaler, M. K., Boscolo, I., Castelli, F., Cialdi, S., Formaro, L., Gervasini, A., Giammarchi, G., Vairo, A., Consolati, G., Dupasquier, A., Quasso, F., Stroke, H. H., Belov, A. S., Gninenko, S. N., Matveev, V. A., Byakov, V. M., Stepanov, S. V., Zvezhinskij, D. S., De Combarieu, M., Forget, P., Pari, P., Cabaret, L., Comparat, D., Bonomi, G., Rotondi, A., Djourelou, N., Jacquy, M., Büchner, M., Tréneç, G., Vigué, J., Brusa, R. S., Mariazzi, S., Hogan, S., Merkt, F., Badertscher, A., Crivelli, P., Gendotti, U., and Rubbia, A. (2007). Proposal for the aegis experiment at the cern antiproton decelerator (antimatter experiment : Gravity, interferometry, spectroscopy). Technical Report SPSC-P-334. CERN-SPSC-2007-017, CERN, Geneva.
- [Dupasquier et al., 2010] Dupasquier, A., Mills, A. P., and Brusa, R. S., editors (2010). *Physics with many positrons*, number CLXXIV, Varenna on lake Como, Villa monastero. International School of Physics « Enrico Fermi », Società Italiana di Fisica.
- [Dupré, 2011] Dupré, P. (2011). *Piégeage de positons dans un piège de Penning Malmberg, en vue de leur accumulation avec un faisceau pulsé*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6.
- [Eötvös et al., 1922] Eötvös, R., Pekár, D., and Fekete, E. (1922). Beiträge zum gesetze der proportionalität von trägheit und gravität. *Annalen der Physik*, 373(9) :11–66.
- [Gabrielse et al., 1999] Gabrielse, G., Khabbaz, A., Hall, D. S., Heimann, C., Kalinowsky, H., and Jhe, W. (1999). Precision mass spectroscopy of the antiproton and proton using simultaneously trapped particles. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :3198–3201.
- [Gendotti, 2010] Gendotti, U. (2010). *Design of an experiment to search for invisible decays of ortho-positronium in vacuum and ortho-positronium formation studies in mesostructured silica films*. PhD thesis, Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich.
- [Herfurth et al., 2001] Herfurth, F., Dilling, J., Kellerbauer, A., Bollen, G., Henry, S., Kluge, H.-J., Lamour, E., Lunney, D., Moore, R., Scheidenberger, C., Schwarz, S., Sikler, G., and Szerypo, J. (2001). A linear radiofrequency ion trap for accumulation, bunching, and emittance improvement of radioactive ion beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 469(2) :254 – 275.

- [Hoffman et al., 1982] Hoffman, K. R., Dababneh, M. S., Hsieh, Y.-F., Kauppila, W. E., Pol, V., Smart, J. H., and Stein, T. S. (1982). Total-cross-section measurements for positrons and electrons colliding with h_2 , n_2 , and co_2 . *Phys. Rev. A*, 25 :1393–1403.
- [Hugenschmidt et al., 2002] Hugenschmidt, C., Kögel, G., Repper, R., Schreckenbach, K., Sperr, P., and Triftshäuser, W. (2002). First platinum moderated positron beam based on neutron capture. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 198(3-4) :220 – 229.
- [Hugenschmidt et al., 2011] Hugenschmidt, C., Schreckenbach, K., Habs, D., and Thirolf, P. (2011). High-intensity and high-brightness source of moderated positrons using a brilliant γ beam. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, pages 1–9. 10.1007/s00340-011-4594-0.
- [Jørgensen et al., 2005] Jørgensen, L. V., Amoretti, M., Bonomi, G., Bowe, P. D., Canali, C., Carraro, C., Cesar, C. L., Charlton, M., Doser, M., Fontana, A., Fujiwara, M. C., Funakoshi, R., Genova, P., Hangst, J. S., Hayano, R. S., Kellerbauer, A., Lagomarsino, V., Landua, R., Lodi Rizzini, E., Macrì, M., Madsen, N., Mitchard, D., Montagna, P., Rotondi, A., Testera, G., Variola, A., Venturelli, L., van der Werf, D. P., and Yamazaki, Y. (2005). New source of dense, cryogenic positron plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :025002.
- [Kostelecký, 2004] Kostelecký, V. A. (2004). Gravity, lorentz violation, and the standard model. *Phys. Rev. D*, 69 :105009.
- [Krause-Rehberg et al., 2009] Krause-Rehberg, R., Anwand, W., Brauer, G., Butterling, M., Cowan, T., Hartmann, A., Jungmann, M., Krille, A., Schwengner, R., and Wagner, A. (2009). Progress of the epos project : Gamma-induced positron spectroscopy (gips). *physica status solidi (c)*, 6(11) :2451–2455.
- [Krause-Rehberg et al., 2011] Krause-Rehberg, R., Jungmann, M., Krille, A., Werlich, B., Pohl, A., Anwand, W., Brauer, G., Butterling, M., Büttig, H., Kosev, K. M., Teichert, J., Wagner, A., and Cowan, T. E. (2011). Use of superconducting linacs for positron generation : the epos system at the forschungszentrum dresden-rossendorf (fzd). *Journal of Physics : Conference Series*, 262(1) :012003.
- [Krause-Rehberg et al., 2006] Krause-Rehberg, R., Sachert, S., Brauer, G., Rogov, A., and Noack, K. (2006). Epos—an intense positron beam project at the elbe radiation source in rossendorf. *Applied Surface Science*, 252(9) :3106 – 3110. Proceedings of the Tenth International Workshop on Slow Positron Beam Techniques for Solids and Surfaces, SLOPOS-10.
- [Liszkay, 2010] Liszkay, L. (2010). Communication privée.
- [Liszkay et al., 2008] Liszkay, L., Corbel, C., Pérez, P., Desgardin, P., Barthe, M.-F., Ohdaira, T., Suzuki, R., Crivelli, P., Gendotti, U., Rubbia, A., Etienne, M., and Walcarius, A. (2008). Positronium reemission yield from mesostructured silica films. *Applied Physics Letters*, 92(6) :063114–063114–3.
- [Mills and Leventhal, 2002] Mills, A. and Leventhal, M. (2002). Can we measure the gravitational free fall of cold rydberg state positronium? *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 192(1-2) :102 – 106.
- [Mills and Gullikson, 1986] Mills, A. P. and Gullikson, E. M. (1986). Solid neon moderator for producing slow positrons. *Applied Physics Letters*, 49(17) :1121–1123.
- [Mohri et al., 1998] Mohri, A., Higaki, H., Tanaka, H., Yamazawa, Y., Aoyagi, M., Yuyama, T., and Michishita, T. (1998). Confinement of nonneutral spheroidal plasmas in multi-ring electrode traps. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 37.
- [Muramatsu et al., 2005] Muramatsu, M., Ohdaira, T., and Suzuki, R. (2005). Reemission of positrons from mesh and powder moderators. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(8) :6283–6286.

- [Nieto and Goldman, 1991] Nieto, M. M. and Goldman, T. (1991). The arguments against “antigravity” and the gravitational acceleration of antimatter. *Physics Reports*, 205(5) :221 – 281.
- [O’Rourke et al., 2011] O’Rourke, B. E., Hayashizaki, N., Kinomura, A., Kuroda, R., Minehara, E. J., Ohdaira, T., Oshima, N., and Suzuki, R. (2011). Simulations of slow positron production using a low-energy electron accelerator. *Rev. Sci. Instrum.*, 82(6) :063302.
- [Oshima et al., 2000] Oshima, N., Kojima, T. M., Dumitriu, D., Mohri, A., Oyama, H., Kambara, T., Kanai, Y., Nakai, Y., Wada, M., and Yamazaki, Y. (2000). A new positron accumulator with electron plasma. *RIKEN Review*, 31 :65–69.
- [Oshima et al., 2004] Oshima, N., Kojima, T. M., Niigaki, M., Mohri, A., Komaki, K., and Yamazaki, Y. (2004). New scheme for positron accumulation in ultrahigh vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :195001.
- [Oshima et al., 2009] Oshima, N., Suzuki, R., Ohdaira, T., Kinomura, A., Narumi, T., Uedono, A., and Fujinami, M. (2009). A positron annihilation lifetime measurement system with an intense positron microbeam. *Radiation Physics and Chemistry*, 78(12) :1096 – 1098. APSRC-2008, The Second Asia-Pacific Symposium on Radiation Chemistry, August 29 - September 1, 2008.
- [Pakvasa et al., 1989] Pakvasa, S., Simmons, W., and Weiler, T. (1989). Test of equivalence principle for neutrinos and antineutrinos. *PRD*, 39 :1761.
- [Pérez et al., 2011] Pérez, P., Chardin, G., Grandemange, P., Lunney, D., Manea, V., Badertscher, A., Crivelli, P., Curioni, A., Marchionni, A., Rossi, B., Rubbia, A., Nesvizhevsky, V., Hervieux, P.-A., Manfredi, G., Comini, P., Debu, P., Dupré, P., Liskay, L., Mansoulié, B., Rey, J.-M., Ruiz, N., Sacquin, Y., Voronin, A., Biraben, F., Cladé, P., Douillet, A., Gérardin, A., Guellati, S., Hilico, L., Indelicato, P., Lambrecht, A., Guérout, R., Karr, J.-P., Nez, F., Reynaud, S., Tran, V.-Q., Mohri, A., Yamazaki, Y., Charlton, M., Eriksson, S., Madsen, N., van der Werf, D.-P., Kuroda, N., Torii, H., and Nagashima, Y. (2011). Proposal to measure the gravitational behaviour of antihydrogen at rest. Technical Report CERN-SPSC-2011-029. SPSC-P-342, CERN, Geneva.
- [Pérez and Rosowsky, 2004] Pérez, P. and Rosowsky, A. (2004). Intense source of slow positrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 532(3) :523 – 532.
- [Ruiz, 2006] Ruiz, N. (2006). Optimisation de la configuration magnétique de la source de positons de haute intensité SOPHI. Rapport technique de stage, CEA, ENSAM Bordeaux.
- [Scherk, 1979] Scherk, J. (1979). Antigravity : A crazy idea ? *Physics Letters B*, 88(3-4) :265 – 267.
- [Schultz and Lynn, 1988] Schultz, P. J. and Lynn, K. G. (1988). Interaction of positron beams with surfaces, thin films, and interfaces. *Rev. Mod. Phys.*, 60(3) :701–779.
- [Suzuki et al., 1997] Suzuki, R., Ohdaira, T., Mikado, T., Ohgaki, H., Chiwaki, M., and Yamazaki, T. (1997). Control and measurement system for positron experiments at the etl linac facility. *Applied Surface Science*, 116 :187 – 191. Proceedings of the Seventh International Workshop on Slow-Positron Beam Techniques for Solids and Surfaces.
- [Suzuki et al., 1998] Suzuki, R., Ohdaira, T., Uedono, A., Cho, Y. K., Yoshida, S., Ishida, Y., Ohshima, T., Itoh, H., Chiwaki, M., Mikado, T., Yamazaki, T., and Tanigawa, S. (1998). Investigation of positron moderator materials for electron-linac-based slow positron beamlines. *Japanese Journal of Applied Physics*, 37(Part 1, No. 8) :4636–4643.

- [Vehanen et al., 1983] Vehanen, A., Lynn, K. G., Schultz, P. J., and Eldrup, M. (1983). Improved slow-positron yield using a single crystal tungsten moderator. *Applied Physics A : Materials Science And Processing*, 32 :163–167. 10.1007/BF00616613.
- [Walz and Hänsch, 2004] Walz, J. and Hänsch, T. W. (2004). A Proposal to Measure Antimatter Gravity Using Ultracold Antihydrogen Atoms. *General Relativity and Gravitation*, 36 :561–570.
- [Weng et al., 2004] Weng, H., Ling, C., Beling, C., Fung, S., Cheung, C., Kwan, P., and Hui, I. (2004). Tungsten mesh as positron transmission moderator in a monoenergetic positron beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 225(3) :397 – 401.
- [Witteborn and Fairbank, 1977] Witteborn, F. C. and Fairbank, W. M. (1977). Apparatus for measuring the force of gravity on freely falling electrons. *Review of Scientific Instruments*, 48(1) :1 –11.