



**HAL**  
open science

# Développement des techniques de hautes intensités dans l'injection du cyclotron Arronax

Teddy Durand

► **To cite this version:**

Teddy Durand. Développement des techniques de hautes intensités dans l'injection du cyclotron Arronax. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Nantes Université, 2024. Français. NNT : . tel-04952702

**HAL Id: tel-04952702**

**<https://theses.hal.science/tel-04952702v1>**

Submitted on 17 Feb 2025

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

# THESE DE DOCTORAT

NANTES UNIVERSITE

ECOLE DOCTORALE N° 596

*Matière, Molécules, Matériaux et Géosciences*

*Spécialité : Physique des Particules et Accélérateur*

Par

**Teddy DURAND**

## Développement des techniques de hautes intensités dans l'injection du cyclotron Arronax

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 14 novembre 2024

Unité de recherche : UMR 6457

### Rapporteurs avant soutenance :

Nicolas DELERUE      Directeur de recherche – HDR, Université Paris-Saclay, IJCLab  
Andrea DENKER      Professeur, Helmholtz-Zentrum Berlin

### Composition du Jury :

Président :	Nicolas DELERUE	Directeur de recherche – HDR, Université Paris-Saclay, IJCLab
Examineurs :	Nicolas DELERUE	Directeur de recherche – HDR, Université Paris-Saclay, IJCLab
	Andrea DENKER	Professeur, Helmholtz-Zentrum Berlin
Dir. de thèse :	Ferid HADDAD	Professeur, Université de Nantes, SUBATECH, GIP ARRONAX
Co-dir. de thèse :	Freddy POIRIER	Ingénieur de recherche, GIP ARRONAX, LAPP



*À mes parents, à ma famille, à ma compagne, à mes amis  
et à tous les êtres chers que nous avons perdus.*





## Remerciements

Ma thèse n'aurait pas pu avoir lieu sans l'implication de nombreuses personnes, c'est pour cela que je tenais à les remercier de par ces quelques lignes.

Je veux débiter ces remerciements en remerciant **Andrea DENKER** et **Nicolas DELERUE** qui ont été les membres de mon jury pour avoir pris le temps de lire mon manuscrit et d'avoir évalué mon travail.

Je voudrais aussi remercier mes encadrants **Férid HADDAD** et **Freddy POIRIER** pour m'avoir encadré pendant toutes ces années. Ils m'ont permis de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions possible et m'ont soutenu dans les périodes les plus compliquées. Je les remercie pour leur humanisme et tout leur temps qu'ils m'ont consacré. Ils m'ont permis de participer à des expériences et à des congrès qui m'ont permis d'enrichir mes connaissances. Je tenais à remercier aussi **Freddy POIRIER** pour avoir participé sur quasiment toutes les expériences qui ont été réalisées durant ma thèse, ainsi que de m'avoir transmis les connaissances qu'il possède.

Je remercie aussi mes collègues avec lesquelles j'ai pu réaliser des expériences aussi bien à **ARRONAX** qu'au **GANIL** et au **LPSC**. Je remercie **Francis OSSWALD**, **Emil TRAYKOV**, **Marcel HEINE**, **Maazouzi CHAKER**, **Thomas ADAM** et **Phillipe GRAELHING** de l'**IPHC**. J'ai pu grâce à leurs travaux réaliser les mesures d'émission qui ont eu cours sur la ligne d'injection, ainsi que participé aux mesures d'émission qui ont eu lieu sur la ligne **ARIBE** au **GANIL**. Ce ne sont pas les seuls auxquels je dois des remerciements, j'en dois aussi à toute la collaboration **EmitM** qui ont réalisé l'émission-mètre avec lequel j'ai travaillé durant ma thèse.

Je remercie aussi **Thomas THUILLIER** et **Mathieu DASILVA**, car ils m'ont accueilli au **LPSC**, ils m'ont donné de leur temps, ainsi que de leurs savoir pour me permettre de réaliser des mesures d'émission, même si les résultats de ces mesures ne figurent pas dans ma thèse. Je remercie aussi **Thomas THUILLIER** pour avoir été aussi un membre de mon CSI durant ma thèse.

Je remercie le personnel d'**ARRONAX** d'avoir participé de près ou de loin à mes expériences sur l'accélérateur. Je remercie **Charbel KOUMEIR** d'avoir participé à mes expériences et pour l'aide que tu as pu m'apporter. Je remercie aussi le **groupe GAMO**, car sans votre participation active et vos connaissances sur le **C70XP**, beaucoup d'expériences menées sur celui-ci n'auraient pas été possibles.

Je remercie aussi **SUBATECH** qui a été mon laboratoire de rattachement, ainsi que le groupe **PRISMA** auquel j'ai été intégré. Je remercie tous les membres du groupe **PRISMA**, même si je n'ai pas été présent à toutes les réunions du groupe. Ce groupe de recherche a aussi été un acteur qui m'a permis de réaliser des expériences et des conférences durant ma thèse, c'est pourquoi je le remercie. Au sein du groupe **PRISMA**, je remercie **Arnaud GUERTIN** pour avoir été un membre de mon CSI durant ma thèse et **Vincent METIVIER** qui a été le chef du groupe **PRISMA** durant ma thèse. Je remercie aussi **Nantes Université** qui fut mon université de rattachement, ainsi que l'école doctorale **3MG**.

Je voulais aussi profiter de cet espace qui m'est donné pour remercier ma famille, car vous avez été compréhensif et vous avez été toujours là pour me soutenir. Sans vous, je n'aurais pas pu aller jusqu'où je suis aujourd'hui. Je remercie aussi ma compagne, **Emeline CRAFF**, pour avoir pris le temps de relire et corriger mes fautes d'orthographe. Je voulais aussi remercier mes amis et mes collègues, car ils m'ont permis de bien rigoler et ils ont été un soutien précieux durant ma thèse.

# Table des matières

REMERCIEMENTS .....	IV
TABLE DES MATIERES .....	V
INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I. LES ACCELERATEURS POUR LA PRODUCTION RADIOPHARMACEUTIQUE ..	3
<b>I.A. Histoire brève de la production des radionucléides avec les accélérateurs .....</b>	<b>3</b>
<b>I.B. Aujourd’hui et le futur de la production.....</b>	<b>4</b>
<b>I.C. Les accélérateurs pour la production de radionucléides.....</b>	<b>4</b>
<b>I.D. Les gammes énergétiques .....</b>	<b>5</b>
I.D.1. Les basses énergies.....	5
I.D.2. Les moyennes énergies.....	6
I.D.3. Les hautes énergies.....	6
I.D.4. Les très hautes énergies .....	6
I.D.5. Récapitulatif.....	7
<b>I.E. Description des types d’accélérateurs .....</b>	<b>7</b>
I.E.1. Les accélérateurs d’ions .....	7
I.E.1.a) Les LINAC .....	7
I.E.1.a).(1) Les basses énergies .....	7
I.E.1.a).(2) Les hautes énergies.....	8
I.E.1.b) Les accélérateurs électrostatiques .....	8
I.E.1.c) FFAG.....	8
I.E.1.d) Les cyclotrons .....	9
I.E.1.d).(1) Les TEP cyclotrons.....	9
I.E.1.d).(2) Les TEMP cyclotrons .....	9
I.E.1.d).(3) Les cyclotrons de haute énergie .....	9
I.E.1.d).(4) Les cyclotrons de très haute énergie .....	10
I.E.2. Les accélérateurs d’électron .....	10
<b>I.F. Conclusion.....</b>	<b>10</b>
CHAPITRE II. LE CYCLOTRON C70XP .....	11
<b>II.A. Production de radionucléide .....</b>	<b>11</b>
<b>II.B. Les projets de recherches .....</b>	<b>13</b>
<b>II.C. Description technique du cyclotron.....</b>	<b>13</b>
II.C.1. Description générale .....	13
II.C.2. La ligne d’injection .....	15

II.C.3.	Le cyclotron .....	18
II.C.4.	Le défecteur électrostatique .....	20
II.C.5.	La feuille d'épluchage .....	20
II.C.6.	Les instruments de mesure .....	21
II.C.7.	Les lignes de faisceau .....	22
II.C.7.a)	Ligne haut courant.....	22
II.C.7.a).(1)	Les BLMs .....	23
II.C.7.a).(2)	Système de balayage magnétique .....	23
II.C.7.a).(3)	Le collimateur quatre doigts .....	24
II.C.7.b)	Les lignes basses courantes .....	24
<b>II.D.</b>	<b>L'optimisation du cyclotron.....</b>	<b>25</b>
<b>II.E.</b>	<b>Descriptions théoriques .....</b>	<b>26</b>
II.E.1.	Le déplacement des particules à travers l'espace .....	26
II.E.1.a)	La force de Lorentz .....	27
II.E.1.b)	Les équations de la relativité restreinte .....	27
II.E.1.c)	L'émittance .....	27
II.E.1.d)	Le théorème de Liouville .....	28
II.E.1.d).(1)	Les limites du modèle .....	29
II.E.1.e)	Les paramètres de Courant-Snyder .....	29
II.E.2.	Les éléments magnétiques.....	31
II.E.2.a)	L'espace sans champ.....	31
II.E.2.b)	Les solénoïdes.....	31
II.E.2.c)	Les dipôles.....	33
II.E.2.d)	Les quadripôles.....	35
II.E.3.	Les types de sources d'ions .....	36
II.E.3.a)	La source d'ions ECR .....	37
II.E.3.a).(1)	La source SUPERNANOGAN ECR du C70XP .....	39
II.E.3.b)	La source d'ions Multicusp .....	39
II.E.3.b).(1)	La source Multicusp du C70XP .....	40
II.E.4.	Le Cyclotron.....	42
II.E.4.a)	Le cyclotron isochrone.....	43
II.E.5.	Extraction du faisceau H <sup>-</sup> et D <sup>-</sup> du cyclotron.....	43
II.E.6.	L'espace de charge .....	45
II.E.6.a)	Régimes des forces de répulsion .....	45
II.E.6.a).(1)	Le régime de collision.....	45
II.E.6.a).(2)	Le régime des effets collectifs.....	46
II.E.6.a).(3)	Les domaines d'application.....	46
II.E.6.b)	L'interaction du faisceau avec la paroi .....	47
II.E.6.c)	L'interaction du faisceau avec les gaz résiduels.....	47
II.E.7.	Dilution de l'émittance .....	48
II.E.7.a)	La feuille d'épluchage .....	48
II.E.7.b)	Décalage dans l'acceptance de l'injection .....	48
II.E.7.b).(1)	Décalage dans l'acceptance .....	49
II.E.7.b).(2)	Décalage de bêta à l'entrée du cyclotron .....	50
<b>II.F.</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>50</b>

CHAPITRE III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL, METHODE ET SIMULATION.....	51
<b>III.A. Les dispositifs expérimentaux .....</b>	<b>51</b>
III.A.1. Le pulseur.....	51
III.A.1.a) Le principe de fonctionnement .....	51
III.A.1.b) Tir effectué à hautes intensités.....	53
III.A.2. Les collimateurs .....	54
III.A.2.a) Les collimateurs fixes.....	54
III.A.2.b) Le collimateur ajustable .....	56
III.A.3. La mesure de l'enveloppe faisceau.....	57
III.A.3.a) La mesure sur les collimateurs quatre doigts.....	57
III.A.3.b) Les équations.....	57
III.A.4. Mesure de la distribution transverse du faisceau.....	58
III.A.4.a) Méthodologie .....	58
III.A.4.b) Analyse .....	59
III.A.5. Système de contrôle et d'acquisition des données à ARRONAX .....	59
III.A.5.a) Le serveur EPICS .....	60
<b>III.B. Simulation.....</b>	<b>61</b>
III.B.1. Le logiciel de simulation G4bl .....	61
III.B.2. Le modèle de la ligne d'injection .....	61
III.B.2.a) Géométrie de la ligne d'injection du C70XP .....	61
III.B.2.b) Implémentation des mesures des champs magnétiques .....	62
III.B.2.b).(1) La reproduction du champ magnétique des solénoïdes .....	62
III.B.2.b).(1).(a) Les solénoïdes .....	62
III.B.2.b).(1).(b) Le solénoïde double.....	63
III.B.2.b).(2) Le dipôle magnétique .....	64
III.B.2.b).(3) Les quadripôles magnétiques .....	67
III.B.2.c) Le choix de la liste physique pour la simulation dans G4BL.....	68
III.B.3. Autres éléments de la ligne d'injection.....	68
III.B.3.a) Les correcteurs de trajectoire.....	68
III.B.3.b) Le champ de bord de la bobine principale .....	68
III.B.3.b).(1) La simulation.....	69
III.B.3.b).(2) Expérimentalement .....	70
III.B.3.c) La distribution du faisceau en sortie de la source .....	71
<b>III.C. Conclusion.....</b>	<b>71</b>
CHAPITRE IV. ÉMITTANCE-METRE DU TYPE ALLISON .....	72
<b>IV.A. Principe.....</b>	<b>72</b>
IV.A.1. Les caractéristiques du faisceau d'ions.....	72
IV.A.2. La trajectoire du faisceau dans l'émittance-mètre.....	73
IV.A.3. L'équation d'Allison .....	74
IV.A.4. L'acceptance de l'émittance-mètre à chaque point de mesure .....	76
IV.A.5. La prise en compte des erreurs dans la mesure .....	79
IV.A.5.a) Exemple de l'impact des erreurs sur le terme $Ex'$ .....	80
<b>IV.B. Les calculs sur les mesures d'émittance .....</b>	<b>81</b>
IV.B.1. Le calcul de l'émittance .....	81

IV.B.1.a)	Calcul de l'émittance .....	81
IV.B.1.a).(1)	Le calcul RMS .....	82
IV.B.1.a).(2)	Le calcul par variation de seuil .....	82
IV.B.1.a).(3)	Fonction d'ajustement .....	83
IV.B.1.a).(4)	Comparaison des méthodologies .....	85
IV.B.2.	La mise en forme des données .....	85
IV.B.3.	La séparation du bruit fond et du signal .....	85
IV.B.4.	Étude des zones de densité .....	87
IV.B.4.a)	Détails du fonctionnement du code .....	87
IV.B.4.b)	Application d'un filtre moyenneur .....	88
<b>IV.C.</b>	<b>Comparaison des émittance-mètres de type Allison et Pepperpot .....</b>	<b>89</b>
IV.C.1.	Montage expérimental .....	89
IV.C.2.	Les émittance-mètres .....	91
IV.C.3.	Comparaison des mesures d'émittance .....	92
IV.C.4.	Résultat de la comparaison des émittance-mètres .....	94
<b>IV.D.</b>	<b>Le choix de l'émittance-mètre pour la ligne d'injection du C70XP .....</b>	<b>94</b>
<b>IV.E.</b>	<b>L'émittance-mètre du type Allison à ARRONAX .....</b>	<b>95</b>
IV.E.1.	Précaution prise avant la mesure de l'émittance .....	96
IV.E.2.	Vérification du domaine de validité .....	97
<b>IV.F.</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>97</b>
<b>CHAPITRE V. LA CAMPAGNE DE MESURES D'EMITTANCE .....</b>		<b>98</b>
<b>V.A.</b>	<b>Les mesures d'émittance avec le faisceau d'ions H<sup>+</sup> .....</b>	<b>99</b>
V.A.1.	Mesure systématique et dénomination des paramètres du faisceau .....	99
V.A.1.a)	Les paramètres du faisceau .....	101
V.A.1.b)	L'influence du réglage de la machine.....	102
V.A.1.c)	Récapitulatif de la partie V.A.1.....	103
V.A.2.	Observation expérimentale entre les paramètres étudiés dans la ligne d'injection et les mesures de l'émittance-mètre .....	103
V.A.2.a)	Impact du solénoïde source sur les mesures d'émittance .....	104
V.A.2.b)	La réduction de l'émittance et l'augmentation du courant .....	106
V.A.2.b).(1)	La source Multicusp .....	106
V.A.2.b).(1).(a)	La tension d'accélération des électrons .....	106
V.A.2.b).(1).(b)	La tension totale d'extraction .....	107
V.A.2.b).(1).(c)	La tension du supresseur d'électron.....	107
V.A.2.b).(1).(d)	La tension d'extraction .....	107
V.A.2.b).(1).(e)	Récapitulatif de la partie V.A.2.b).(1) .....	107
V.A.2.b).(2)	Vérification des paramètres de réglage de la source Multicusp .....	109
V.A.2.b).(2).(a)	Les courants mesurés durant la campagne avec l'émittance-mètre.....	109
V.A.2.b).(2).(b)	Vérification expérimentale .....	111
V.A.2.b).(2).(c)	Optimisation de la source .....	113
V.A.2.c)	Étude des paramètres menant à plusieurs maximums locaux .....	113
V.A.2.c).(1)	Relation linéaire entre les paramètres de réglage du premier et du second quadripôle. ....	114

V.A.2.c).(2) Relation linéaire entre le paramètre de réglage du premier et du troisième quadripôle .....	115
V.A.2.c).(3) Relation linéaire entre le paramètre de réglage du deuxième et du troisième quadripôle .....	116
V.A.2.c).(4) Récapitulatif de la partie V.A.2.c) .....	117
V.A.2.d) Récapitulatif de la partie V.A.2 .....	118
V.A.3. Étude statistique des paramètres du faisceau mesuré par l'émittance-mètre .....	118
V.A.3.a) Définition des données étudiées et des objectifs .....	118
V.A.3.b) Corrélacion entre l'émittance et les paramètres faisceau .....	120
V.A.3.b).(1) Estimation de l'émittance avec $\sigma_{xp}$ .....	120
V.A.3.b).(2) Réduction de l'émittance via la réduction de $\sigma_{xp'}$ .....	121
V.A.3.b).(3) Réduction de l'émittance par la réduction du NumMax .....	122
V.A.3.b).(4) Approximation de la covariance dans le calcul de l'émittance .....	123
V.A.3.b).(5) Récapitulatif de la partie V.A.3.b) .....	124
V.A.3.c) Corrélacion $\sigma_{xp}$ et $\sigma_{xp'}$ en fonction de $\mu_{x'}$ et $\mu_x$ .....	124
V.A.3.c).(1) Utilisation de $\mu_{x'}$ pour le suivi de $\sigma_{xp}$ et de $\sigma_{xp'}$ .....	125
V.A.3.c).(2) Utilisation de $\mu_x$ pour le suivi de $\sigma_{xp}$ et de $\sigma_{xp'}$ .....	126
V.A.3.c).(3) Récapitulatif des observations de la partie V.A.3.c) .....	128
V.A.3.d) Résultats des tests de corrélacion entre les paramètres du faisceau .....	128
V.A.3.e) Les techniques pour réduire l'émittance .....	130
V.A.3.f) Corrélacion entre la mesure de courant sur la sonde radiale et les informations données par l'émittance-mètre .....	130
V.A.3.f).(1) Lien entre le courant mesuré sur la sonde radiale, $\sigma_{xp'}$ et $\mu_{x'}$ .....	131
V.A.3.f).(2) Lien entre le courant mesuré sur la sonde radiale, $\sigma_{xp}$ et $\mu_x$ .....	133
V.A.3.f).(3) Les positions préférentielles des maximums locaux dans l'espace $x - x'$ .....	135
V.A.3.f).(4) Position dans l'espace de phase $x - x'$ pour maximiser la transmission .....	137
V.A.4. Récapitulatif de la partie V.A .....	137
V.A.5. Discussion .....	138
<b>V.B. Les mesures d'émittance avec le faisceau d'ions He<sup>2+</sup> .....</b>	<b>138</b>
V.B.1. Réduction de l'émittance du faisceau .....	140
V.B.2. Augmentation du courant mesuré sur la sonde radiale .....	141
V.B.3. Récapitulatif de la partie V.B .....	142
<b>V.C. Conclusion.....</b>	<b>143</b>
<b>CHAPITRE VI. SIMULATION DE LA LIGNE D'INJECTION. ....</b>	<b>144</b>
<b>VI.A. Simulation avec un faisceau gaussien .....</b>	<b>144</b>
VI.A.1. Construction de la simulation .....	144
VI.A.1.a) Objectif de la simulation .....	146
VI.A.1.b) Étude de l'impact des variations des champs magnétiques dans la simulation .....	146
VI.A.1.c) Étude de la dispersion angulaire .....	148
VI.A.1.c).(1) Comparaison des réglages de la simulation aux réglages opérationnels .....	148
VI.A.1.c).(2) Application des variations dans la simulation sans collimateur .....	150
VI.A.1.d) Étude du courant en mode stop .....	152
VI.A.1.e) Récapitulatif de la partie VI.A.1 .....	155
VI.A.2. La simulation des collimateurs .....	156
VI.A.2.a) Impact d'un collimateur dans la ligne d'injection .....	156

VI.A.2.a).(1) Comparaison des résultats de la simulation aux résultats expérimentaux .....	156
VI.A.2.a).(2) Récapitulatif de la partie VI.A.2.....	158
<b>VI.B. Le désaccord de la simulation avec les mesures d'émission .....</b>	<b>159</b>
VI.B.1. Récapitulatif de la partie VI.B .....	160
<b>VI.C. L'adaptation de la simulation à la mesure expérimentale .....</b>	<b>160</b>
VI.C.1. Résultats de la simulation .....	161
VI.C.1.a) La définition de la source .....	161
VI.C.1.b) Comparaison et l'émission mesurée et l'émission simulée .....	162
VI.C.1.c) Récapitulatif de la partie VI.C.1 .....	164
VI.C.2. L'étude du faisceau obtenu .....	164
VI.C.2.a) Faisceau dans le plan transverse .....	164
VI.C.2.b) Croquis d'un diagnostic .....	165
VI.C.2.c) Récapitulatif de la partie VI.C.2 .....	166
VI.C.2.d) Discussion .....	166
<b>VI.D. Conclusion .....</b>	<b>167</b>
<b>CHAPITRE VII. ÉTUDE DES COLLIMATEURS DANS LA LIGNE D'INJECTION .....</b>	<b>168</b>
<b>VII.A. La capacité de mesure du courant électrique par les collimateurs .....</b>	<b>169</b>
<b>VII.B. Assistance aux réglages.....</b>	<b>170</b>
VII.B.1. Collimateur fixe.....	170
VII.B.1.a) Capacité de mesure du courant électrique .....	170
VII.B.1.a).(1) L'offset induite par le groupeur.....	171
VII.B.1.b) Cohérence de la mesure du courant.....	171
VII.B.1.c) Mesure des caractéristiques du faisceau .....	172
VII.B.1.d) Outil de réglage.....	174
VII.B.1.e) Récapitulatif de la partie VII.B.....	175
VII.B.2. Le collimateur ajustable.....	175
VII.B.2.a) Capacité de mesure du courant électrique .....	175
VII.B.2.b) Cohérence de la mesure du courant.....	176
VII.B.2.c) Mesure des caractéristiques du faisceau .....	178
VII.B.2.d) Outil de réglage.....	179
VII.B.2.e) Récapitulatif de la partie VII.B.2.....	180
VII.B.3. Récapitulatif de la partie VII.B .....	181
<b>VII.C. Apport d'un collimateur.....</b>	<b>181</b>
VII.C.1. L'adaptation du faisceau en bout de ligne.....	181
VII.C.1.a) Avec les collimateurs fixes.....	181
VII.C.1.b) Avec le collimateur ajustable .....	183
VII.C.1.b).(1) Première mesure.....	183
VII.C.1.b).(2) Deuxième mesure .....	184
VII.C.1.c) Récapitulatif de la partie VII.C.1 .....	185
VII.C.2. Homogénéité du faisceau .....	185
VII.C.2.a) La première expérience.....	186
VII.C.2.b) La seconde expérience .....	187
VII.C.2.c) Récapitulatif de la partie VII.C.2 .....	188



VII.C.3.	Bruit de fond en mode stop .....	188
VII.C.3.a)	Les collimateurs.....	188
VII.C.3.b)	Hypothèse sur la réduction du bruit de fond .....	189
VII.C.3.c)	Récapitulatif de la partie VII.C.3 .....	190
VII.C.4.	Récapitulatif de la partie VII.C .....	191
VII.C.5.	Discussion .....	191
<b>VII.D.</b>	<b>Protection de l'accélérateur .....</b>	<b>191</b>
VII.D.1.	Collimateur ajustable .....	191
VII.D.2.	Collimateur fixe .....	192
VII.D.3.	Récapitulatif de la partie VII.D.....	192
<b>VII.E.</b>	<b>Récapitulatif de la partie VII.B à la VII.D.....</b>	<b>192</b>
<b>VII.F.</b>	<b>Discussion .....</b>	<b>192</b>
<b>VII.G.</b>	<b>Le collimateur idéal.....</b>	<b>193</b>
VII.G.1.	Cahier des charges.....	193
VII.G.2.	Mesure .....	194
VII.G.2.a)	La mesure d'émittance .....	195
VII.G.2.b)	Les autres mesures de caractérisation du faisceau envisagé .....	195
VII.G.2.b).(1).(a)	Mesure avec les fentes ajustables.....	195
VII.G.2.b).(1).(b)	Mesure du courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection .	196
VII.G.2.b).(2)	Mesure du mélange d'ions dans la ligne d'injection.....	196
VII.G.2.c)	Limitation de la mesure de la dispersion spatiale et angulaire du faisceau.....	196
<b>VII.H.</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>197</b>
	<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>199</b>
	<b>DISCUSSION.....</b>	<b>202</b>
	<b>PERSPECTIVE .....</b>	<b>202</b>
	<b>TABLE DES FIGURES.....</b>	<b>204</b>
	<b>TABLE DES TABLES.....</b>	<b>212</b>
	<b>REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUE .....</b>	<b>213</b>
	<b>ANNEXE 1. TECHNIQUE DES TROIS GRADIENTS .....</b>	<b>227</b>
	<b>ANNEXE 2. ÉTUDE DE LA POSSIBILITE DE MESURE DE L'EMITTANCE PAR UN COLLIMATEUR FIXE DANS LA LIGNE D'INJECTION.....</b>	<b>229</b>
<b>2.A.</b>	<b>La mesure dans nos conditions expérimentales .....</b>	<b>229</b>

2.A.I.	Hypothèse.....	229
2.A.II.	Au point de mesure.....	229
2.A.III.	Conclusion.....	231

### ANNEXE 3. ÉTUDE DE L'IMPACT D'UN DES PARAMETRES DE COURANT-SNYDER SUR LA MESURE DU CBQSW232

<b>3.A.</b>	<b>Construction du modèle.....</b>	<b>232</b>
3.A.I.	Les hypothèses.....	232
<b>3.B.</b>	<b>Variation des paramètres de Courant-Snyder .....</b>	<b>234</b>
3.B.I.	Impact de la variation de $\epsilon x$ et $\epsilon y$ sur le CBQSWx .....	234
3.B.II.	Impact de la variation du coefficient $\beta T x 0$ et $\beta T y 0$ sur le CBQSWx .....	235
3.B.III.	Impact de la variation du coefficient $\gamma T x 0$ et $\gamma T y 0$ sur le CBQSWx.....	236
3.B.IV.	Conclusion.....	237

### ANNEXE 4. LE PROGRAMME DE RECUPERATION DES DONNEES..... 238

<b>4.A.</b>	<b>Les « Process Variable » .....</b>	<b>239</b>
<b>4.B.</b>	<b>Rapatriement des données .....</b>	<b>239</b>
<b>4.C.</b>	<b>Le prétraitement des données .....</b>	<b>240</b>
4.C.I.	La moyenne et la variance .....	241
4.C.II.	L'intégration des valeurs .....	241
4.C.III.	Lissage des valeurs .....	241
4.C.IV.	La recherche d'événement .....	241
<b>4.D.</b>	<b>L'analyse .....</b>	<b>242</b>
4.D.I.	Les fiches de paramètres .....	242
4.D.II.	Les graphiques .....	244
4.D.III.	L'étude des paramètres corrélée.....	244
4.D.IV.	L'ajustement de courbe.....	245
4.D.V.	Conclusion .....	246

### ANNEXE 5. BENCHMARK DANS DES CONDITIONS DE BRUIT SIMULE ..... 247

<b>5.A.</b>	<b>Simulation du bruit de fond .....</b>	<b>247</b>
<b>5.B.</b>	<b>Injection du signal .....</b>	<b>249</b>
<b>5.C.</b>	<b>Analyse des émittances.....</b>	<b>250</b>
<b>5.D.</b>	<b>Compilation des résultats.....</b>	<b>251</b>

### ANNEXE 6. EXTRACTION DU BRUIT DE FOND PAR FFT2D..... 253

ANNEXE 7. INFLUENCE DES PARAMETRES ETUDIES SUR LES PARAMETRES FAISCEAU ....	258
7.A. La source Multicusp .....	258
7.B. La source SUPERNANOGAN ECR .....	259
7.C. Le solénoïde source.....	259
7.D. Le correcteur de trajectoire source .....	260
7.E. Le dipôle source .....	260
7.F. Les quadripôles .....	260
7.G. Le correcteur de trajectoire de la ligne d'injection .....	261
7.H. L'injecteur solénoïde .....	261
7.I. Le groupeur .....	261
7.J. Solénoïde central .....	261
7.K. Les paramètres du cyclotron .....	262
7.L. Récapitulatif de l'Annexe 7 .....	262
ANNEXE 8. PARAMETRE DE REGLAGE INITIAL DE LA LIGNE D'INJECTION DURANT LES MESURES AVEC L'EMITTANCE-METRE.....	263
ANNEXE 9. LES CORRELATIONS EXPERIMENTALES .....	264
9.A. Dans la source Multicusp .....	264
9.A.I. La linéarité des courants retour dans la source Multicusp .....	264
9.A.II. La coupelle de Faraday et le courant mesuré par l'alimentation haute tension de la source Multicusp .....	266
9.A.III. La stabilité de la source.....	267
9.A.IV. Usure des filaments de la source Multicusp .....	268
9.B. Dans la ligne d'injection .....	268
9.B.I. Relation unissant le solénoïde central et de la ligne d'injection.....	269
9.B.II. Relation unissant les valeurs de vide dans la ligne d'injection .....	269
9.C. Au bout de la ligne d'injection.....	270
ANNEXE 10. CALCUL DES CORRELATIONS ATTENDUES .....	272
10.A. Théorie .....	272
10.B. Méthode .....	272

10.C.	Résultats .....	273
ANNEXE 11. LA POSITION DES MAXIMUMS LOCAUX EN FONCTION DU NOMBRE DES MAXIMUMS LOCAUX DANS L'ESPACE $x-x'$ .....		
11.A.	Les mesures avec un seul maximum local .....	277
11.B.	Les mesures avec deux maximum locaux .....	277
11.C.	Les mesures avec trois maximum locaux.....	278
11.D.	Les mesures avec quatre maximum locaux .....	278
ANNEXE 12. INDEPENDANCE DES RESULTATS FACE AU CHOIX DE LA GRAINE ALEATOIRE ET AU CHOIX DU NOMBRE DE PARTICULES GENEREES DANS LA SIMULATION G4BEAMLINÉ .....		
12.A.	Indépendance des résultats face au choix de la graine aléatoire et au choix du nombre de particules générées dans la simulation G4beamline.....	279
12.B.	Illustration de la validité de la simplification de l'interaction des ions avec les collimateurs .....	282
ANNEXE 13. FONCTIONNEMENT DE L'ALGORITHME POUR CONVERGER VERS UNE DEFINITION DU FAISCEAU STABLE EN SORTIE DE SOURCE .....		
13.A.	Mise en forme des mesures d'émittance .....	284
13.B.	Tirage aléatoire .....	285
13.C.	Avantage.....	286
ANNEXE 14. LA STABILITE DU FAISCEAU EN BOUT DE LIGNE .....		
14.A.	Le collimateur ajustable .....	287
14.A.I.	La mesure expérimentale .....	287
14.A.II.	Biais expérimentaux.....	287
14.B.	Le collimateur fixe.....	288
14.B.I.	La mesure expérimentale .....	288
14.B.II.	Biais expérimentaux.....	289
14.C.	Conclusion .....	290

# Introduction générale

Le cyclotron C70XP d'ARRONAX (Accélérateur pour la **R**echerche en **R**adiochimie et **O**ncologie à Nantes Atlantique) a pour missions la recherche dans le domaine de la production de nouveaux radionucléides<sup>1</sup> pour la médecine nucléaire et pour la recherche dans des domaines connexes (physique nucléaire, chimie nucléaire, radiobiologie, tests de détecteurs ...). Pour la production de radionucléides, l'un des enjeux est de produire suffisamment d'activités pour permettre d'accompagner les études jusqu'aux lits des patients (essais cliniques) et à la routine clinique. Cela nécessite de travailler à haute intensité (au-delà de plusieurs dizaines de  $\mu\text{A}$  sur cible) et donc d'explorer les capacités de fonctionnement du cyclotron C70XP d'ARRONAX dans ce régime de fonctionnement.

La montée en intensité en bout de ligne (sur cible) passe par l'étude de la ligne d'injection pour définir quels sont les méthodes et diagnostics à mettre en place pour atteindre de plus haute intensité, tout en limitant les déformations du faisceau pouvant apparaître. Cette thèse se focalise sur l'étude de la ligne d'injection du C70XP dans le but de proposer des méthodes et paramètres à suivre afin de permettre un fonctionnement à haute intensité.

## La thèse est présentée en sept chapitres :

Le Chapitre I présente une brève histoire se focalisant sur des éléments marquant de la production de radionucléides pour des applications médicales avec une présentation de différentes machines installées dans le monde permettant d'assurer la production de ceux-ci. Les accélérateurs de particules sont classés en fonction de leur énergie, de leur utilisation et en fonction des particules accélérées et une liste non exhaustive des différents accélérateurs participant à la production dans le monde est aussi présentée.

Le Chapitre II présente les activités de production et les activités de recherche réalisées avec le cyclotron C70XP d'ARRONAX. Ce chapitre présente aussi les détails techniques pertinents de cet accélérateur, allant des sources jusqu'au bout de lignes. La partie théorique de physique des accélérateurs nécessaire à la compréhension des résultats qui seront présentés dans les chapitres suivants est aussi présentée dans ce chapitre.

Le Chapitre III présente les dispositifs expérimentaux qui ont été employés, que ce soit sur la ligne d'injection ou en bout de ligne, dans le cadre des expériences liées à nos études. Sur la ligne d'injection, nous avons utilisé des collimateurs fixes aux formes et ouvertures diverses, ainsi qu'un prototype de collimateur ajustable. Les méthodes analytiques appliquées à ces dispositifs lors des analyses sont aussi présentées. Il est aussi présenté le modèle de simulation de la ligne d'injection sous G4beamline (G4b1) [1] dans lequel une attention particulière a été portée à la forme des champs magnétiques des différents éléments magnétiques et de leur intensité.

Le Chapitre IV présente le principe de fonctionnement d'un émittance-mètre du type Allison, ainsi que les erreurs de mesure associées à ce type d'émittance-mètre. L'émittance-mètre du type Allison a été installé sur la ligne d'injection du C70XP pendant deux semaines pour une campagne de mesure des caractéristiques du C70XP. Une nouvelle méthode analytique avec un ajustement d'une bi-gaussienne 2D permettant la prise en compte du bruit de fond dans les mesures expérimentales a été développée pour cette étude. Elle est détaillée et comparée à une méthode conventionnelle dans ce chapitre. La comparaison des méthodes de calcul de l'émittance est réalisée avec une simulation

---

<sup>1</sup> Radionucléide : « Atome radioactif capable de se transformer en un autre. », CNRTL [170].

reproduisant le bruit de fond, qui a été observée dans les mesures effectuées à ARRONAX avec un signal bi-gaussien 2D. Ce chapitre inclut aussi un travail de comparaison de l'émittance-mètre du type Allison avec un émittance-mètre du type Peppercot qui a été réalisé lors de mesures d'émittance sur la ligne « Accélérateur pour la Recherche avec des Ions de Basse Énergie » (ARIBE) dans le « Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique » (CIMAP) installée au « Grand Accélérateur National d'Ions Lourds » (GANIL).

Le Chapitre V présente en détail les résultats des mesures d'émittance dans la ligne d'injection du C70XP obtenu pour les protons et les particules alpha. Ces résultats permettent de mettre en évidence les principaux impacts des éléments magnétiques et les déviations du faisceau par rapport à la représentation gaussienne habituellement supposée du faisceau.

Parmi les résultats obtenus, des zones de haute densité de faisceau sont visibles avec le faisceau d'ions H. Ces observations sont compatibles avec les endommagements de cible à haut courant qui ont pu être observés par le passé sur la ciblerie en bout de ligne. Dans l'étude des faisceaux ci-présents, il est trouvé des réglages de la source d'ions qui permettent de supprimer ces zones de haute densité tout en maximisant la transmission du faisceau entre la ligne d'injection et le cyclotron. Nos études ont montré la répétabilité des réglages de la source dans une large gamme d'intensité. Nos études ont aussi mis en évidence des corrélations monotones et linéaires entre l'émittance et d'autres paramètres faisceau, telles que la position moyenne du faisceau et ces écarts-types dans l'espace de phase  $x - x'$ . Ces corrélations ont été explorées avec l'objectif d'aider à l'optimisation de l'émittance dans la ligne d'injection tout en conservant une transmission entre la ligne d'injection et le cyclotron acceptable et même tendre vers une meilleure transmission.

En parallèle, des mesures expérimentales, une simulation de la ligne d'injection Chapitre VI a été mise en place avec le logiciel G4bl. Cette simulation a pour objectif de compléter notre compréhension des phénomènes observés aussi bien avec les collimateurs fixes instrumentés que l'émittance-mètre. En prenant comme hypothèse l'absence d'aberrations de l'optique dans la ligne d'injection, cela permet de remonter à une forme et une distribution approchée du faisceau à la sortie de la source Multicusp. Les mesures d'émittance et la simulation montrent la possibilité pour un collimateur réglable de réduire les zones de haute densité de faisceau en réalisant des coupures géométriques. Les caractéristiques d'un tel diagnostic sont présentées dans le Chapitre VI.

Enfin, le Chapitre VII présente l'étude de la ligne d'injection avec des collimateurs fixe et le prototype d'un collimateur ajustable. En instrumentant les collimateurs afin d'effectuer une mesure de courant déposé, il est possible de compléter notre connaissance du faisceau dans l'injection et ainsi de limiter les pertes de faisceau dans le cyclotron et d'aider à adapter le faisceau à la ciblerie présente en bout de ligne faisceau. En partant de ces constatations, le cahier des charges d'un nouveau diagnostic permettant en plus des caractéristiques annoncées d'optimiser la transmission du faisceau est présenté (collimateur dit idéal). Le chapitre VII est suivi d'une conclusion générale de ce travail et des perspectives.

## Chapitre I. Les accélérateurs pour la production radiopharmaceutique

La production de radionucléide pour la médecine nucléaire, que ce soit la recherche ou la routine clinique, se fait selon deux voies possibles :

- La première utilise un réacteur nucléaire de recherche. Le principe est de soumettre une cible à un flux de neutron thermique permettant ainsi d'obtenir des radionucléides par capture neutronique ou fission. Ces radionucléides sont généralement riches en neutrons, tels que  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{166}\text{Ho}$ ,  $^{177}\text{Lu}$ ... En règle générale, les radionucléides issus de cette production sont destinés à la thérapie (émetteurs bêta-) ou à l'imagerie comme le  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ .
- La seconde nécessite l'utilisation d'un accélérateur de particules. Dans ce cas, la cible d'intérêt est soumise à un flux de particules chargées (proton  $\text{H}^+$ , deutérium  $\text{D}^+$ , alpha  $^4\text{He}^{2+}$ ...). Dans ce cas, les radionucléides produits sont riches en protons comme  $^{18}\text{F}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ... Ils sont majoritairement destinés au diagnostic [2].

### I.A. Histoire brève de la production des radionucléides avec les accélérateurs

La production de radionucléides avec un accélérateur et l'utilisation à des fins médicales est soulignée peu d'années après les communications d'E. Lawrence sur les cyclotrons<sup>2</sup> de 1931 pour les ions lourds [3] et de 1932 avec un développement pour les ions légers [4].

Ainsi, il est mentionné dans le texte d'hommage à John Hundale Lawrence du journal de médecine nucléaire [5] que le  $^{32}\text{P}$  a été administré à un groupe de souris ayant la leucémie dès 1935. L'utilisation du  $^{32}\text{P}$ , produit artificiellement dans les cyclotrons à partir de deutons, pour des patients est signalée avoir commencé en 1936 dans les articles de 1948 et 1949 de J.H. Lawrence [6] [7] qui présentent le suivi de plusieurs centaines de patients.

À cette époque, les radionucléides sont produits dans les instituts de recherche qui disposent d'un cyclotron comme l'University of California à Berkeley en 1941 [8]. La même année un cyclotron est construit à la Washington University de St. Louis [9] dont l'un des buts initiaux est la production de radionucléides dans un centre universitaire dédié au médical. En 1942, son activité change à cause de l'effort de guerre, il est hautement employé pour la production de plutonium [10] dans le cadre du projet Manhattan. En 1951, le nombre de cyclotrons [11] s'élève à près de 30 aux États-Unis et à une quinzaine hors États-Unis et deux de ces appareils se trouvent dans des centres médicaux (à St. Louis et à Londres).

Michel M. Ter-Pogossian et Henry N. Wagner dans [12] relèvent en 1966 que ces deux centres médicaux sont toujours uniques et que la production des radionucléides se fait essentiellement dans les laboratoires. Ils relèvent aussi que l'utilisation pour le médical se fait avec des nucléides de demi-vie longue à travers l'emploi des générateurs qui facilitent leur utilisation. Les auteurs soulignent, dans le même article, que cela limite la quantité et le type de radionucléides disponibles. Ils soutiennent la production de radionucléides à courte demi-vie tels que le  $^{18}\text{F}$  ou  $^{15}\text{O}$ , via des cyclotrons installés dans les hôpitaux, ce qui offre plusieurs avantages. La proximité du cyclotron avec les patients permet de limiter le temps de transport, donc les pertes. De nouveaux radionucléides seraient alors disponibles pour la recherche biomédicale. Les nouveaux radionucléides à demi-vie courte permettraient aussi de réduire la dose totale de radiation reçue par le patient.

---

<sup>2</sup> E. Lawrence confirme la dénomination de cyclotron en 1936.

Dans le même temps, à la fin des années 50, les travaux de D.Kuhl sur un scanner rotationnel [13] dans un premier temps, puis sur un scanner pour les radionucléides [14], permettent les prémices des développements de ce qui est appelé aujourd'hui la Tomographie par Émission MonoPhotonique (TEMP). À la fin des années 70, une nouvelle technique avec la Tomographie à Émission de Positons (TEP) est développée, ce qui relance l'intérêt pour les radionucléides émetteurs  $\beta^+$  [15]. Dans la logique de l'utilisation des générateurs, les développements débutent sur le  $^{82}\text{Sr}$  dont le fils est le  $^{82}\text{Rb}$  est émetteur de positons et qui est un analogue du calcium pouvant être utilisé pour faire de l'imagerie TEP cardiaque [15].

L'imagerie nucléaire permettant d'avoir des images fonctionnelles complémentaires des images anatomiques obtenues avec les autres techniques d'imagerie (Scanner, IRM, échographie ...), elle se développe et avec elle le besoin de radionucléides spécifiques à la TEMP et à la TEP [16] dès les années 1970. En parallèle, les accélérateurs sont de plus en plus spécifiques à la production de radionucléides et les cyclotrons deviennent le fer de lance des outils industriels pour la production de radionucléides. Pour répondre à la demande, fournir des radionucléides avec la pureté désirée et optimiser les coûts de production, des machines spécialisées dans la production des radionucléides pour la TEMP et la TEP sont proposées par les différents constructeurs [17].

### I.B. Aujourd'hui et le futur de la production

En 2015, le  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$  représente 80 % des procédures en médecine nucléaire [18] et est utilisé dans le diagnostic via la TEMP. À partir de 2016, la production de  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$  est en tension suite à la fermeture de deux réacteurs de production (OSIRIS en 2015 et NRU en 2016) ne laissant que six réacteurs assurant la production mondiale [18]. Malgré une demande croissante constante (+ 0,5 % en 2016 et + 5 % environ par an), il est prévu d'ici 2030 que six des neuf principaux réacteurs de production soient mis à l'arrêt [19]. Or, la mise en place de nouveaux réacteurs de productions tels que JHR, MYRRAH et PALLAS [20] prévues pour 2032, 2035 et 2028 respectivement permettront de combler une partie ou totalement le manque à produire [21]. L'utilisation du  $^{18}\text{F}$  se développe notamment en oncologie où il permet grâce au FDG<sup>3</sup> de faire un bilan d'extension de la maladie et est devenue un « Gold standard » dans la prise en charge de ces patients [22]. De plus, avec le développement de nouveaux produits thérapeutiques (LUTATHERA pour les tumeurs neuroendocrines et PLUVICTO® pour la prostate), il y a un essor de la médecine nucléaire et un intérêt fort pour de nouveaux radionucléides dits "innovants" pour le traitement et le diagnostic des cancers [17] dont certains ne peuvent être obtenus que grâce aux accélérateurs ( $^{203}\text{Pb}$  pour l'imagerie ou  $^{211}\text{At}$  pour la thérapie alpha).

### I.C. Les accélérateurs pour la production de radionucléides

Les paragraphes suivants s'attachent à peindre une cartographie de l'ensemble des accélérateurs pour la production des radionucléides d'abord avec un point de vue général sur les types d'accélérateurs en exploitation et ceux envisagés actuellement. Ainsi, il est possible d'identifier cinq types d'accélérateurs :

- Les cyclotrons.
- Les accélérateurs linéaires (LINAC).
- Les accélérateurs électrostatiques.
- Les accélérateurs à Gradient Alternatif à Champ Fixe (en anglais FFAG).
- Les rhodotrons.

Les accélérateurs présentés (décrits plus en détail dans la partie I.E) ont deux types d'interaction pour générer des radionucléides à destination médicale. La première, qui est employée depuis

---

<sup>3</sup> FDG : Fluorodésoxyglucose



l'invention des cyclotrons, est l'interaction ion-noyau (proton, deuton, alpha...) et neutron-noyau. La deuxième repose sur l'interaction photon-noyau (photofission), celle-ci est en passe d'être employée pour la production de radionucléides à destination médicale. Les cinq types accélérateurs peuvent être classés en fonction de la plage d'énergie d'utilisation qui est exprimée en Méga électron Volt (MeV) et des particules accélérées. Ainsi, la plage d'énergie des faisceaux utilisée peut aller de quelques MeV (7 MeV) à plusieurs centaines de MeV (500 MeV à TRIUMF [23]) selon la technologie utilisée. Le choix de la technologie utilisée dépend des utilisations (radionucléides ou mixte avec de la recherche subatomique) et des radionucléides à produire notamment en lien avec la section efficace de production (probabilité que la réaction désirée ait lieu). Il est choisi une énergie de faisceau pour laquelle la section efficace de production des radionucléides d'intérêt est maximale et celles des radionucléides indésirables sont nulles/faibles. Si les contaminants sont facilement séparables chimiquement, ils n'apporteront pas de contrainte sur le choix de l'énergie du faisceau. La séparation en masse est une technologie possible pour purifier les éléments produits, mais elle est encore en phase de développement et manque de maturité (MEDICIS [24]).

### I.D. Les gammes énergétiques

Lorsqu'il est cherché à produire un radionucléide pour des applications médicales, il faut arriver à obtenir ce dernier avec un niveau de pureté élevé (pureté radio-isotopique) c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'autres radionucléides présents dans la solution finale ou en tout cas en quantité suffisamment faible pour qu'il y ait le minimum d'impact lors de l'utilisation (impact sur l'image, impact sur le patient, impacts sur le personnel médical, impact sur la gestion des déchets). Le moyen principal consiste à trouver la combinaison cible/particule/énergie de la particule permettant de maximiser la production du radionucléide d'intérêt et de minimiser la présence des autres impuretés, notamment les isotopes du radionucléide d'intérêt, car il ne sera pas possible de les éliminer par la chimie une fois produite.

Le choix des caractéristiques du faisceau joue un rôle majeur dans la conception des accélérateurs. Des caractéristiques souhaitées du faisceau vont découler les choix technologiques, l'optimisation de l'empreinte au sol des accélérateurs, du coût de l'accélérateur et de l'efficacité de celui-ci [18].

Les accélérateurs ont coutume d'être définis en quatre catégories d'accélérateurs médicaux :

- Les basses énergies (< 18 MeV), majoritairement dédiées à la production de  $^{18}\text{F}$ ,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  et  $^{15}\text{O}$ .
- Les moyennes énergies (18 et 30 MeV), pour la production de  $^{18}\text{F}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Ge}$  et  $^{201}\text{Tl}$ .
- Les hautes énergies (30 à 70 MeV), pour la production de  $^{82}\text{Sr}$ .
- Les très hautes énergies (> à 70 MeV), utilisées pour faire de la spallation<sup>4</sup>.

#### I.D.1. Les basses énergies

Les accélérateurs dits de basses énergies ont une énergie inférieure à 18 MeV et accélèrent principalement des protons et des deutons. Ces accélérateurs sont aussi appelés TEP accélérateur (par les fabricants d'accélérateurs), car ils sont optimisés pour fournir les caractéristiques du faisceau nécessaire à la production des radionucléides intervenant dans le diagnostic par TEP. Ils sont généralement installés directement dans les hôpitaux au plus proche des patients, car les radionucléides générés ont un temps de demi-vie compris entre la minute et deux heures ( $^{18}\text{F}$  :  $T_{1/2} = 110$  minutes,  $^{11}\text{C}$  :  $T_{1/2} = 20,5$  min,  $^{13}\text{N}$  :  $T_{1/2} = 9,96$  minutes,  $^{15}\text{O}$  :  $T_{1/2} = 2,07$  minutes ...) [12].

---

<sup>4</sup> Spallation : « Réaction nucléaire dans laquelle le choc d'une particule de grande énergie sur un noyau-cible provoque l'émission de fragments de décomposition ou de réorganisation de celui-ci », CNRTL [170]

Les accélérateurs TEP doivent être accompagnés d'un système de séparation radiochimique, le plus souvent des automates, pour accélérer et faciliter le processus de production. L'avantage de ces faibles énergies est la pureté radio-isotopique obtenue en fin de production, car plus l'énergie du faisceau de particules initiale est faible, plus le nombre de radionucléides indésirables possiblement générés est réduit [18].

Même si les cyclotrons représentent la majorité des installations de basses énergies pour la production de radionucléides, dans cette catégorie se trouvent des projets d'accélérateurs électrostatiques, des projets d'accélérateurs linéaires proton et deuton, et même des projets d'accélérateurs pour les photoréactions.

#### I.D.2. Les moyennes énergies

Les accélérateurs dits de moyennes énergies ont une énergie comprise entre 18 et 30 MeV. Ils peuvent accélérer plusieurs types de particules lourdes (protons, alpha, deutons), il s'y trouve aussi des accélérateurs d'électrons.

Ils sont conçus pour générer des radionucléides ( $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{124}\text{I}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , ...) avec une plus longue durée de demi-vie ( $T_{1/2} > 10$  heures) qui pourront être produits dans des lieux dédiés (centre de recherche, industriel ...) et serviront principalement dans la TEMP. C'est pourquoi les accélérateurs dans cette gamme énergétique sont nommés TEMP accélérateur par les fabricants d'accélérateurs.

Les radionucléides produits peuvent être aussi utilisés pour réaliser des générateurs, des sources de radionucléides à courte durée de demi-vie. Ces sources fonctionnent par élution d'une source primaire composée d'un radionucléide à longue durée de demi-vie, qui donnera par la suite un élément fils utile dans le diagnostic, par exemple la production de  $^{68}\text{Ge}$  pour le générateur  $^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$  utilisé en TEP. Dans cette catégorie se trouvent des cyclotrons, des projets d'accélérateurs pour les photoréactions, ainsi que des projets tels que des FFAG.

#### I.D.3. Les hautes énergies

Au-delà de 30 MeV et jusqu'à 70 MeV, il est possible d'accéder à d'autres radionucléides ( $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{47}\text{Sc}$ ,  $^{52}\text{Fe}$  ...) avec des accélérateurs dits de hautes énergies. Ils peuvent accélérer plusieurs types de particules lourdes (protons, alpha, deutons), dans cette catégorie se trouvent aussi des accélérateurs d'électrons. Les radionucléides produits sont soit destinés aux traitements et/ou à l'imagerie, soit utilisés dans des sources de radionucléides telles que la source  $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$  qui est employée dans la TEP en cardiologie. Ce sont les laboratoires de recherche, ainsi que des industriels du secteur qui sont intéressés par ce type d'accélérateur qui sont beaucoup plus imposants et requièrent toute une infrastructure complexe pour les faire fonctionner. Ces derniers ont pour objectif de produire et d'explorer de nouvelles voies de création de nouveaux radionucléides. Dans cette catégorie se trouvent des cyclotrons, des accélérateurs linéaires et plusieurs projets d'accélérateurs d'électrons, par exemple : le projet de la société PanTera en Belgique pour  $^{225}\text{Ac}$  qui souhaite utiliser un rhodotron modifié pour accélérer des électrons de 40 MeV afin de produire du  $^{99}\text{Mo}$  par photofission [25] dans la société « NorthStar Medical Radioisotopes » (NMR). Ce modèle a aussi été étudié lors de sa construction pour être en mesure de produire du  $^{67}\text{Cu}$ ,  $^{225}\text{Ac}$  et  $^{47}\text{Sc}$  [26].

#### I.D.4. Les très hautes énergies

Au-delà de 70 MeV, les accélérateurs du domaine de la production de radionucléide sont considérés comme étant de très haute énergie. Ce sont principalement des machines destinées à la recherche en physique qui dédient du temps pour la production de radionucléides. Ils vont générer des radionucléides ( $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{67}\text{Cu}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{32}\text{Si}$ ,  $^{148}\text{Gd}$ ,  $^{172}\text{Hf}$ ,  $^{200}\text{Pb}$  [27],  $^{73}\text{As}$ ,  $^{225}\text{Ac}$  [19], ...) via une utilisation de leur faisceau excédentaire [2], comme la ligne BLIP (**B**rookhaven **L**inac **I**sotope **P**roducer)

[28] à BNL (**B**rookhaven **N**ational **L**aboratory). En effet, ces accélérateurs ne sont pas initialement optimisés pour produire des radionucléides. Si l'énergie du faisceau est très élevée, il est possible de générer un flux de neutron via une cible dédiée (Mg, W, Ta ...). Ce flux entrera en interaction avec les noyaux d'une seconde cible par spallation, fission ou encore fusion, permettant ainsi la production de radionucléides.

Dans cette catégorie se retrouvent des accélérateurs linéaires et des cyclotrons des grands laboratoires nationaux (BNL (É.-U.), LANL (É.-U.), TRIUMF (Canada), IThemba Labs (Afrique du Sud) ...).

#### **I.D.5. Récapitulatif**

Le choix d'une réaction est intimement lié à la définition d'une plage en énergie du faisceau et donc les caractéristiques de la machine à utiliser. La technologie choisie dépendra de nombreux autres facteurs comme les installations déjà disponibles, les compétences présentes, le modèle économique ...

### **I.E. Description des types d'accélérateurs**

Comme présenté précédemment, plusieurs types d'accélérateurs sont utilisés pour produire des radionucléides pour le domaine médical. Il y a d'un côté les accélérateurs d'ions utilisés depuis les années 1930 et de l'autre les accélérateurs d'électrons qui permettent de générer des photons utilisés pour générer les réactions photon-noyaux. L'utilisation de neutrons secondaires est aussi une possibilité, mais qui est marginalement utilisée et ne sera pas décrite dans ce document.

#### **I.E.1. Les accélérateurs d'ions**

Les réactions ion-noyau sont les mécanismes principaux utilisés pour la génération de radionucléides appliquée à ce jour dans le domaine médical. Le principe consiste à accélérer les ions (proton, deuton, alpha ...), afin de les faire entrer en collision avec le noyau cible. Dans les accélérateurs d'ions se trouvent les LINAC, les accélérateurs électrostatiques (projet), les FFAG (projet) et les cyclotrons.

##### ***I.E.1.a) Les LINAC***

Généralement, ce type d'accélérateur fonctionne grâce à des cavités accélératrices et/ou des quadripôles radiofréquences (noté QRF par la suite) dans lequel un signal radiofréquence (RF) est injecté [29]. Ce signal est produit via un système RF (Klystron, Tétrode, Triode ...) qui permet de faire apparaître une différence de potentiel de l'ordre du MV/m dans les cavités accélératrices ou des QRFs. Lors du passage d'un paquet de particules au sein d'une cavité accélératrice, le paquet subit la différence de potentiel permettant de l'accélérer, à condition qu'il soit en phase. Cette opération est répétée autant de fois qu'il y a de cavité accélératrice sur la ligne. Le fonctionnement est similaire pour les QRFs, à la différence qu'ils vont en plus générer l'équivalent de champs focalisant et défocalisant le faisceau, participant à la conservation de la focalisation et de la trajectoire du faisceau, comme des quadripôles magnétiques. Les QRFs sont constitués d'autant de cavités accélératrices qu'il y a de quadripôles électriques en leur sein. Les QRFs prennent souvent en entrée un faisceau continu qui est mis sous forme de paquets à sa sortie et leur longueur est de l'ordre du mètre [30]. En fin de ligne, un LINAC délivrera un faisceau avec une fréquence de 1 et 100Hz [29].

##### **I.E.1.a).(1) Les basses énergies**

Dans le domaine des basses énergies, il est possible de produire des faisceaux de protons ou de deutons de plusieurs centaines de  $\mu\text{A}$  avec une source installée en amont d'un QRF ou de cavités accélératrices. Les technologies de LINAC proposé pour la production de radionucléide ont pour certains l'avantage d'être compactes (2,5 m et 7 MeV en proton pour l'accélérateur développé par le CERN [31]), de limiter les radiations et peuvent potentiellement accueillir plusieurs cibles à plusieurs

énergies. Certains de ces accélérateurs de particules produisant notamment du  $^{18}\text{F}$  ou du  $^{11}\text{C}$  sont même transportables (LINAC PULSAR®7). Les LINAC pour la production de radionucléides dans cette gamme d'énergie sont encore à l'état de concept pour plusieurs raisons : ils ont une valeur de courant pic pouvant être très élevé (300  $\mu\text{A}$  pour l'accélérateur développé par le CERN [31]) ce qui peut endommager la ciblerie, cela sera dépendant du cycle utile de celui-ci [32] (10% dans le cas de l'accélérateur développé par le CERN [31]); ils sont chers et ils ont une empreinte au sol qui est plus grande qu'un cyclotron de même énergie.

#### **I.E.1.a).(2) Les hautes énergies**

Dans le domaine des hautes énergies, le faisceau produit est d'une intensité pouvant aller jusqu'à plusieurs mA tout en ayant une énergie de plusieurs centaines de MeV. Il existe plusieurs grands accélérateurs linéaires : l'accélérateur BLIP à Brookhaven, l'accélérateur IPF (Isotopes Production Facility) à LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center), l'accélérateur INR Proton Linear Accelerator à Moscou et l'accélérateur PEFP (Proton Engineering Frontier Project) en Corée du Sud [33]. À ces énergies cinétiques, plusieurs cibles, permettant de produire des radionucléides dont les gammes d'énergie sont complémentaires, sont placées à la suite dans le sens du faisceau pour maximiser la production. L'accélérateur BLIP est conçu pour produire des radionucléides dits « critiques » pour les États-Unis tels que le  $^{67}\text{Cu}$ ,  $^{225}\text{Ac}$  et  $^{82}\text{Sr}$  avec un faisceau pouvant aller jusqu'à 250 MeV et une intensité maximale de 250  $\mu\text{A}$ . Le BLIP est d'une longueur totale de 30 mètres [34]. Quant à l'accélérateur à LANSCE, celui-ci utilise une partie de son faisceau à une énergie de 100 MeV et à une intensité de 250  $\mu\text{A}$  pour produire des radionucléides [35]. Pour l'accélérateur INR Proton Linear Accelerator, une partie de son faisceau est extrait à 160 MeV [36], pour produire du  $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{103}\text{Pd}$ ,  $^{72}\text{Se}$ ,  $^{67}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{117\text{m}}\text{Sn}$ ,  $^{225}\text{Ac}$  et du  $^{223}\text{Ra}$  [37].

#### **I.E.1.b) Les accélérateurs électrostatiques**

Les accélérateurs électrostatiques ont pour avantage de nécessiter peu de maintenance. Ils ont aussi la capacité de fournir un faisceau avec une faible dispersion énergétique et peuvent supporter des courants de plusieurs mA. L'inconvénient de ces derniers, c'est qu'ils sont limités à une haute tension maximale de 30 MV (valeur maximale atteinte avec un tandem [38]).

Dans le cas d'une application qui est destinée à une production de radionucléides dans le domaine des basses énergies, il existe des projets d'accélérateurs de petite taille (2m<sup>2</sup> au sol) permettant de produire un faisceau de protons de 10 MeV et de deutons de 5 MeV [39]. Un autre avantage de ce type d'accélérateur est la faible activation, le coût réduit de maintenance et de fonctionnement. En effet, ils sont simples dans leurs conceptions, ils reposent sur l'application d'une haute tension continue entre deux points (une anode et une cathode) afin de former un champ d'accélération permettant d'accélérer les particules.

#### **I.E.1.c) FFAG**

Les FFAG sont des accélérateurs circulaires. Il existe deux types [40], le premier à gradient linéaire et qui est constitué uniquement de quadripôles et le second à gradient non linéaire, qui, quant à lui, est composé de dipôles. Ils sont tous deux équipés de cavités accélératrices. L'originalité de ce type d'accélérateur est que l'intensité du champ et la fréquence de révolution ne changent pas au cours du temps. En revanche, le faisceau va suivre une trajectoire changeante au cours de son accélération, lui permettant ainsi de rester en phase avec la RF des cavités accélératrices. Actuellement, ce type d'accélérateur n'est pas encore utilisé dans le domaine de la production de radionucléides, bien qu'il présente l'avantage d'être plus petit qu'un cyclotron à même niveau d'énergie et qu'il est annoncé comme étant plus économique qu'un cyclotron [40] [41] [42].

Aujourd'hui, un design de ce type d'accélérateur appliqué à la production de radionucléide a été réalisé dans le but de démontrer la faisabilité pour la production de radionucléides, tels que le  $^{99}\text{Mo}$  et le  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , à une énergie de 28 MeV et une intensité de quelques mA [41]. Il a été aussi conçu un premier accélérateur à gradient linéaire [42] en tant que preuve de concept en 2009 (EMMA).

#### *I.E.1.d) Les cyclotrons*

Les cyclotrons sont les accélérateurs les plus répandus pour la production de radionucléides. L'IAEA en recense au moins 1267 dans le monde dont 31 se trouvent en France [43]. La plupart des cyclotrons dédiés à la production de radionucléides ont comme objectif principal de produire du  $^{18}\text{F}$  qui est utilisé dans le diagnostic par TEP en cancérologie [2].

La majorité des cyclotrons utilisés dans le monde sont des accélérateurs circulaires dits isochrones. Ils sont constitués d'une source (interne ou externe), d'un champ magnétique principal qui doit maintenir la trajectoire des particules en leur sein. Le champ principal est divisé en plusieurs secteurs pour permettre au faisceau d'être maintenu dans le plan d'accélération grâce à l'impact des champs de bord de chaque secteur. Les particules sont accélérées par une ou plusieurs cavités accélératrices (dis aussi "cavité RF"), qui appliquent un champ électrique transverse au faisceau pour l'accélérer. Les particules sont ensuite extraites par une feuille d'épluchage (II.C.5), un déflecteur électrostatique (II.C.4) ou par self-extraction [44] (non présenté par la suite) vers les lignes de faisceau. Ces lignes se composent d'éléments magnétiques pour le guidage, une station d'irradiation comprenant une cible ou tout autre objet à irradier. La cible peut être aussi directement positionnée dans le cyclotron, cela permet d'avoir le faisceau à l'énergie souhaitée sans avoir à réaliser l'extraction des particules.

##### **I.E.1.d).(1) Les TEP cyclotrons**

Les TEP cyclotrons sont généralement de petites installations « clé en main » nécessitant peu de maintenance et sont équipés d'une source interne  $\text{H}^-$  (source d'ion Penning). Les TEP cyclotrons peuvent être vendus avec un système d'extraction et de purification radiochimique automatique, un système de cible multiple, mais également avec un blindage aux radiations compris sur le cyclotron (on dit qu'ils sont autoblinchés). En France, il existe 28 TEP cyclotrons qui sont produits par les entreprises suivantes : **Ion Beam Applications (IBA)**, **Siemens** et **Général Electric (GE)**.

##### **I.E.1.d).(2) Les TEMP cyclotrons**

Les TEMP cyclotrons peuvent être utilisés à la fois pour faire de la production de radionucléides, mais également pour la recherche (dans les centres de recherche). Ils sont équipés de sources externes afin d'avoir un plus fort courant en sortie de cyclotron de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{A}$  et peuvent être de multiparticules. En France se trouvent 3 TEMP cyclotrons produits par IBA (2) et **Advanced Cyclotrons Systems (ACSI)**, ils sont détenus par la société **Curium Pharma** et le centre de recherche **IPHC**.

##### **I.E.1.d).(3) Les cyclotrons de haute énergie**

Les cyclotrons de haute énergie, tous comme les cyclotrons TEMP, sont équipés de sources externes, pouvant être multiparticules et sont détenus par des laboratoires de recherche, ainsi que des industriels. En France, il y a un cyclotron de haute énergie réalisant de la production de radionucléides, c'est un **C70XP** produit par IBA et détenu par le **GIP ARRONAX**.

Dans le monde, il y a quatre autres cyclotrons de 70 MeV vendus par IBA (C70) et dédiés à la production de radionucléides : un en Afrique du Sud (IThemba Labs), deux aux États-Unis (ZEVACOR et AZI dans l'Indiana) et un en Russie (« Centre For Development of Nuclear Medicine » à Moscou). La société **Best<sup>TM</sup>** a aussi vendu un cyclotron 70 MeV à l'INFN avec cette finalité [45].

#### I.E.1.d).(4) Les cyclotrons de très haute énergie

Dans la catégorie des très hautes énergies, il existe plusieurs cyclotrons réalisant de la production de radionucléides dans le monde. Ces cyclotrons sont divisés en deux catégories : la première catégorie contient des cyclotrons ayant une activité principale de production ; la seconde catégorie contient des cyclotrons dont le faisceau est détourné pour produire à plus basse énergie des radionucléides.

Dans la première catégorie se trouvent au moins deux cyclotrons situés en Chine (C-100 [19] et U-150 [43]), ainsi qu'un cyclotron implanté au Canada au centre canadien d'accélération des particules (TRIUMF) [23]. Dans la seconde catégorie, lors de production de radionucléides, ils ne sont pas employés à leur énergie maximale, tous comme les LINAC. C'est le cas à PSI en Suisse, où le faisceau est extrait de la ligne d'injection à 72 MeV et non pas du cyclotron à 590 MeV [46].

#### I.E.2. Les accélérateurs d'électron

En faisant interagir un faisceau d'électrons avec une cible lourde, il est possible de générer un flux intense de photons par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Les photons ainsi créés sont ensuite envoyés sur une cible pour réaliser des réactions nucléaires. En général, les sections efficaces d'interaction sont plus faibles avec les photons (particules fortement pénétrantes) [18] ce qui impose d'avoir des flux intenses et donc des intensités très importantes pour les électrons [47]. Les avancées technologiques ont permis de lever en partie ces restrictions et la première installation de production de radionucléides à destination médicale a vu le jour en 2022 pour réaliser la production de  $^{99}\text{Mo}$  via la réaction  $^{100}\text{Mo} + \gamma \rightarrow ^{99}\text{Mo} + n$  [48]. Plusieurs radionucléides pourraient bénéficier de cette méthodologie [49] [50] [51] [52] :  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{47}\text{Sc}$ ,  $^{67}\text{Cu}$ ,  $^{225}\text{Ra}/^{225}\text{Ac}$ ,  $^{115\text{m}}\text{In}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  ...

#### I.F. Conclusion

Pour produire des radionucléides, il existe plusieurs types de machine et de technique. Les accélérateurs réalisant de la production de radionucléides ont en commun d'être des accélérateurs connus depuis plusieurs décennies, car c'est une technologie aujourd'hui connue et fiable. C'est vrai pour les cyclotrons (1930), les LINAC (1927), les accélérateurs électrostatiques (1929) et les rhodotrons (1990 [53]). En plus du choix de la technologie, le choix de la voie de production est aussi privilégié en faveur des accélérateurs d'ions, de par le plus large nombre de radionucléides d'intérêt pouvant être produit par cette voie.

En choisissant un accélérateur de type C70XP [54], le GIP ARRONAX a choisi une machine versatile permettant de générer une large gamme de nouveaux radionucléides (radionucléides innovants) en jouant sur l'énergie des faisceaux, le type de projectile et la nature de la cible. Le choix d'un cyclotron est lié à la volonté de privilégier une technologie fiable et connue.

## Chapitre II. Le cyclotron C70XP

Le cyclotron C70XP est un cyclotron isochrone conçu pour produire des radionucléides destinés aux diagnostics et aux traitements, mais aussi pour réaliser des recherches sur de nouveaux radionucléides [54]. La production radiopharmaceutique occupe 50% de son temps, l'autre 50% est consacré à la recherche dans les domaines suivants : radiobiologie, radiochimie, physique nucléaire, préservation du patrimoine et instrumentation ... [55]. Ces 2 types d'activités ont des demandes très différentes en termes d'intensité faisceau : la production de radionucléides requière une intensité de faisceau de l'ordre du  $\mu\text{A}^5$  (10 – 140  $\mu\text{A}$ ) tandis que la recherche utilise plutôt des intensités de l'ordre du nA ou du pA. Afin de satisfaire ces 2 communautés, il est indispensable d'avoir une bonne compréhension de la machine et de l'impact des réglages sur le comportement du faisceau.

### II.A. Production de radionucléide

Les radionucléides sont utilisés en médecine soit pour le diagnostic soit pour la thérapie. Pour le diagnostic, il est utilisé des radionucléides qui vont décroître par capture électronique ou par émission de positons (appelé encore émetteur  $\beta^+$ ), qui émettent des photons qui sont fortement pénétrants et qui peuvent être mesurés dans les caméras TEMP ou TEP. Pour la thérapie, on utilisera des radionucléides émetteurs d'électrons ( $\beta^-$ , électrons de conversion ou électrons Auger) ou de noyau d'hélium (émission  $\alpha$ ). Ces radiations sont peu pénétrantes et déposent leur énergie localement, provoquant la destruction des cellules. Pour le diagnostic et la thérapie, il est indispensable d'amener le radionucléide au plus près de la cellule qui est souhaitée être imagée ou détruit. Cela est réalisé à l'aide de vecteurs qui sont marqués avec les radionucléides. C'est cet ensemble, molécule vectrice et radionucléides, qui est nommé radiopharmaceutique et qui constitue le radiomédicament.

Depuis quelques années, un nouveau paradigme est apparu, le Theranostique. Il s'agit de pouvoir réaliser l'imagerie ou la thérapie avec la même molécule vectrice en changeant uniquement le radionucléide. Pour cela, on utilise des isotopes d'un même élément qui ont les mêmes propriétés chimiques, ce qui permet un marquage dans les mêmes conditions.

Le GIP ARRONAX a établi une liste de priorité qui intègre des radionucléides pour l'imagerie, des radionucléides pour la thérapie et enfin des radionucléides pour le theranostique [56] [57]. On a aussi intégré des radionucléides permettant la fabrication de générateurs. Cette liste a été étendue au cours des années pour inclure de nouveaux émetteurs TEMP ( $^{203}\text{Pb}$  [58] et  $^{97}\text{Ru}$  [59]). Les radionucléides d'intérêt pour ARRONAX sont présentés dans les tables (Table II-1) et ceux dont on produit le père pour permettre la réalisation de générateur (Table II-2).

Le GIP ARRONAX produit des radionucléides innovants. Il y a donc un seul radionucléide qui est en routine clinique ( $^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$  [60], dans la Table II-2). Les autres radionucléides sont en développements cliniques.

---

<sup>5</sup>  $\mu\text{A}$  : Unité d'intensité du courant d'ions ramené à la charge électrique égale à un millionième d'ampère.

Table II-1 : radionucléides produits, étudiés à ARRONAX et leurs applications. <sup>†</sup>Les temps de demi-vie et les voies de désintégration sont récupérés sur NUDat 3.0 [61] et NUBASE2020 [62].

Radionucléides	Voie de production	Énergie du faisceau [MeV]	T <sub>1/2</sub> <sup>†</sup>	Application médicale	Voie de désintégration <sup>†</sup>	Noyaux fils <sup>†</sup>	Statut
<sup>211</sup> At [63]	<sup>209</sup> Bi(α,2n)	28	7,2h	α thérapie	α (42%) α (58%)	<sup>207</sup> Bi(T <sub>1/2</sub> : 32,9ans) <sup>207</sup> Pb(stable)	Test clinique
<sup>64</sup> Cu [64]	<sup>64</sup> Ni(d,2n)	17	12,7h	TEP	EC (44%) β <sup>+</sup> (17,52%) β <sup>-</sup> (38,48%)	<sup>64</sup> Ni(stable) <sup>64</sup> Zn(stable)	Test clinique
<sup>67</sup> Cu [65]	<sup>70</sup> Zn(d,x)		61,83h	TEMP β <sup>-</sup> thérapie	β <sup>-</sup>	<sup>67</sup> Zn(stable)	Étude
<sup>44</sup> Sc [66]	<sup>44</sup> Ca(d,2n)	16	3,97h	TEP	EC (6,6%) β <sup>+</sup> (93,4%)	<sup>44</sup> Ca(stable)	Étude
<sup>47</sup> Sc [66]	<sup>nat</sup> Ti(p,x)	70	3,349j	β <sup>-</sup> thérapie	β <sup>-</sup>	<sup>47</sup> Ti(stable)	Étude
<sup>43</sup> Sc [66]	<sup>nat</sup> Ca(α,x)		3,891h	TEP	β <sup>+</sup>	<sup>43</sup> Ca(stable)	Étude
<sup>97</sup> Ru [59]	<sup>nat</sup> Mo(α,x)		2,9j	TEP	β <sup>+</sup>	<sup>97</sup> Tc(T <sub>1/2</sub> : 4,21.10 <sup>+16</sup> ans)	Étude
<sup>149</sup> Tb [67]	<sup>154</sup> Gd(p,6n)		4,118h	TEP α thérapie	β <sup>+</sup> (83,3%) α (16,7%)	<sup>149</sup> Gd(T <sub>1/2</sub> : 9,28d) <sup>145</sup> Eu(T <sub>1/2</sub> : 5,93d)	Étude
<sup>152</sup> Tb [67]	<sup>152</sup> Gd(p,n)		17,5h	TEP	β <sup>+</sup>	<sup>152</sup> Gd(stable)	Étude
<sup>155</sup> Tb [67]	<sup>155</sup> Gd(p,n) <sup>155</sup> Gd(d,2n)		5,32j	TEMP	EC	<sup>155</sup> Gd(stable)	Étude
<sup>161</sup> Tb [68]	<sup>160</sup> Gd(d,n)		6,89j	β <sup>-</sup> thérapie	β <sup>-</sup>	<sup>161</sup> Dy(stable)	Étude
<sup>203</sup> Pb [58]	<sup>205</sup> Tl(d,4n)		51,92h	TEMP	EC	<sup>203</sup> Tl(stable)	Étude

Table II-2 : générateur produit à ARRONAX

Radionucléides	Voie de production	Énergie du faisceau [MeV]	T <sub>1/2</sub> <sup>†</sup>	Application	Voie de désintégration	Usage
<sup>82</sup> Sr/ <sup>82</sup> Rb [60]						Routine clinique
<sup>82</sup> Sr	<sup>nat</sup> Rb(p,xn)	70	25,34j		<sup>82</sup> Rb (ε 100%)	
<sup>82</sup> Rb			1,273m	TEP	β <sup>+</sup> + <sup>82</sup> Kr(stable) (95,4%)	
<sup>68</sup> Ge/ <sup>68</sup> Ga [69]						Étude
<sup>68</sup> Ge	<sup>69</sup> Ga(p,2n)	30	270,93		<sup>68</sup> Ga (ε 100%)	
<sup>68</sup> Ga			67,71m	TEP	β <sup>+</sup> + <sup>68</sup> Zn (ε 100%)	



## II.B. Les projets de recherches

Le principal avantage du cyclotron d'ARRONAX est sa capacité à fournir trois types de faisceaux (proton, alpha ou deuton) sur une large plage en énergie et sur une large gamme d'intensité (du eµA à 375 eµA en protons). Grâce à un système de pulsation installé dans la ligne d'injection (présenté dans la partie III.A.1, page 51), il est aussi possible de moduler les pulses de faisceau. Ces variétés de possibilités permettent d'effectuer divers projets de recherches, notamment dans les domaines suivants :

- Physiques nucléaires : mesure des sections efficaces.
- Radiobiologie.
- Radiochimie / radiolyse.
- Instrumentations : tests de détecteurs.
- Contrôle non destructif dont PIXE et PIGE.

Le cyclotron d'ARRONAX ouvre également ses portes aux équipes extérieures [55], ce qui leur permet de venir effectuer leurs recherches et d'utiliser les lignes de faisceaux. C'est le cas des projets PÉPITES [70], DIAMMONI [71] ou encore DORN [72]. Les projets qui sont accueillis à ARRONAX sont tournés vers la recherche en instrumentation, vers la mesure de grandeur physique, vers l'analyse non destructive et la mesure biologique.

## II.C. Description technique du cyclotron

Le cyclotron C70XP a été conçu par IBA sur une base du Cyclone® 30 et du Cyclone® 230 [54]. Le projet a débuté fin 2005 pour être livré en 2008 (inauguration du cyclotron le 7 novembre 2008) [73], le commissionnement du cyclotron a été achevé en décembre 2010 [74]. Le projet contient un cyclotron, 2 sorties faisceau diamétralement opposées (côté A et côté P) qui alimentent chacune 6 casemates de réactions nommées respectivement P1, P2, P3 et A1, A2, AX.

### II.C.1. Description générale

Le cyclotron C70XP est capable d'accélérer quatre types de faisceau (Table II-3) jusqu'à un courant maximal de 750 eµA (2\*375 eµA) en H<sup>+</sup>. Les H<sup>+</sup> et les D<sup>+</sup> peuvent être extraits en mode « dual beam », c'est-à-dire sur deux lignes de faisceau simultanément (une ligne par côté A et côté P), contrairement aux ions HH<sup>+</sup> et He<sup>2+</sup> qui sont extraits que du côté A. Le cyclotron est conçu pour fournir un faisceau de H<sup>+</sup> à 70 MeV avec une dispersion énergétique de 400 keV (2σ), ainsi qu'un faisceau de He<sup>2+</sup> à 70 MeV avec une dispersion énergétique de 610 keV (2σ) [75]. Depuis 2015, le cyclotron fonctionne pendant plus de 4000 heures par an. En 2021, il a été en service pendant 4700 heures (temps équivalent RF) [76].

Table II-3 : particules accélérées dans le cyclotron, l'intensité moyenne et leurs modes d'extraction, <sup>†</sup>avec l'utilisation du système de pulsation, \*valeur contractuelle IBA [77].

Faisceau accéléré	Faisceau extrait	Énergie d'extraction (MeV)	Intensité du faisceau (eµA)	Intensité du faisceau usuelle sur cible (eµA)	Mode d'extraction
H	H <sup>+</sup>	30 – 70	10 <sup>-7†</sup> – 375*2	140	Simple/Double
D	D <sup>+</sup>	15 – 35	50*	80 eµA de 17 à 31 MeV	Simple/Double
<sup>4</sup> He <sup>2+</sup>	<sup>4</sup> He <sup>2+</sup>	70	10 <sup>-7†</sup> – 70	15	Simple
HH <sup>+</sup>	HH <sup>+</sup>	35	50*	10	Simple

Ces caractéristiques font du cyclotron d'ARRONAX, l'un des plus puissants accélérateurs de production en proton avec une puissance maximale de 52 kW comme on peut le voir sur la Figure II-1.

Sur la figure sont présentées les valeurs des principaux accélérateurs en activité pour la production de radionucléides dans le monde.

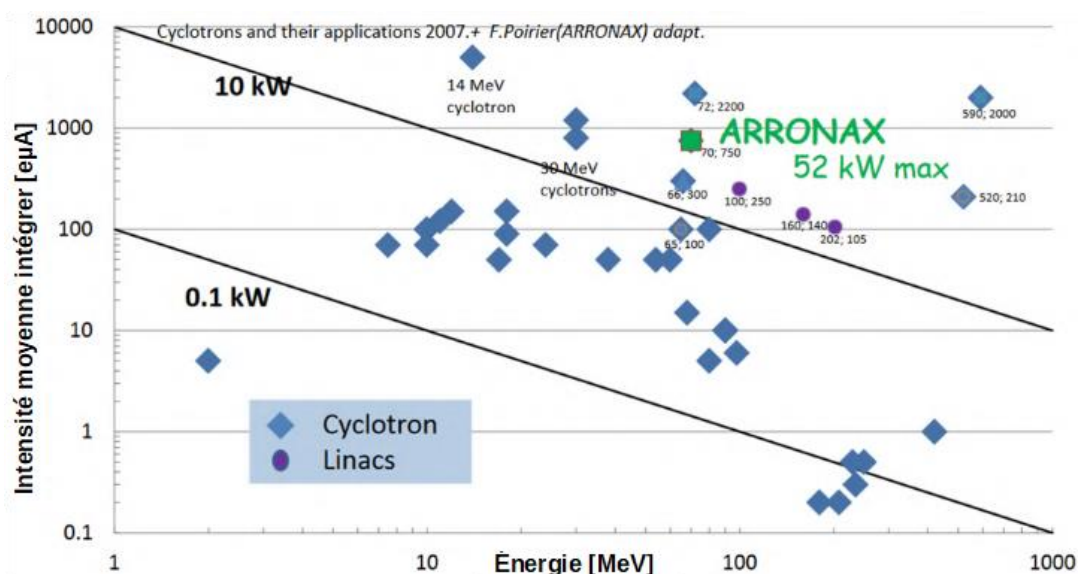


Figure II-1 : puissance des cyclotrons et linacs participant à la production de radionucléide dans le monde [78].

Le C70XP peut être décomposé en trois segments :

- La ligne d'injection,
- Le cyclotron isochrone,
- Les lignes de faisceau.

La ligne d'injection est installée au-dessus du cyclotron dans la casemate cyclotron (CC). Elle permet de générer les ions et de les mettre en formes pour assurer un bon rendement d'accélération. Elle est composée d'une source ECR<sup>6</sup> pour les ions positifs ( $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{HH}^+$ ) et d'une source Multicusp [79] pour les ions négatifs ( $\text{H}^-$ ,  $\text{D}^-$ ), de nombreux éléments magnétiques et électrostatiques et se termine par un inflecteur spiral qui permet d'injecter les ions, au centre du cyclotron dans le plan médian [80]. Le cyclotron est de type isochrone [81] et se compose d'un champ principal découpé en quatre secteurs, de bobine de compensation pour conserver l'isochronisme lors du changement du type de particule, ainsi que d'un système RF pour accélérer le faisceau via plusieurs cavités accélératrices. Lorsque l'énergie voulue du faisceau est atteinte, le faisceau est extrait en utilisant un déflecteur électrostatique pour les particules de charge positive (Figure II-2), ou par une feuille d'épluchage (stripper foil) pour les ions chargés négativement [82]. À l'issue de l'extraction, ce sont des ions positifs qui vont circuler dans les lignes d'irradiation et ils seront guidés par un ensemble de quadripôles et dipôles vers une cible située en casemate de tir. Le cyclotron possède au total huit lignes d'irradiation (Figure II-2). Dont cinq d'entre elles (A1, A2, P1, P2, P3) sont dédiées uniquement à la production à haut courant de radionucléides. En 2024, la ligne P1 a été démontée pour pouvoir accueillir un nouveau cyclotron de type kiube 180  $\mu\text{A}$  (projet IK18). Les trois lignes d'irradiation restantes (AX3, AX4 et AX5) sont, quant à elles, réservées pour la recherche et sont utilisées à basse intensité. Ces lignes sont réparties de part et d'autre du cyclotron dans six casemates de tir.

<sup>6</sup> ECR : résonance cyclotron électronique, en anglais **E**lectron **C**yclotron **R**esonance.

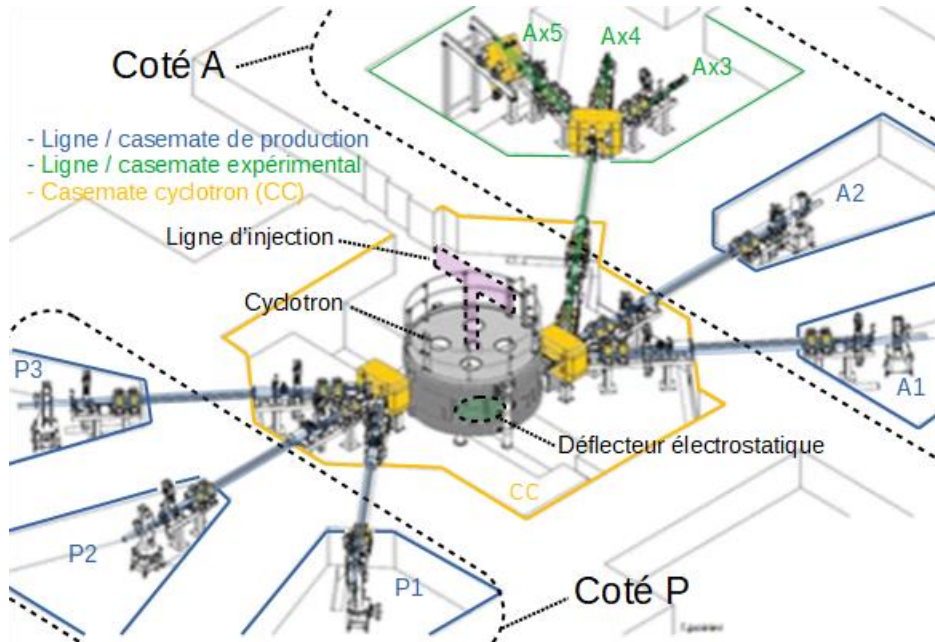


Figure II-2 : le cyclotron C70XP avec ses lignes de faisceau et sa ligne d'injection, figure adaptée de [57].

### II.C.2. La ligne d'injection

La ligne d'injection permet de mettre en forme le faisceau avant de l'injecter dans le cyclotron. Cette ligne se compose d'une source ECR de type SUPERNANOGAN [83] et d'une source Multicusp [79] qui est suivie de onze éléments magnétiques qui guident les ions de la source vers l'injecteur spiral et synchronise l'injection sur la fréquence du cyclotron. Les éléments de la ligne d'injection sont des solénoïdes, un dipôle, des quadripôles, des correcteurs de trajectoire (voir II.E.2, page 31), un groupeur [80] et un système de pulsation (noté « pulseur » par la suite) [84] (Figure II-3 et Figure II-4). Cette ligne d'injection a une longueur totale d'environ 3,6 mètres entre la sortie de la source Multicusp et l'injecteur électrostatique.

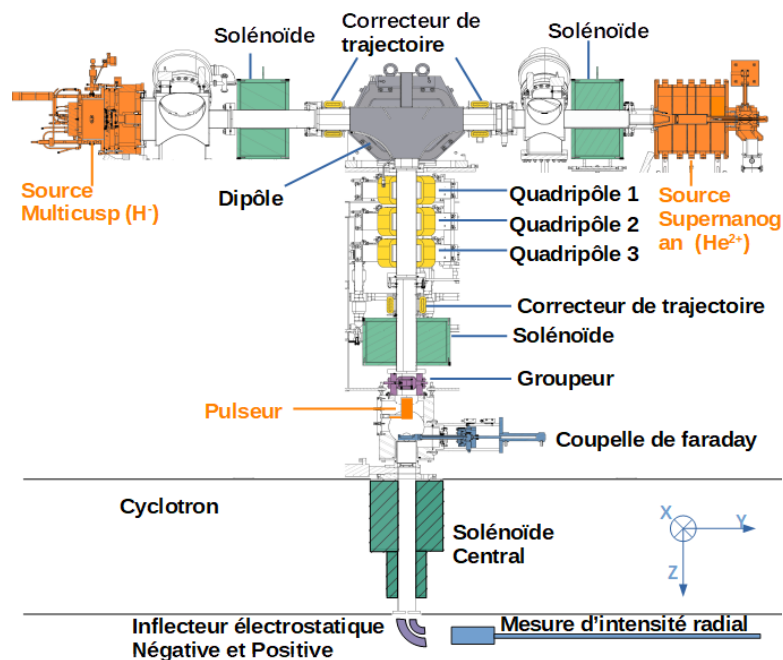


Figure II-3 : schéma de la ligne d'injection du C70XP, tirée de [85].

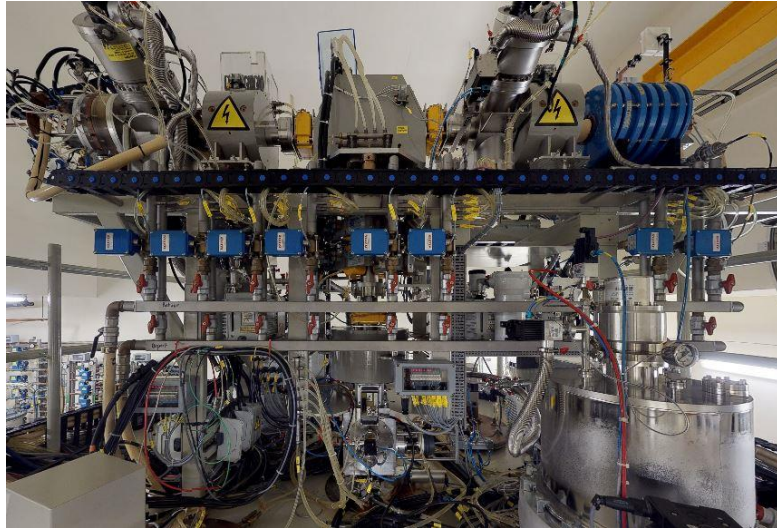


Figure II-4 : photo de la ligne d'injection du C70XP prise par R Drone View (Jean Sabot).

La ligne d'injection est conçue pour transmettre un faisceau de symétrie axiale synchronisé avec la radiofréquence du cyclotron et avec une taille adaptée à celle de l'infecteur spiral [80]. Le terme « spiral » désigne un type d'infecteur électrostatique qui a pour particularité d'être compact, d'avoir un impact limité sur l'énergie du faisceau et qui permet de passer d'un mouvement vertical à un mouvement horizontal (Figure II-5). Son nom vient de la trajectoire que va exécuter le faisceau, celui-ci va décrire une spirale au sein de l'infecteur [86]. L'infecteur électrostatique est en plus équipé d'un déflecteur électrostatique qui a pour rôle de dévier le faisceau vers sa trajectoire d'accélération.

Pour assurer cela, la dynamique faisceau présente deux minimums dans la dimension transverse du faisceau le long de la trajectoire de celui-ci [80] : le premier minimum se situe au niveau du groupeur qui assure la synchronisation et le second se situe au niveau de l'infecteur spiral pour favoriser le rendement d'injection.

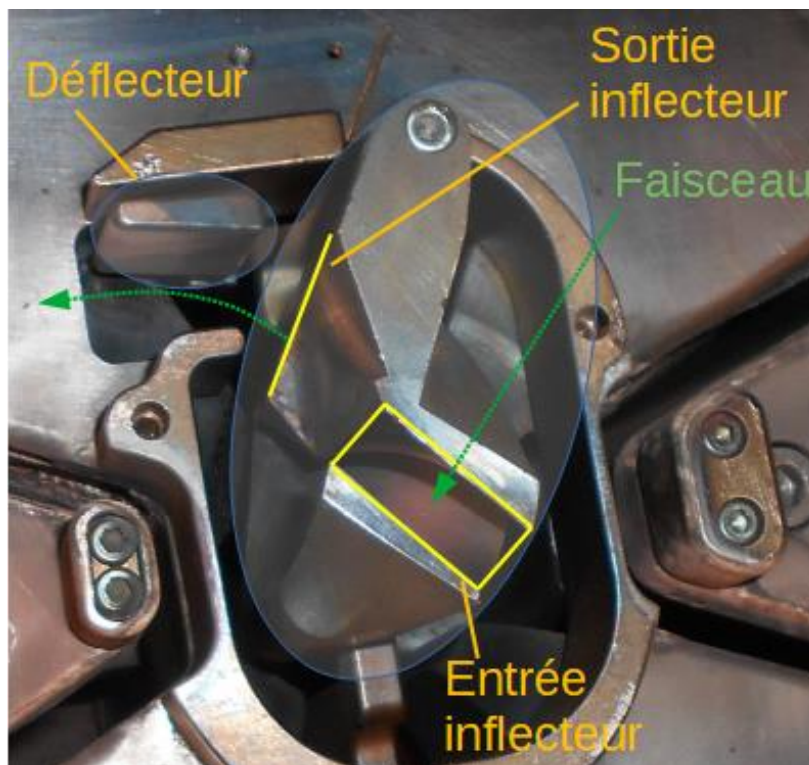


Figure II-5 : l'infecteur spiral et le déflecteur, prise par le Service GAMO.

La simulation du faisceau montre que le premier minimum de l'enveloppe faisceau se situe au niveau du groupeur [80] qui a pour rôle de former les paquets qui seront injectés dans le cyclotron. Celui-ci fonctionne grâce à l'application d'un champ électrique longitudinal sur le faisceau à la fréquence du cyclotron. Pour assurer une bonne transmission du faisceau, les paquets doivent être formés avec un déphasage correspondant au temps de vol entre le groupeur et la première accélération dans le cyclotron.

Le second minimum, qui correspond à la plus petite dimension transverse du faisceau, se situe au niveau de l'infecteur spiral dans la simulation initiale de la ligne d'injection [80]. La conception de l'infecteur spiral a été définie en fonction de l'évolution du faisceau après celui-ci. Les ions participant à la corrélation des émittances transverse (émittance  $x$  et  $y$ ) en amont de l'infecteur font partie des ions non accélérés dans la simulation du cyclotron. En effet, seuls les ions participant à l'émittance non corrélée sont transmis au-delà des 50 premiers tours dans la simulation. C'est la raison pour laquelle dans la conception de la ligne d'injection, les particules participant à la corrélation des émittances transverses (émittance  $x$  et émittance  $y$ ) du faisceau sont ignorées, ce qui laisse un faisceau à symétrie centrale dans le plan transverse (rond) et sans corrélation à l'entrée de l'infecteur spiral. Cette forme de faisceau est rendue possible par la correction de l'asymétrie induite par le dipôle, grâce aux trois quadripôles de la ligne d'injection.

La ligne d'injection est équipée d'un instrument de mesure permanent qui est une coupelle de Faraday installée entre le pulseur et le solénoïde central. Celle-ci est insérable pour intercepter la totalité du faisceau et ainsi faire la mesure du courant en ce point.





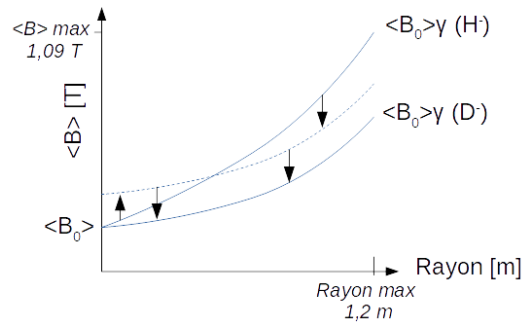


Figure II-7 : changement de la forme du champ magnétique moyen en jouant sur le champ magnétique principal et les bobines de compensation pour la conservation de l'isochronisme du cyclotron

À l'intérieur du cyclotron se trouvent des bobines de centrage pour le faisceau. Celles-ci permettent de faire un centrage interne (au centre du cyclotron) et un centrage externe (sur les bords du cyclotron). Le but de ces bobines est de rectifier la trajectoire du faisceau afin de garantir une extraction convenable et une bonne valeur de l'énergie (Figure II-8). Les systèmes d'extraction (feuille d'épluchage et déflecteur électrostatique) sont situés dans le cyclotron. La position de l'extraction par rapport au centre de la machine définit l'énergie d'extraction du faisceau. Sur la figure II-8 sont présentées plusieurs trajectoires de particules près de l'extraction :

- La trajectoire d'un ion positif en violet (représentation de  $\text{He}^{2+}$  et  $\text{HH}^+$ ) passant par le déflecteur électrostatique qui est fixe en périphérie de l'accélérateur.
- La trajectoire d'un ion négatif en bleu (représentation de  $\text{H}^-$  et  $\text{D}^-$ ) changeant de polarité (II.E.5, page 43) suite à son passage à travers une feuille d'épluchage en rouge (les ions se transforment respectivement en  $\text{H}^+$  et  $\text{D}^+$  après traversée de la feuille d'épluchage). Il y a deux courbes en bleu, elles correspondent à deux énergies d'extraction des ions  $\text{H}^-$  (35 et 70 MeV), soit les deux positions extrêmes de la feuille d'épluchage dans le cyclotron (II.C.5). Il est en effet possible de déplacer la feuille d'épluchage le long du rayon de la machine ce qui permet d'accéder à des énergies variables pour les protons et les deutérons.

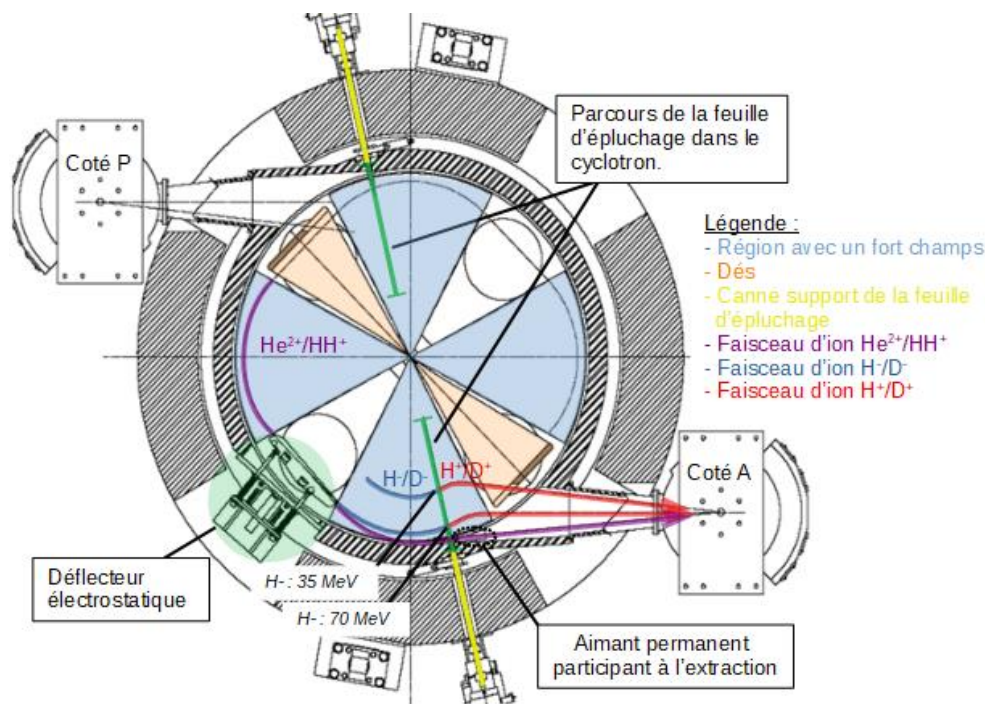


Figure II-8 : présentation des deux systèmes d'extraction du C70XP avec un exemple de trajectoires des ions au niveau de l'extraction, figure adaptée de [88]

#### II.C.4. Le déflecteur électrostatique

Le déflecteur électrostatique [82] permet d'extraire les particules chargées positivement vers le côté A, grâce à l'application d'un champ électrique placé vers l'extérieur du plan d'accélération dans le cyclotron. Le déflecteur est placé dans une vallée où règne un faible champ magnétique.

Pour l'extraction, une tension continue d'environ 65 kV ( $E \approx 10^7 \text{ V.m}^{-1}$ ) est appliquée et un flux continu de dioxygène ( $\text{O}_2$ ), servant d'isolant électrique afin de maintenir la haute tension tout en limitant la formation d'arc électrique. Le déflecteur doit réussir à sélectionner une tour sans arrêter les particules circulant dans le tour antérieur. L'espacement prévu entre deux tours consécutifs à la position du déflecteur est de 3,3 mm pour un écart énergétique de 400 keV.

Le déflecteur a une longueur totale de 471 mm. Il est constitué d'un préseptum refroidi à l'eau dont l'ouverture radiale est de 5,5 mm, des plaques de déviation Haute Tension (HT) et un collimateur de sortie d'une ouverture radiale de 6,5 mm. L'entrée et la sortie du déflecteur sont positionnées en fonction de la distance qui les éloigne du centre du cyclotron (Figure II-9).

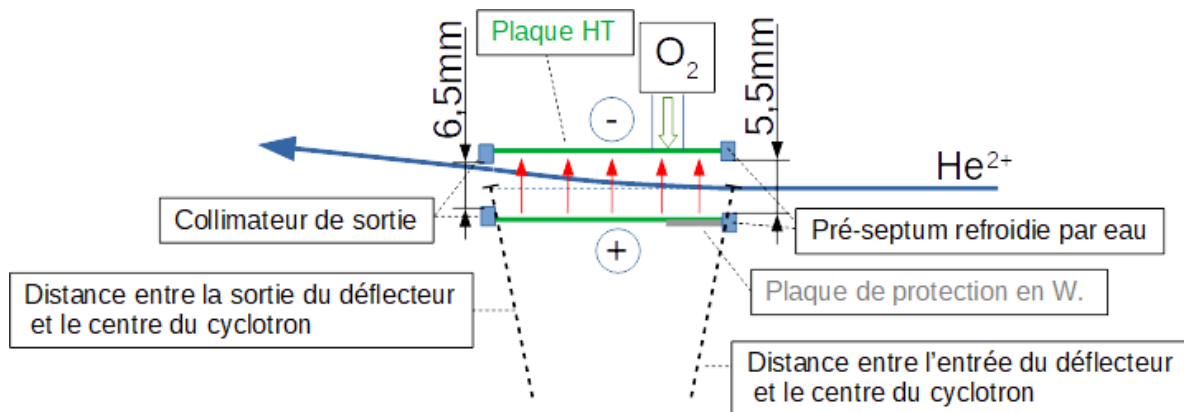


Figure II-9 : schéma du déflecteur électrostatique.

Le déflecteur électrostatique est conçu pour avoir un facteur d'extraction optimal d'environ 85 % [82]. Pour un faisceau de 2450 W ( $\text{He}^{2+}$  à 70 MeV et 70  $\mu\text{A}$ ) et d'après l'optimisation du déflecteur électrostatique : 367,5 W (10,5  $\mu\text{A}$ ) sont arrêtés dans le déflecteur, dont 36,75 W (1,05  $\mu\text{A}$ ) iront dans les plaques HT et 330,75 W (9,45  $\mu\text{A}$ ) iront dans le préseptum. Ces dépôts sont suffisamment importants pour endommager le déflecteur électrostatique s'ils ne sont pas contrôlés, ce qui est arrivé durant le commissionnement de la machine [89] [90]. Actuellement, nos tests montrent que le facteur d'extraction est d'environ 70 %. Cela correspond à une intensité du faisceau qui est limitée à une valeur de 35  $\mu\text{A}$  à l'entrée du déflecteur et à une valeur de 24,5  $\mu\text{A}$  à la sortie du déflecteur en respectant la valeur maximale d'absorption par le préseptum (10  $\mu\text{A}$ ) et avec la même répartition des pertes de particules entre le préseptum et les plaques HT.

#### II.C.5. La feuille d'épluchage

La feuille d'épluchage a pour but de changer la polarité des ions qui la traverse en arrachant les électrons des ions négatifs et ainsi inverser la force de Lorentz appliquée sur les ions afin de les diriger vers les lignes de faisceau.

Une feuille d'épluchage [82] est une feuille de moins d'un micron-mètre d'épaisseur qui peut être composée de carbone (graphène, type diamant ou polycristallin [91]), d'un mélange bore-carbone ou d'oxyde d'aluminium ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) [92]. À ARRONAX, il est employé des feuilles d'épluchage en carbone du type diamant d'approximativement 160  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  et d'une épaisseur de 800 nm  $\pm$  10% [93], soit une



densité de  $2 \text{ g.cm}^{-3} \pm 10\%$ . Elles sont utilisées pendant environ 16500  $\mu\text{A.h}$ . deux degrés de liberté sont à disposition pour positionner la feuille d'épluchage dans le cyclotron :

- Sa position azimutale, distance qui sépare la feuille d'épluchage du centre du cyclotron, qui définit l'énergie du faisceau extrait (Figure II-8). La relation entre la position azimutale et l'énergie sélectionnée a été calculée par le calcul des orbites fermées dans les cartes des champs mesurées [75]. L'énergie du faisceau sélectionné peut être calculée via les équations de la spirale de Fermat dans le cas d'un champ magnétique homogène (II-42 - II-44).
- Son angle azimutal (Figure II-10) [94]. Au cours d'une irradiation, le changement de l'angle azimutal de la feuille d'épluchage peut être opéré afin de compenser la réduction progressive de l'intensité sur la cible. En effet, celle-ci peut diminuer au cours du temps qui peut s'expliquer par un changement de l'efficacité de la feuille. Cette opération permet de retrouver un faisceau en adéquation avec les réglages préétablis.

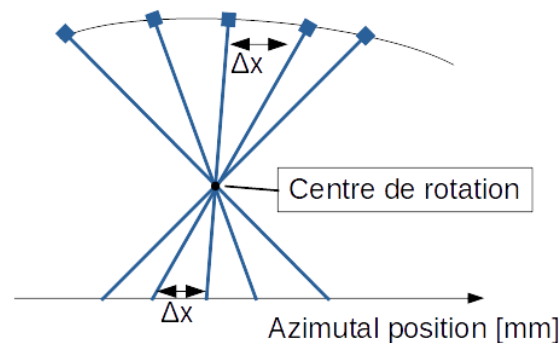


Figure II-10 : schéma représentant le changement de l'angle azimutal de la canne qui supporte la feuille d'épluchage dans le cyclotron.

Le cyclotron C70XP a été pensé pour permettre d'insérer deux feuilles d'épluchage en simultanées dans le but de réaliser une double extraction du faisceau du côté A et P.

### II.C.6. Les instruments de mesure

Dans le cyclotron, plusieurs instruments de mesure sont présents afin d'aider aux réglages du faisceau et de son optimisation :

- La mesure de courant neutre dans la machine permet de remonter à la proportion d'ions négatifs qui ont perdu un électron ( $\text{H}^0$  et  $\text{D}^0$ ) par stripping électromagnétique ou par interaction avec les particules du vide résiduel. Le dispositif de mesure est placé sur le pourtour de la machine dans une vallée. Les ions sont mesurés après conversion en ions positifs si nécessaire via une feuille en aluminium. Elle donne une information sur la qualité du vide et sur l'activation de la machine.
- La sonde radiale permet de faire la mesure du courant sur une coupelle de Faraday en fonction de la distance qui la sépare du centre du cyclotron. Elle permet de contrôler la transmission dans la machine et est un outil d'optimisation important notamment pour la ligne d'injection. Cette sonde radiale peut être adaptée en sonde différentielle afin de mesurer la taille des tours et leur séparation radiale. Elle peut aussi être adaptée pour accueillir une mire en alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) avec une caméra (Figure II-11). L'alumine est capable d'émettre des photons de fluorescence dans le domaine visible suite à l'interaction du faisceau [95].



Figure II-11 : vue de l'alumine depuis la caméra installée sur la sonde radiale, photo prise par le Service GAMO.

## II.C.7. Les lignes de faisceau

### II.C.7.a) Ligne haut courant

Les cinq lignes haut courant sont toutes identiques. Elles sont constituées d'éléments magnétiques (dipôles, correcteurs de trajectoire et quadripôles), d'une coupelle de Faraday capable de supporter jusqu'à 15 kW, soit 210  $\mu\text{A}$  à 70 MeV en  $\text{H}^-$  [96], d'un bloc arrêt faisceau/neutrons, de collimateurs de ligne, de « **B**eam **L**ost **M**onitors » (BLM) [94], d'un collimateur quatre doigts et d'une station d'irradiation. Le détail des composants de la ligne, dans le sens de propagation du faisceau, est présenté ci-dessous ainsi qu'un schéma d'une ligne sur la Figure II-12 et deux photos d'une ligne. En sortie du cyclotron, on commence par deux collimateurs situés à gauche et à droite de la sortie du cyclotron (collimateur de sortie) qui permettent une lecture du courant déposé pour aider au centrage du faisceau dans la ligne.

- Un dipôle de sélection vient ensuite pour choisir la ligne de faisceau, puis un second collimateur de sortie est ensuite présent, là encore pour le centrage du faisceau. Le courant déposé sur cet organe est sommé aux autres collimateurs de sortie. Il y a ensuite un correcteur de trajectoire qui permet d'agir selon les 2 axes transverses du faisceau ( $x$  et  $y$ ).
- On a ensuite deux quadripôles pour refocaliser le faisceau qui est suivi par un troisième collimateur de sortie.
- Une coupelle de Faraday (nommée Faraday ligne) permet de faire une mesure du courant et ainsi de travailler la transmission sur ce premier tronçon de la ligne.
- On repart avec une paire de collimateurs gauche et droit (nommés collimateurs ligne) permettant une lecture du courant déposé. Ce collimateur a la même fonction que le collimateur de sortie.
- Juste avant le mur de séparation de la casemate cyclotron et des casemates de réaction, un bloc amovible pour arrêter le faisceau/neutron quand la ligne n'est pas sélectionnée est présent. Il s'agit d'un organe de protection pour protéger les personnes intervenant dans les casemates quand la machine est en fonctionnement pour l'irradiation dans une autre casemate.
- Juste après le mur de séparation et avant les 2 quadripôles, un premier BLM est placé
- Un système de balayage magnétique du faisceau est ensuite présent sur la ligne (pas utilisé pour le moment). Il est suivi par un dernier collimateur puis une coupelle de Faraday (nommée Faraday cellule). Elle est suivie par un second BLM. Finalement, un collimateur quatre doigts est présent juste devant la station d'irradiation, contenant la navette de tir dans laquelle est positionnée la cible.

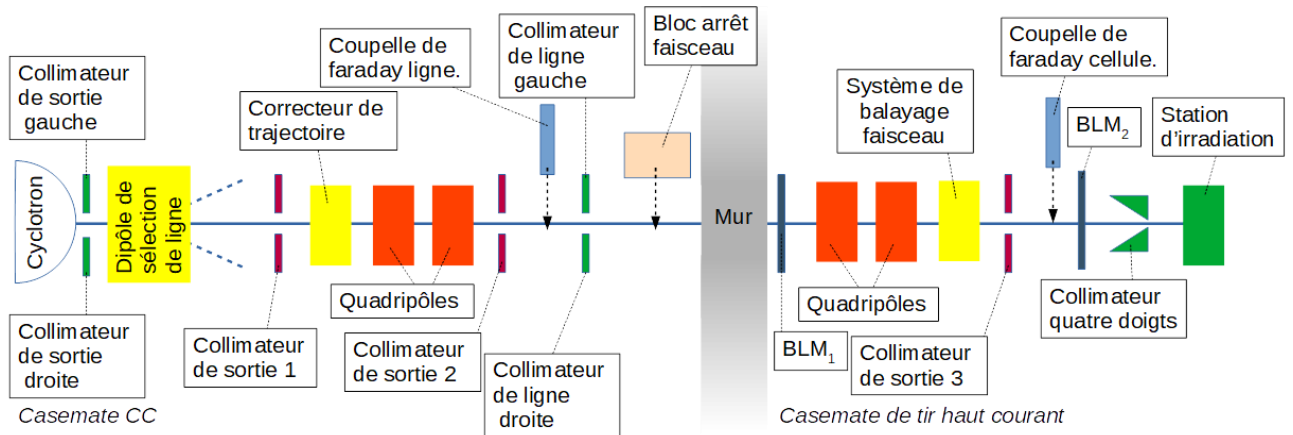


Figure II-12 : schéma d'une ligne haut courant (toute identique).

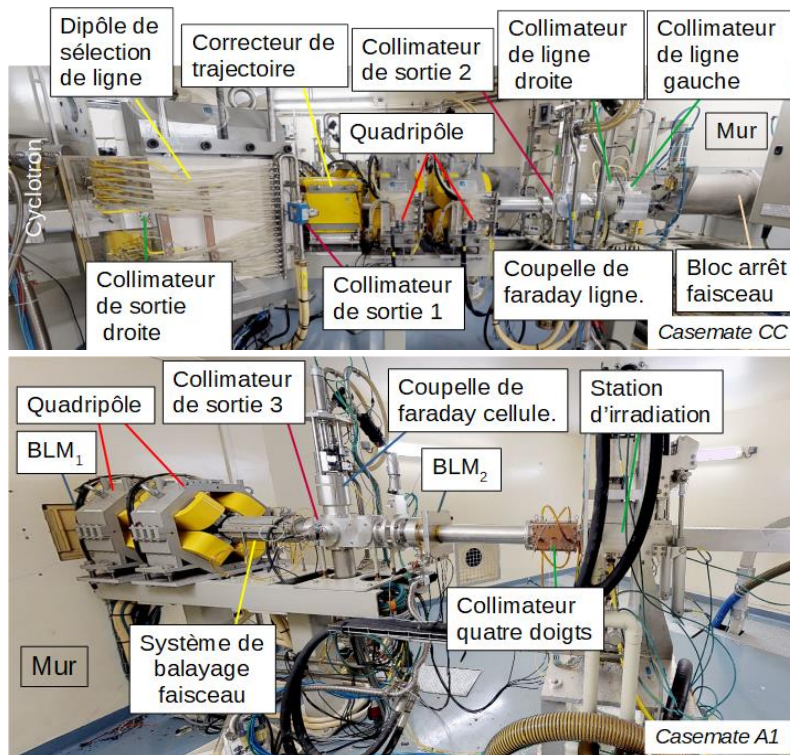


Figure II-13 : photos de la ligne haute intensité (P3 en casemate CC et A1 en casemate) prise par R Drone View (Jean Sabot).

Je vais détailler ci-dessous les 3 éléments spécifiques des lignes de haut courant :

### II.C.7.a).(1) Les BLMs

Un BLM [94] permet de détecter les endroits où le faisceau entre en collision avec de la matière et ainsi, il participe à la protection de la machine. Il est basé sur le principe des chambres d'ionisation à air [97] et fonctionne dans la région d'ionisation, sans amplification intrinsèque [94]. Il mesure les particules secondaires issues de l'interaction du faisceau avec le tube faisceau selon quatre directions : à gauche, à droite, en haut et en bas. Les BLMs sont placés dans les casemates de production par paire. Un BLM supplémentaire est installé sur la ligne P3 en casemate CC au plus proche du mur.

### II.C.7.a).(2) Système de balayage magnétique

Le système de balayage magnétique est un élément magnétique qui n'est installé que sur les lignes de haut courant. Il a pour but d'homogénéiser le courant déposé sur la surface de la cible, à l'intérieur de la station d'irradiation. Pour cela, le faisceau est dévié par deux dipôles installés

perpendiculairement entre eux. Le faisceau est déplacé de haut en bas et de gauche à droite pour former une trajectoire circulaire à une fréquence de 50 Hz. Le déplacement du faisceau permet d'éviter l'apparition de points chauds sur la cible si le faisceau est trop focalisé, en homogénéisant le dépôt de puissance. Il existe des systèmes similaires sur d'autres accélérateurs tels que le « raster magnet » sur l'accélérateur BLIP [98]. Les systèmes de balayage magnétiques ne sont pas actuellement utilisés à ARRONAX.

### II.C.7.a).(3) Le collimateur quatre doigts

Le collimateur quatre doigts est constitué de quatre faces inclinées à  $11^\circ$  face au faisceau (Figure II-14). Il peut être en aluminium ou en carbone et est d'une longueur de 170 mm. Il permet de lire le courant déposé sur chacun des doigts. Cet outil a pour but d'assister aux réglages du cyclotron et plus particulièrement aux réglages du faisceau sur la cible. Le collimateur quatre doigts est utilisé pour centrer le faisceau en cherchant à avoir le même courant sur chacun des doigts et aussi pour éviter d'avoir un faisceau trop piqué en cherchant à avoir un courant minimum sur chaque doigt.

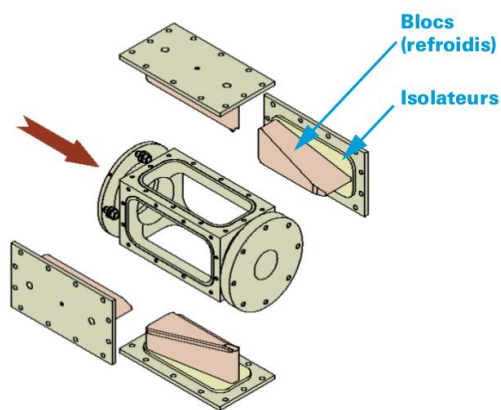


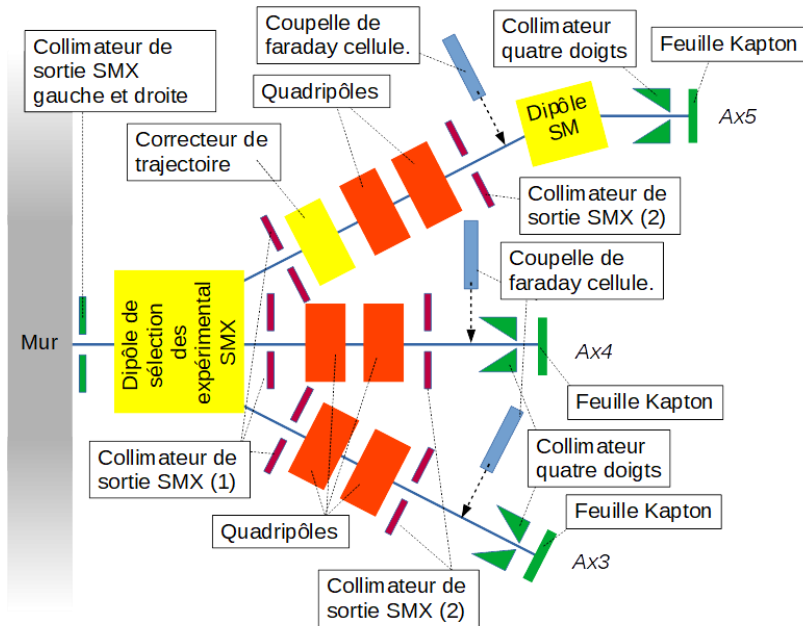
Figure II-14 : collimateur quatre doigts ouvert avec le sens de propagation du faisceau matérialisé par la flèche rouge [99].

### II.C.7.b) Les lignes basses courantes

Les lignes en bas courant sont constituées des mêmes éléments que les lignes haut courant dans la casemate du cyclotron (CC). La principale différence réside dans le fait qu'en entrée de casemate AX, un dipôle permet de guider sur l'une des trois lignes faisceau : AX3, AX4 et AX5. AX3 et AX4 sont des lignes d'irradiation horizontales tandis que AX5 est une ligne d'irradiation verticale. Celles-ci sont constituées d'éléments magnétiques (dipôle, quadripôle et correcteur de trajectoire) ainsi que des points de mesure de courant (coupelle de Faraday, collimateur de sortie et collimateur quatre doigts) qui sont identiques à ceux installés sur les lignes haut courant (Figure II-15 et Figure II-16). Actuellement, les collimateurs quatre doigts sont retirés de la ligne AX3.

Ces lignes bas courant se terminent par une feuille Kapton (entre une épaisseur de 50 et 75  $\mu\text{m}$ , et 20 mm de diamètre d'ouverture). Cette dernière a pour rôle de permettre des irradiations dans l'air en maintenant le vide dans la ligne de faisceau et en minimisant l'interaction avec le faisceau. Cette feuille impose une limite sur l'intensité utilisable lors des irradiations en lien avec le dépôt local d'énergie qui peut amener au percement de la feuille. Pour les protons  $\text{H}^+$ , la limite est de 2  $\mu\text{A}$  en mode continu. Un schéma détaillant les organes présents sur ces lignes est présenté ci-dessous et des photos des lignes d'irradiation horizontale et verticale sont présentées.





Casemate de tir bas courant

Figure II-15 : schéma des lignes bas courant

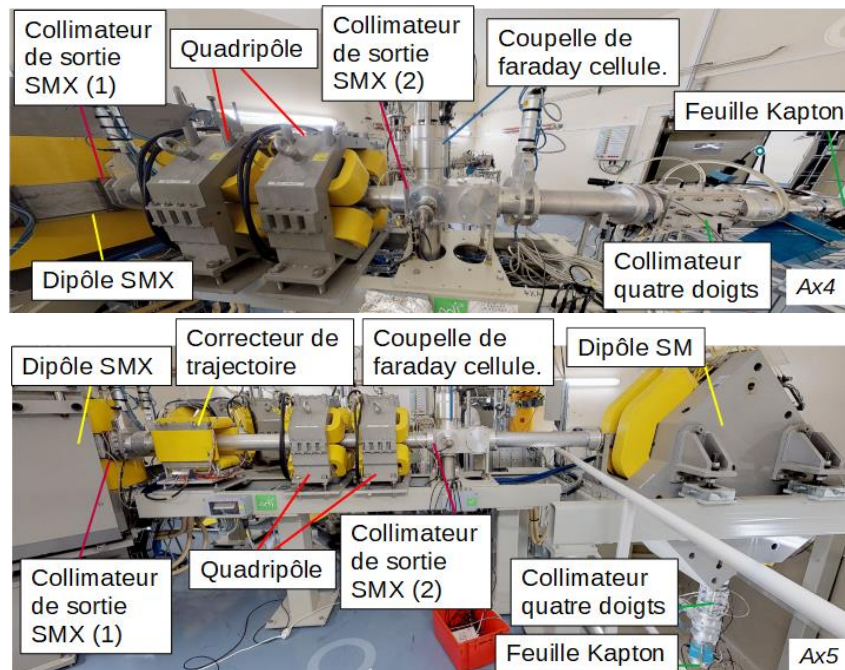


Figure II-16 : ligne d'irradiation horizontale (AX4) et verticale (AX5), prise par R Drone View (Jean Sabot).

## II.D. L'optimisation du cyclotron

L'optimisation du faisceau se fait de manière itérative en utilisant les différentes coupelles de Faraday (1, 4, 5) présentes sur la ligne, la sonde radiale dans le cyclotron (2, 3) et les collimateurs. Sur les deux premiers types d'éléments, on cherche à maximiser le courant mesuré tandis que sur les collimateurs on cherche à limiter le courant mesuré c'est-à-dire les pertes. Enfin, on utilise la mesure sur la cible et sur le collimateur quatre doigts (6) pour finaliser les choses sur les lignes haut courant ou la lumière de fluorescence émise par une alumine pour l'ajustement de la forme du faisceau.

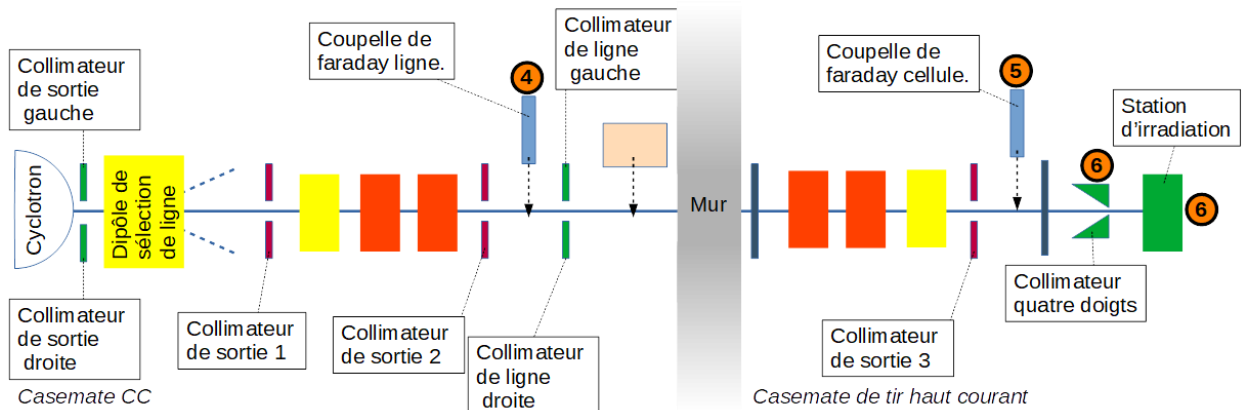
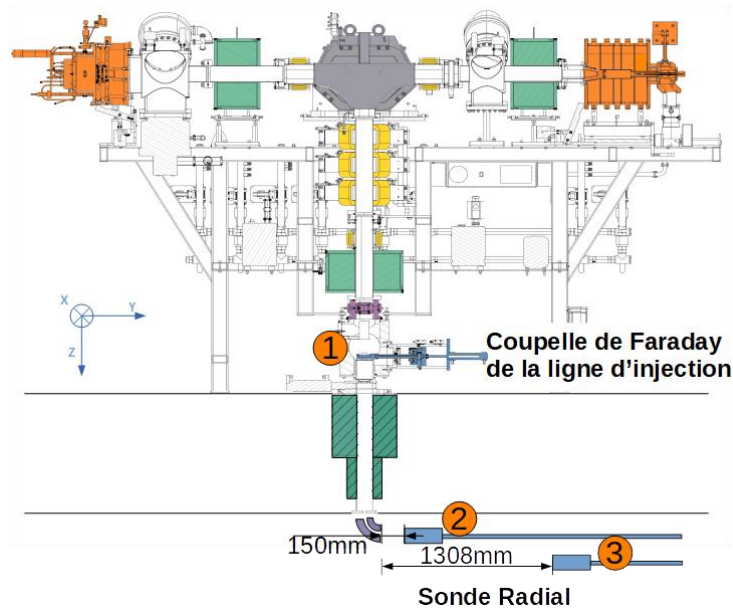


Figure II-17 : emplacement des points de mesure du courant pour le calcul des taux de transmission, 1<sup>re</sup> figure adaptée de [85].

## II.E. Descriptions théoriques

Cette section présente les éléments théoriques nécessaires à la compréhension du travail qui a été fait dans cette thèse et apporte des détails techniques supplémentaires sur le cyclotron C70XP.

### II.E.1. Le déplacement des particules à travers l'espace

Des champs magnétiques et électriques sont utilisés pour transporter les particules d'un point à un autre. Il existe plusieurs types d'éléments magnétiques qui peuvent être installés sur un accélérateur, mais seuls les dipôles, les quadripôles et les solénoïdes sont étudiés, car utilisés sur le C70XP.

L'interaction entre les particules chargées et les champs magnétiques et électriques est décrite par la force de Lorentz. En fonction de la vitesse des particules, l'application de la relativité restreinte peut être nécessaire. Le déplacement collectif des particules est décrit par les paramètres de Courant-Snyder à condition que l'on puisse négliger les interactions entre particules comme l'espace de charge qui augmente l'émittance du faisceau.

### II.E.1.a) La force de Lorentz

Les interactions des particules chargées avec un champ électrique ou magnétique sont décrites par la force de Lorentz (II-1).

$$F = q(\vec{E} + \vec{v} \cdot \vec{B}) \quad II-1$$

Avec  $\vec{E}$  le champ électrique,  $\vec{B}$  le champ magnétique,  $q$  la charge électrique de la particule et  $\vec{v}$  sa vitesse de déplacement.

Dans le domaine des accélérateurs, un autre paramètre est utilisé pour exprimer l'interaction des particules avec les champs magnétiques, il s'agit de la rigidité magnétique (II-2).

$$B\rho [T.m] = \frac{p}{q} = \frac{mv}{q} \approx 3,33564.p [GeV/c] \quad II-2$$

Avec  $p$  l'impulsion ( $p = mv$ ),  $q$  la charge de l'ion,  $\rho$  le rayon de courbure en mètre et  $B$  le champ magnétique en Tesla.

### II.E.1.b) Les équations de la relativité restreinte

Les équations de la relativité restreinte sont nécessaires lorsque la vitesse des particules ( $v$ ) et l'énergie cinétique ( $Ke$ ) de celle-ci augmentent et tendent vers la vitesse de la lumière ( $c$ ) pour décrire la trajectoire de celle-ci et leurs interactions avec les champs magnétiques et électriques. Pour ce faire, il faut calculer le facteur de Lorentz ( $\gamma$ ) (éq. : II-4) qui servira de pondérateur lorsque la vitesse augmente.

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left( \frac{m_0 \cdot c^2}{Ke + m_0 \cdot c^2} \right)^2} \quad II-3$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad II-4$$

Plus la vitesse de la particule augmente, plus sa masse inertielle va augmenter ( $m$ ), et cela en fonction du paramètre  $\gamma$  (II-4). La masse inertielle est le produit de la masse au repos ( $m_0$ ) par le paramètre  $\gamma$  (II-5).

$$m = \gamma \cdot m_0 \quad II-5$$

L'énergie cinétique d'une particule ( $Ke$ ) est alors calculée à partir de l'équation II-6, tandis que la valeur de l'impulsion ( $p$ ) est définie par l'équation II-7, quant à l'énergie totale ( $E$ ) est déterminée avec l'équation II-8.

$$Ke = m_0 c^2 (\gamma - 1) = \sqrt{m_0^2 \cdot c^4 + p^2 c^2} - m_0 \cdot c^2 \quad II-6$$

$$p = m_0 \cdot \gamma \cdot v = \sqrt{Ke^2 + 2 \cdot Ke \cdot m_0^2 \cdot c^4} \quad II-7$$

$$E = m_0 \cdot c^2 \cdot \gamma = Ke + m_0 \cdot c^2 = \frac{p \cdot c}{\beta} \quad II-8$$

Dans la suite du manuscrit, ces équations sont appliquées même pour les régions de basse énergie.

### II.E.1.c) L'émittance

Pour comprendre le mouvement collectif des particules composant un faisceau d'ions chargé, on introduit la notion d'émittance avec les paramètres de Courant-Snyder comme étant les grandeurs décrivant un faisceau de particules.

Individuellement, les particules peuvent être décrites comme un objet en mouvement par un vecteur de position  $[x; y; z]$  et un vecteur d'impulsion  $[p_x; p_y; p_z]$  (Figure II-18). Le vecteur d'impulsion peut être traduit en angle, en projetant sur un axe choisi les impulsions. L'axe  $\vec{Z}$  est communément choisi comme axe de projection, qui est aussi l'axe choisi pour la propagation du faisceau. Cet axe permet de placer les particules dans les espaces des phases dites transverses  $x - x'$  et  $y - y'$ . Il est aussi possible de projeter dans l'espace des phases dites longitudinales :  $\Delta\varphi - \Delta P$ . Ce dernier espace est accessible si les particules ont une phase de référence notée  $\varphi_0$  ( $\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi$ ) ou une impulsion de référence  $P_0$  ( $\Delta P = P_0 - P$ ). L'impulsion des particules est définie par l'équation  $P = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ . Dans la thèse, seule l'émittance transverse du faisceau est étudiée.

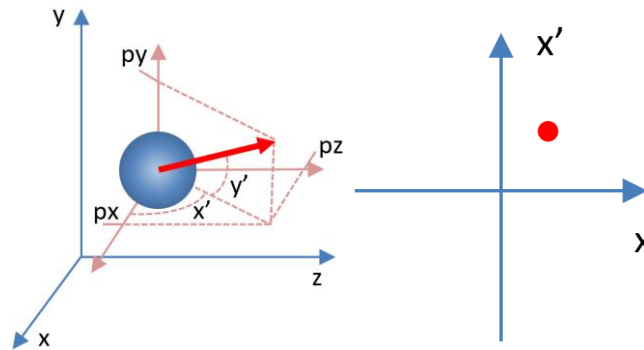


Figure II-18 : particule en mouvement dans l'espace avec sa projection dans l'espace des phases  $x - x'$ .

Ensemble, toutes ces particules projetées dans les espaces des phases forment des zones de densité, qui sont appelées ici faisceau. Une surface comprenant un certain pourcentage de particules (68,27%, 99,9% ...) en est extraite et est nommée l'émittance  $x, y$  ou  $z$  (Figure II-19), notée :  $\varepsilon$ .

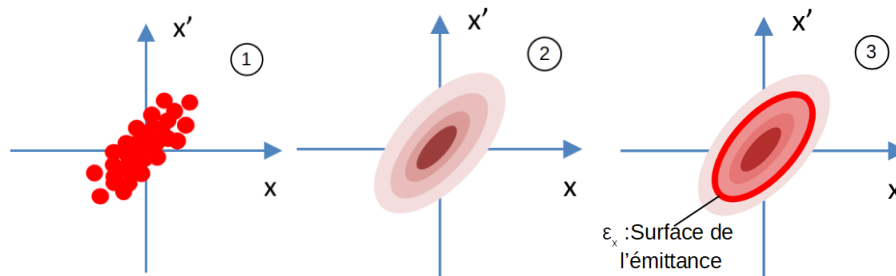


Figure II-19 : projection de plusieurs particules (1) formant une zone de densité (2), puis mesure de l'émittance (3) : espace recouvert par l'ellipse en rouge.

L'émittance du faisceau est définie sur six dimensions, elle est constante sur ces six dimensions d'après le théorème de Liouville.

#### II.E.1.d) Le théorème de Liouville

Le théorème de Liouville (II-9) montre que l'espace occupé (volume) par un ensemble de particules dans les 6 dimensions est invariant (II-10), lors d'une transformation spatiale d'un point à un autre.

$$\varepsilon_6 = \int \int \int d p_x \cdot d p_y \cdot d p_z \cdot d x \cdot d y \cdot d z \quad \text{II-9}$$

$$\Delta \varepsilon_6 = 0 \quad \text{II-10}$$



Dans certains cas, l'émittance entre les espaces de phase n'est pas corrélée (II-11). Ainsi, dans le cas d'une absence de corrélation du faisceau entre l'espace transversal et l'espace longitudinal, il est possible d'écrire l'équation II-12.

$$\varepsilon_6 = \int \int d_{p_x} \cdot d_{p_y} \cdot d_x \cdot d_y \int d_{p_z} \cdot d_z \quad \text{II-11}$$

$$\varepsilon_4^T = \int \int d_{p_x} \cdot d_{p_y} \cdot d_x \cdot d_y \quad \text{et} \quad \varepsilon_z = \int d_{p_z} \cdot d_z \quad \text{II-12}$$

L'équation II-12 s'applique si le faisceau n'est pas soumis à un changement d'énergie, c'est-à-dire lorsqu'une ligne de transport sans élément agissant sur la distribution longitudinale des particules. En cas d'accélération ou décélération du faisceau, l'émittance transverse ne peut être considérée comme constante et doit être multipliée par le  $\beta$  (II-3) et le  $\gamma$  (II-4) de Lorentz ce qui conduit à la transformer en l'émittance normalisée  $\tilde{\varepsilon}$  (II-13).

$$\tilde{\varepsilon}_4^T = \beta\gamma\varepsilon_4^T = \beta\gamma \int \int d_{p_x} \cdot d_{p_y} \cdot d_x \cdot d_y \quad \text{II-13}$$

Les équations ci-dessous s'appliquent dans le cas d'une décorrélation entre les espaces de phase transversaux :

$$\varepsilon_4^T = \int d_x \cdot d_{p_x} \int d_{p_y} \cdot d_y \quad \text{II-14}$$

$$\varepsilon_x = \int d_x \cdot d_{p_x} \quad \text{et} \quad \varepsilon_y = \int d_y \cdot d_{p_y} \quad \text{II-15}$$

$$\varepsilon_x \cdot \varepsilon_y = \text{constante} \quad \text{II-16}$$

Les corrélations entre les espaces de phase apparaissent en présence d'éléments magnétiques tels qu'un solénoïde ou un champ magnétique non linéaire.

#### II.E.1.d).(1) Les limites du modèle

Le théorème de Liouville s'applique lorsque les interactions avec la matière ne sont pas prises en compte, telles que des interactions avec le gaz résiduel, une feuille d'épluchage, avec le faisceau lui-même (espace de charge) et les paquets de particules entre eux. D'autres phénomènes physiques limite l'application du théorème de Liouville, telle que l'émission synchrotron, la non-linéarité des champs magnétiques et électriques et les champs de bord magnétique et électrique [100].

#### II.E.1.e) Les paramètres de Courant-Snyder

Les paramètres de Courant-Snyder sont les paramètres permettant de définir l'évolution du faisceau lors de sa propagation. Les paramètres de Courant-Snyder vont donner des indications sur l'évolution du faisceau de particules le long de sa trajectoire. Ils sont au nombre de trois ( $\alpha_T, \beta_T, \gamma_T$ ) et sont reliés entre eux via l'équation II-17. Les paramètres de Courant-Snyder sont aussi reliés à l'émittance par l'équation de Courant-Snyder (II-18) qui s'exprime dans l'espace de phase comme une ellipse (Figure II-20) [101] [102].

$$\beta_T \cdot \gamma_T - \alpha_T^2 = 1 \quad \text{II-17}$$

$$\gamma_T \cdot x^2 + 2\alpha_T \cdot x x' + \beta_T \cdot x'^2 = \varepsilon_x \quad \text{II-18}$$

Avec :

$$[\alpha_T] = s.u. ; [\beta_T] = m ; [\gamma_T] = m^{-1}$$

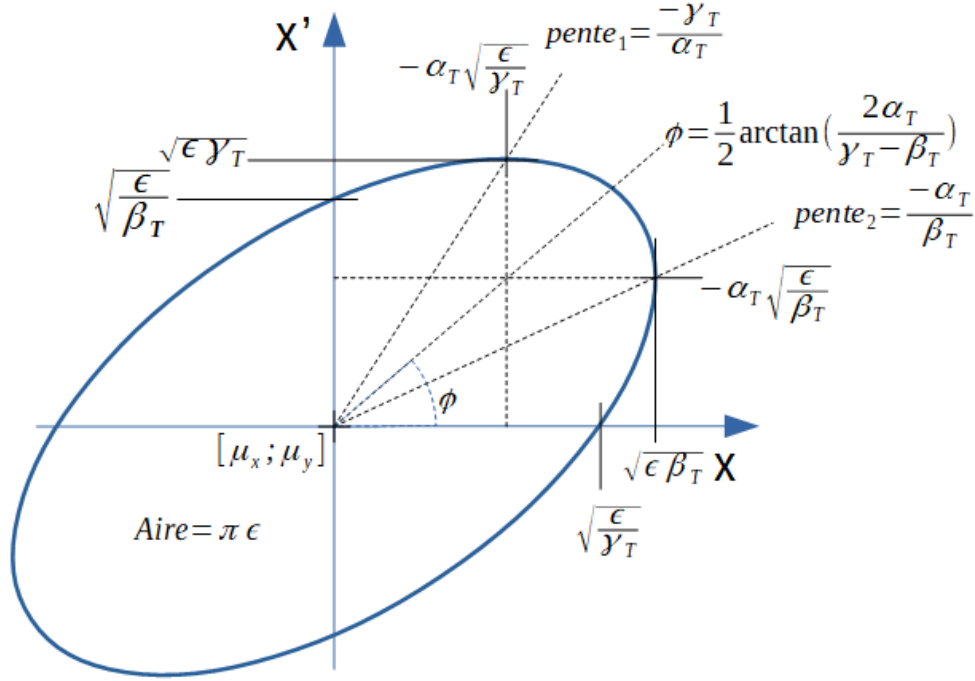


Figure II-20 : représentation de l'ellipse qui relie l'émittance et les paramètres de Courant-Snyder. Sont aussi représentés les points d'intérêt comprenant l'expression des paramètres de Courant-Snyder et de l'émittance (noté ici  $\epsilon$ ).

L'évolution des paramètres de Courant-Snyder décrivant un faisceau se propageant peut être déterminée en utilisant un formalisme matriciel en spécifiant des matrices de transport  $M(s)$  [103] (II-19), entre un point initial  $s_0$  et un point final  $s$  (II-20) avec  $\langle A, A \rangle$  la variance  $A$ . Cette dernière peut être aussi notée  $\sigma_A^2$  dans le cadre d'une distribution normale.

$$\Sigma_{beam}^x(s_0) = \epsilon_x \cdot \begin{bmatrix} \beta_{x_{s_0}} & -\alpha_{x_{s_0}} \\ -\alpha_{x_{s_0}} & \gamma_{x_{s_0}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle x, x \rangle - \langle x \rangle^2 & \langle x, x' \rangle - \langle x \rangle \cdot \langle x' \rangle \\ \langle x', x \rangle - \langle x' \rangle \cdot \langle x \rangle & \langle x', x' \rangle - \langle x' \rangle^2 \end{bmatrix} \quad II-19$$

$$\Sigma_{beam}^x(s) = M(s) \cdot \Sigma_{beam}^x(s_0) \cdot M(s)^T \quad II-20$$

L'équation II-19 décrit un faisceau excentré dans le plan  $x - x'$  dont les corrélations entre les plans  $x, y$  et  $z$  sont ignorées (négligeables ou absentes). Si ces corrélations ne peuvent plus être ignorées et que l'excentrage est négligeable, cela devient une matrice 6\*6 (II-21).

$$\Sigma_{beam_{6D}} = \begin{bmatrix} \langle x, x \rangle & \langle x, x' \rangle & \langle x, y \rangle & \langle x, y' \rangle & \langle x, z \rangle & \langle x, z' \rangle \\ \langle x', x \rangle & \langle x', x' \rangle & \langle x', y \rangle & \langle x', y' \rangle & \langle x', z \rangle & \langle x', z' \rangle \\ \langle y, x \rangle & \langle y, x' \rangle & \langle y, y \rangle & \langle y, y' \rangle & \langle y, z \rangle & \langle y, z' \rangle \\ \langle y', x \rangle & \langle y', x' \rangle & \langle y', y \rangle & \langle y', y' \rangle & \langle y', z \rangle & \langle y', z' \rangle \\ \langle z, x \rangle & \langle z, x' \rangle & \langle z, y \rangle & \langle z, y' \rangle & \langle z, z \rangle & \langle z, z' \rangle \\ \langle z', x \rangle & \langle z', x' \rangle & \langle z', y \rangle & \langle z', y' \rangle & \langle z', z \rangle & \langle z', z' \rangle \end{bmatrix} \quad II-21$$

Pour remonter à l'émittance du faisceau, il suffit de calculer le déterminant de la matrice de transport.

## II.E.2. Les éléments magnétiques

Chaque élément de l'accélérateur peut être représenté par une matrice de transformation. C'est utile lorsqu'on souhaite étudier la propagation un faisceau dans un modèle idéal. Le calcul matriciel présente l'avantage d'être rapide et simple à exécuter. Ces calculs matriciels sont communément utilisés pour estimer l'émittance RMS (**R**oot **M**ean **S**quare) d'un faisceau à partir de mesures faites lors de variation de l'intensité de champ magnétique (pour exemple "Techniques des trois gradients" en Annexe 1).

### II.E.2.a) L'espace sans champ

En absence de champ magnétique et électrique, les particules évoluent en ligne droite tout en conservant leur angle initial. Cet angle (si non nul) engendre un déplacement dans le référentiel (Figure II-21) qui se traduit dans la matrice de transformation (II-22). Cette matrice est nommée matrice de glissement (II-22).

$$M_{\text{glissement}} = \begin{bmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{II-22}$$

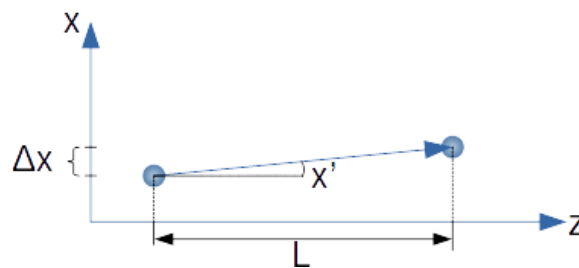


Figure II-21 : exemple de translation ( $\Delta x$ ) dans l'espace induit par un angle  $x'$  lors d'une propagation d'une longueur  $L$  selon  $z$ .

### II.E.2.b) Les solénoïdes

Un solénoïde est un élément magnétique, une bobine possédant une longueur  $L$ , d'un diamètre  $D$  et un nombre de spires  $N$  (Figure II-22), générant un champ parallèle à la direction du faisceau de particules ( $B_z$ ) dont le rôle est de faire converger les particules en un point. Dans le cas d'un modèle parfait, le champ magnétique est décrit le long de l'axe  $z$  par l'équation II-23 où  $I$  est l'intensité du courant en ampère.

$$B_z(z) = \mu_0 \frac{NI}{L} \left( \frac{L + 2z}{2\sqrt{(L + 2z)^2 + D^2}} + \frac{L - 2z}{2\sqrt{(L - 2z)^2 + D^2}} \right) \quad \text{II-23}$$

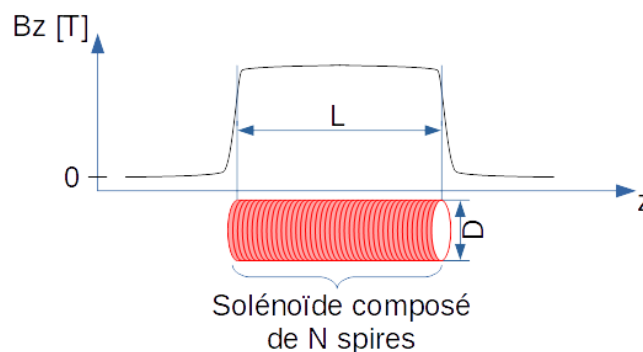


Figure II-22 : champ magnétique d'un solénoïde et description des dimensions principales de celui-ci

Dans le champ magnétique du solénoïde, la particule va suivre une trajectoire spirale autour de son axe de propagation. Au cours de son trajet dans le champ magnétique du solénoïde, la particule va tourner d'un angle  $\theta$  (II-25). Cet angle est nommé angle de Larmor  $\theta_L$  avec  $k' = \frac{B_z}{2B\rho} [m^{-1}]$  et  $L$  la longueur du solénoïde. Le sens de rotation d'une particule chargée est fonction de sa polarité (Figure II-23). Cette spirale aura un rayon nommé rayon de Larmor  $R_L$  (II-24), qui est fonction de la masse de la particule ( $m_0$ ), de sa charge ( $qe$ ), de l'intensité du champ ( $B_z$ ) ainsi que de son énergie cinétique ( $T$ ).

$$R_L = \frac{\sqrt{2m_0T}}{qeB_z} \quad II-24$$

$$\theta_L = \int_0^L k' dz = k'L \quad II-25$$

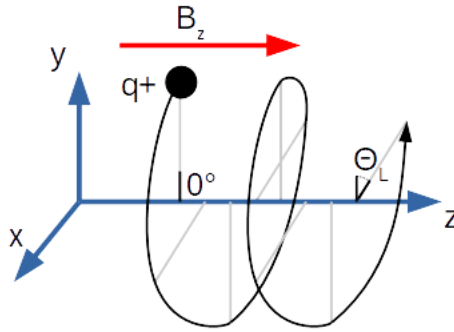


Figure II-23 : trajectoire d'une particule chargée positivement dans un champ magnétique parallèle à la trajectoire. La particule va tourner d'un angle de Larmor  $\theta_L$  autour de son axe de propagation dans le plan perpendiculaire au champ  $B_z$ .

La matrice de transformation associée au solénoïde (II-26) dépend de l'angle de Larmor (II-25), qui a pour conséquence de corrélérer l'émittance  $x$  et  $y$ . Pour éviter cela, il est possible de se placer dans le plan de Larmor à la sortie du solénoïde en appliquant une matrice de rotation  $R$  (II-27). Cette matrice permet de se placer dans un plan sans que les corrélations apparaissent (II-28). La propagation matricielle s'effectue selon ce référentiel par la suite.

$$M_{sol} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta_L & \frac{\sin \theta_L \cos \theta_L}{k'} & \cos \theta_L & \frac{\sin^2 \theta_L}{k'} & 0 & 0 \\ -k' \sin \theta_L \cos \theta_L & \cos^2 \theta_L & -k' \sin^2 \theta_L & \sin \theta_L \cos \theta_L & 0 & 0 \\ -\sin \theta_L \cos \theta_L & -\frac{\sin^2 \theta_L}{k'} & \cos^2 \theta_L & \frac{\sin \theta_L \cos \theta_L}{k'} & 0 & 0 \\ k' \sin^2 \theta_L & -\sin \theta_L \cos \theta_L & -k' \sin \theta_L \cos \theta_L & \cos^2 \theta_L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-26$$

$$R = \begin{bmatrix} \cos \theta_L & 0 & -\sin \theta_L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_L & 0 & -\sin \theta_L & 0 & 0 \\ \sin \theta_L & 0 & \cos \theta_L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \theta_L & 0 & \cos \theta_L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-27$$

$$M_{Larmor} = R.M_{sol} = \begin{bmatrix} \cos k'l & \frac{\sin k'l}{k'} & & & 0 & 0 & & & 0 & 0 \\ -k' \sin k'l & \cos k'l & & & 0 & 0 & & & 0 & 0 \\ & 0 & 0 & & \cos^2 k'l & & \frac{\sin k'l \cos k'l}{k'} & & 0 & 0 \\ & 0 & 0 & & -k' \sin k'l \cos k'l & & \cos^2 k'l & & 0 & 0 \\ & & & 0 & 0 & 0 & 0 & & 1 & 0 \\ & & & 0 & 0 & 0 & 0 & & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-28$$

Si la distance entre le solénoïde et le point d'étude est grande, l'approximation de la lentille mince peut être prise en compte et incorporée dans la matrice de rotation. Dans ce cas, on obtient l'équation II-29.

$$M_{sol} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1/f & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/f & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ avec } f = \frac{k' \cdot \theta_L}{4} \quad II-29$$

### II.E.2.c) Les dipôles

Un dipôle est un élément magnétique générant un champ magnétique  $B_y$ , transverse à la trajectoire des particules, d'une ouverture  $g$  et qui va faire tourner les particules d'un angle  $\theta$  selon un rayon  $\rho$ . De plus, celui-ci produit des champs de bord qui créent une faible focalisation sur le faisceau. Le dipôle peut avoir un angle d'entrée  $\theta_1$  et un angle de sortie  $\theta_2$  distinct de celui du faisceau, ce qui affectera la focalisation faible s'appliquant sur le faisceau. Si les angles d'entrée et de sortie du dipôle sont nuls, alors le faisceau converge dans le plan de rotation (en  $x$  sur la Figure II-24). Ce type de dipôle est appelé dipôle à focalisation horizontale (en anglais : « sector bending »). À l'inverse, si le dipôle a des angles d'entrée et de sortie non nuls, le faisceau est focalisé verticalement (en  $y$  sur la Figure II-24), si celui-ci a sa face d'entrée parallèle à la face de sortie, alors le dipôle est nommé dipôle rectangulaire (en anglais : « rectangular bending »).

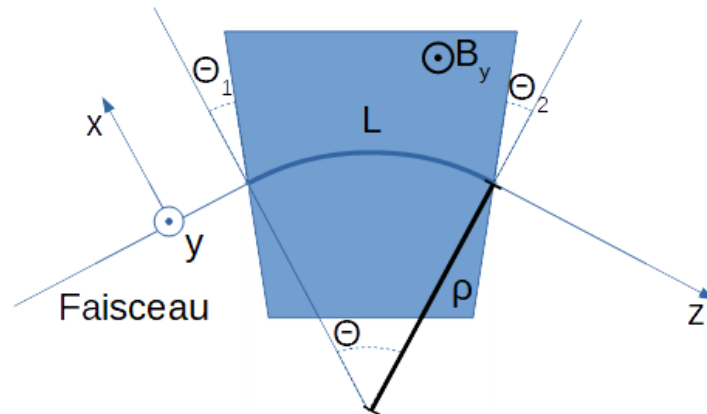


Figure II-24 : dipôle général pour des ions négatifs.

La matrice de transformation du dipôle est découpée en trois parties (II-33), une partie concernant le cœur du dipôle (II-30) et deux autres concernant l'entrée et la sortie du dipôle (II-31) [104].

$$M_{Dip\hat{o}le\ Central} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \rho \cdot \sin \theta & 0 & 0 & 0 & \rho \cdot (1 - \cos \theta) \\ -\frac{\sin \theta}{\rho} & \cos \theta & 0 & 0 & 0 & \sin \theta \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sin \theta & \rho \cdot (1 - \cos \theta) & 0 & 0 & 1 & \rho \cdot (\theta - \sin \theta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-30$$

$$M_{entr\acute{e}e=1; sortie=2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \theta_{1;2}}{\rho} & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\tan(\theta_{1;2} - \varphi_{1;2})}{\rho} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-31$$

$$\varphi_{1;2} = K \frac{g}{\rho} \frac{1 + \sin^2 \theta_{1;2}}{\cos \theta_{1;2}} \text{ et } K = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B_y(z) \cdot [B_0 - B_y(z)]}{g \cdot B_0^2} dz \quad II-32$$

$\varphi$  est un paramètre de correction liée au champ magnétique de bord à la sortie ou à l'entrée du dipôle (II-32). Ce facteur comprend l'intégration du champ  $B_y$  à l'entrée ou à la sortie du dipôle dans le plan central ainsi que la valeur la plus élevée sur cette courbe  $B_0$ . Le facteur  $K$  se situe souvent entre 0,3 et 1, ce qui veut dire que si  $\frac{g}{\rho}$  est inférieur à 1%, le terme  $\varphi$  peut être ignoré.

$$M_{Dip\hat{o}le} = M_{sortie}(\theta_2) \cdot M_{Dip\hat{o}le\ Central} \cdot M_{entr\acute{e}e}(\theta_1) \quad II-33$$

Par exemple, pour le dipôle de la ligne d'injection, nous avons les valeurs suivantes :  $\theta_1 = 25^\circ$ ,  $\theta_2 = 0^\circ$ ,  $\theta = 90^\circ$ .  $\rho = \frac{mv}{qB}$ ,  $L = \frac{1}{2}\pi\rho$  et  $g = 107\text{ mm}$ . Avec un faisceau de  $H^-$ , d'une énergie cinétique ( $Ke$ ) de 40 keV et un champ magnétique de  $B_0 = 0,144\text{T}$  ( $I_{Dip\hat{o}le} = 135\text{ A}$ ), nous obtenons la valeur ci-dessous :

$$p = \sqrt{(Ke + m)^2 - m^2} = 8,664\text{ MeV} \cdot c^{-1}$$

$$\rho [m] = \frac{3,33654 \cdot p [GeV \cdot c^{-1}]}{B} = \frac{0,02891}{B} \text{ avec } B [T].$$

$$\frac{g}{\rho} \sim 0,535$$

Le rapport  $\frac{g}{\rho}$  est de 53,5 % ce qui est nettement supérieur au 1% recherché. Dans ce cas, il est nécessaire d'appliquer une formule de correction. L'estimation du facteur  $K$  est effectuée par la méthode des trapèzes entre les points de mesure avec un pas constant, noté  $\Delta L = 10\text{ mm}$ . Pour l'entrée du dipôle sur l'intervalle  $]-\infty; 0]$  selon  $z$  et en  $x=0$  et  $y=0$ . Il n'y a pas de mesure pour la sortie du dipôle, donc la même valeur est appliquée. Les points de mesure utilisés dans le calcul proviennent de la calibration du dipôle par le constructeur.

$$K = \sum \frac{\Delta L \cdot \left( B_{y_{i-1}} + \frac{(B_{y_i} - B_{y_{i-1}})}{2} \right) \cdot \left[ B_0 \cdot \Delta L - \Delta L \cdot \left( B_{y_{i-1}} + \frac{(B_{y_i} - B_{y_{i-1}})}{2} \right) \right]}{g \cdot B_0^2 \cdot \Delta L^2}$$

$$K \sim 14,85$$

$$\varphi_1 = 10,33 \text{ et } \varphi_2 = 7,945$$

### II.E.2.d) Les quadripôles

Un quadripôle est composé de quatre bobines qui permettent d'appliquer un champ magnétique conduisant à la focalisation du faisceau de particules selon un axe (en  $x$  selon la Figure II-25), mais également à la défocalisation selon un autre (en  $y$  selon la Figure II-25). C'est pourquoi on les utilise généralement par paires ou triplet afin d'obtenir un système focalisant dans les deux directions transverses. Son champ magnétique peut-être exprimé en  $T.m^{-1}$  entre le centre du quadripôle et l'un de ces pôles. Il forme un gradient linéaire entre chaque pôle et le centre de celui-ci.

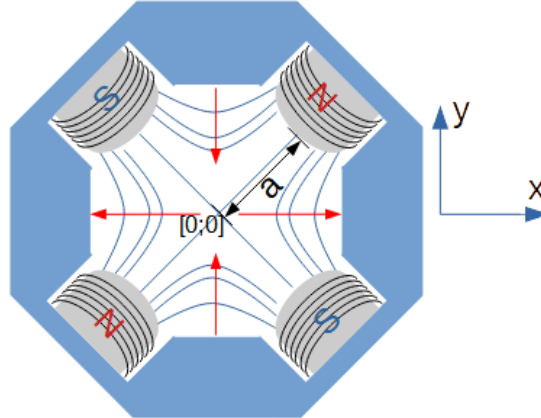


Figure II-25 : schéma d'un quadripôle avec ces quatre pôles, avec les lignes équipotentielles en bleu, les forces résultantes pointées par des flèches en rouge et le rayon de référence «  $a$  ».

Lorsque le quadripôle à une distance focale  $f$  très supérieure à sa longueur  $L$ , alors celui-ci peut être approximé comme étant une lentille mince ( $L/f \ll 1$ ). La distance de focalisation (II-34) est alors calculée en fonction du champ  $B_0$  au rayon  $a$  (Figure II-25) et de la rigidité magnétique  $B\rho$  (II-2).

$$f = \frac{1}{k^2 L} \text{ avec } k = \sqrt{\left| \frac{B_0}{a} \frac{1}{B\rho} \right|} \quad \text{II-34}$$

La matrice de transformation associée au quadripôle peut prendre plusieurs formes en fonction de la distance qui sépare les quadripôles de leurs points de focalisation et en fonction de leurs longueurs  $L$ , mais également en fonction de leurs directions de la focalisation et de la défocalisation.

En règle générale, si la focalisation se fait selon  $x$  et la défocalisation se fait selon  $y$  (comme sur la Figure II-25), la matrice II-35 est obtenue. Si les plans de focalisation et de défocalisation sont inversés, alors nous obtenons la matrice II-36.

$$M_{\text{Converge en } x ; \text{Diverge en } y} = \begin{bmatrix} \cos(kL) & \frac{1}{k} \sin(kL) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin(kL) & \cos(kL) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh(kL) & \frac{1}{k} \sinh(kL) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k \sinh(kL) & \cosh(kL) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{II-35}$$

$$M_{Diverge\ en\ x ;\ Converge\ en\ y} = \begin{bmatrix} \cosh(kL) & \frac{1}{k} \sinh(kL) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ k \sinh(kL) & \cosh(kL) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(kL) & \frac{1}{k} \sin(kL) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -k \sin(kL) & \cos(kL) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-36$$

Dans le cas où la longueur  $L$  est très inférieure à la distance focale, les matrices II-35 et II-36 deviennent les matrices II-37 et II-38.

$$M_{Converge\ en\ x ;\ Diverge\ en\ y} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin kL & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k \sinh kL & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-37$$

$$M_{Diverge\ en\ x ;\ Converge\ en\ y} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ k \sinh kL & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -k \sin kL & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-38$$

Si l'angle d'incidence du faisceau en entrée est faible, il est possible de retrouver le résultat de l'équation II-34 par l'approximation de  $\sin kL$  par  $kL$  et  $\sinh kL$  par  $kL$ , ce qui donne la matrice II-39. Cette dernière changera de signe en fonction de la convergence ou de la divergence selon  $x$ .

$$M_{Quadripole} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \mp k^2 L & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \pm k^2 L & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad II-39$$

Une application des matrices de transformation des quadripôles est présentée dans l'Annexe 1 et un modèle matriciel d'une partie de la ligne d'injection est présenté dans l'Annexe 2. Ce modèle matriciel peut-être utile dans le cas d'une reconstruction rapide de l'enveloppe faisceau et de sa forme lors d'une mesure de sa distribution dans les espaces de phase dans la ligne d'injection.

### II.E.3. Les types de sources d'ions

Les accélérateurs de particules ont besoin d'une source d'ions (chargée positivement ou négativement) pour fournir un faisceau initial qui est accéléré par la suite. Ces ions peuvent être obtenus à partir de gaz, de solide ou encore de liquide selon le type de source. Il existe deux catégories principales de sources d'ions [105] : les sources à ionisation par impact électronique et les sources sans impact électronique.

Les sources à ionisation par impact électronique ionisent un gaz ou des ions métalliques grâce à des électrons dont l'énergie est obtenue via une différence de potentiel ou des ondes radiofréquence. Cette catégorie de source permet d'obtenir des ions chargés positivement ou négativement. Ce fonctionnement de source s'appelle une décharge et se décline en plusieurs types :

- La Décharge DC correspond à un flux continu d'électron permettant l'ionisation directe ou indirecte d'un gaz ou d'un solide (Multicusp, Cathode Creuse, Duoplasmatron, source Penning, etc.)



- La décharge RF correspond à l'accélération des électrons par une onde radiofréquence située dans le domaine des basses fréquences (Helicon, Thonemann) ou dans le domaine  $\mu$ -onde (ECRIS).
- Sans décharge, correspond quant à elle à un faisceau d'électrons qui va ioniser un gaz tout en accélérant celui-ci (EBIS, LIS).

La seconde catégorie correspond aux sources à ionisation sans impact électronique. Elles génèrent des ions faiblement chargés selon plusieurs modes d'ionisation :

- L'ionisation surfacique est un processus reposant sur le chauffage d'une surface avec lequel un gaz inerte va entrer en contact. Au cours de ce processus, le gaz inerte perdra un électron pour devenir un ion (Monolithe).
- L'ionisation de champ est le processus au cours duquel un champ électrique intense va arracher des électrons pour générer des ions à partir d'un gaz ou d'un liquide (LIS, Electropray ...).
- L'échange de charge par réaction chimique génère des ions chargés négativement (Stripping).
- La thermo-ionisation est le processus au cours duquel un courant électrique va chauffer une surface, provoquant l'arrachement des électrons et ions qui seront émis par la surface sous la forme d'un flux (Thermospray).

Dans la suite du document, nous allons présenter plus en détail les sources du type ECR et Multicusp qui ont été utilisées pendant les expériences de cette thèse.

### II.E.3.a) La source d'ions ECR

La source ECR repose sur l'ionisation d'un gaz par des électrons accélérés via un système de radiofréquence qui est ajusté sur une des fréquences de résonance cyclotronique de la source [106] [107]. Les électrons et les ions sont confinés dans un champ magnétique intense. Les ions, qui y sont générés, sont extraits par une haute tension appliquée à la sortie de la source (Figure II-26).

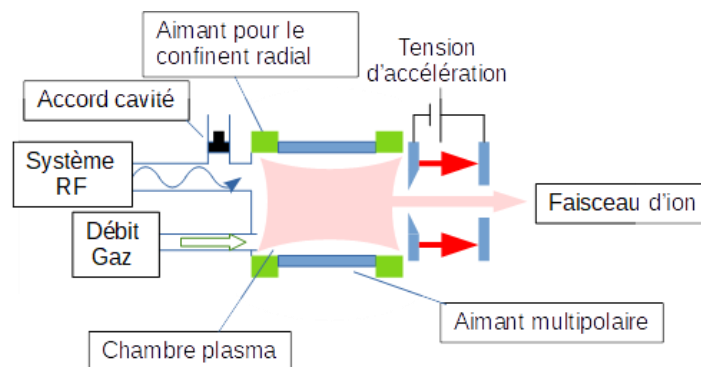


Figure II-26 : schéma d'une source ECR, figure inspirée de [108]

Le champ magnétique a une configuration dite minimum le long de l'axe de propagation du faisceau [106] [107], ce qui correspond à la structure d'une bouteille magnétique dissymétrique. Le champ magnétique est plus important à l'arrière de la source (entrée de gaz et de la radiofréquence) qu'à l'avant de celle-ci. La qualité du champ est définie via le rapport de la valeur minimale du champ magnétique ( $B_{med}$ ) dans la bouteille et la valeur maximale. Cette grandeur est appelée le rapport de miroir. Pour le confinement radial, un aimant multipolaire assure le confinement, par exemple un hexapôle (Figure II-27).

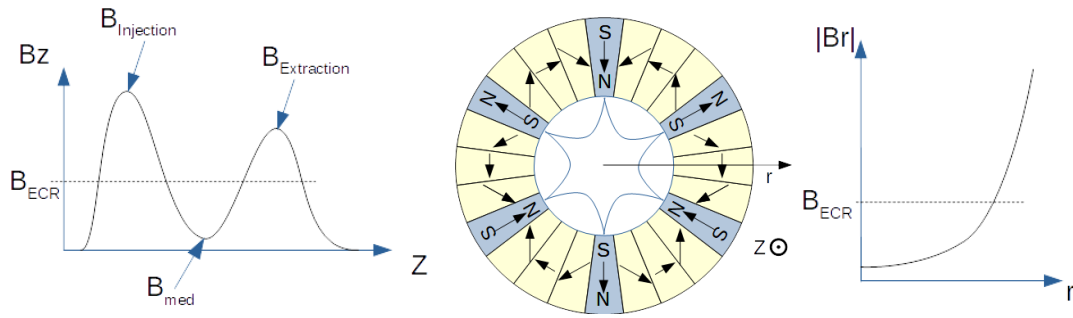


Figure II-27 : configuration d'un champ magnétique d'une source ECR, à gauche le champ magnétique longitudinal en fonction de  $z$ , au centre le montage de l'hexapôle avec des lignes isopotentiels du champ magnétique en son centre et à droite le champ radial en fonction de  $r$  dans l'hexapôle.

Les électrons sont accélérés via un système radiofréquence (RF) de l'ordre du GHz, lorsque la fréquence injectée ( $f_{RF}$ ) est égale à la fréquence de résonance cyclotronique des électrons. La fréquence de résonance est dépendante de l'intensité du champ magnétique ( $B$ ) en Tesla, de la masse des électrons ( $m_e$ ) et de leur charge ( $e$ ). La valeur du champ magnétique permettant l'apparition de la résonance est notée  $B_{ECR}$  (II-40).

$$B_{ECR} = \frac{2\pi \cdot m_e}{e} \cdot f_{RF} = 0,036 \cdot f_{RF} \quad II-40$$

L'apparition d'une surface de résonance cyclotronique dans la source est constatée dans le cas où le champ magnétique atteindrait la valeur de résonance ( $B_{ECR}$ ) permettant l'accélération des électrons (Figure II-28). La forme de cette surface est due à la superposition des deux champs magnétiques.

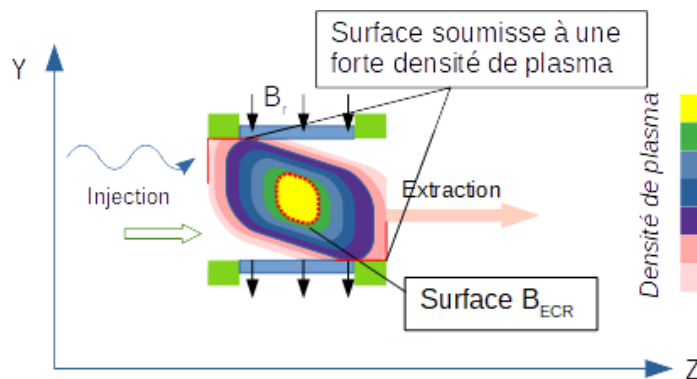


Figure II-28 : exemple d'une source ECR vue en coupe, la surface de résonance est indiquée en pointillés rouges avec la plus grande densité de plasma au centre de la bouteille magnétique en jaune et en rouge les surfaces internes de la source soumise à une forte densité de plasma [107].

Sur la Figure II-28, il est possible de voir que la distribution du plasma dans la source n'est pas symétrique. Cette asymétrie est induite par la superposition des champs magnétiques de l'hexapôle et longitudinale. Celle-ci provoque une élongation du faisceau selon l'axe du champ  $B_r$  en sortie de la source, ce qui donne un faisceau avec autant d'élongations qu'il n'y a de paire de pôles dans celle-ci. C'est cette forme de faisceau qui est recherchée à la sortie de la source pour valider le réglage de celle-ci lors d'une optimisation de la fréquence de résonance [106]. À l'inverse, lorsque la fréquence de résonance de la source est dérégulée, dans le cas d'un hexapôle, cela se traduit par une forme de faisceau dans le plan  $x - y$  de triangle (Figure II-29 à droite). Cette forme de faisceau correspond à un faisceau

creux<sup>7</sup> dans le plan  $x - y$ , ce qui correspond à un faisceau avec une émittance plus élevée que dans le cas de fréquence de résonance optimisée. Des informations complémentaires sur l'impact de l'ajustement de la fréquence de résonance au sein d'une source SUPERNANOGAN ECR [83] se situent dans la référence [109].



Figure II-29 : dans le plan  $x - y$  : à gauche la forme du faisceau lorsque la fréquence de résonance de la source est correctement réglée avec trois élongations induites par hexapôle et à droite un faisceau lorsque la fréquence de résonance de la source est dérégulée [106].

### II.E.3.a).(1) La source SUPERNANOGAN ECR du C70XP

La source SUPERNANOGAN ECR [83] a été conçue par Pantechnik [110]. Cette source a pour but de fournir un faisceau d'ions positif ( $\text{He}^{2+}$  ou  $\text{HH}^+$  via l'injection de He ou de  $\text{H}_2$ ) pour ARRONAX. Elle fonctionne avec un système RF de 14,5 GHz d'une puissance maximale de 400 W, soit avec un champ  $B_{\text{ECR}}$  de 0,5 Tesla. Les champs magnétiques de la source sont produits par des aimants permanents. Le confinement longitudinal a un rapport de miroir de 3,24 (Figure II-30). Quant au confinement magnétique radial, il est réalisé par un aimant hexapolaire, comme présenté sur la Figure II-27.

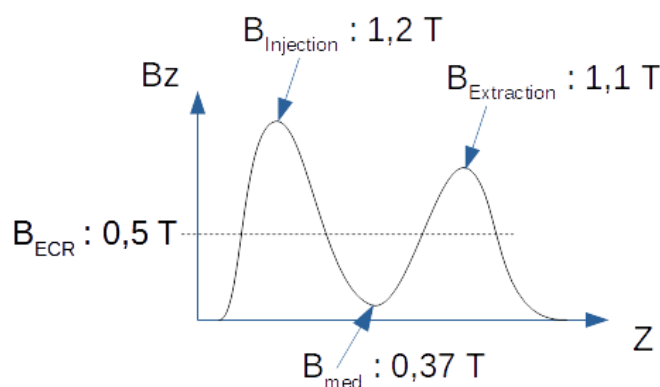


Figure II-30 : configuration du champ magnétique longitudinal de la source ECR installée à ARRONAX en fonction de  $z$  [106].

La source est conçue pour fournir un faisceau de 2 emA en  $\text{He}^{2+}$  [79] avec une tension d'accélération de 20 kV.

### II.E.3.b) La source d'ions Multicusp

Les sources d'ion Multicusp sont conçues pour fournir un flux d'ion positif ou négatif faiblement chargé et ne nécessitent pas d'une énergie d'ionisation importante. Dans le cas du cyclotron ARRONAX, la source Multicusp est utilisée pour fournir uniquement des ions négatifs ( $\text{H}^-$  et  $\text{D}^-$ ).

Pour la génération d'ions négatifs, le principe de fonctionnement de cette source repose sur la juxtaposition d'une zone plasma appelée chambre d'expansion suivie par une zone plasma appelée chambre de réaction (Figure II-31). Le gaz à partir duquel on souhaite obtenir les ions ( $\text{A}^-$ ) est injecté

<sup>7</sup> Un faisceau d'ions creux (« hollow beam » en anglais) : faisceau possédant une distribution des particules dans le plan  $x - y$  sur les parties périphériques plus denses que dans la partie centrale.

dans la chambre d'expansion dans laquelle est aussi présent un flux d'électrons ( $A^{2*}$ ) généré par un filament par thermoémission. L'interaction des électrons avec le gaz va exciter celui-ci. Le gaz excité est transmis dans la seconde zone où il est ionisé par l'ajout d'un électron de basse énergie ( $A^{2*}+e^- \rightarrow A^- + A^*$ ). En effet, seuls les électrons de basses énergies ( $\sim 1$  eV) présents dans la première zone peuvent traverser le filtre magnétique présent entre les 2 zones et atteindre la chambre de réaction pour former un ion négatif. L'ion négatif formé a une plus petite section efficace de création que de réaction avec les autres ions et électrons présents dans la source (ion positif,  $e^-$ ) [111] ce qui se traduit par un parcours moyen des ions négatifs faible. Les ions formés doivent l'être au plus près de la zone d'extraction de la source (Figure II-31).

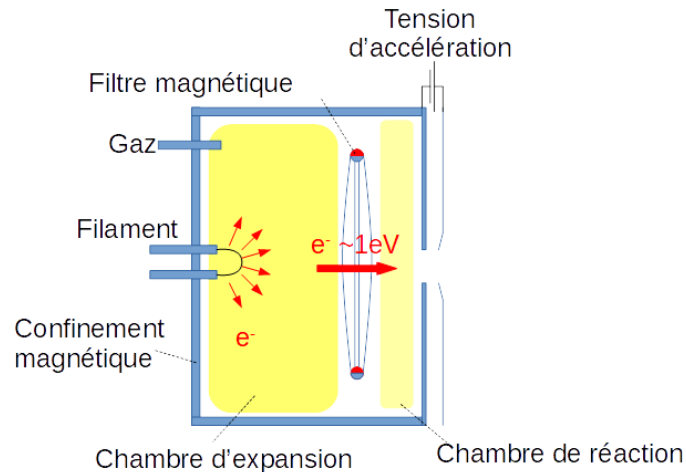


Figure II-31 : schéma d'une source Multicusp.

Dans notre étude, nous avons modifié les paramètres contrôlant la source Multicusp afin d'optimiser la forme de l'enveloppe du plasma dans la source afin d'obtenir des courants faisceau intenses, limités les aberrations produites par des collisions du faisceau lors de l'extraction du faisceau et réduire l'émittance du faisceau [112]. Dans la littérature, il a été rapporté la présence de « petit faisceau<sup>8</sup> » [113], qui sont des sous-ensembles du faisceau d'ions sortant de la source. Ces petits faisceaux proviendraient de l'inhomogénéité du ménisque<sup>9</sup> dans la source [114] et leur position relative évoluerait en fonction des paramètres de la source comme la tension d'extraction et la tension d'accélération. Dans les mesures d'émittance sur la ligne d'injection, des zones de densité analogue à ce phénomène ont été observées (V.A.2.b).(1), page 106).

### II.E.3.b).(1) La source Multicusp du C70XP

La source Multicusp (Figure II-32) est une source développée par la société IBA [79]. Elle permet de délivrer des ions  $H^-$  et  $D^-$ . L'objectif initial de cette source est de délivrer un faisceau d'ions  $H^-$  de 10 mA avec une émittance de 190 mm.mrad. Dans la documentation interne délivrée par IBA, celle-ci est annoncée fournir un faisceau de 5 mA.

<sup>8</sup> Beamlet en anglais.

<sup>9</sup> Ménisque : zone de bord où le plasma n'est plus neutre, c'est la séparation entre le plasma et le faisceau.

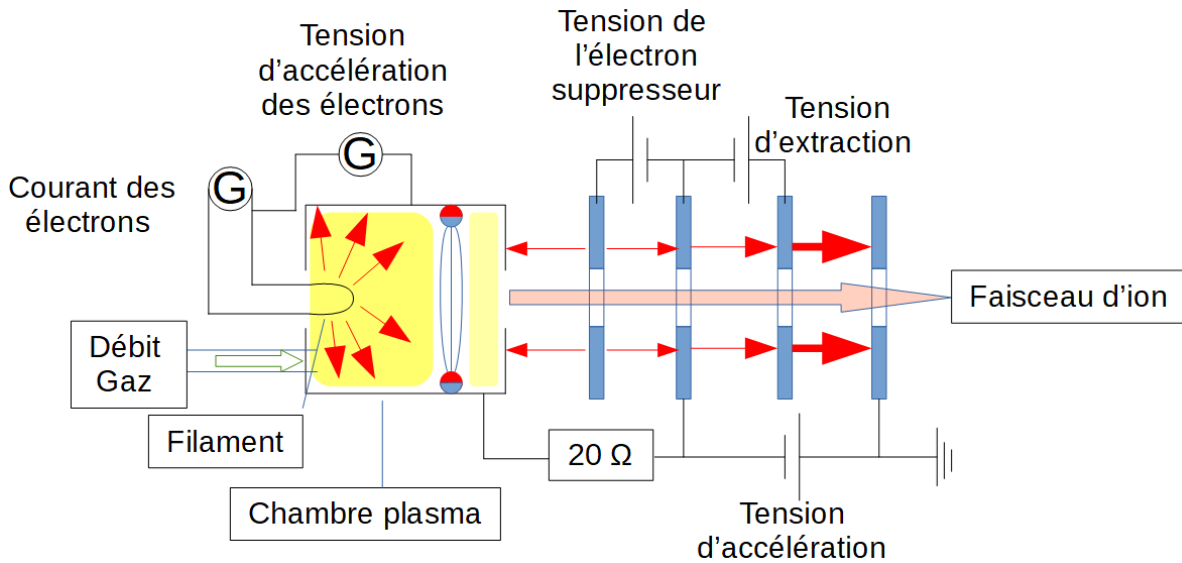


Figure II-32 : schéma électrique de la source Multicusp.

Pour assurer le réglage de cette source, plusieurs hautes tensions et alimentations doivent être modifiées. La source Multicusp possède deux générateurs de courant pour la régulation de l'émission des électrons. Le premier générateur est utilisé pour la régulation des filaments en tungstène (trois filaments) qui doivent atteindre une température minimale pour avoir une émission des électrons conforme (la quantité d'électrons émise (courant d'arc) est fonction de la température des filaments, température générée par effet joule et liée au courant circulant dans les filaments). Le second générateur, quant à lui, sert à réguler la tension d'accélération des électrons entre le filament et la chambre à plasma (généralement 120 V à ARRONAX). Le confinement de la chambre à plasma est réalisé par des aimants permanents. Le filtre magnétique, lui aussi composé d'aimant permanent, est proche de la sortie de la source. L'extraction des ions de la source est obtenue via une tension d'extraction (généralement 3 kV à ARRONAX) et d'une tension d'accélération (40 kV à ARRONAX). Un supprimeur d'électron est aussi présent au sein de la source (généralement 5 – 10 V). À ce jour, une intensité maximale de 3,25 mA sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (Figure II-33) [115] avec un courant d'arc d'environ 23 A a été obtenue. La valeur limite du courant d'arc d'après la documentation technique fournie par IBA est de 25 A.

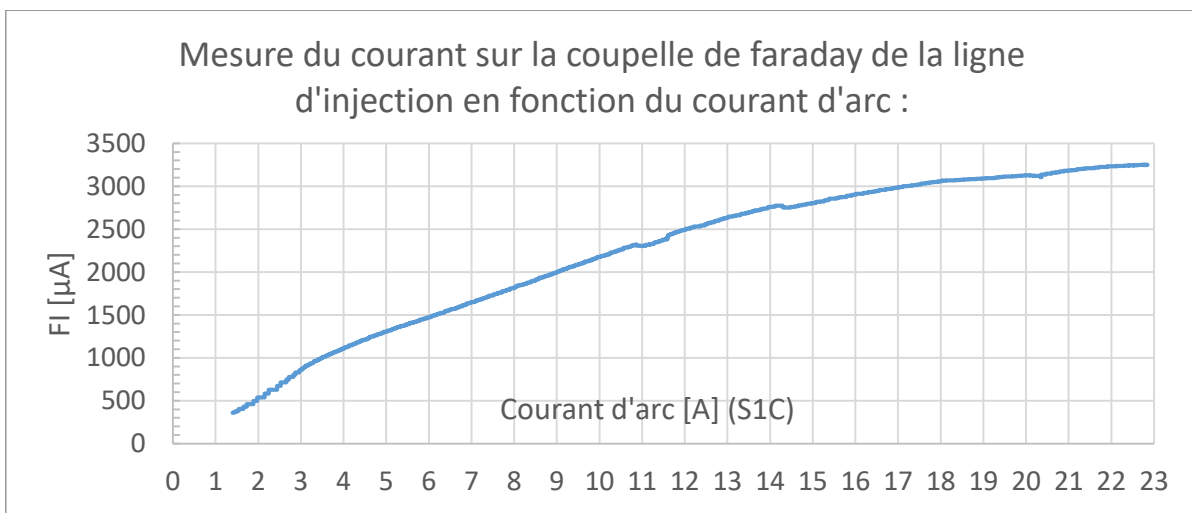


Figure II-33 : mesure du courant déposé sur la coupelle de Faraday (FI [μA]) en fonction de l'intensité appliquée sur les filaments (courant d'arc), autrement nommé courant d'électron ou SIC [A].

## II.E.4. Le Cyclotron

Le cyclotron est un type d'accélérateur conceptualisé en 1929 par Ernest Lawrence et dont le premier exemplaire a été construit en 1930.

Le principe est d'utiliser un champ magnétique perpendiculaire au plan d'accélération des particules, nommé champ principal pour conserver les particules dans un plan d'accélération et de faire passer les particules de multiple fois à travers la même zone accélératrice (appelée Dee). Dans un cyclotron, on utilise des cavités accélératrices reliées à un système radiofréquence (RF) et il nécessite de synchroniser le passage des particules dans les cavités accélératrices avec la phase de la RF (II-41). On a ainsi :

$$f_{RF} = \frac{q \cdot B}{2\pi \cdot m_0 \cdot \gamma} \quad II-41$$

Dans le design initial (Figure II-34), les particules dérivent selon une trajectoire en spirale, le rayon augmentant avec l'énergie des particules. À un rayon donné correspond une énergie précise des particules, comme présentées dans les équations II-42 à II-44.

$$E(n) = n \cdot \Delta E \quad II-42$$

$$r(n) = \frac{\sqrt{2m_0 \cdot \Delta E}}{q \cdot \langle B_0 \rangle \cdot \sqrt{\gamma}} \sqrt{n} \quad II-43$$

$$E = \frac{1}{2} \frac{q^2 \cdot \langle B_0 \rangle^2 \cdot r^2 \cdot \gamma}{m_0 \cdot c} \quad II-44$$

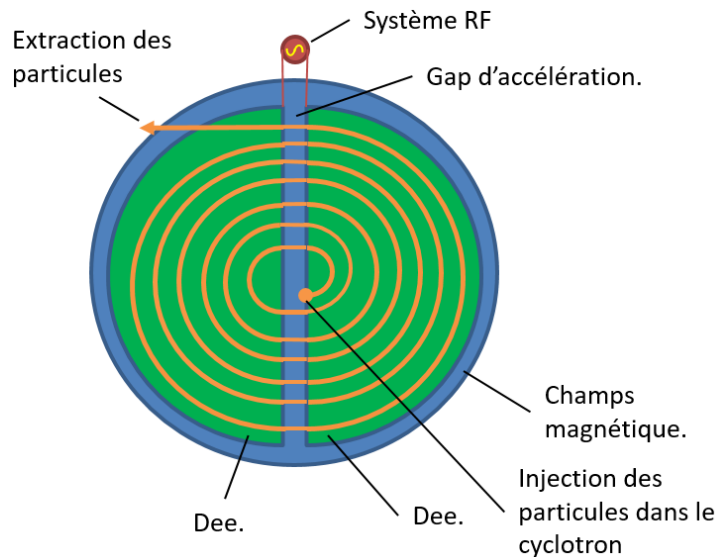


Figure II-34 : schéma de principe du fonctionnement d'un cyclotron.

Il existe plusieurs variantes de cyclotron afin de permettre d'accélérer les particules à haute énergie où les effets relativistes sont présents :

- Le bêatron : le principe du Bêatron est d'augmenter le champ magnétique de manière synchrone ( $B(x, t)$  non constant, mais  $B(x1, t) = B(x2, t)$ ) en fonction de la vitesse des particules pour qu'elles conservent le même rayon. On compense la variation de  $\gamma$  dans II-41 par une variation de  $B$  afin de conserver une fréquence constante.

- Le synchrocyclotron : son principe repose sur la réduction de la fréquence ( $f(t)$  n'est pas constant) en fonction de la vitesse des particules afin de les accélérer, selon leur fréquence de révolution.
- Le cyclotron isochrone : il permet de conserver une fréquence de rotation constante en adaptant le champ magnétique en fonction du rayon ( $B(x, t) = cte$  avec  $B(x_1, t)$  différent de  $B(x_2, t)$ ) ce qui permet d'avoir la fréquence constante, quel que soit le rayon. On peut ainsi travailler à haute intensité.

Dans la suite du manuscrit, seul le cyclotron du type isochrone est abordé, car c'est le type du C70XP possédé par ARRONAX.

#### II.E.4.a) Le cyclotron isochrone

Un cyclotron isochrone (dit aussi modèle de Thomas Llewellyn) est un cyclotron dont le champ magnétique évolue en fonction du rayon, mais est constant en fonction du temps. Le champ magnétique évolue de telle manière à satisfaire l'équation II-41 grâce à l'équation II-45 avec le paramètre  $\gamma$  de la relativité restreinte moyen du faisceau.

$$B = \gamma B_0 \quad II-45$$

Lorsque le champ magnétique augmente, on rend plus instable la focalisation verticale du faisceau dans le cyclotron [116]. Dans les cyclotrons isochrones, le champ est divisé en collines (zone de fort champ magnétique) et en vallées (zone de faible champ magnétique), permet de réaliser une variation azimutale du champ magnétique qui assure la focalisation verticale du faisceau le long de la trajectoire [117]. Cette focalisation provient de la courbure des lignes de champ à la frontière des collines et vallées conformément à l'application de la force de Lorentz (II-46) sur les particules (noté  $F_y$ ) (II-46). Lorsque le champ magnétique varie selon le rayon ( $B_r$ ), cela donne un premier terme de focalisation transverse. Lorsque le champ varie selon  $\theta$  ( $B_\theta$ ), cela engendre aussi une focalisation dans le plan de rotation.

$$F_y = q(\vec{v} \cdot \vec{B})_y = -q(v_\theta B_r - v_r B_\theta) \quad II-46$$

La séparation du champ magnétique en secteur (vallées et collines) conduit à une nouvelle expression du champ magnétique moyen (II-47) et à une nouvelle expression de la relation à satisfaire pour conserver l'isochronisme dans le cyclotron (II-48).

$$\langle B \rangle = \int_0^{2\pi} B(\theta) d\theta \quad II-47$$

$$\langle B \rangle = \langle B_0 \rangle \gamma \quad II-48$$

#### II.E.5. Extraction du faisceau $H^-$ et $D^-$ du cyclotron

On utilise des feuilles d'épluchage [82] pour extraire le faisceau de la machine quand celui-ci est négatif. En traversant la feuille d'épluchage, les particules du faisceau vont perdre leurs électrons et changer de polarité. Sous l'influence du champ magnétique localement constant de la machine, les ions devenus positifs vont changer de trajectoire sous l'effet du champ magnétique avec un rayon de courbure inversé ( $r_+$ ) en comparaison de celui en amont de la feuille d'épluchage ( $r_-$ ) (Figure II-35). La relation entre les rayons de courbure associé au faisceau positif et négatif est décrite dans les équations II-49.

$$r = \frac{q \cdot B_0}{m_0 \cdot \gamma \cdot v \cdot c} \quad \text{et} \quad r_+ = -r_- \frac{p_-}{p_+} \quad \text{avec} \quad p = m_0 \cdot \gamma \cdot v \quad II-49$$

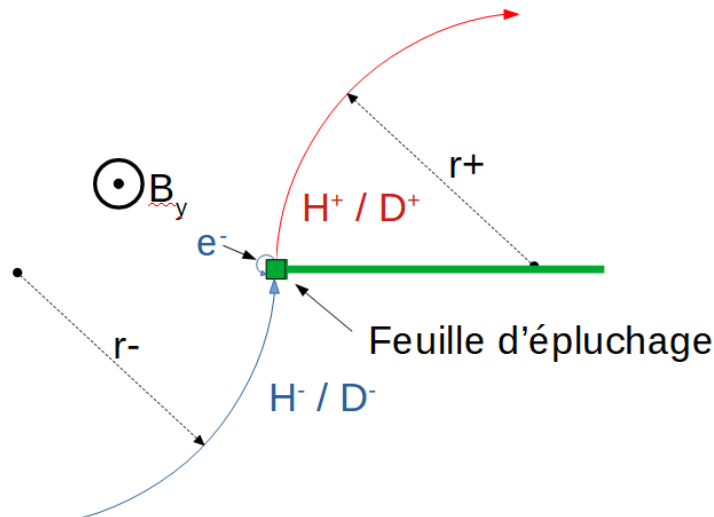


Figure II-35 : schéma de l'inversion de la polarité des ions

La feuille permet d'extraire les particules vers les lignes de faisceau avec une efficacité proche de 99 % [92]. Cette efficacité est dépendante de la capacité de la feuille à arracher les deux électrons de l'ion  $H^-$  pour obtenir des ions  $H^+$  à une énergie donnée. La capacité de la feuille est liée à son épaisseur et à l'énergie du faisceau incident. Plus l'épaisseur est importante, plus son efficacité est importante (Figure II-36). Si l'énergie du faisceau augmente, il faut augmenter l'épaisseur de la feuille pour conserver une même efficacité (diminution de la section efficace en  $\frac{1}{\beta^2} = \frac{c^2}{v^2}$ ) [118]. Dans notre cas, avec un faisceau de 70MeV et une épaisseur de  $160 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ , l'efficacité est supérieure à 99%.

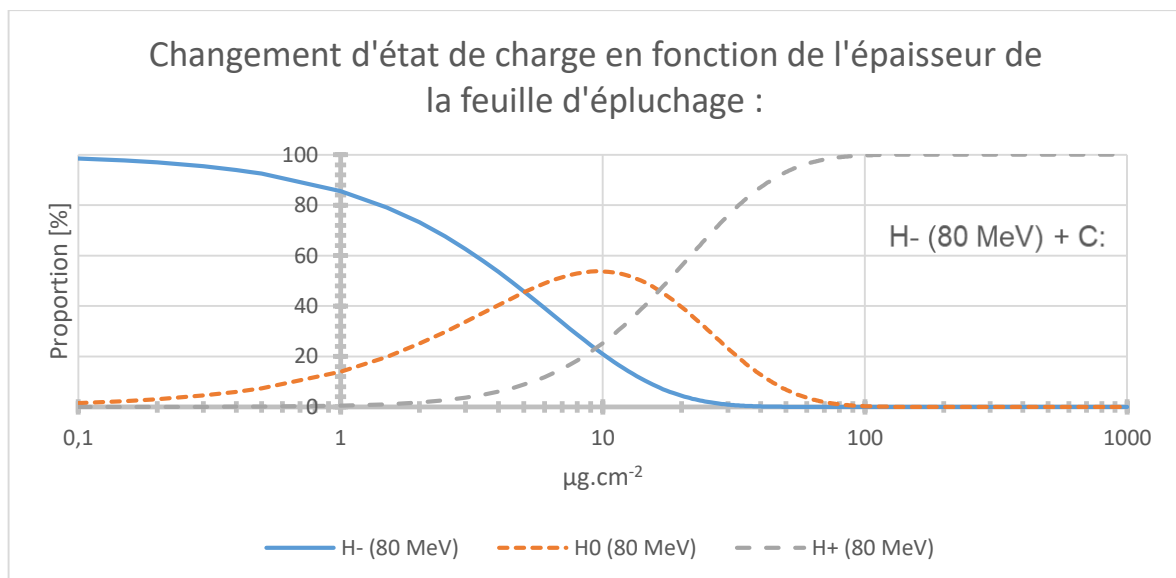


Figure II-36 : exemple de l'efficacité d'une feuille de carbone à arracher les électrons de l'ion  $H^-$ , pour obtenir l'ion  $H^0$  et l'ion  $H^+$  pour un faisceau de 80 MeV [119].

Un premier impact potentiel de l'utilisation de feuille d'épluchage porte sur l'énergie du faisceau. Pour un faisceau de  $H^-$  d'énergie initiale égale à 70 MeV et une feuille de carbone de  $160 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (densité surfacique actuellement utilisée à ARRONAX), la différence d'énergie cinétique entre le faisceau  $H^-$  et  $H^+$  ( $\Delta E_{\text{faisceau}}$ ) est de 77-78 keV [120], donc  $r_+ = -r_-$ . Ce constat reste vrai même si la feuille de carbone a une épaisseur de  $800 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ( $\Delta E_{\text{faisceau}} = 83\text{keV}$ ). Cet impact est donc faible.

L'augmentation de l'épaisseur de la feuille va aussi avoir un impact sur la dilution de l'émittance (II.E.7.a), page 48).



## II.E.6. L'espace de charge

Dans un cyclotron, les particules sont accélérées par paquet, c'est-à-dire qu'un ensemble de particules est mis en forme par la source et injecté pour être accéléré ensemble. On doit donc tenir compte non seulement de l'effet du champ électromagnétique sur chaque particule composant le paquet, mais aussi de l'effet des particules les unes vis-à-vis des autres. L'interaction des particules entre-elle peut-être répulsive (interaction coulombienne entre les particules de même charge) ou attractive (par exemple la force d'attraction magnétique entre les particules décrit par la loi de Biot-Savart). Ces phénomènes sont désignés sous le terme d'espace de charge. Dans le domaine relativiste, ainsi que lors d'une accélération des particules, il est nécessaire d'employer les potentiels de Liénard–Wiechert pour calculer le champ magnétique et électrique des particules.

Les forces de répulsion induite par l'espace de charge deviennent négligeables lorsque l'énergie des particules est élevée ( $\gamma \gg 1$ ). Dans le cyclotron d'ARRONAX, l'énergie du faisceau n'est pas suffisante pour avoir une compensation des forces de répulsion. La valeur du paramètre gamma de Lorentz à l'énergie maximale de 70 MeV pour des H<sup>-</sup> est de 1,0745, ce qui est trop faible pour les négliger.

Les forces de répulsions vont mener à l'augmentation de l'émittance, des oscillations de l'enveloppe du faisceau et un élargissement de la distribution énergétique du faisceau [121]. L'espace de charge peut aussi être à l'origine de ce qui est nommé des faisceaux creux (voir note de bas de page 39) [122]. Ce phénomène apparait sur des faisceaux de faible énergie avec un courant suffisamment important.

Les forces de répulsion ne sont pas les seuls phénomènes pouvant faire évoluer l'émittance du faisceau. Le faisceau va avoir son émittance évoluée via l'interaction du faisceau avec les éléments conducteurs de la structure, les gaz résiduels présents dans la machine et les tubes faisceaux.

### II.E.6.a) Régimes des forces de répulsion

On peut définir deux régimes de répulsion extrêmes selon que les effets de courtes portées (régime de collision entre les particules) ou les effets de longues portées (régime des effets collectifs) sont prédominants. L'importance de l'un vis-à-vis de l'autre va être gouvernée par la longueur d'écrantage de Debye ( $\lambda_D$ ) (II-50).

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \gamma^2 \cdot k_B \cdot T}{(q \cdot e)^2 \cdot n}} \quad II-50$$

Où  $n$  est la densité de particules,  $T$  la température transverse du faisceau,  $k_B$  la constante de Boltzmann (II-51) ;  $\gamma$  le coefficient de Lorentz (II-4) ;  $\varepsilon_0$  la permittivité électrique du vide ;  $q \cdot e$  le nombre de charges élémentaires par ion et enfin  $m_0$  la masse de l'ion.

$$k_B \cdot T = \gamma \cdot m_0 \langle v_{\perp}^2 \rangle \quad II-51$$

Si la longueur d'écrantage de Debye est nettement supérieure aux dimensions du faisceau, les effets collectifs [121] sont prédominants, sinon ce sont les effets de collision.

#### II.E.6.a).(1) Le régime de collision

Le régime de collision permet de décrire les collisions et les répulsions entre des particules indépendantes. Ce régime apparait dans les plasmas peu denses et/ou avec une température élevée. Dans ce cas de figure, il faut calculer l'impact des interactions entre les particules via l'application de la force

coulombienne et l'attraction induite par la loi de Biot-Savart. Elle a lieu entre des charges ponctuelles de charge  $q_1$  et  $q_2$  (de même signe) espacées d'une distance  $r_{12}$ .

$$F_r(r) = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \gamma^2 \cdot r_{12}^2} \quad II-52$$

### II.E.6.a).(2) Le régime des effets collectifs

Le régime des effets collectifs correspond aux forces de répulsion induites par les particules. Ce régime apparait dans les plasmas froids et/ou denses.

Si le faisceau est continu avec une répartition gaussienne de sa densité de charge et est doté d'une symétrie radiale, alors la force s'appliquant sur les particules du faisceau est calculée à partir de l'équation II-53 [123]. Dans le cas, d'un faisceau en paquets avec une répartition gaussienne des charges en trois dimensions et dans un cadre relativiste, alors la force appliquée dans le paquet est donnée par l'équation II-54 [121]. Les deux équations sont obtenues via la combinaison des forces de répulsion et d'attraction.

$$F_r(r) = \frac{e \cdot I}{2\pi \cdot \beta \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot \gamma^2 \cdot r} \cdot \left(1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}}\right) \quad II-53$$

$$F_r(r, z) = \frac{e \cdot q_0}{(\sqrt{2\pi})^3 \cdot \epsilon_0 \cdot \sigma_z \cdot \gamma^2} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \cdot \left(\frac{1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}}}{r}\right) \quad II-54$$

Avec  $I$  le courant mesuré [A] ;  $q_0$  la charge totale du paquet de particules ;  $\beta$  et  $\gamma$  les paramètres de la relativité restreinte du faisceau ;  $\sigma_r$  et  $\sigma_z$  la variance associée respectivement à la distribution transverse et à la distribution longitudinale ; et enfin  $c$  et  $e$  les constantes élémentaires.

### II.E.6.a).(3) Les domaines d'application

Pour vérifier quel est le régime des forces de répulsion à appliquer dans les conditions de la ligne d'injection du C70XP, nous avons considéré le faisceau d'ions  $H^-$  continu et de distribution homogène avant le groupeur. Le faisceau d'ions provient de la source Multicusp ( $H^-$ ) et a une énergie de 40 keV ( $2,76 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ ). Nous allons considérer un premier cas où l'intensité est faible (10  $\mu\text{A}$ ) et un second cas où l'intensité est forte (3,2 mA qui correspond à notre maximum à ce jour). La dimension transverse considérée est de l'ordre du mm (faisceau cylindrique continue de rayon 1 mm), elle correspond à la dimension du faisceau mesuré avec l'émittance-mètre selon l'axe  $x$  (Chapitre V).

Dans ces conditions, la densité de charge peut être calculée et est égale à  $7,18 \cdot 10^{12} \text{ ions.m}^{-3}$  pour un faisceau de 10  $\mu\text{A}$  et  $2,30 \cdot 10^{15} \text{ ions.m}^{-3}$  pour un faisceau de 3,2 mA. En utilisant les données associées à des sources Penning [124] et en considérant que l'on a la même distribution pour notre source Multicusp (même ordre de grandeur), la température des ions  $H^-$  est comprise entre 0,022 eV (255 K) et 1,0 eV (11603 K). Grâce à cela, on va pouvoir déterminer, dans les conditions de la ligne d'injection, la longueur de Debye dans les 2 cas. On trouve une valeur comprise respectivement entre 0,41mm et 2,77 mm pour 10  $\mu\text{A}$  et entre 0,023 mm et 0,15 mm pour 3,2 mA.

En conclusion, pour les faisceaux de haute intensité et de basse intensité, c'est le régime de collision qui est dominant, car la longueur de Debye n'est pas largement supérieure aux dimensions du faisceau dans tous les cas.

### II.E.6.b) *L'interaction du faisceau avec la paroi*

Lors du passage du faisceau, les éléments de l'accélérateur qui sont composés de conducteurs vont voir l'apparition de répartition de charge miroir à celle du faisceau. Les champs électrique et magnétique qui y sont générés peuvent être calculés par la méthode de la charge miroir [121] et vont dépendre de la distribution du faisceau initial et de sa position, de sa nature, des caractéristiques géométriques des parois et de leurs propriétés électromagnétiques (permittivité magnétique, résistance électrique). Un faisceau qui est soit continu, soit ayant une faible variation temporelle ou soit avec un  $\gamma$  très élevée aura uniquement une compensation de la charge d'espace par le champ généré.

Ainsi, si on considère deux plaques conductrices selon  $y$  ; un faisceau passant entre les plaques avec une dimension  $a$  ; une charge  $\lambda$  et une distance au centre des plaques de  $2h$ . Le champ généré aura deux composantes, une en  $x$  (II-55) et une en  $y$  (II-56).

$$F_x = -\frac{e \cdot \lambda \cdot \pi^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot h^2 \cdot 12} \quad \text{II-55}$$

$$F_y = \frac{e \cdot \lambda \cdot \pi^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot h^2 \cdot 12} \quad \text{II-56}$$

À noter que pour cet exemple, la force selon  $x$  est inverse à la force de répulsion (négative), donc elle participera à la diminution de l'impact de l'espace des charges sur cet axe. Des phénomènes similaires peuvent apparaître en présence d'éléments ferromagnétiques, via l'interaction du champ magnétique.

Si le faisceau est excentré entre les différentes parties conductrices, soit en déséquilibre entre les champs électrique et magnétique générés par l'interaction du faisceau avec la paroi. Il peut y avoir des effets d'attraction du faisceau par les champs générés entraînant ainsi une amplification de l'excentrage du faisceau. Au final, cela peut provoquer une augmentation de l'émittance du faisceau lorsque tous ces effets se superposent.

### II.E.6.c) *L'interaction du faisceau avec les gaz résiduels*

La présence de gaz résiduel dans la ligne d'injection peut avoir un effet positif sur les forces de répulsion. En effet, lors du passage du faisceau, ce gaz résiduel est ionisé et il va former un plasma neutre composé d'électrons et d'ions positifs. Les charges, opposées à la polarité du faisceau, seront attirées par le faisceau et inversement pour les charges de même polarité qui seront expulsées en dehors de la trajectoire du faisceau. Les charges expulsées autour de l'enveloppe du faisceau permettront de contenir la force induite par la charge d'espace du faisceau, en appliquant une force de répulsion inverse à l'espace de charge sur celui-ci. Cette opération se fait au prix d'une perte faisceau dans la ligne d'injection liée à l'ionisation des gaz résiduels. C'est une technique utilisée couramment sur les lignes de faisceau de basse énergie [125].

Lorsque l'énergie du faisceau augmente, celui-ci devient de moins en moins sensible au champ des ions et des électrons formés au sein des gaz résiduels à cause de l'augmentation de la rigidité magnétique du faisceau. De plus, lorsque l'énergie du faisceau augmente, la section efficace d'ionisation diminue, ce qui réduit le nombre d'ions présents.

Au niveau du faisceau, ces interactions se traduisent par une augmentation de l'émittance et/ou des pertes de faisceau. Ces augmentations sont décrites par la diffusion Coulombienne qui peut aussi être appréhendée comme une diffusion constante en fonction de l'énergie et de la pression [123].

### II.E.7. Dilution de l'émittance

Plusieurs phénomènes physiques peuvent augmenter l'émittance comme l'interaction avec la matière (les gaz résiduels à plus haute énergie, la feuille d'épluchage), une injection des particules dans le cyclotron avec un déphasage trop important par rapport à la RF, les interactions de champ faible avec les parties conductrices environnant le faisceau, les interactions entre la tête et la queue des paquets de particules via le champ électrique qui est généré dans les parois ... Je vais revenir sur certains de ces mécanismes ci-dessous.

#### II.E.7.a) La feuille d'épluchage

L'augmentation de l'épaisseur de la feuille d'épluchage a pour effet d'augmenter la distribution angulaire du faisceau lorsque celui-ci la traverse [126] (II-57 & Figure II-37), ce qui augmente l'émittance (II-58). Ceci est induit par la diffusion multiple de Coulomb qui est le phénomène dominant à la valeur d'énergie d'extraction des particules du C70XP et peut être décrit par le modèle de Molière. Le modèle de Molière (faibles angles) fait l'approximation que les particules sortantes de la feuille auront une distribution angulaire gaussienne. Cette approximation permet de calculer la variation d'émittance normalisée ( $\Delta\epsilon_n$ ).

$$\theta_{rms\ plane} = \frac{13,6\ MeV}{p \cdot \beta \cdot c} z \sqrt{\frac{x}{L_{rad}}} \left( 1 + 0,038 \cdot \ln\left(\frac{x}{L_{rad}}\right) \right) \quad II-57$$

$$\Delta\epsilon_n = \frac{\beta_T}{2} \beta \cdot \gamma \langle \theta_{rms\ plane} \rangle^2 \quad II-58$$

Avec  $p$  l'impulsion [MeV] ; le  $\beta$  et le  $\gamma$  de la relativité ;  $z$  le nombre de charges de la particule incidente ;  $x$  l'épaisseur de la feuille [ $g \cdot cm^{-2}$ ] ;  $L_{rad}$  la longueur de radiation (dans le cas du carbone, celle-ci est de  $42,7\ g \cdot cm^{-2}$ ) et  $\beta_T$  le bêta de Courant-Snyder avant la feuille d'épluchage.

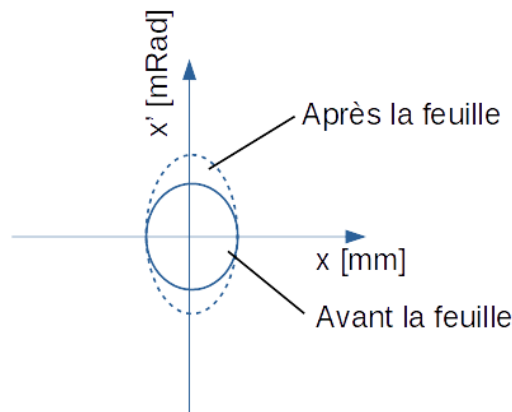


Figure II-37 : l'augmentation de la distribution angulaire après passage à travers la feuille de stripper dans l'espace de phase associée  $x - x'$ .

#### II.E.7.b) Décalage dans l'acceptance de l'injection

Si un décalage dans l'acceptance du faisceau est réalisé entre la ligne d'injection et le cyclotron (plus généralement d'une ligne de faisceau vers un accélérateur). Des oscillations bêatron vont apparaître durant l'accélération du faisceau et augmenter l'émittance transverse du faisceau [123]. Les oscillations bêatron peuvent être visible dans l'accélérateur via des dispositifs tels qu'une alumine installée sur la sonde radiale (Figure II-11).

Le décalage dans l'acceptance de l'injecteur peut engendrer des pertes de faisceau et réduire le taux de transmission. Ce décalage peut être provoqué par un angle de faisceau trop important ou encore une erreur de point de focalisation vis-à-vis de la trajectoire optimale.

### II.E.7.b).(1) Décalage dans l'acceptance

Le mauvais positionnement du faisceau dans l'espace de phase initial par rapport à l'acceptance de la machine peut être décrit dans l'espace des phases comme un décalage entre le centre de l'acceptance et le faisceau injecté ( $\Delta x, \Delta x'$ ) (Figure II-38). L'augmentation de l'émittance normalisée peut être estimée.

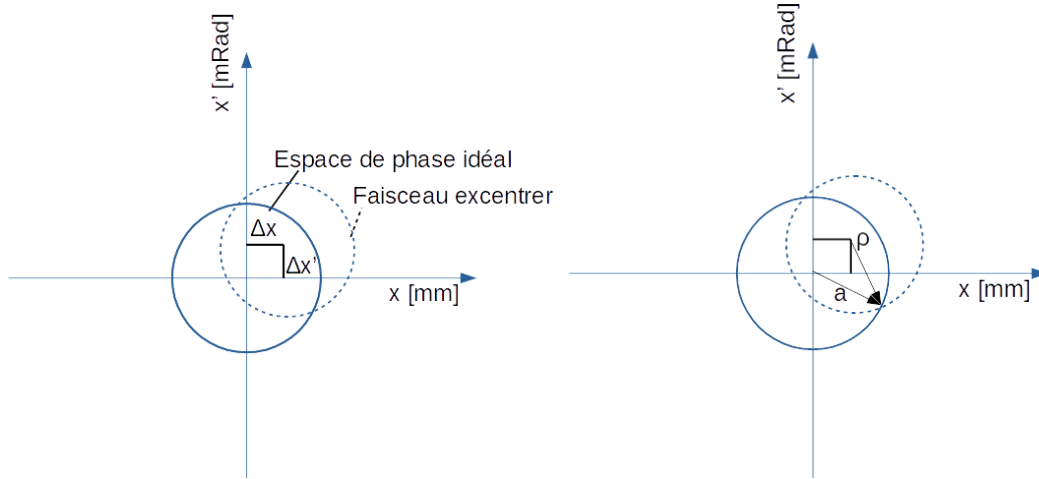


Figure II-38 : décalage entre l'acceptance dans l'espace de phase et le faisceau injecté.

Dans un accélérateur, possédant des éléments magnétiques, une particule entrante à une distance  $a$  du centre de l'acceptance idéal de l'accélérateur va suivre une oscillation bêatron d'amplitude  $a$  autour de l'orbite d'équilibre. En partant d'un faisceau suivant une distribution gaussienne, il est possible d'estimer l'augmentation de l'émittance du faisceau initial (II-59), ainsi que le coefficient correspondant à l'augmentation (II-60). Dans cette équation, les termes  $\beta_T$  et  $\alpha_T$  sont les paramètres de Courant-Snyder au point de mesure du faisceau.  $\gamma_T$  et  $\beta_z$  sont les paramètres de la relativité restreinte (nommé aussi paramètres de Lorentz, II.E.1.b)) associés au faisceau à l'entrée de l'accélérateur.

$$\Delta \varepsilon_{Norm} = \frac{\pi(\gamma_T \cdot \beta_z) \Delta x^2 + (\beta_T \Delta x' + \alpha_T \Delta x)^2}{2 \beta_T} \quad II-59$$

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta x^2 + (\beta_T \Delta x' + \alpha_T \Delta x)^2}{\sigma_0^2} \right) \quad II-60$$

Une version analogue de ces formules existe dans le cas où la fonction de dispersion  $D$  ne correspondrait pas à la dispersion attendue. Cette non-correspondance se manifeste lorsqu'un décalage  $\Delta p$  entre l'impulsion idéale du faisceau  $p$  est observé ( $p + \Delta p$ ), ce qui fait apparaître une erreur dans l'acceptance ( $\Delta x = \Delta D \cdot \frac{\Delta p}{p}$  et  $\Delta x' = \Delta D' \cdot \frac{\Delta p}{p}$ , avec  $\sigma_p$  la déviation standard RMS) Ce décalage va alors augmenter l'émittance transverse (II-61, II-62).

$$\Delta \varepsilon_{Norm} = \frac{\pi(\gamma_T \cdot \beta_z) \Delta D^2 + (\beta_T \Delta D' + \alpha_T \Delta D)^2}{2 \beta_T} \sigma_p^2 \quad II-61$$

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta D^2 + (\beta_T \Delta D' + \alpha_T \Delta D)^2}{\sigma_0^2} \right) \sigma_p^2 \quad II-62$$

### II.E.7.b).(2) Décalage de bêta à l'entrée du cyclotron

Le décalage de bêta ( $\Delta\beta_T$ ) à l'entrée du cyclotron est aussi considéré comme une erreur de point de focalisation, ce qui se traduit par une augmentation de l'émittance transverse du faisceau. Pour calculer cette erreur, il faut connaître l'émittance, les paramètres de Courant-Snyder au moment de l'injection et estimer la valeur attendue (II-63).

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = 1 + \frac{1}{2} \left| \det \begin{pmatrix} \Delta\alpha_T & \Delta\beta_T \\ -\Delta\gamma_T & \Delta\alpha_T \end{pmatrix} \right| \quad II-63$$

## II.F. Conclusion

Le C70XP permet d'accélérer plusieurs types de projectiles (proton, deuton et particule alpha) sur une large plage d'énergie et d'intensité. Il est utilisé pour la production de radionucléides innovants et pour réaliser des expériences avec ces faisceaux. Pour la production de radionucléides, il est nécessaire de travailler à haute intensité pour accompagner les études précliniques et cliniques. Dans ce dernier cas, il est impératif de contrôler le faisceau produit pour protéger la machine, mais aussi la cible, car les patients attendent les radionucléides pour leur traitement.

Une bonne connaissance et maîtrise du faisceau dans la ligne d'injection est indispensable. À cette fin, il est décidé de concentrer nos travaux sur l'émittance du faisceau. Cela passe par une campagne de mesure de l'émittance du faisceau dans la ligne d'injection avec un émittance-mètre du type Allison produit par la collaboration EmitM (Chapitre IV, page 72). L'émittance-mètre permet d'obtenir les caractéristiques préférentielles du faisceau pour la transmission, ainsi que l'impact de chaque paramètre de la ligne d'injection sur le faisceau. Ces mesures sont complétées par une simulation de la ligne d'injection. Enfin, des collimateurs instrumentés sont installés dans la ligne d'injection pour donner des informations supplémentaires sur le faisceau, ainsi que l'impact de coupure géométrique sur le faisceau dans la transmission, la réduction des pertes dans le cyclotron, ainsi qu'en bout de ligne sur la ciblerie. Ces études ont mené à un prototype de diagnostic dans la ligne d'injection, ainsi qu'un prototype de celui-ci.

Un diagnostic permet de réduire les possibles sources d'augmentation de l'émittance due à un décalage dans l'acceptance en adaptant la forme du faisceau et sa position dans l'espace de phase. Un diagnostic permet aussi un ajustement des réglages des sources pour supprimer les faisceaux creux (source SUPERNANOGAN [83]) et réduire l'émittance du faisceau sortant de la source (source Multicusp). De plus, l'obtention du minimum d'émittance lorsque la répulsion des charges (charge d'espace) et l'ionisation du gaz résiduel sont présentes, peut être envisagée.

Dans la ligne d'injection, l'énergie du faisceau est faible, engendrant des dépôts énergétiques réduits ( $H/D$  : 40 keV et  $He^{2+}/HH^+$  : 20 keV) et avec une distance de pénétration réduite. Permettant la mise en place d'un diagnostic de faible épaisseur et avec une dissipation thermique réduite.

Le diagnostic aura aussi pour rôle d'aider aux tirs consacrés à la recherche en fournissant des faisceaux d'ions avec des aberrations réduites et des informations sur la distribution du faisceau.

## Chapitre III. Dispositif expérimental, méthode et simulation

Ce chapitre présente les dispositifs expérimentaux utiles aux expériences menées sur la ligne d'injection du C70XP et à l'étude de celle-ci. Plusieurs dispositifs expérimentaux ont été testés dans la ligne d'injection pour fournir des informations sur le faisceau via la mesure du courant déposé et l'impact sur les dispositifs présents en bout de ligne faisceau. Ce chapitre contient aussi les méthodes analytiques associées à ces dispositifs expérimentaux et présente la construction du modèle de la ligne d'injection (III.B) réalisé avec le logiciel G4beamline [127] ainsi que les limites du modèle. Notre modèle de la ligne d'injection repose sur l'inclusion des champs magnétiques des aimants mesurés lors de leur calibration, ainsi que de la géométrie de la ligne d'injection. Une liste physique (en anglais « physics list ») décrivant la physique des ions de basse énergie est retenue pour générer les interactions attendues.

### III.A. Les dispositifs expérimentaux

Sur ARRONAX, plusieurs campagnes expérimentales ont été menées et elles ont utilisé différents dispositifs expérimentaux installés sur la ligne d'injection tels que le système de pulsation (nommé aussi pulseur) [84] (III.A.1) et/ou des collimateurs installés dans la ligne d'injection pour contraindre la dimension transverse du faisceau (III.A.2). À l'extrémité de la ligne de faisceau AX3, des films Gafchromic™ [128] ont été employés pour mesurer la dimension transverse du faisceau (III.A.4). À l'extrémité des lignes de production (ligne haut courant), les collimateurs quatre doigts (III.A.3) ont été employés pour quantifier l'adaptation du faisceau en bout de ligne. Les données expérimentales acquises relatives au courant et à la tension à ARRONAX ont été réalisées par un système de contrôle et d'acquisition de données (SCADA) sous la forme d'un serveur fonctionnant sous le protocole « Experimental Physics and Industrial Control System » [129] (EPICS) (III.A.5).

#### III.A.1. Le pulseur

Le pulseur est utilisé durant nos études de la ligne d'injection pour respecter la limitation de courant imposé par la ciblerie utilisée (50  $\mu\text{A}$ ). En d'autres termes, le pulseur permet de ne pas être dépendant de l'intensité continue réelle dans la ligne d'injection.

##### III.A.1.a) Le principe de fonctionnement

Le pulseur [84], dont le schéma explicatif est présenté sur la Figure III-1, est constitué de deux plaques métalliques espacées de 47 mm reliés à une alimentation de 3kV haute puissance. Une des plaques est reliée à un interrupteur rapide (Behlke FSWP 51-02). En absence de champ électrique, les particules sont transmises dans la ligne d'injection alors qu'en présence de champ électrique, les particules sont déviées.

Le contrôle commande à distance est réalisé via une interface de contrôle communiquant avec un Raspberry Pi3 utilisé comme serveur sur le réseau EPICS [129] (III.A.5) puis d'un système de contrôle d'impulsion synchronisé sur le système RF (Figure III-1). Le système de contrôle d'impulsion va compter le nombre d'impulsions RF pour déterminer le plus précisément possible le moment, ainsi que la durée d'application de la tension de déviation.

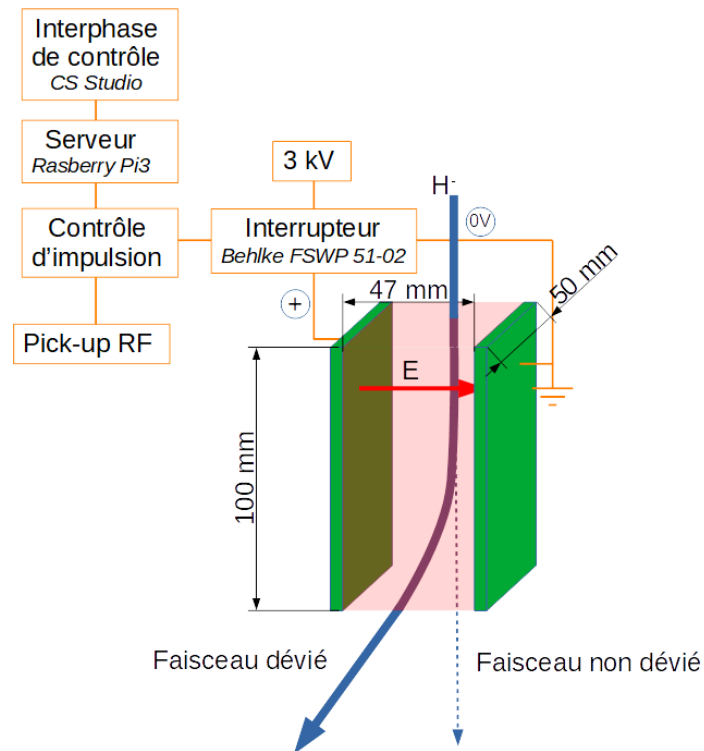


Figure III-1 : dimension et schéma de fonctionnement du pulseur.

Le pulseur a pour rôle de ne laisser passer qu'un certain nombre de paquets dans un intervalle de temps fixe appelé « durées de train » ( $dt$ ) pendant une « durée inter-fin-de-train » ( $dit$ ) (Figure III-2) avec un nombre de répétitions ajustable. De facto, le pulseur a pour conséquence de réduire le courant moyen  $\langle I \rangle$  accéléré par le cyclotron tout en conservant des paramètres de sources d'ions identiques à un fonctionnement normal. Expérimentalement, aucun changement dans la forme du faisceau n'est observé en bout de ligne sur le collimateur quatre doigts (III.A.3.a) et sur les dispositifs expérimentaux installés en bout de ligne expérimental (III.A.4).

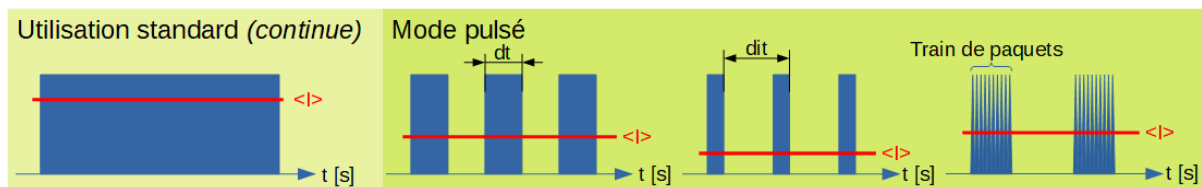


Figure III-2 : exemple de trois réglages des paramètres  $dt$  et  $dit$ .

Le pulseur peut être placé en mode « stop », ce qui correspond à dévier le faisceau dans la paroi de la ligne d'injection via l'application de la tension constante et réduire le courant parvenant en bout de ligne à du bruit. Inversement, le mode continu consiste à ne pas appliquer de tension, donc à laisser passer le faisceau.

Le pulseur a été testé dans plusieurs configurations ( $dt$ ,  $dit$ ) pour en déterminer les limites. Cela a permis de déterminer la plage de fonctionnement avec une fréquence maximale du pulseur de 50 kHz avec une  $dt$  de 164 ns, ce qui correspond à injecter dans le cyclotron 5 paquets de particules toutes les 200  $\mu$ s (un paquet de particules est injecté toutes les 32,84 ns dans le cyclotron). Expérimentalement, aucun décalage temporel n'apparaît entre les trains de paquets en fonction de la valeur de la  $dit$ . La constante de temps ( $\tau$ ) de charge et de décharge des plaques est mesurée par ajustement d'une fonction exponentielle comme inférieure à 2  $\mu$ s. La constante de temps du système a des effets sur le courant



moyen  $\langle I \rangle$  (III-1) lorsque  $dt$  est inférieur à  $10 \mu\text{s}$  (régime non linéaire). Nous avons donc choisi de rester au-dessus de cette limite des  $10 \mu\text{s}$  pour rester dans le régime linéaire.

$$\langle I \rangle = \langle I \rangle_{continue} \frac{dt [s]}{dit [s]} \quad III-1$$

Le pulseur permet aussi de moduler la dose (en  $\text{gray}^{10}$ ) par train en bout de ligne pour l'adapter aux besoins expérimentaux (la Figure III-3 montre la correspondance dose/durée de train/courant continu).

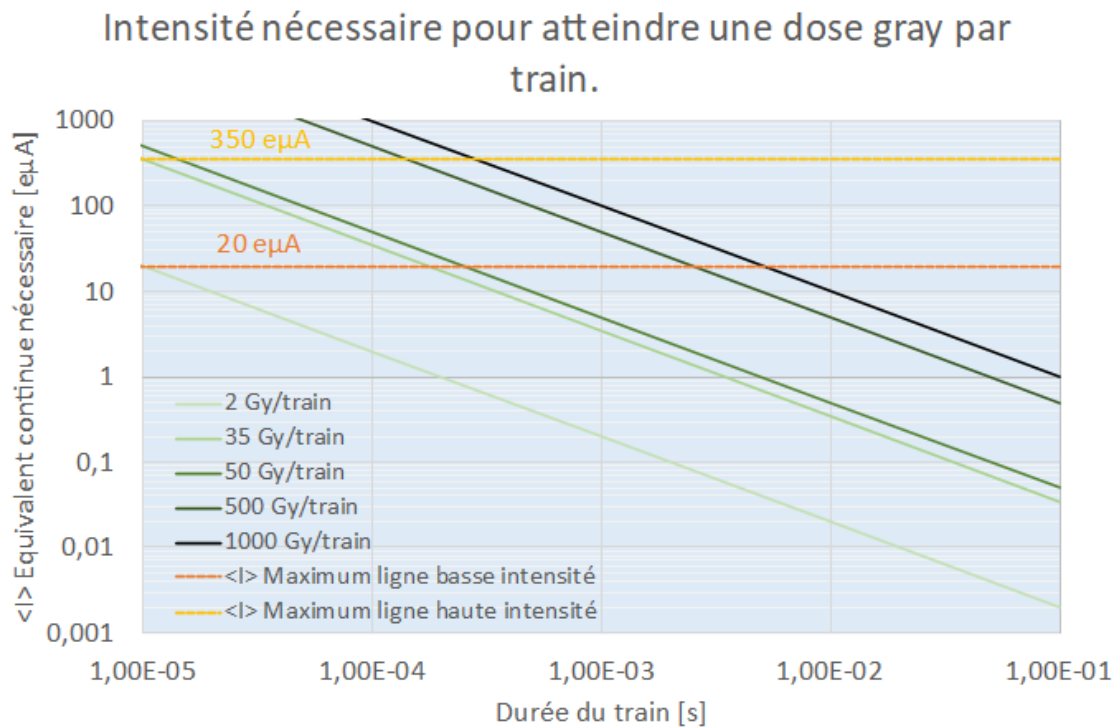


Figure III-3 : capacité du pulseur à délivrer une dose en Gray par train pour les H.

#### III.A.1.b) Tir effectué à hautes intensités

Des tirs de haute intensité ont été effectués en utilisant le pulseur pour vérifier la stabilité de la forme du faisceau, ainsi que de la linéarité de celui-ci sur une large plage en intensité [84]. Des vérifications similaires ont été effectuées durant les études de la ligne d'injection (Figure III-4), via une réduction progressive du courant moyen  $\langle I \rangle$ , en augmentant la  $dit$ . Pour cela, on a imposé que la répartition des charges entre les quatre doigts du collimateur soit constante, tout comme la répartition des charges entre le collimateur et la cible (la Figure III-4).

<sup>10</sup> Gray : « Unité de dose absorbée de rayonnement ionisant, communiquant à une masse de matière d'un kilogramme une énergie d'un joule (symbole Gy) », CNRTL [170].

### Vérification de la linéarité.

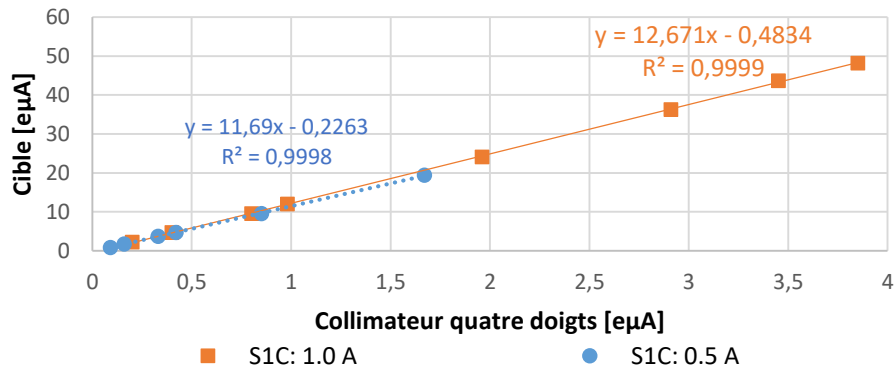


Figure III-4 : vérification de la linéarité dans la diminution du courant entre le collimateur quatre doigts et la cible.

Sur la Figure III-4 sont présentés deux exemples de variation de l'intensité mesurée sur la cible et sur le collimateur quatre doigts pour différentes valeurs du rapport  $\frac{dt [s]}{dit [s]}$  effectuées pour deux intensités d'électrons émis par les filaments de celle-ci (S1C). On peut remarquer la linéarité de la répartition des charges entre le collimateur quatre doigts et la cible lors du changement du rapport  $\frac{dt [s]}{dit [s]}$ . En effet, la distribution du courant reste proportionnelle ( $R^2$  de Pearson proche de 1), lors de la monter et descente du rapport  $\frac{dt [s]}{dit [s]}$ . Pour un changement de la forme significative, une évolution de la répartition du courant entre les quatre doigts du collimateur est attendue, ce qui n'est pas le cas.

L'ensemble des observations expérimentales réalisées confirme que le pulseur n'affecte pas la forme du faisceau significativement.

#### III.A.2. Les collimateurs

Des collimateurs fixes sont installés dans la ligne d'injection (III.A.2.a)), ainsi qu'un collimateur ajustable (III.A.2.b)). Les collimateurs sont de forme circulaire ou en fente avec plusieurs diamètres d'ouverture. Ces collimateurs vont réaliser des coupures géométriques du faisceau dont on peut observer l'effet en plusieurs points de l'accélérateur. Les résultats que nous avons obtenus avec ces collimateurs seront discutés dans le Chapitre VII.

##### III.A.2.a) Les collimateurs fixes

Nous avons utilisé deux types de collimateurs fixes :

- Collimateur à ouverture circulaire. Les collimateurs circulaires ont une ouverture allant de 10 mm de diamètre à 42 mm de diamètre.
- Collimateur à ouverture en forme de fente avec une ouverture de 4 mm.

Tous les collimateurs fixes sont présentés sur la Figure III-5.

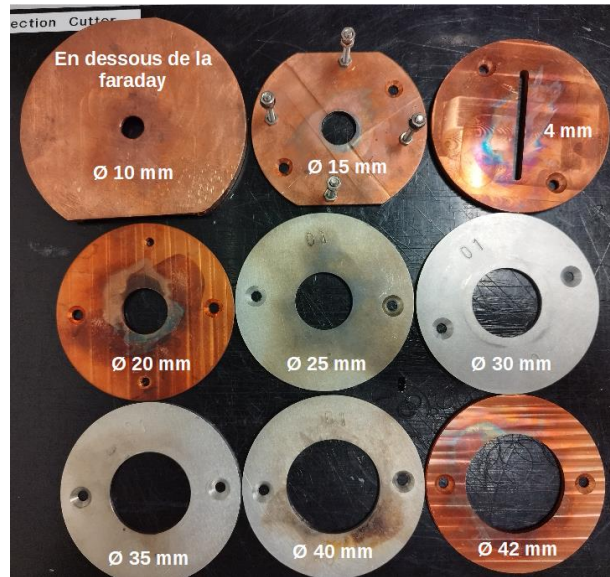


Figure III-5 : les collimateurs fixes installés dans la ligne d'injection au-dessus du groupeur et en dessous de la coupelle de Faraday

Les collimateurs fixes ont été installés au-dessus du groupeur comme indiqué sur la Figure III-6, sauf pour le collimateur fixe de 10 mm qui a été installé sous de la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. Le collimateur de 15 mm a été modifié pour pouvoir être monté avec le collimateur de 20 mm et ainsi former un collimateur à étage espacé de quelques cm.

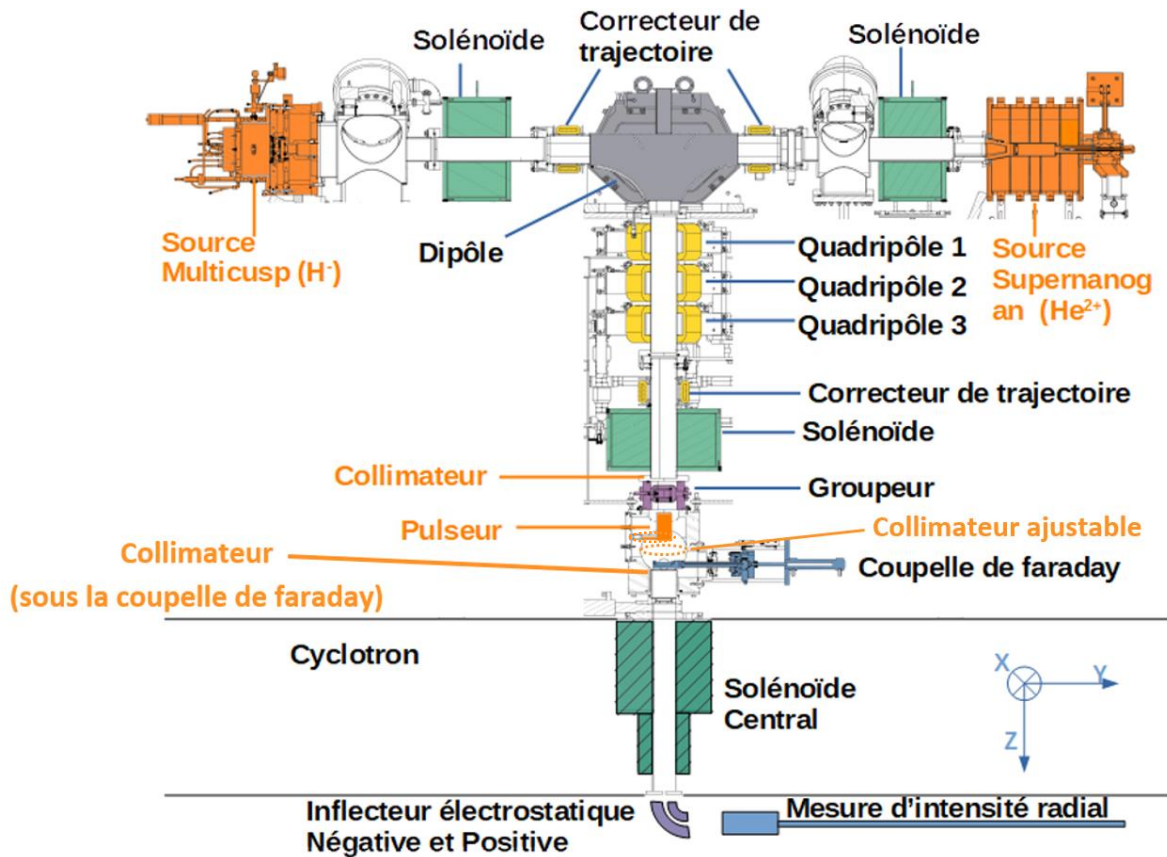


Figure III-6 : positionnement des collimateurs dans la ligne d'injection, figure adaptée de [85].

Les collimateurs fixes installés au-dessus du groupeur sont instrumentés. À cette fin, une attention particulière a été portée sur l'isolation électrique et la conductivité thermique entre le

collimateur et la ligne d'injection. Les études thermiques ont été réalisées avec le logiciel ANSYS [130] et ont permis de valider un design de collimateur fixe capable de supporter un faisceau de  $H^-$  à 40keV à 1 emA (40 W), via une évacuation de la puissance déposée par le faisceau par conduction thermique. Ce collimateur fixe comprend des rondelles en alumine pour obtenir une isolation électrique (Figure III-7). Le collimateur contient également un câble qui est situé sous celui-ci afin de réaliser une mesure du courant déposé, comme le montre la photo à droite sur la Figure III-7. La mesure du courant déposé est réalisée par un intégrateur de courant nommé BB8. Le BB8 est conçu et vendu par le laboratoire IThemba en Afrique du Sud [94].

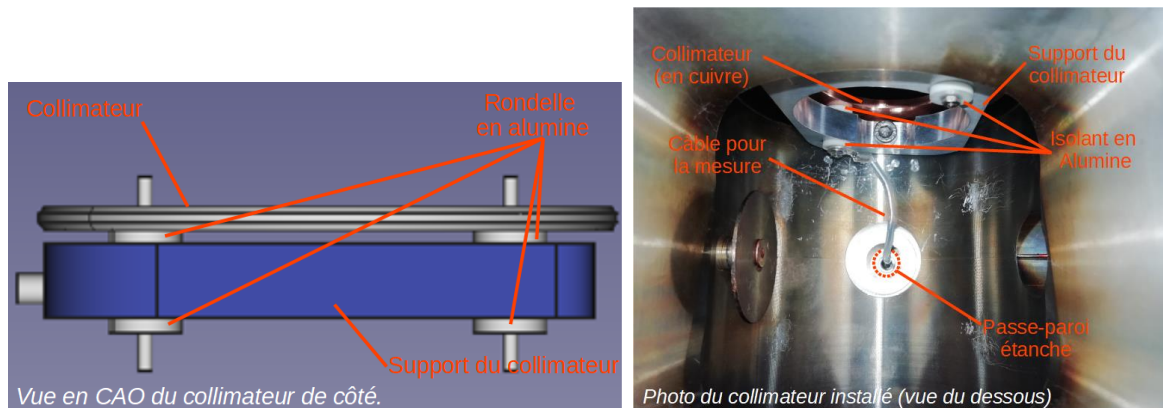


Figure III-7 : à gauche, le collimateur avec son support vu de côté en CAO et à droite, le collimateur monté dans la ligne d'injection au-dessus du groupeur (démonté pour la photo).

Le collimateur fixe sous la coupelle de faraday n'est pas instrumenté et est relié à la masse de la ligne d'injection.

#### III.A.2.b) Le collimateur ajustable

Un prototype de collimateur à fentes ajustables composé de deux mâchoires pouvant être positionnées de -5 mm à +25 mm (excentrable) a été développé (cf. Figure III-8). Ce collimateur, via des déplacements successifs des mâchoires, permet de réaliser des coupures géométriques sur les bords du faisceau. Le collimateur a été conçu en collaboration avec le service mécanique de Subatech. Les mâchoires sont équipées de thermocouple (PT100) pour permettre le suivi de la température de chaque mâchoire. Les mâchoires sont aussi isolées électriquement de la masse pour permettre une mesure électrique. Cependant, pour la première expérience, elles ont été mises à la masse.

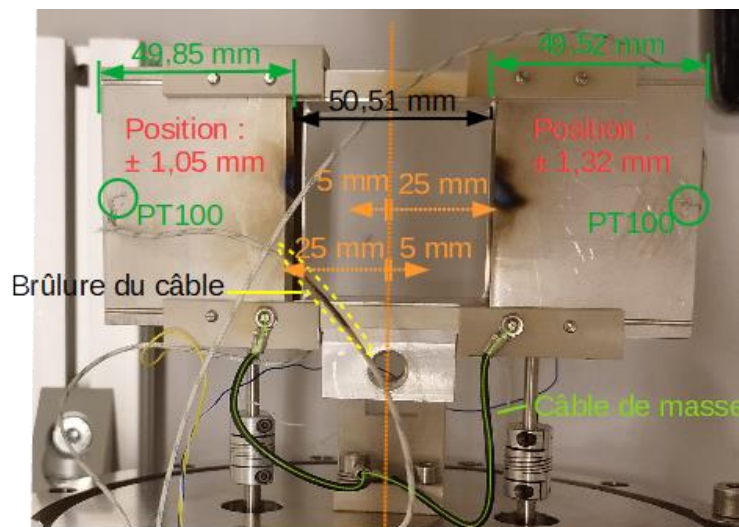


Figure III-8 : collimateur ajustable après irradiation installée sur sa bride (lors de la première expérience). Les distances mesurées sont faites avec un pied à coulisse.

La mesure de la montée en température (première expérience) et du courant déposé (deuxième expérience) a permis de situer le faisceau dans l'espace, et ainsi de confirmer la réalisation de coupure géométrique successive du faisceau. Les résultats obtenus avec les collimateurs sont présentés dans le Chapitre VII.

### III.A.3. La mesure de l'enveloppe faisceau

Une façon de quantifier l'impact des collimateurs sur le faisceau est de réaliser une mesure de «Collimator Based Quad Scan Width », notée CBQSW (III.A.3.b)). La technique de CBQSW est décrite dans la thèse d'Atul Sengar [94] et dans la référence [131]. Elle s'inspire de la technique des trois gradients (Annexe 1).

#### III.A.3.a) La mesure sur les collimateurs quatre doigts

Le principe de la mesure réalisée sur un collimateur quatre doigts [94] est présenté sur la Figure III-9 où les dimensions du collimateur sont définies à gauche sur la Figure III-9, via une vue en coupe avec le faisceau se propageant entre le dernier quadripôle et le collimateur quatre doigts. Le faisceau est représenté par son enveloppe en rose et le sens de sa propagation par une flèche rouge. La forme du collimateur n'est pas une forme symétrique par rotation, comme présentée à droite sur la Figure III-9, il a un angle d'ouverture d'environ 11° avec une rotation de 45° entre les doigts. La forme du collimateur rend impossible de mesurer  $\langle x^2 \rangle$  et  $\langle y^2 \rangle$  lors de la variation du quadripôle (présente dans l'Annexe 3), mais permet de faire une mesure d'adéquation du faisceau avec la cible (selon  $x$  ou  $y$ ).

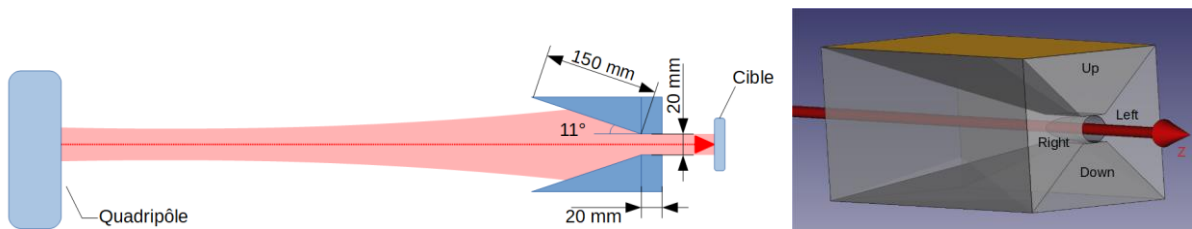


Figure III-9 : schéma simplifié de la mesure sur un collimateur 4 doigts.

Lors d'une mesure, il est vérifié la stabilité de la somme des courants mesurés sur toutes les parties du collimateur (cible incluse) à  $\pm 5\%$  quand l'intensité du champ magnétique du quadripôle varie (VII-1). On ajuste alors les données obtenues par un polynôme afin de déterminer le CBQSW à 10% du courant total [94]. Cette grandeur permet de caractériser l'adéquation du faisceau sur l'axe de mesure, car il est lié aux paramètres de Courant-Snyder du faisceau en  $x$  et  $y$  (Annexe 3).

#### III.A.3.b) Les équations

$$Courant_{total} = Col_{Left} + Col_{Right} + Col_{Up} + Col_{Down} + Cible \quad III-2$$

Le courant total permet de calculer le courant normé déposé sur les doigts du collimateur (noté  $Col$ ) gauche et droit (noter  $Left$  et  $Right$ ), haut et bas (noter  $Up$  et  $Down$ ) et sur la cible ( $Cible$ ).

Le calcul du courant normé déposé sur les doigts du collimateur est réalisé avec les équations III-3 et III-4.

$$Courant_{LR} = \frac{Col_{Left} + Col_{Right}}{Courant_{total}} \quad III-3$$

$$Courant_{UD} = \frac{Col_{Up} + Col_{Down}}{Courant_{total}} \quad III-4$$



L'équation III-3 donne accès à la somme des courants normée gauche et droite ( $Courant_{LR}$ ), ce qui permet de calculer le CBQSW selon x. Un exemple de mesures et de son ajustement est présenté sur la Figure III-10 où l'on voit aussi apparaître la mesure du CBQSW à 10%.

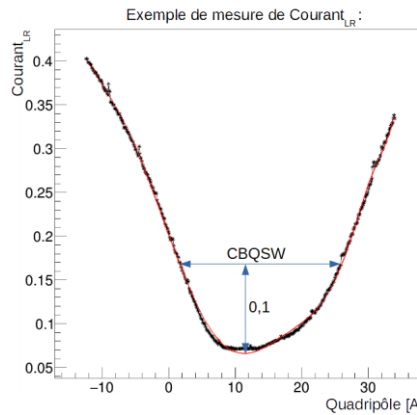


Figure III-10 : exemple d'une mesure du CBQSW à 10%

Pour effectuer une mesure pertinente, il est nécessaire de vérifier que le faisceau est bien centré (recherche du minimum de déplacement durant la mesure selon III-5). Un minimum de déplacement correspond à un faisceau centré dans le champ magnétique du dernier quadripôle avec un angle moyen proche de zéro, en comparaison de l'axe de propagation entre le quadripôle et le collimateur quatre doigts. Cela permet de limiter la fluctuation des aberrations du faisceau pouvant provenir du dernier quadripôle.

$$\begin{cases} \Delta Courant_{LR} = \frac{Col_{Left} - Col_{Right}}{Courant_{total}} \\ \Delta Courant_{UD} = \frac{Col_{Up} - Col_{Down}}{Courant_{total}} \end{cases} \quad III-5$$

#### III.A.4. Mesure de la distribution transverse du faisceau

La mesure de la distribution transverse est réalisée en bout de la ligne AX3 (II.C.7.b)). La distribution transverse est mesurée grâce à l'irradiation de films Gafchromic™ HDV2 [128] (III.A.4.a)). La mesure de la tache faisceau sur le film permet lorsque plusieurs mesures sont réalisées en fonction d'un paramètre de reconstruire l'évolution de la tâche faisceau en fonction de ce paramètre. La distribution du faisceau dans le plan de mesure est reconstruite via l'analyse des films scannés et via l'étude de l'absorbance du film dans le rouge (III.A.4.b)).

##### III.A.4.a) Méthodologie

Un film Gafchromic™ HDV2 est placé à quelques cm au bout de la ligne. Une charge de quelques nC de proton à 70 MeV est envoyée sur le film afin d'obtenir une mesure de la forme du faisceau dans le plan du film. La charge est mesurée de manière indépendante par un photomultiplicateur<sup>11</sup> (PM) calibré en début d'expérience qui mesure l'émission de fluorescence consécutive à l'interaction du faisceau avec l'azote de l'air. Il a été montré que cette émission est proportionnelle à l'intensité du faisceau sur une large gamme d'intensité [132] [133]. Cette mesure de la charge permet de s'assurer que l'on reste dans la gamme d'intensité où le film Gafchromic™ HDV2 a une réponse considérée comme linéaire (dose comprise entre 0 et 100 Gray pour le canal rouge) [128].

<sup>11</sup> Photomultiplicateur : « Système électronique amplifiant l'intensité du courant électrique produit par une cellule photoélectrique sous l'effet d'une source lumineuse. », CNRTL [170].

### III.A.4.b) Analyse

L'analyse des films se déroule en plusieurs étapes (cf. Figure III-11). Après irradiation du film Gafchromic™ HDV2 qui va noircir à l'endroit où les particules sont passées, le film est scanné avec un scanner V700 photo Epson Perfection flatbedcolor [134]. L'image obtenue est décomposée en quatre matrices distinctes selon le protocole RVBA ("rouge vert bleu alpha" ou RGBA en anglais). Seule la matrice contenant les valeurs rouges est retenue (étape 1 à 2). Sur la matrice obtenue, un traitement automatique est réalisé par la différenciation de la partie contenant le signal et celle contenant le bruit de fond (étape 2 à 3). Sur la partie contenant le bruit de fond, un ajustement polynomial 2D est effectué permettant une estimation et la soustraction du piédestal dans la partie contenant le signal (étape 3 à 4). Le résultat obtenu après soustraction permet d'estimer de façon relative la dose reçue par le film et les régions de densité du faisceau.

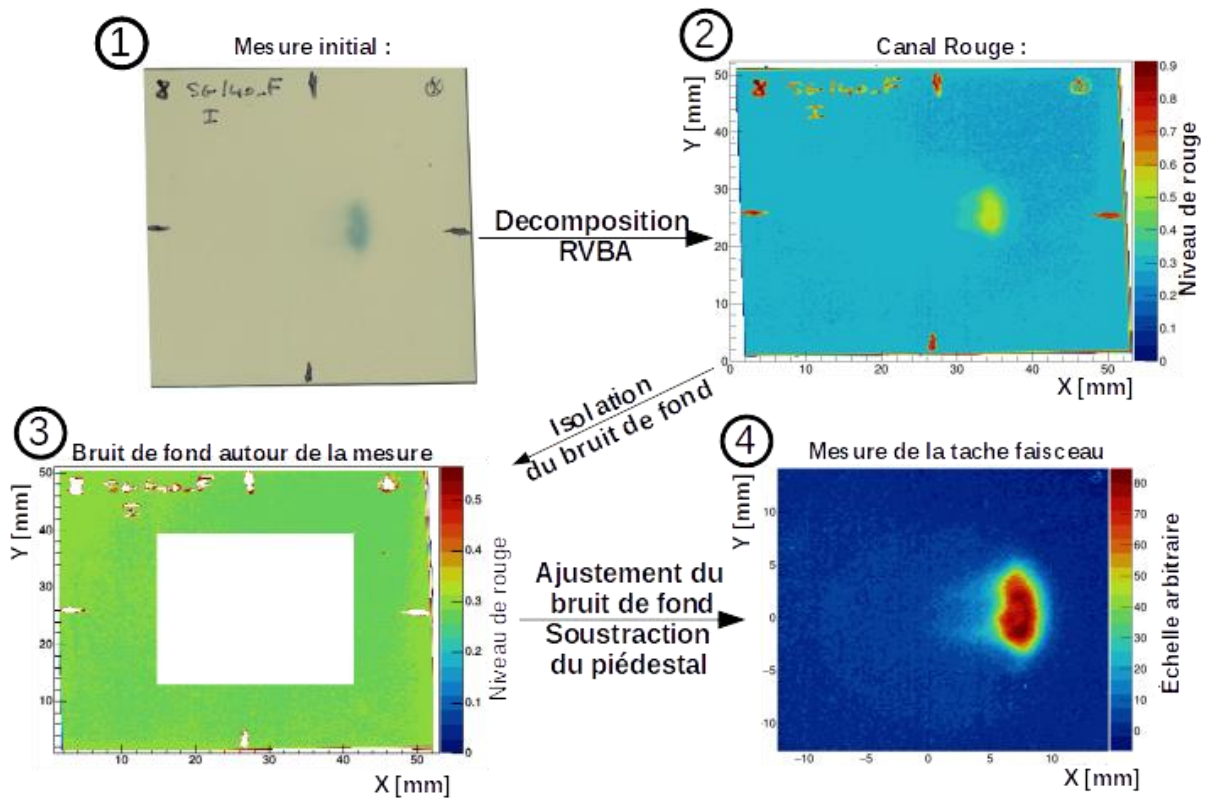


Figure III-11 : exemple de l'analyse d'une mesure de la distribution transverse.

### III.A.5. Système de contrôle et d'acquisition des données à ARRONAX

Un système de contrôle et d'acquisition de données (en anglais « **Supervisory Control And Data Acquisition** » : SCADA) est disponible à ARRONAX sous la forme d'un serveur qui fonctionne sous le protocole « **Experimental Physics and Industrial Control System** » [129] (EPICS). Le Système SCADA collecte les données environnementales du cyclotron, via les IOC ("input/output controllers" en anglais) reliés aux alimentations du cyclotron [94], via un réseau dédié [115] et réalise le contrôle commande du pulseur (III.A.1).

Dans le cadre des études réalisées sur la ligne d'injection, le SCADA sert de système d'acquisition des données expérimentales. Les données acquises serviront aussi à contrôler les conditions expérimentales pouvant impacter les résultats des études. Les données enregistrées sur le serveur fonctionnent sous le protocole EPICS (nommée par la suite « serveur EPICS ») (III.A.5.a)).

### III.A.5.a) Le serveur EPICS

EPICS est un ensemble de bibliothèques logicielles et un logiciel open source. C'est dans le LANL qu'a été développé le protocole d'échange EPICS en 1988 [135]. EPICS est maintenant utilisé pour faire du contrôle en temps réel sur des accélérateurs dans de nombreux laboratoires dans le monde tel qu'iThemba LABS (Afrique du Sud), J-PARC (Japon), GANIL (Spiral2) et LANL (USA). EPICS est aussi utilisé dans d'autres domaines tels que l'industrie, les télescopes (GEO600, Apache Point Observation, ...) et d'autres expériences de physique tel qu'ITER.

Le cyclotron d'ARRONAX est contrôlé par un ensemble de 63 paramètres de réglage, sans compter les paramètres relatifs aux coupelles de Faraday, les organes relatifs à la sécurité et au vide. Ces paramètres sont constamment enregistrés depuis 2016 sur notre serveur EPICS. Le serveur a 958 paramètres référencés et fait le suivi et l'enregistrement de 925 paramètres à une fréquence maximale de 5 Hz, ou de 3Hz lorsque ce sont des paramètres retour ou des diagnostics faisceau. Les paramètres sont désignés par la suite sous la dénomination de PV (« **P**rocess **V**ariable » en anglais).

Sur le serveur EPICS, les sauvegardes ne sont pas effectuées avec une fréquence fixe, mais uniquement lorsque les valeurs changent, le pas temporel est donc variable. Sur la Figure III-12, un exemple des données est présenté avec à gauche les données sous forme de tableau de valeurs avec un temps d'acquisition associé et à droite le graphique associé. Sur le graphique, les écarts temporels entre les mesures (en orange) sont aussi présentés, car ils interviennent dans les calculs de la moyenne et de la variance associée à la valeur étudiée (4.C.I).

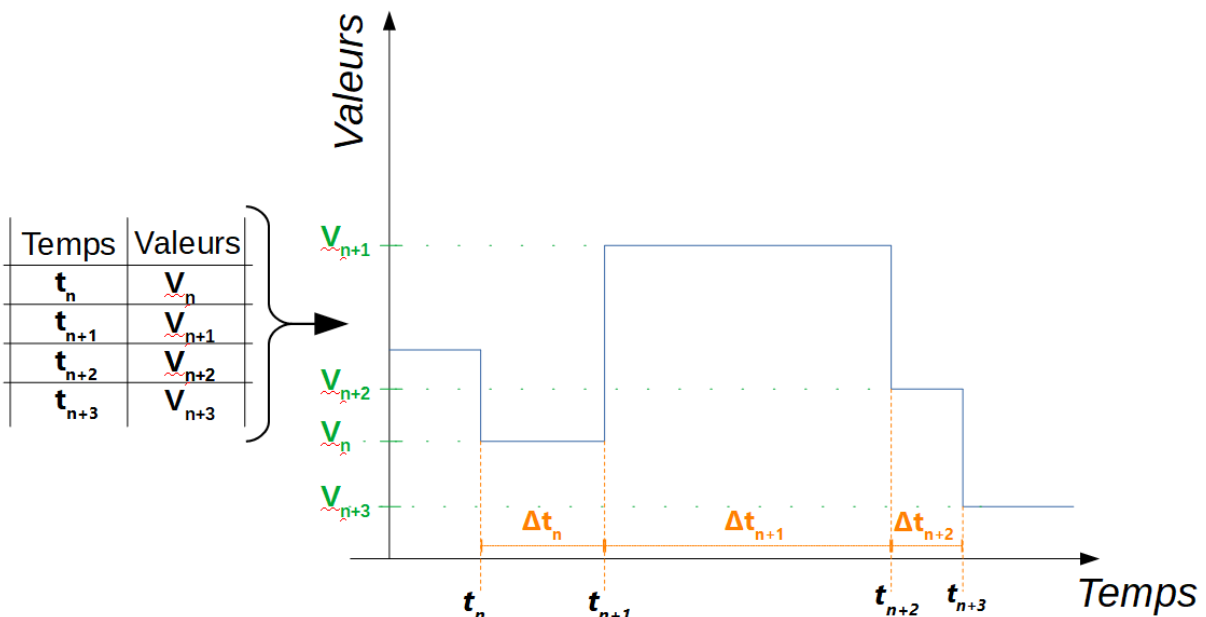


Figure III-12 : exemple de données extraites du serveur EPICS et la représentation graphique associée.

Afin de simplifier l'accès aux données stockées par le serveur EPICS, la sélection des PV via des menus regroupant ceux-ci sous forme de catégorie et l'automatisation de calculs intermédiaires nécessaire au traitement des données a été mise en place. De plus, pour rendre le traitement des données plus rapide, des fonctions permettant le tri, le lissage et la recherche d'événements particuliers ont été mises en place. Toutes ces fonctionnalités sont présentées sous la forme d'option à sélectionner lors de l'exécution du logiciel (Annexe 4).



### III.B.Simulation

Notre simulation de la ligne d'injection repose sur un logiciel open source de simulation nommée G4bl [1]. C'est une adaptation de Geant4, qui est un logiciel de suivi des interactions des particules avec la matière et des interactions des particules avec des champs électriques et magnétiques [136].

Le modèle de la ligne d'injection réalisé avec le logiciel G4bl (III.B.1) est basé sur des mesures expérimentales (III.B.2.b)) et des plans (III.B.2.a)) pour reproduire au mieux la géométrie et les champs magnétiques présents. Toutes les informations nécessaires à la construction du modèle ne sont pas présentées. Il manque des champs magnétiques (III.B.3.a) et III.B.3.b)) et la définition du faisceau en sortie de source (III.B.3.c)).

#### III.B.1. Le logiciel de simulation G4bl

G4bl [1] est un logiciel spécialisé dans le suivi des particules composant un faisceau en prenant en compte notamment les différents éléments d'une ligne faisceau via un traitement approprié des champs magnétiques et électriques. Le logiciel comprend les interactions des particules avec les champs magnétiques et électriques (force de Lorentz : II.E.1.a), page 27), l'interaction des particules entre elles (espace de charge) et l'interaction des particules avec la matière. G4bl contient aussi une description approchée des principaux éléments magnétiques (dipôle, solénoïde, quadripôle ...). Les descriptions approchées peuvent être ajustées à des mesures expérimentales via la modification de leur taille et de leurs facteurs de champs de bord, ce qui est utilisé dans notre modélisation (III.B.2.b)).

Pour utiliser G4BL, il est nécessaire de spécifier dans un fichier texte les caractéristiques de la ligne de faisceau et le faisceau à la sortie de la source. Le faisceau de particules à la sortie de la source est décrit soit via une distribution généraliste (gaussienne ou autre) ou sous la forme d'un fichier texte contenant la distribution de particules à simuler. Notre simulation décrit la trajectoire des particules dans la ligne d'injection du C70XP commençant à la source d'ions et s'achevant à l'infecteur spiral qui permet de guider les particules dans le cyclotron.

#### III.B.2. Le modèle de la ligne d'injection

Notre modèle de la ligne d'injection repose sur la reproduction de la géométrie de la ligne d'injection (III.B.2.a)), l'inclusion des champs magnétiques mesurés (III.B.2.b)) et du faisceau en sortie de source. La géométrie de la ligne a été construite à partir des plans côtés fournis par le constructeur du cyclotron (IBA), ce qui permet de générer les coupures géométriques qui peuvent apparaître dans la ligne d'injection. Les champs magnétiques reposent sur les mesures effectuées des éléments lors de leur qualification par leur constructeur SIGMAPHI.

Nous avons aussi porté une attention particulière au choix de la physique à appliquer (III.B.2.c)) dans la simulation pour qu'elle soit adaptée à nos conditions d'études et intègre les phénomènes physiques qui nous intéressent.

##### III.B.2.a) Géométrie de la ligne d'injection du C70XP

La géométrie que nous avons utilisée dans la simulation repose sur des plans côtés de la ligne d'injection sur lesquels figure aussi l'emplacement des éléments magnétiques (Figure II-3). Ces plans correspondent au montage initial de la ligne d'injection par IBA. La Figure III-13 présente la géométrie de la ligne obtenue dans la simulation avec tous les éléments magnétiques et électriques installés. On y voit la source définie par une source dans le plan de la source Multicusp, les solénoïdes en rouge, les quadripôles en bleu, les correcteurs de trajectoires en vert caca d'oie, le pulseur en vert, la coupelle de Faraday et le groupeur en orange. Le modèle de la simulation se termine par le collimateur de l'infecteur

et du déflecteur qui protège ceux-ci. Le dipôle de la ligne d'injection ne figure pas sur la ligne d'injection, car il est représenté par une carte de champ magnétique (III.B.2.b).(2)).

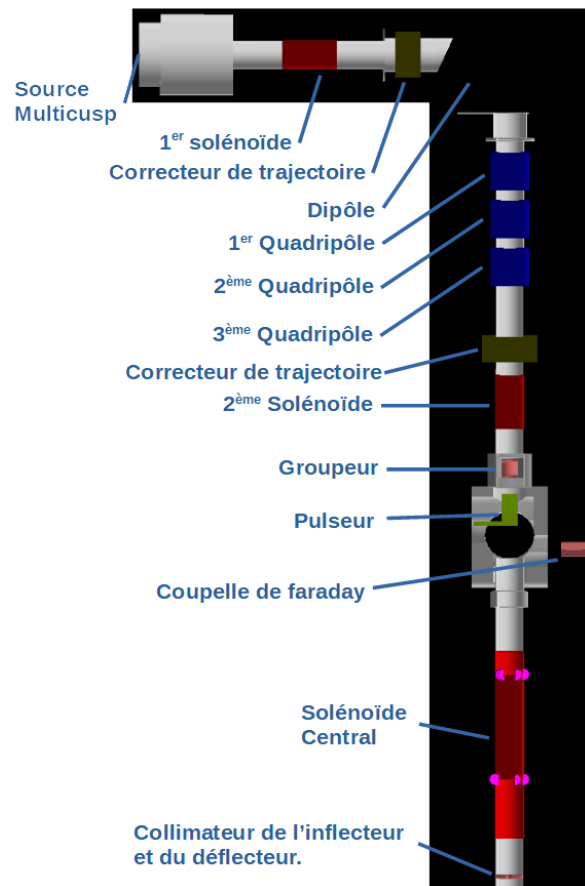


Figure III-13 : présentation de la géométrie de la ligne d'injection avec les éléments magnétiques placés et les éléments pouvant réaliser des coupures faisceau.

### III.B.2.b) Implémentation des mesures des champs magnétiques

Les champs magnétiques des éléments sont ajustés, jusqu'à avoir un  $\text{Khi}^2$  de Pearson le plus faible possible entre les mesures expérimentales à notre disposition et les valeurs des simulations. Pour obtenir ceci, des variations des dimensions physiques des éléments magnétiques dans le modèle (le rayon, l'épaisseur et la longueur) ainsi que du nombre de spires et le facteur de champ de bord sont réalisés soit par itération sur un espace donné avec un pas donné, soit via un ajustement des équations décrivant le cas parfait pour trouver les dimensions de l'élément à simuler, avec le solveur HESSE ou MIGRAD inclus dans ROOT [137].

#### III.B.2.b).(1) La reproduction du champ magnétique des solénoïdes

Sur la ligne d'injection, il y a deux types de solénoïde : les solénoïdes classiques (les solénoïdes les plus proches des sources et au milieu de la ligne d'injections) et le solénoïde double situés au bout de la ligne d'injection. Les solénoïdes sont simulés par deux éléments dans la simulation : « coil » qui est la bobine associée au solénoïde et le « solenoid » qui est la bobine avec un courant électrique injecté dans celle-ci [127].

#### III.B.2.b).(1).(a) Les solénoïdes

Pour reproduire les solénoïdes dans la simulation, nous avons utilisé les mesures de champs magnétiques réalisées par SIGMAPHI à une intensité donnée. La mesure a été réalisée selon l'axe central défini comme dans la section (II.E.2.b), page 31). Pour trouver les bons paramètres dans le modèle, il est nécessaire de fixer le courant associé ( $I$ ), le diamètre d'ouverture et la longueur totale du

solénoïde dont l'épaisseur est fixée à 1 mm. Une méthode itérative est ensuite mise en œuvre en comparant les valeurs obtenues par le modèle et celles des mesures en utilisant un  $\text{Khi}^2$  de Pearson (Figure III-14).

Sur la Figure III-14 est présenté le champ magnétique mesuré selon Z en bleu, le long de l'axe central du solénoïde dans le 1<sup>er</sup> solénoïde de la ligne d'injection (S3), ainsi que dans le solénoïde de la ligne d'injection (S4). En rouge, le résultat de la minimisation est aussi présenté. La valeur du  $\text{Khi}^2$  de Pearson obtenu entre les deux distributions est présentée sur chacune des figures avec en diviseur le degré de liberté. Sur la Figure III-15 est présentée la différence entre les deux distributions obtenues, la différence est calculée par la soustraction du champ magnétique mesuré au champ magnétique simulé.

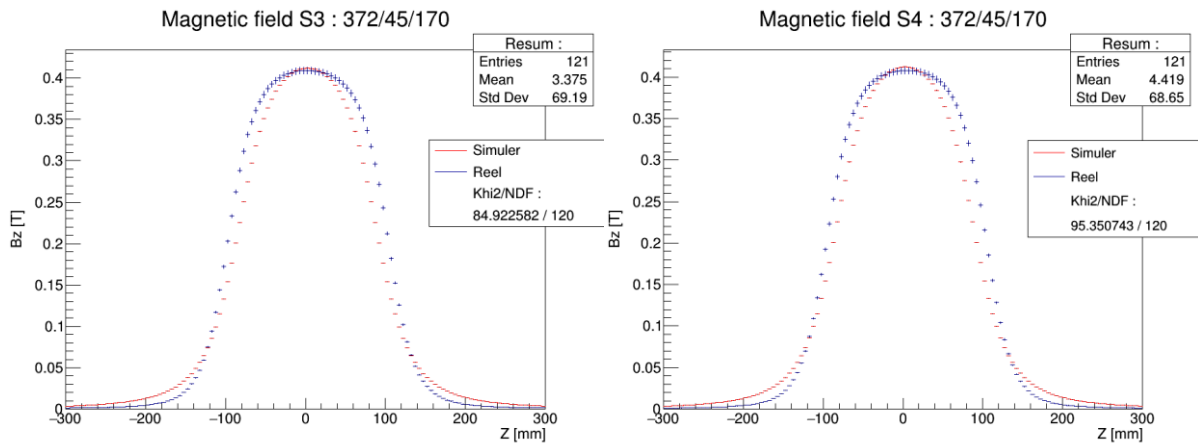


Figure III-14 : en bleu, la mesure du champ magnétique  $B_z$  le long de l'axe central du solénoïde et en rouge, la simulation du champ. Les courbes simulées obtenues au vu des contraintes géométriques de la simulation avec le plus faible  $\text{Khi}^2$  sont présentées ci-dessus.

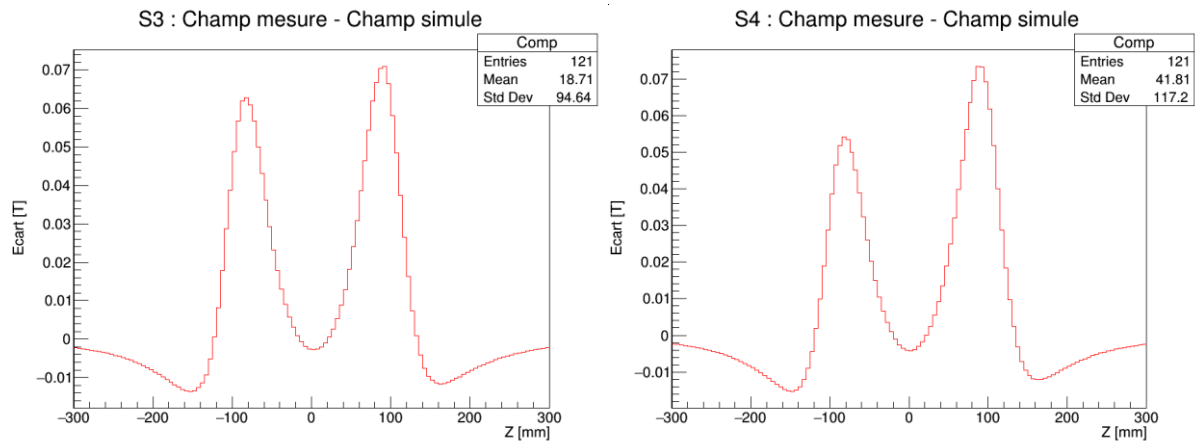


Figure III-15 : champ magnétique mesuré moins le champ magnétique réel.

Nous avons aussi appliqué une autre méthode consistant à extraire les paramètres de la simulation à partir d'un ajustement des données par un modèle théorique (partie II.E.2.b), page 31, équation II-23). Cette seconde méthode donne des résultats ( $\text{Khi}^2$  de Pearson) qui sont plus éloignés de la première méthode. Pour cette raison, nous avons décidé d'utiliser les résultats obtenus par itération pour définir les solénoïdes dans la simulation. Les aires des courbes mesurées et simulées du champ magnétique des solénoïdes ont un écart de 5%.

### III.B.2.b).(1).(b) Le solénoïde double

Le solénoïde double, peut-être décrit comme deux solénoïdes se superposant partiellement. Pour trouver les dimensions des solénoïdes, l'équation (partie II.E.2.b), page 31, équation II-23) est appliquée

en double pour effectuer une décomposition en deux champs. La superposition des champs magnétiques obtenue avec le plus faible  $\chi^2$  de Pearson entre la mesure et la modélisation est présentée sur la Figure III-16 avec le champ magnétique selon Z simulé en bleu et mesuré en rouge sur l'axe de propagation du faisceau au centre du solénoïde.

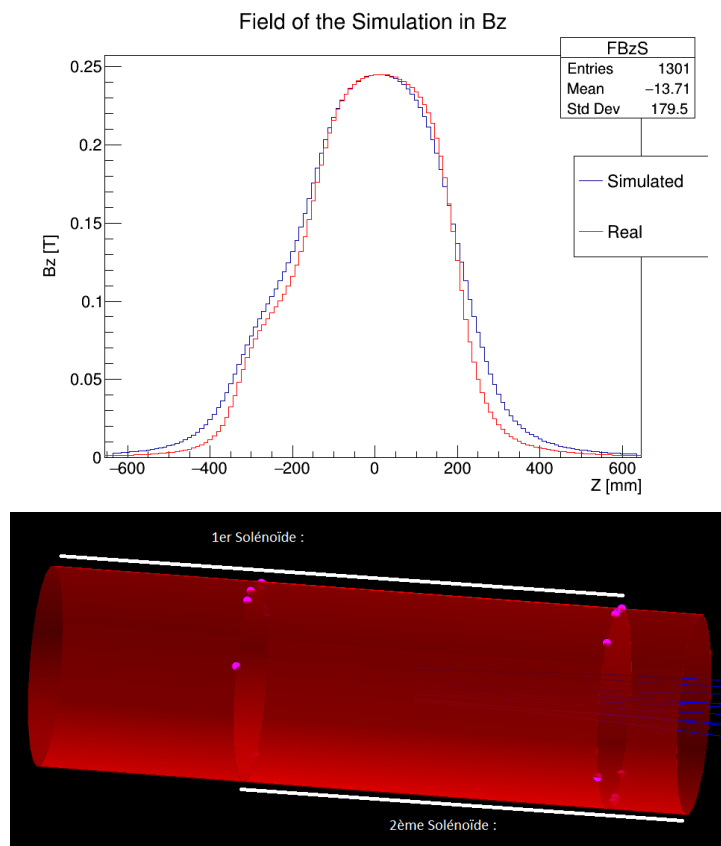


Figure III-16 : sur le graphique se trouve en rouge la mesure expérimentale (Réal, Real en anglais) et en bleu simulé (Simulated en anglais). Sur l'image se trouve la représentation visuelle des deux solénoïdes se superposant.

### III.B.2.b).(2) Le dipôle magnétique

Pour reproduire le champ magnétique du dipôle, nous avons utilisé un modèle nommé « genericsectorbend » [127] qui accepte des angles d'entrée et de sortie non nuls ainsi qu'un facteur de champs de bord. L'objectif est de reproduire au mieux les données expérimentales qui ont été effectuées selon 5 directions du plan médian du dipôle le long desquelles ont été effectuées les mesures par SIGMAPHI (cf. Figure III-17).

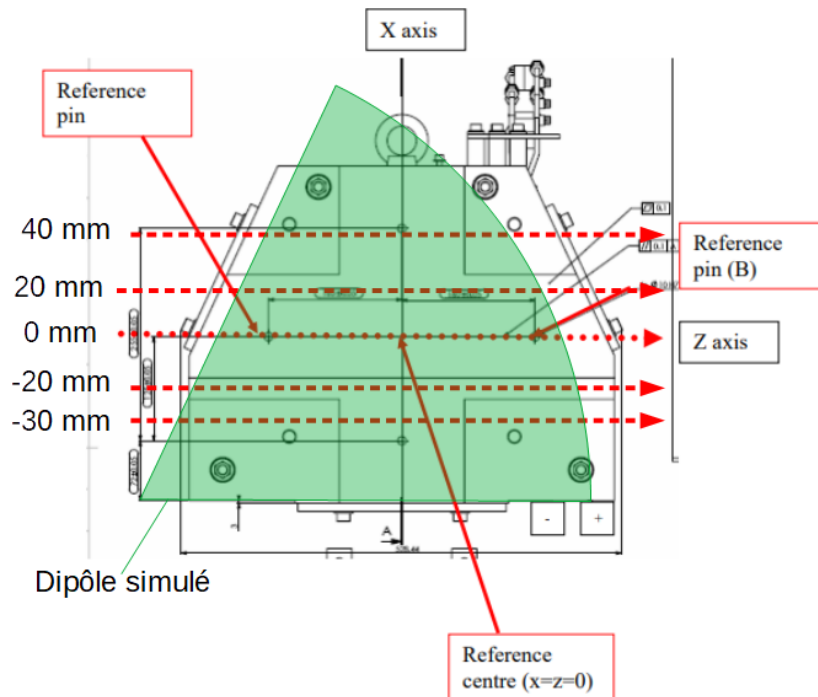


Figure III-17 : axe de mesure du champ magnétique en rouge dans le dipôle en gris, tous centré selon l'axe y dans ce référentiel. En vert, le dipôle simulé.

Grâce au modèle utilisé, une reconstruction approchée du champ magnétique du dipôle (Figure III-18 et Figure III-19) a été obtenue par itération et est implémentée dans la simulation. L'évolution du champ magnétique en fonction du courant est définie dans la simulation comme étant linéaire, de la forme  $(ax + b)$ . Pour définir qu'elle est la meilleure représentation du champ magnétique du dipôle, le produit des cinq  $\text{Khi}^2$  de Pearson entre la mesure et la simulation a été réalisé et le plus faible produit conservé.

Sur la Figure III-18, les courbes de champ magnétique selon y mesurées selon les cinq axes de mesure sont présentées en noir, tandis que le résultat de la simulation est en couleur. L'écart entre la simulation et les mesures est présenté sur la Figure III-19 avec le même code couleur.

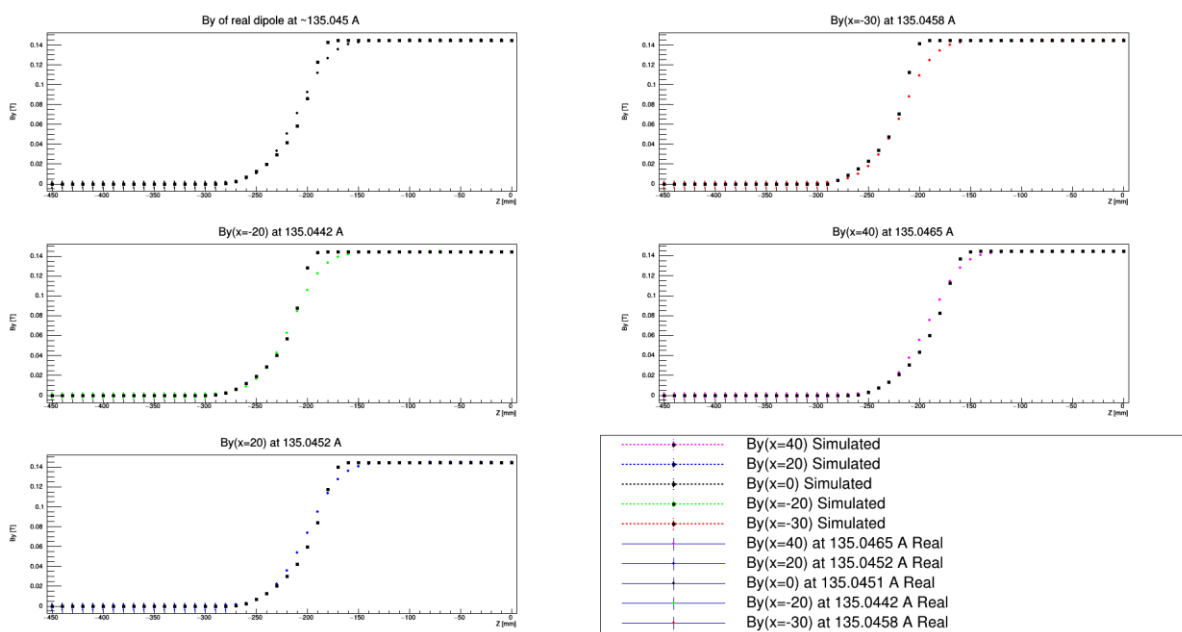


Figure III-18 : champ magnétique mesuré et simulé selon les cinq axes de mesure de celui-ci.

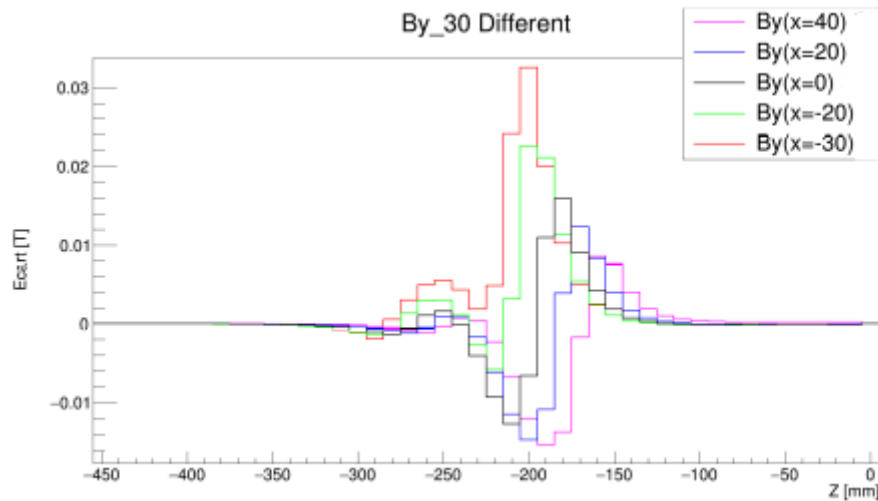


Figure III-19 : champ magnétique mesuré moins le champ magnétique simulé, pour les cinq axes de mesure.

Une carte du champ magnétique est extraite de la modélisation du dipôle. Pour éliminer le champ magnétique parasite créé par la fonction utilisée (artefact), seule la partie du champ présent dans la région du dipôle est prise en compte. Sur la Figure III-20 est présenté l'élément magnétique simulé en vert avec un faisceau de particules  $H^-$  fictif le traversant en rouge et le champ magnétique parasite entouré en bleu. Cet artefact est de même intensité que le champ magnétique généré au centre du dipôle dans la simulation.

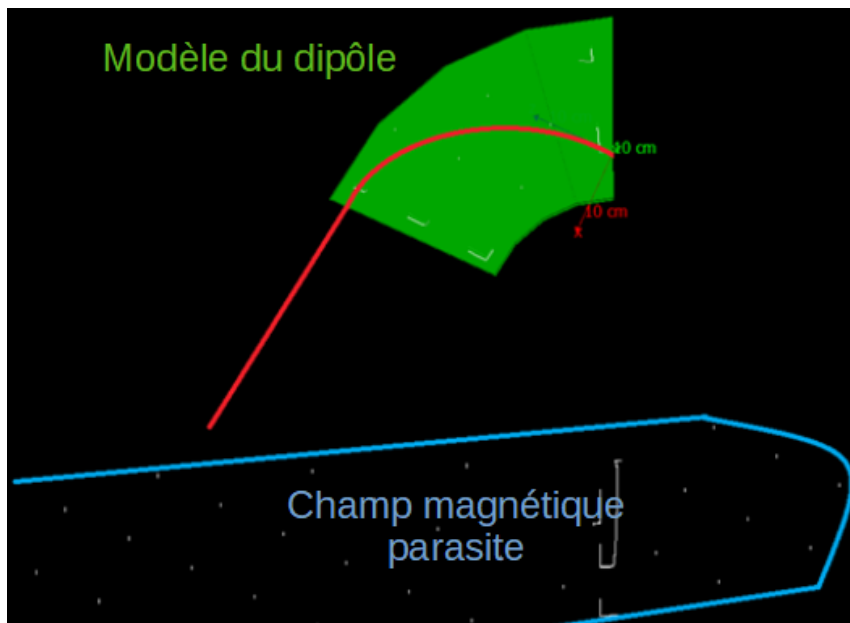


Figure III-20 : génération du modèle du dipôle de la ligne d'injection en vert. En rouge est présenté un exemple de déplacement de particules chargé dans le champ magnétique et en bleu, le champ magnétique parasite généré par le modèle du dipôle, perturbant la simulation.

La carte de champ magnétique est extraite avec un pas de 1 mm<sup>3</sup> dans un volume de [500 ; 108 ; 500 mm]. La carte de champ est injectée dans G4bl à la position du dipôle dans le modèle. G4bl comprendra cette carte de champ comme une carte de voxel<sup>12</sup>.

<sup>12</sup> Voxel : contraction de l'anglais « volume elements », définit un volume contenant des propriétés fixes.

### III.B.2.b).(3) Les quadripôles magnétiques

La reproduction du champ magnétique des quadripôles se base sur une mesure de calibration fournie par SIGMAPHI selon les axes Z et R (Figure III-21 et Figure III-22). Les trois quadripôles de la ligne d'injection sont considérés comme identiques. Par itération, un minimum du produit des deux  $K_{hi}^2$  de Pearson est trouvé, permettant de fournir un modèle du quadripôle.

Sur la Figure III-21 sont présentés les axes des mesures expérimentales au sein des quadripôles, soit l'axe R qui est présenté à droite et l'axe Z qui est présenté à gauche. Sur la Figure III-22, la mesure du champ magnétique expérimental et la simulation sont présentées selon les deux axes de mesure : à droite le champ  $B_y$  selon l'axe R et à gauche le champ magnétique  $B_y$  selon l'axe Z. La différence entre la mesure expérimentale et la simulation est présentée sur la Figure III-23, à droite la différence selon l'axe R et à gauche la différence selon l'axe Z.

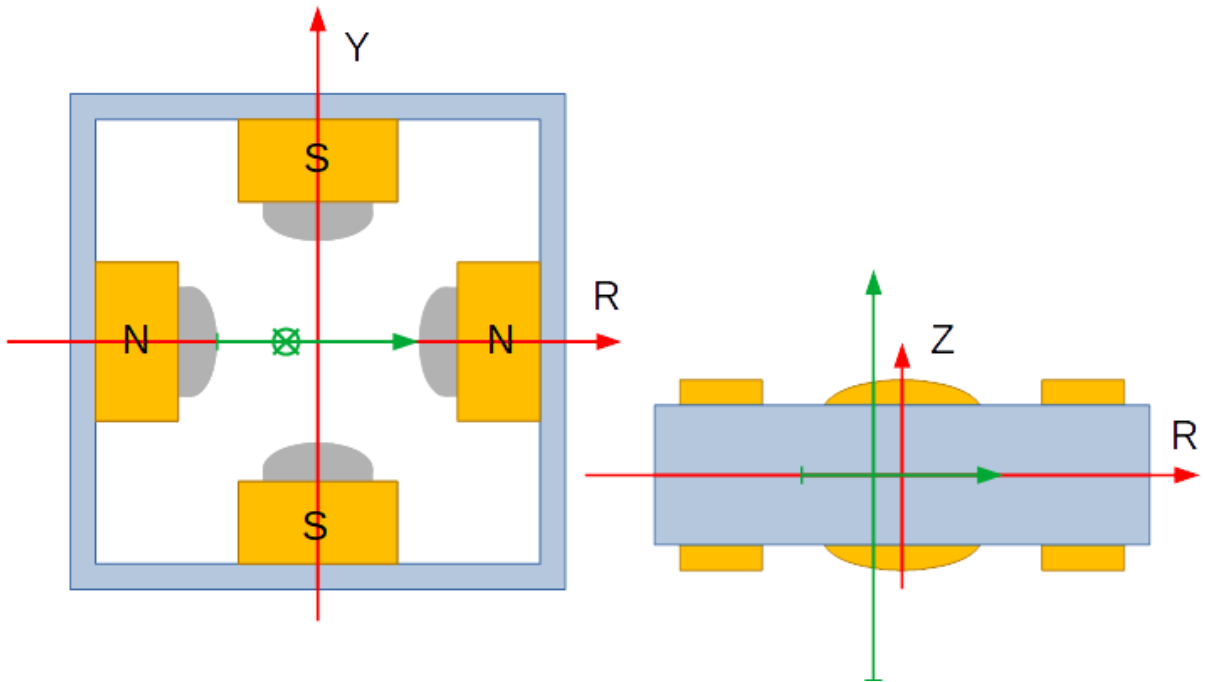


Figure III-21 : représentation du quadripôle selon le référentiel de la mesure (en rouge) avec les deux mesures effectuées dans le quadripôle (en vert).

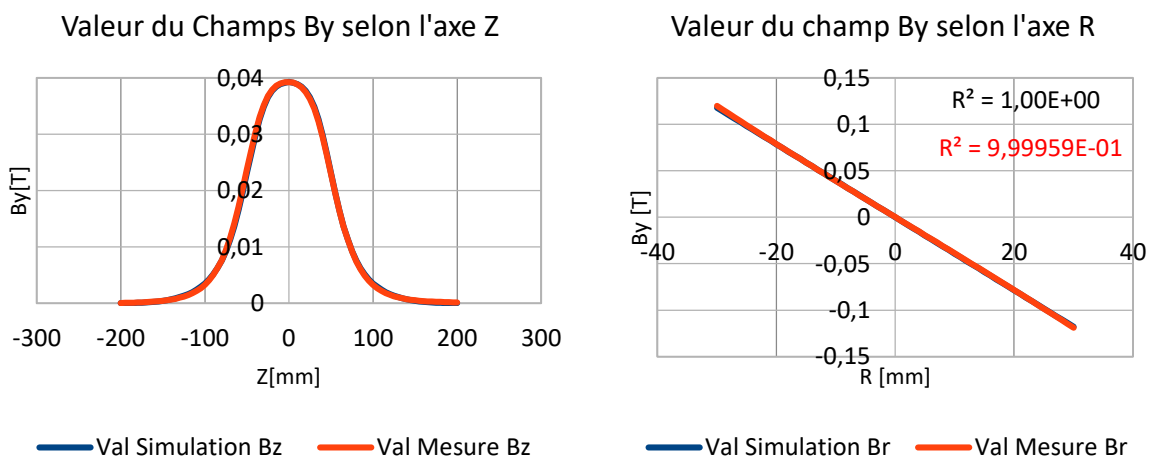


Figure III-22 : représentation en orange des mesures du champ  $B_y$  selon l'axe Z et R et en bleu celles de la simulation du champ magnétique dans la simulation G4bl.

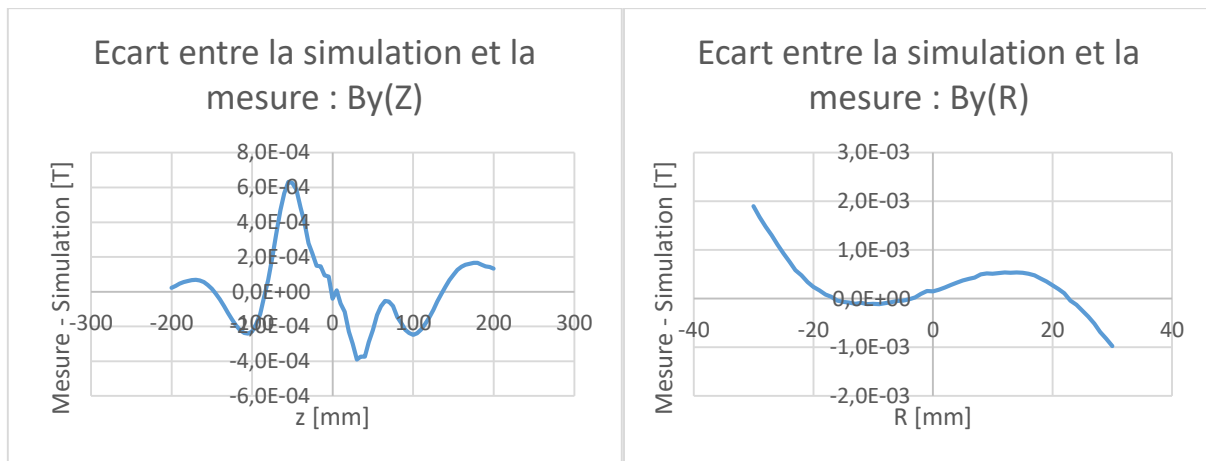


Figure III-23 : écart entre la simulation et la modélisation en [T].

Le  $\text{Chi}^2$  de Pearson obtenu entre les deux distributions est de  $1,73 \cdot 10^{-3}$  pour  $\text{By}(Z)$  et de  $1,48 \cdot 10^{-4}$  pour  $\text{By}(R)$ . Les écarts relevés entre la simulation et la mesure réelle sont de l'ordre du pourcent. La légère asymétrie qui est présente provient des mesures réelles, car la simulation produit un quadripôle symétrique comme le montre le coefficient de Pearson au carré moins un ( $R^2-1$ ) qui est égale à zéro dans le cas de la simulation et différent de zéro pour la mesure réelle de  $\text{By}(R)$ .

#### III.B.2.c) *Le choix de la liste physique pour la simulation dans G4BL*

Le choix de la liste physique peut impacter les résultats, car elle définit la physique à prendre en compte dans la simulation lors d'une interaction d'une particule avec la matière ou un champ. Pour déterminer qu'elle est la liste physique la plus adaptée à notre cas, il faut considérer l'étude de deux particules, les ions  $\text{H}^-$  et  $\text{He}^{2+}$ .

Les ions  $\text{H}^-$  sont assimilés à des protons avec une polarité inversée, soit avec masse d'un proton plus deux électrons ou soit avec masse d'un proton. Entre ces deux définitions, la masse varie de 0,1%, ce qui provoque des changements de la trajectoire des particules négligeable. Les collisions avec le gaz résiduel sont considérées dans la simulation, mais celles-ci ne permettent pas d'engendrer des électrons ou des ions pouvant compenser l'espace des charges (II.E.6.c), page 47). Après le test des différentes listes physique, c'est finalement la liste physique « QBBC », conçue pour le transport d'ions légers ( $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^{2+}$ , etc.) de basses énergies qui est retenu [127].

#### III.B.3. *Autres éléments de la ligne d'injection*

Pour finaliser la simulation, il est nécessaire de prendre en compte le champ magnétique des correcteurs de trajectoire (III.B.3.a)), le champ magnétique de bord de la bobine principale qui déborde sur la ligne d'injection (III.B.3.b)) et la définition du faisceau en sortie de la source Multicusp (III.B.3.c)).

##### III.B.3.a) *Les correcteurs de trajectoire*

La simulation des correcteurs de trajectoire est réalisée par un champ magnétique transverse uniforme de la dimension externe des correcteurs de trajectoire.

##### III.B.3.b) *Le champ de bord de la bobine principale*

Le champ magnétique de bord est cartographié sur le cyclotron, au niveau de la culasse supérieure du cyclotron (Figure III-24) et le long de la ligne d'injection (Figure III-25). Les mesures ne sont pas suffisantes pour modéliser le champ magnétique traversant la ligne d'injection, car la ligne d'injection est supportée par un banc en acier qui a pour effet de courber les lignes de champ magnétique selon sa forme. De plus, le champ magnétique a tendance à se concentrer aux extrémités du banc (Figure II-4, page 16).



Des mesures du champ magnétique ont été effectuées avec un PCE-MFM 3500 [138] à une hauteur de 145 mm de la culasse avec une intensité de 205,45 A dans la bobine principale.

Sur la Figure III-24, le cyclotron est présenté en vue du dessus, avec toutes les valeurs scalaires du champ magnétique mesurées sur la culasse du cyclotron à 145 mm de hauteur. Les mesures scalaires sont comprises entre 0 mT et 25 mT. Plus les mesures sont proches du centre du cyclotron (ligne d'injection), plus l'intensité du champ scalaire augmente [139].

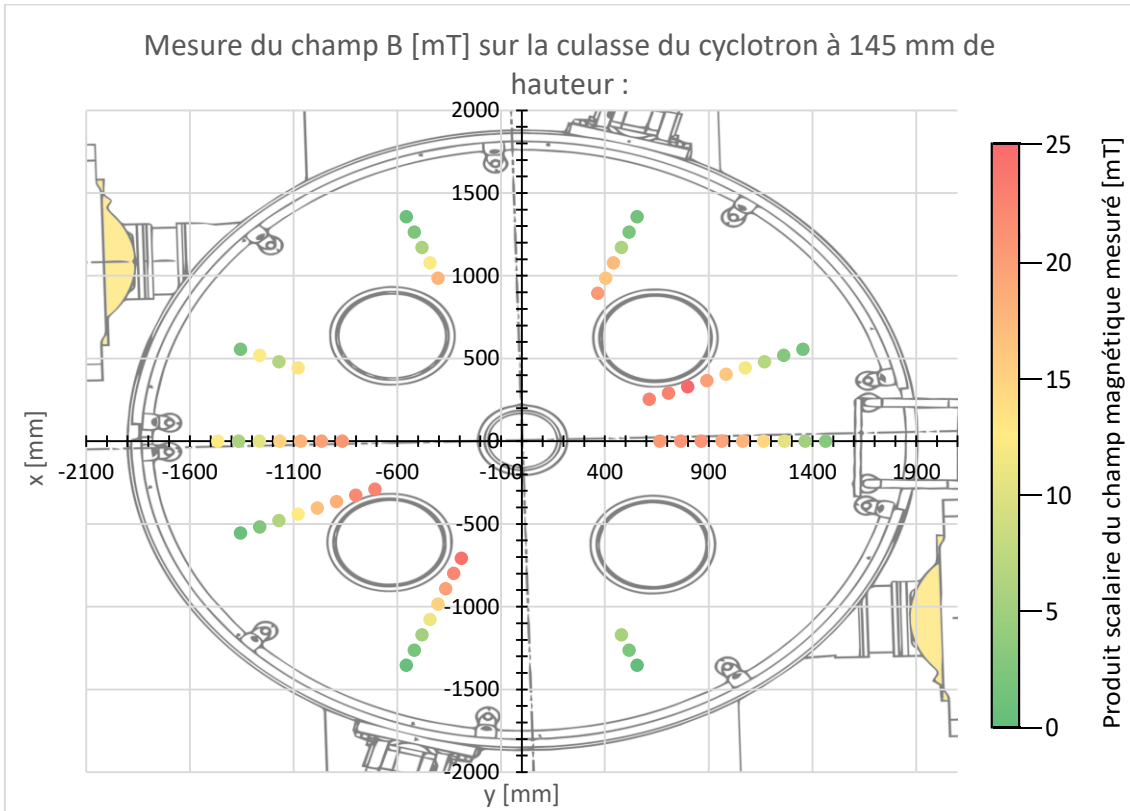


Figure III-24 : représentation du produit scalaire du champ magnétique mesuré sur la culasse à 145 mm de hauteur, exprimé en mT, image de fond fournie par IBA.

### III.B.3.b).(1) La simulation

Dans la simulation, une représentation simplifiée du champ magnétique a été implémentée par un gradient du champ magnétique entre la culasse et le haut de la ligne d'injection. Le gradient de champ magnétique respecte les valeurs mesurées (Figure III-25) selon l'axe  $x$ . Le champ magnétique est suffisant pour perturber la trajectoire des particules et nécessite un changement des valeurs des champs dans la simulation de la ligne d'injection. Sans un nouveau réglage des champs magnétiques dans la simulation, le faisceau finit par entrer en collision avec une des parois de la ligne d'injection.

Sur la Figure III-25 est présenté le champ magnétique selon l'axe  $x$  ( $B_x$ ) en fonction de la hauteur, le long de la ligne d'injection. Lorsque la hauteur augmente ( $z$ ), le champ magnétique selon  $x$  ( $B_x$ ) tends à réduire à 3mT. La courbe qui est définie par l'ajustement des données est utilisée pour définir le gradient de champ magnétique à appliquer dans la simulation.

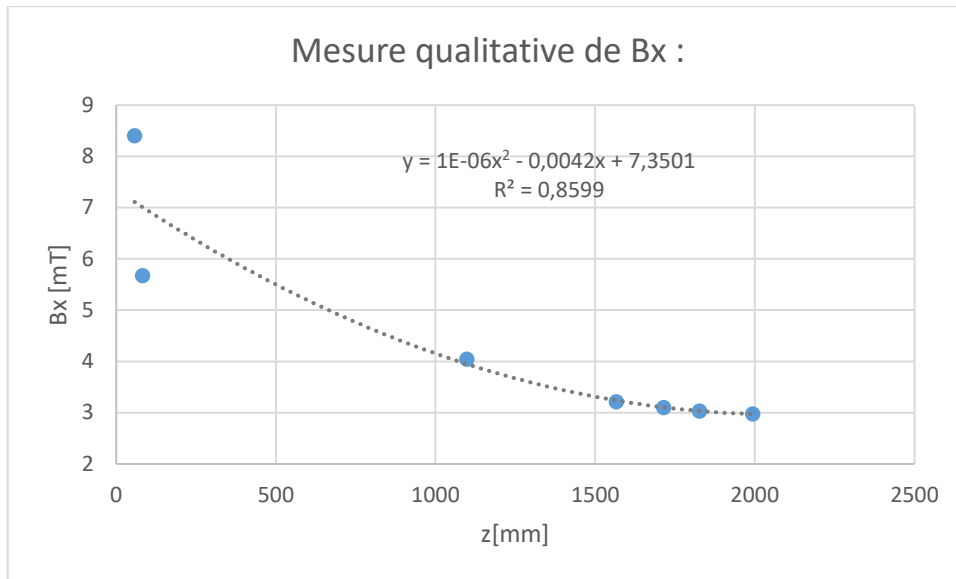


Figure III-25 : mesure du champ magnétique en fonction de la hauteur, le long de la ligne d'injection en fonction de la hauteur.

Pour la suite, le champ magnétique n'est pas implémenté dans la simulation, car les données ne sont pas complètes sur la ligne d'injection pour réaliser une modélisation du champ magnétique. Surtout dans les régions où il y a des pics d'intensité du champ magnétique, comme aux extrémités du banc en acier supportant la ligne d'injection. Aux extrémités du banc, le champ magnétique est au moins aussi fort qu'au contact de la culasse du cyclotron.

### III.B.3.b).(2) Expérimentalement

L'impact du champ magnétique de bord de la bobine principale sur la trajectoire des particules dans la ligne d'injection a été étudié via des mesures de courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection avec et sans champ magnétique principale. Ces mesures ont été réalisées en présence d'un collimateur de 40 mm de diamètre d'ouverture (III.A.2.a)) installé au-dessus du groupeur sur lequel est branché le BB8. Les valeurs mesurées sont présentées sur la Figure III-26. Il est à noter que le collimateur a une ouverture plus large que le groupeur installé quelques cm en dessous.

La Figure III-26 présente la mesure du courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) en bleu et le collimateur de 40 mm (Coll.) en orange. Les mesures sont réalisées en fonction du courant injecté dans le solénoïde source (SG), ainsi qu'avec et sans le champ magnétique principal du cyclotron (MC). Pour réaliser cette mesure, le réglage de la ligne d'injection est nécessaire pour qu'elle puisse transporter le faisceau : sans réglage, le faisceau ne parvient pas jusqu'à la coupelle de Faraday de la ligne d'injection lors de l'allumage ou l'extinction de la bobine principale. La Figure III-26 présente une différence majeure avec et sans le champ magnétique principal qui est la largeur de la plage de valeurs de courant acceptée pour le solénoïde source et son intensité maximale. La mesure est plus large en l'absence du champ magnétique principale, ce qui est un indice supplémentaire de l'importance du champ magnétique principal sur la trajectoire des particules.

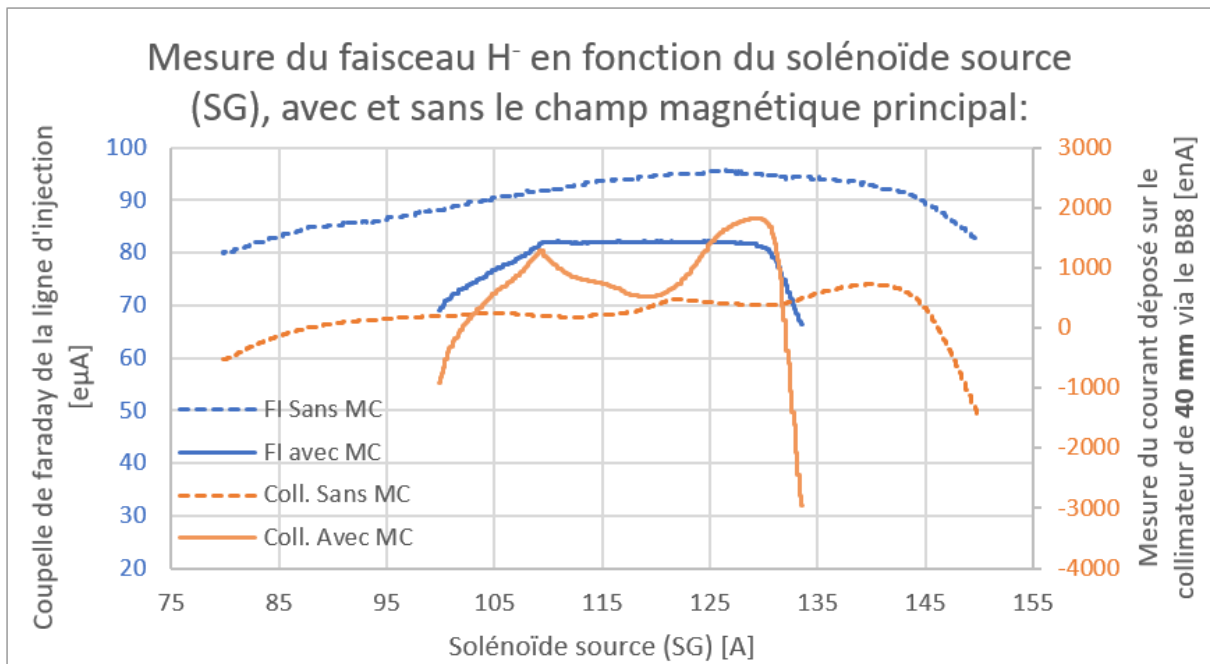


Figure III-26 : mesure d'un faisceau de  $H^-$  avec et sans le champ magnétique principal sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) et sur le collimateur installé au-dessus du groupeur.

### III.B.3.c) La distribution du faisceau en sortie de la source

Seule l'information concernant l'émittance du faisceau à la sortie de la source est connue et égale à  $190 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  [79]. La pauvreté des informations en notre possession nous oblige à considérer plusieurs cas : un cas favorable à la transmission dans la ligne d'injection puis un cas permettant de reproduire les résultats obtenus avec l'émittance-mètre (VI.C, page 160).

## III.C.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des éléments que nous avons utilisé pour les expériences et analyses de la ligne d'injection. Outre une description des différents éléments de la ligne d'injection, nous avons décrit et justifié les éléments utilisés dans notre simulation de la ligne d'injection réalisée avec G4BL.

Les résultats des mesures expérimentales découlant de ces dispositifs expérimentaux seront présentés dans le Chapitre VII. Les résultats obtenus avec ces dispositifs expérimentaux seront comparés à la simulation (Chapitre VI). Dans le Chapitre IV nous présenterons plus spécifiquement l'émittance-mètre que nous avons utilisé puis les expériences réalisées avec celui pour extraire les caractéristiques du faisceau dans la ligne d'injection (Chapitre V).

## Chapitre IV. Émittance-mètre du type Allison

Dans la ligne d'injection du C70XP, aucune mesure d'émittance n'a été réalisée jusqu'à maintenant. Les dispositifs présentés précédemment ne sont pas en capacité d'exécuter une mesure permettant d'estimer l'émittance d'un faisceau d'ions. Pour cette raison, un émittance-mètre du type Allison développé par la collaboration EmitM [140] a été installé à ARRONAX (Figure IV-22 page 95) pour effectuer ces mesures. La collaboration EmitM est un regroupement de plusieurs laboratoires de l'IN2P3 et du JINR autour de la réalisation d'un émittance-mètre haute résolution pour les basses, fortes intensités et les faisceaux d'ions pulsés en basse énergie. La collaboration s'est tenue de 2018 à 2021 avec un pilotage de l'IPHC et a bénéficié d'un financement des deux institutions de tutelle. Les laboratoires adhérant à la collaboration sont l'IPHC, le FLNR (Flerov Laboratory of Nuclear Reactions), ARRONAX, l'IJCLab (Irène Joliot-Curie Laboratoire de Physique des 2 Infinis) et le LP2IB (Laboratoire de Physique des 2 Infinis Bordeaux) [141]. L'instrument est désormais utilisé sur différentes installations dans la communauté de l'IN2P3.

Pour les analyses effectuées dans le cadre de mon travail, un code d'analyse des mesures d'émittance a été développé permettant de réduire l'impact du bruit de fond sur les mesures expérimentales et d'automatiser l'analyse. Le code inclut la prise en charge des fluctuations dans le piédestal des mesures et les particularités dans les mesures d'émittance à ARRONAX [142] (IV.B, page 81).

Dans ce chapitre, le principe de fonctionnement de l'émittance-mètre du type Allison (IV.A) et les équations permettant la compréhension de la mesure d'émittance sont détaillés de la partie IV.A.1 à la partie IV.A.4. Une attention particulière a été portée sur les erreurs dans les mesures d'émittance et leurs inclusions dans le calcul des paramètres de Courant-Snyder (II-17) et l'émittance dans la partie IV.B.2. Nous avons aussi présenté dans ce chapitre une autre technologie d'émittance-mètre, émittance-mètre du type Pepperpot utilisé sur la ligne ARIBE au CIMAP [143] [144] (IV.C, page 89). Il s'agit principalement de présenter les différences majeures entre les 2 types d'émittance-mètre du type Allison et du type Pepperpot.

### IV.A. Principe

Un émittance-mètre du type Allison réalise une mesure de l'émittance 2D en transverse. La mesure angulaire de l'émittance est réalisée par une sélection angulaire du faisceau via deux fentes alignées et un champ électrique de déviation (cf. Figure IV-1). Le faisceau passant entre les deux fentes est mesuré dans une coupelle de Faraday à l'arrière de l'émittance-mètre. La mesure spatiale est réalisée par un déplacement transversal de l'émittance-mètre, via un moteur pas à pas. C'est l'action successive de la sélection angulaire et du déplacement dans l'espace qui permet d'obtenir une mesure d'émittance en 2D.

Pour calculer l'angle sélectionné par un émittance-mètre, lorsqu'une tension de déviation est appliquée sur l'appareil, il faut prendre en compte plusieurs informations : les caractéristiques géométriques de l'émittance-mètre et les caractéristiques du faisceau mesuré.

#### IV.A.1. Les caractéristiques du faisceau d'ions

Pour comprendre comment la sélection angulaire d'un faisceau est effectuée par un émittance-mètre du type Allison, il faut définir le potentiel de déviation d'un faisceau d'ions sortant d'une source (noté  $U_{\text{Déviation}}$ ). Le faisceau est composé d'ions de charge  $q$ , d'énergie cinétique  $Ke$ , de masse  $m_0c^2$  et de vitesse  $V$  (II-6). L'énergie cinétique ( $Ke$ ) d'un ion de vitesse initiale négligeable accélérée dans le

champ électrique d'une source considérée comme uniforme est décrite par l'équation IV-1 avec  $U_{source}$  la tension d'accélération en volt, le  $\gamma$  de la relativité restreinte (II.E.1.b)),  $Q$  le nombre de charges moyen par ion et  $m_0c^2$  la masse d'un ion en électron-volt.

$$Ke = Q \cdot U_{source} = m_0c^2(\gamma - 1) \quad IV-1$$

Il en découle une série d'équations :

$$\gamma = 1 + \frac{Q \cdot U_{source}}{m_0c^2} \quad IV-2$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad IV-3$$

$$V [m.s] = \beta c \quad IV-4$$

Avec  $\beta$  de Lorentz (II.E.1.b)) et  $c$  la constante de la vitesse de la lumière dans le vide.

Les équations de la relativité restreinte permettent de calculer le potentiel des ions ( $U_{Deviation}$ ), avec la masse de la particule  $m$  en kilogramme et de la charge de la particule  $q$  en coulomb (IV-5).

$$U_{Deviation} = \frac{1}{2} \frac{m}{q} V^2 = \frac{1}{2} \frac{m}{q} c^2 \left( 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{Q \cdot U_{source}}{m_0c^2} \right)^2} \right) \quad IV-5$$

#### IV.A.2. La trajectoire du faisceau dans l'émittance-mètre

Pour réaliser une mesure d'émittance 2D, un émittance-mètre du type Allison doit effectuer une translation et une mesure angulaire des particules incidentes (flèche noire, comme présentée sur la Figure IV-1), pour ce faire une tension électrique (E [V]) est appliquée entre deux plaques de déviation pour sélectionner les particules qui passent entre deux fentes réparties de part et d'autre des plaques de déviation. Le faisceau est mesuré dans une coupelle de Faraday installée après la deuxième fente, comme présenté sur la Figure IV-1. La Figure IV-1 présente aussi les dimensions de l'émittance-mètre qui ont un impact sur l'angle moyen  $\theta$  du faisceau sélectionné en fonction de la tension appliquée. Il s'agit de la distance entre la fente d'entrée et les plaques de déviation notée  $\delta_1$ , la longueur des plaques notée  $L_{eff}$  et la distance entre les plaques de déviation et la fente de sortie notée  $\delta_2$ . L'ouverture d'entrée de l'émittance-mètre notée  $S$  n'a pas d'incidence sur l'angle moyen sélectionné, mais à un impact sur la répartition des charges dans l'espace de phase à chaque point de mesure (IV.A.4).

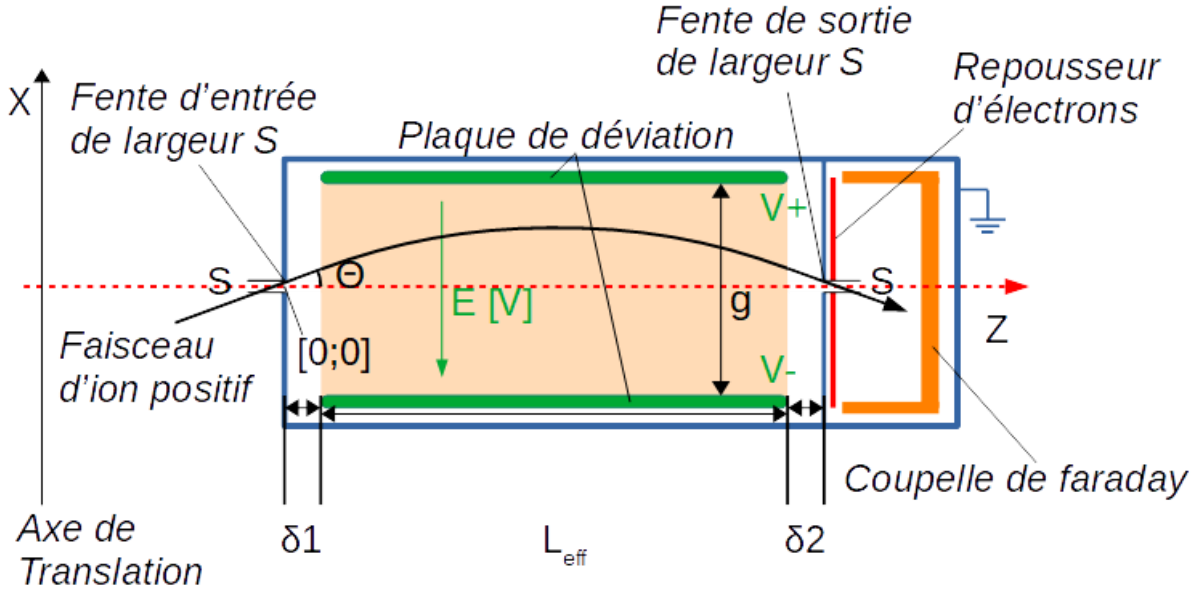


Figure IV-1 : schéma d'un émittance-mètre du type Allison.

Pour calculer l'angle mesuré  $x'$  ( $\theta$  sur la Figure IV-1), il faut tenir compte de la tension de déviation  $\Delta V_{Plaque}$ , de la masse de la particule  $m$ , de la charge de la particule  $q$  et calculer la trajectoire suivie par les particules entre la fente d'entrée et la fente de sortie via les équations présentées ci-dessous [140].

#### IV.A.3. L'équation d'Allison

Un faisceau d'ions possédant un angle  $x'$  et une vitesse  $V$  soumis à un potentiel de déviation  $U_{Deviation}$  va traverser trois régions  $\delta_1$  et  $\delta_2$  sans champ électrique et  $L_{eff}$  avec une différence de potentiel  $\Delta V_{Plaque}$ . Le faisceau passant au centre de la fente d'entrée en  $[X = 0 ; Z = 0]$  (comme sur la Figure IV-1) et au centre de la fente de sortie  $[X = 0 ; Z = \delta_1 + \delta_2 + L_{eff}]$  est notre faisceau de référence correspondant à un angle  $x'_{Ref}$ .

Dans l'intervalle selon  $Z$  avec  $z \in [0 ; \delta_1]$  on a :

$$x = z \cdot \tan x'_{Ref} \quad IV-6$$

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} V_Z \\ V_X \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V \cdot \cos x'_{Ref} \\ V \cdot \sin x'_{Ref} \end{pmatrix} \quad IV-7$$

Dans l'intervalle selon  $Z$ , avec  $z \in [\delta_1 ; \delta_1 + L_{eff}]$  où le champ  $\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ -E \end{pmatrix}$  est appliqué, on a :

$$x = \frac{-1}{4} \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation} \cdot g \cdot \cos^2 x'_{Ref}} \frac{z^2}{\cos^2 x'_{Ref}} + (\delta_1 + z) \cdot \tan x'_{Ref} \quad IV-8$$

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} V_Z \\ V_X \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V \cdot \cos x'_{Ref} \\ V \cdot \sin x'_{Ref} + \frac{-q \Delta V_{Plaque}}{m \cdot g} \frac{z}{V \cdot \cos x'_{Ref}} \end{pmatrix} \quad IV-9$$

Dans l'intervalle selon  $Z$ , avec  $z \in [\delta_1 + L_{eff} ; \delta_1 + L_{eff} + \delta_2]$  on a :

$$x = \frac{-1}{4} \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation} \cdot g} \frac{L_{eff}(L_{eff} + 2 \cdot z)}{\cos^2 x'_{Ref}} + (\delta_1 + L_{eff} + z) \cdot \tan x'_{Ref} \quad IV-10$$

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} V_z \\ V_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V \cdot \cos x'_{Ref} \\ V \cdot \sin x'_{Ref} + \frac{-q \Delta V_{Plaque}}{m g} \frac{L_{eff}}{V \cdot \cos x'_{Ref}} \end{pmatrix} \quad IV-11$$

En  $z = \delta_1 + L_{eff} + \delta_2$  le faisceau de référence est en  $x = 0$  :

$$0 = \frac{-1}{4} \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation} \cdot g} \frac{L_{eff} (2 \cdot \delta_2 + L_{eff})}{\cos^2 x'_{Ref}} + (\delta_1 + L_{eff} + \delta_2) \cdot \tan x'_{Ref} \quad IV-12$$

$$\tan x'_{Ref} = \frac{1}{4} \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation} \cdot g} \frac{L_{eff}}{\cos^2 x'_{Ref}} \frac{(2 \cdot \delta_2 + L_{eff})}{(\delta_2 + \delta_1 + L_{eff})} \quad IV-13$$

$$\sin x'_{Ref} = \frac{1}{4} \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation} \cdot g} \frac{L_{eff}}{\cos x'_{Ref}} \frac{(2 \cdot \delta_2 + L_{eff})}{(\delta_2 + \delta_1 + L_{eff})} \quad IV-14$$

Si l'approximation des faibles angles est réalisée, soit  $\sin(x'_{Ref}) \approx x'_{Ref}$  et  $\cos(x'_{Ref}) \approx 1$ , on obtient l'équation IV-15 aussi nommée l'équation d'Allison. Le résultat de cette équation n'est pas dépendant du nombre de charges assignées à l'ion, mais seulement du signe (chargé positivement ou négativement).

$$x'_{Ref} \approx \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation}} \frac{L_{eff}}{4g} \frac{2\delta_2 + L_{eff}}{\delta_1 + L_{eff} + \delta_2} \quad IV-15$$

Si  $\delta_1 = \delta_2$ , alors l'équation IV-15 devient l'équation IV-16 qui correspond à celle d'un émittance-mètre dit idéal.

$$x'_{Ref} \approx \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation}} \frac{L_{eff}}{4g} \quad IV-16$$

Les équations précédentes permettent donc le positionnement des charges intégrées par la coupelle de Faraday de l'émittance-mètre dans l'espace des phases associées. Sur la Figure IV-2 est présenté un exemple de mesure d'émittance réalisée à ARRONAX sur la ligne d'injection dans l'espace des phases  $x - x'$ , avec la position des fentes selon l'axe  $x$ , l'angle de référence sélectionné correspond à l'axe  $y$  et le courant mesuré sur la coupelle de Faraday à l'axe colorimétrique.

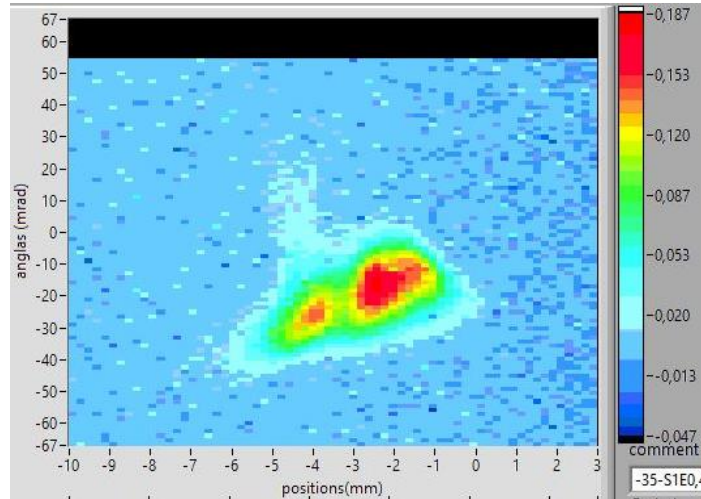


Figure IV-2 : exemple d'une mesure expérimentale réalisée à ARRONAX sur la ligne d'injection avec la position selon sur l'axe des abscisses  $x$  [mm], l'angle  $x'$  [mrad] sur l'axe des ordonnées et l'intensité mesurée selon l'axe colorimétrique.

Sur la Figure IV-2, le fond de la mesure est de couleur bleu foncé et les contours du faisceau apparaissent en bleu claire. L'intensité du faisceau est maximale dans les régions rouges.

#### IV.A.4. L'acceptance de l'émittance-mètre à chaque point de mesure

La prise en compte de la forme de l'acceptance de l'émittance-mètre à chaque point de mesure induite par les dimensions géométriques de l'appareil nécessite la considération de l'ouverture des fentes  $S$  et l'épaisseur de celle-ci  $d$  [145] (Figure IV-3), en plus de la prise en compte des autres caractéristiques géométriques décrites précédemment sur la Figure IV-1. La Figure IV-3 présente un schéma des fentes d'entrée (à gauche) avec les dimensions les plus impactant, soit l'ouverture de la fente  $S$  et l'épaisseur de celle-ci  $d$ . Elle présente aussi (à droite) l'impact de l'épaisseur  $d$  sur la trajectoire du faisceau de référence dans deux cas de figure. Un premier cas de figure où l'épaisseur  $d$  est inférieure à l'ouverture  $S$ , ce qui donne une répartition des charges dans l'espace des phases étendu. Et un deuxième cas de figure où l'épaisseur  $d$  n'est plus inférieure à l'ouverture de la fente  $S$ , ce qui donne une répartition des charges dans l'espace des phases réduit.

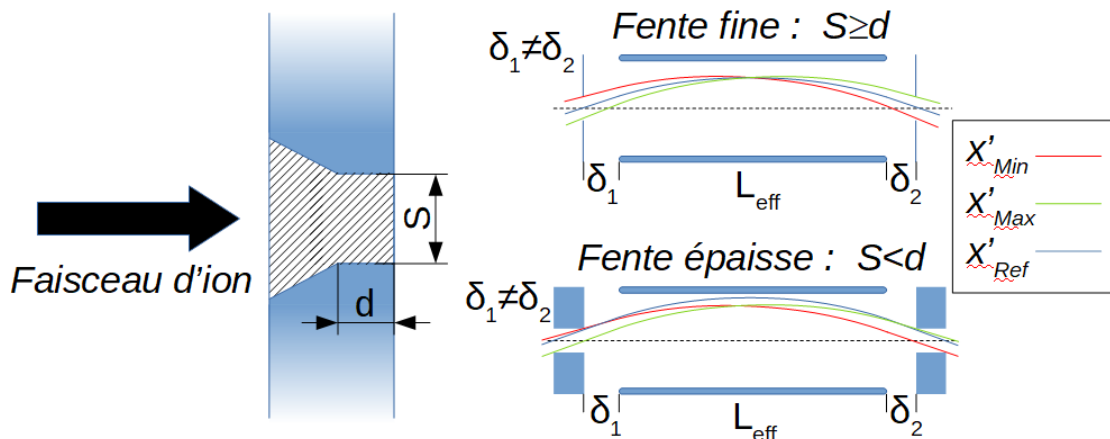


Figure IV-3 : schéma de la fente d'un émittance-mètre et l'impact de celle-ci sur les trajectoires sélectionnées, schéma inspirée de [145].

Si la fente a une épaisseur  $d$  inférieure à l'ouverture de la fente  $S$ , cela correspond à l'approximation de la fente fine (l'approximation  $d = 0$  est prise), sinon cela correspond au cas de la fente épaisse. La répartition des charges dans l'espace de phase  $x - x'$  va évoluer en fonction du cas de figure retenu. La répartition des charges dans l'espace de phase  $x - x'$  est estimée par une simulation balistique du faisceau dans un émittance-mètre. Cette simulation ne prend pas en compte l'espace de charge ni les particules déviées suite à une interaction avec la matière et pas non plus les effets non paraxiaux qui sont tous considérés comme négligeables [145].

Pour considérer les effets non paraxiaux comme négligeables, il faut que la variation d'énergie apportée par la tension de déviation ( $\Delta U_{Déviation} - \Delta V_{Plaque}$ ) soit minimale vis-à-vis de  $U_{Déviation}$  donc :

$\frac{\Delta U_{Déviation} - \Delta V_{Plaque}}{U_{Déviation}} \ll 1$ . Cette variation d'énergie est calculée en faisant le rapport des vitesses, car  $U_{Déviation} = \frac{1}{2} \frac{m}{q} V^2$ , donc :

$$\frac{\Delta U_{Déviation} - \Delta V_{Plaque}}{U_{Déviation}} = \frac{\frac{1}{2} \frac{m}{q} V^2 - \frac{1}{2} \frac{m}{q} V_{minimal}^2}{\frac{1}{2} \frac{m}{q} V^2} = 1 - \frac{V_{minimal}^2}{V^2} = 1 - \frac{V_X^2 + V_Z^2}{V^2} \quad IV-17$$

La vitesse est minimale lorsque les particules ont atteint leurs paroxysmes selon  $x$ , donc en  $V_X = 0$ , soit :



$$\frac{\Delta U_{Deviation-\Delta V_{Plaque}}}{U_{Deviation}} = 1 - \frac{V^2 \cdot \cos^2 x'_{Ref}}{V^2} = 1 - \cos^2 x'_{Ref} \quad IV-18$$

$$\frac{\Delta U_{Deviation-\Delta V_{Plaque}}}{U_{Deviation}} = \sin^2 x'_{Ref} = \sin^2 \left( \frac{\Delta V_{Plaque}}{U_{Deviation}} \frac{L_{eff}}{4g} \frac{2\delta_2 + L_{eff}}{\delta_1 + L_{eff} + \delta_2} \right) \ll 1 \quad IV-19$$

Si l'équation IV-19 n'est pas satisfaite, il faut faire une simulation dite réaliste du champ électrique pour prendre les effets non paraxiaux en compte. Si l'équation IV-19 est satisfaite, les équations ci-dessous relatives à l'émittance-mètre peuvent être employées.

À chaque point de mesure, la répartition des charges dans l'espace de phase peut être décrite en fonction de  $x'$  via l'équation nommée  $T(x')$  (Table IV-1). Un facteur de transmission de charge  $W$  entre l'entrée et la coupelle de Faraday de l'émittance-mètre est défini par l'intégrale de  $T(x')$  sur  $x'$ . Le coefficient  $W$  est donné pour une répartition des charges uniforme dans l'espace des phases qui composent le point mesuré. Toutes les équations décrivant la répartition des charges dans l'espace des phases sont présentées dans la Table IV-1, ces équations sont utiles pour tracer la répartition des charges dans le cas d'une fente fine et d'une fente épaisse.

Table IV-1 : équation définissant la répartition des charges pour chaque point de mesure.

Épaisseur	Fente fine : $S \geq d$	Fente épaisse : $S < d$
$x'_{Max} - x'_{Ref}$	$\frac{s}{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2}$	$\frac{s - x'_{Ref}d}{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2 + d}$
$x'_{Ref} - x'_{Min}$	$\frac{s}{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2}$	$\frac{1}{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2 + d} \left( S - \frac{L_{eff} + 2\delta_1}{L_{eff} + 2\delta_2} x'_{Ref} \cdot d \right)$
$\Delta x'$	$\frac{2s}{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2}$	$\frac{2s}{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2 + d} \left( 1 - \frac{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2}{L_{eff} + 2\delta_2} \frac{x'_{Ref} \cdot d}{s} \right)$
$T(x')$ si $x' < x'_{Ref}$	$\frac{x' - x'_{Min}}{x'_{Ref} - x'_{Min}}$	-
$T(x')$ si $x' \geq x'_{Ref}$	$\frac{x'_{Max} - x'}{x'_{Max} - x'_{Ref}}$	$\frac{x'_{Max} - x'}{x'_{Max} - x'_{Ref}} C_1$
$T(x')$ si $\tilde{x}' < x' \leq x'_{Ref}$	-	$\frac{x'_{Ref} - x'}{x'_{Ref} - \tilde{x}'} C_2 + \frac{x' - \tilde{x}'}{x'_{Ref} - \tilde{x}'} C_1$
$T(x')$ si $x' < \tilde{x}'$	-	$\frac{x' - x'_{Min}}{\tilde{x}' - x'_{Min}} C_2$
$W$	$\frac{1}{2}$	$D_1 \frac{L_{eff} + \delta_1 + \delta_2}{2s^2}$

Avec  $C_1$ ,  $C_2$  et  $D_1$  dans le cas où  $\delta_2 > \delta_1$  correspondant à :

$$\tilde{x}' = x'_{Ref} \left[ 1 - \frac{2(\delta_2 - \delta_1)d}{(L_{eff} + \delta_1 + \delta_2 + 2d)(L_{eff} + 2\delta_2)} \right] \quad IV-20$$

$$C_1 = \left( 1 - \frac{x'_{Ref}d}{s} \right) \quad IV-21$$

$$C_2 = \left(1 - \frac{\tilde{x}'d}{s}\right) \quad IV-22$$

$$D_1 = \frac{(c_1s)^2 + (c_2s)^2}{2(L_{eff} + \delta_1 + \delta_2 + d)} + \frac{s}{2}(c_1 + c_2)(x'_{Ref} - \tilde{x}') \quad IV-23$$

La prise en compte de l'épaisseur de la fente modifie la transmission des charges mesurées dans l'espace des phases pour un même point comme le montre la Figure IV-4 qui représente  $T(x')$  dans les deux cas de figure : cas d'une fente fine (en bleu) et cas d'une fente épaisse (en orange). La répartition des charges dans l'espace des phases est réduite pour une fente épaisse par rapport à une fente fine. En effet, les valeurs de  $T(x')$  avec la fente fine sont supérieures à celles obtenues avec une fente épaisse. De plus, dans le cas de la fente épaisse, une dissymétrie apparait du point de vue de  $x'_{Ref}$ .

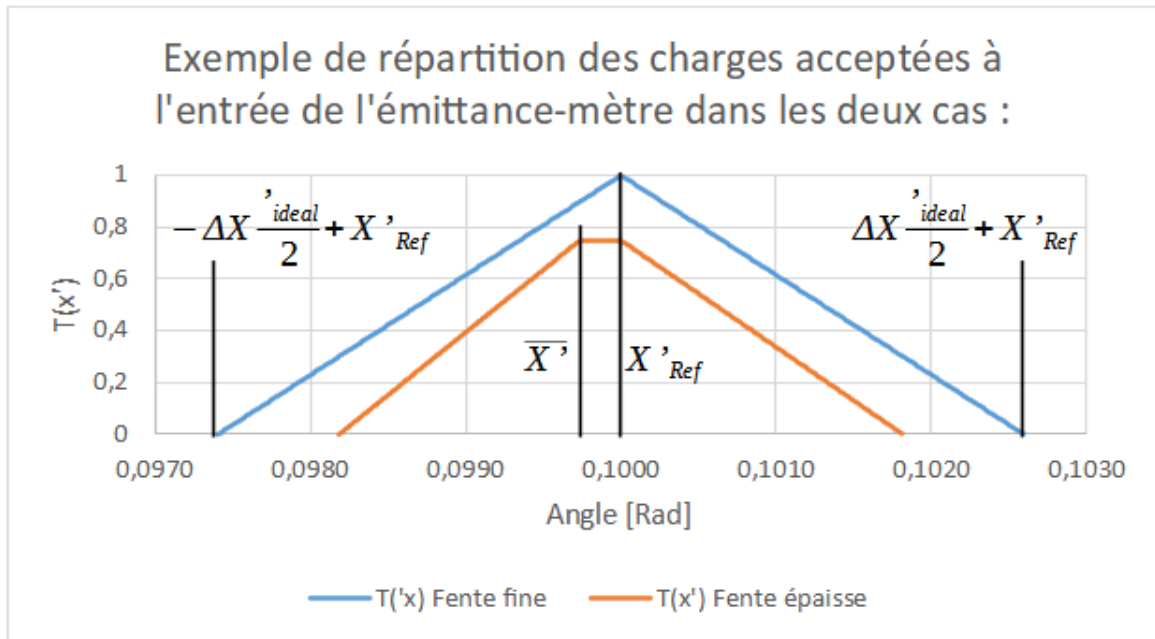


Figure IV-4 : exemple de l'impact des fentes et de leur épaisseur sur la transmission du faisceau en fonction de  $x'$  ( $T(x')$ ).

La prise en compte de la répartition des charges en fonction de  $x'$  et de  $x$  réduit l'acceptance (parallélogramme bleu) par rapport à l'acceptance maximale de l'émittance-mètre (rectangle rouge) comme présenté sur la Figure IV-5. La distribution des charges en bleu est obtenue par simulation « balistique » des particules dans la référence [145].

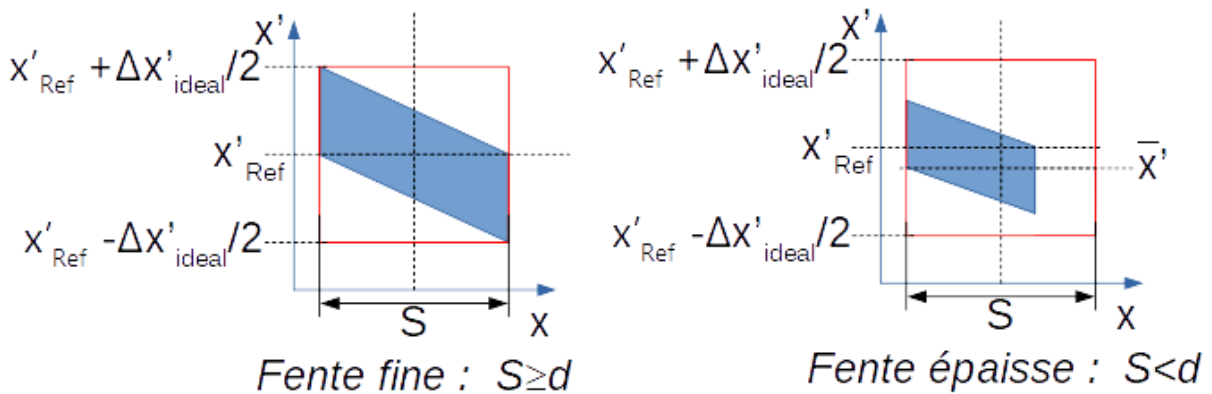


Figure IV-5 : représentation de la répartition des charges dans l'espace de phase, suite à une simulation balistique du faisceau [145] pour le cas d'une fente fine et d'une fente épaisse.

La distribution des charges sous forme de parallélogramme dans l'espace  $x - x'$  doit être prise en compte dans le cas où les espaces d'acceptance de chaque point de mesure se superposent. Elle ne peut pas être approximée par des points avec des barres d'erreurs pour représenter l'espace d'acceptance. Si les dimensions de l'espace d'acceptance de chaque point de mesure sont approximées par des barres d'erreurs correspondant à la largeur de ce même espace (dimension du rectangle rouge) dans le cas de la superposition de ces mêmes points, l'erreur sur l'ajustement bi-gaussien 2D augmente vis-à-vis de la prise en compte des parallélogrammes notamment si les fentes de l'émittance-mètre sont épaisses ( $S < d$ ).

La superposition des espaces d'acceptance de chaque point est présente dans les mesures effectuées à ARRONAX (Figure IV-6). La superposition apparaît lorsque l'acceptance de l'émittance-mètre est trop élevée en comparaison du pas de mesure appliquée qui est dans notre cas de 20 volts et 5 volts, comme montrés sur la Figure IV-6. La Figure IV-6 présente  $T(x')$  pour des mesures d'émittance séparée d'un pas de 5 volts à droite et de 20 volts à gauche obtenue dans les mesures à ARRONAX. Les répartitions  $T(x')$  obtenues se superposent, ce qui impose la prise en compte de la forme des parallélogrammes dans l'espace de phase, dans l'objectif de réduire l'erreur sur l'ajustement bi-gaussien 2D (IV.B.1.a).(3)).

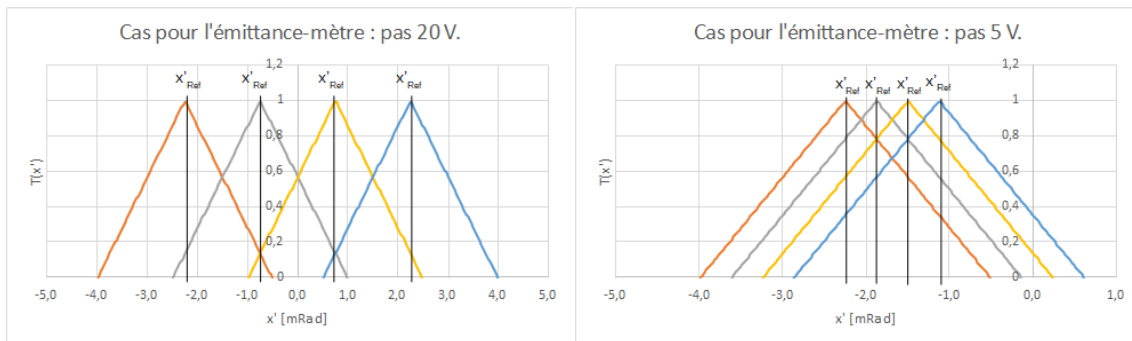


Figure IV-6 : exemple de la transmission du faisceau en fonction de  $x'$  ( $T(x')$ ) avec des ions  $H$  à 40 keV et un pas de la tension de déviation de 20V (à gauche) et 5V (à droite).

#### IV.A.5. La prise en compte des erreurs dans la mesure

Les erreurs sur la mesure découlent des erreurs dimensionnelles de l'appareil, de la précision de la chaîne d'acquisition électronique, ainsi que de la stabilité des hautes tensions intervenant dans la déviation des particules dans l'émittance-mètre et dans l'accélération des particules au sein de la source. Ces erreurs sont supérieures à l'erreur induite par le principe d'incertitude de Heisenberg [100], présenté par l'équation IV-24.

$$\delta x. \delta x' \geq \hbar c = 2.10^{-10} \frac{MeV}{c} . mm \quad IV-24$$

L'incertitude de Heisenberg est ignorée par la suite, car trop faible en comparaison des autres sources d'erreur.

L'erreur sur  $x$  ( $Ex$ ) est régie par la précision du positionnement de l'appareil ( $\Delta x_m$ ) au sein de la ligne de faisceau [146].

$$Ex = \Delta x_m \quad IV-25$$

L'erreur sur la mesure ( $E_{mesure}$ ) peut être définie comme étant l'erreur composée de la chaîne d'acquisition électronique et de l'électronique de mesure (fonction de la mesure), soit une expression générale présentée par l'équation IV-26.

$$E_{mesure} = \sqrt{\sigma_{mesure}^2(V) + \sigma_{Ligne\ de\ mesure}^2} \quad IV-26$$

L'erreur en  $x'$  ( $Ex'$ ) (l'équation IV-28) est définie par la propagation des incertitudes associées au champ électrique ( $\Delta V_{Plaque}$ ) entre les plaques de déviation ( $\Delta_{\Delta V_{Plaque}}$ ), les dimensions internes ( $L_{eff}; g; \delta_1; \delta_2$ ) de l'émittance-mètre ( $\Delta_{L_{eff}}; \Delta_g; \Delta_{\delta_1}; \Delta_{\delta_2}$ ) et la variance de la tension du champ électrique d'accélération de la source ( $\sigma_{U_{source}}$ ), ainsi que l'incertitude induite par la fente.

$$\Delta_{U_{deviation}} = \left| \frac{\partial}{\partial U_{source}} U_{deviation} \right| \sigma_{U_{source}} = \left| \frac{m}{q} \frac{c^2(m_0c^2)^2}{(m_0c^2 + 2U_{source})^3} \right| \sigma_{U_{source}} \quad IV-27$$

$$Ex'^2 = \left( -\frac{L_{eff} \cdot \Delta V_{Plaque}}{4 \cdot g \cdot U_{Deviation}^2} \frac{L_{eff} + 2 \cdot \delta_2}{L_{eff} + \delta_2 + \delta_1} \Delta_{U_{deviation}} \right)^2 \quad IV-28$$

$$+ \left( \frac{L_{eff}}{4 \cdot g \cdot U_{Deviation}} \frac{L_{eff} + 2 \cdot \delta_2}{L_{eff} + \delta_2 + \delta_1} \Delta_{\Delta V_{Plaque}} \right)^2$$

$$+ \left( -\frac{L_{eff} \cdot \Delta V_{Plaque}}{4 \cdot g^2 \cdot U_{Deviation}} \frac{L_{eff} + 2 \cdot \delta_2}{L_{eff} + \delta_2 + \delta_1} \Delta_g \right)^2$$

$$+ \left( -\frac{L_{eff} \cdot \Delta V_{Plaque}}{4 \cdot g \cdot U_{Deviation}} \frac{L_{eff} + 2 \cdot \delta_2}{(L_{eff} + \delta_2 + \delta_1)^2} \Delta_{\delta_1} \right)^2$$

$$+ \left( \frac{L_{eff} \cdot \Delta V_{Plaque}}{4 \cdot g \cdot U_{Deviation}} \frac{L_{eff} + 2 \cdot \delta_1}{(L_{eff} + \delta_2 + \delta_1)^2} \Delta_{\delta_2} \right)^2$$

$$+ \left( \frac{\Delta V_{Plaque}}{4 \cdot g \cdot U_{Deviation}} \frac{L_{eff}^2 + 2 \cdot L_{eff} \cdot (\delta_2 + \delta_1) + 2 \cdot \delta_2(\delta_2 + \delta_1)}{(L_{eff} + \delta_2 + \delta_1)^2} \Delta_{L_{eff}} \right)^2$$

$$+ \left( \frac{S}{L_{eff} + \delta_2 + \delta_1} \right)^2$$

#### IV.A.5.a) Exemple de l'impact des erreurs sur le terme $Ex'$

Pour déterminer l'impact de chaque terme, ainsi que leurs contributions dans le calcul de l'erreur sur  $x'$ ,  $Ex'$ , un exemple est présenté en partant de l'émittance-mètre conçu par la collaboration EmitM (Chapitre IV, page 72) dont les dimensions figurent dans la Table IV-4 et en utilisant un faisceau de H ayant un  $U_{Deviation}$  [H -] égal à 39997,44 (IV-29).

$$Ex'^2 = (1,875 \cdot 10^{-9} \cdot \Delta V_{Plaque} \cdot \Delta_{U_{deviation}})_{(A)}^2 + (7,500 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta_{\Delta V_{Plaque}})_{(B)}^2 \quad IV-29$$

$$+ (1,500 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta V_{Plaque} \cdot \Delta_g)_{(C)}^2 + (1,087 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta V_{Plaque} \cdot \Delta_{\delta_1})_{(D)}^2$$

$$+ (1,087 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta V_{Plaque} \cdot \Delta_{\delta_2})_{(E)}^2 + (1,250 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta V_{Plaque} \cdot \Delta_{L_{eff}})_{(F)}^2$$

Dans ces conditions, l'erreur  $Ex'$  est dominée par les termes associés aux dimensions internes de l'émittance-mètre et tout particulièrement au terme associé à  $\Delta_g$  (C). Dans le cas où  $\Delta V_{Plaque} < 5$  volts, c'est le terme associé à  $\Delta V_{Plaque}$  (B) qui domine (IV-29).

Sur la Figure IV-7, on a présenté l'erreur associée à chacun des termes de l'équation IV-29 en fonction de l'erreur sur la tension en volt et de l'erreur dimensionnelle en mm. Les deux graphiques sont dominés par les termes (B) et (C) de l'équation IV-29. Une erreur de 0,1 mm (C) est équivalente à une

erreur de 10 volts sur la tension de déviation pour 500 volts (B) et 2 volts sur la tension de déviation de 100 volts (B), soit 2% d'erreur sur la tension.

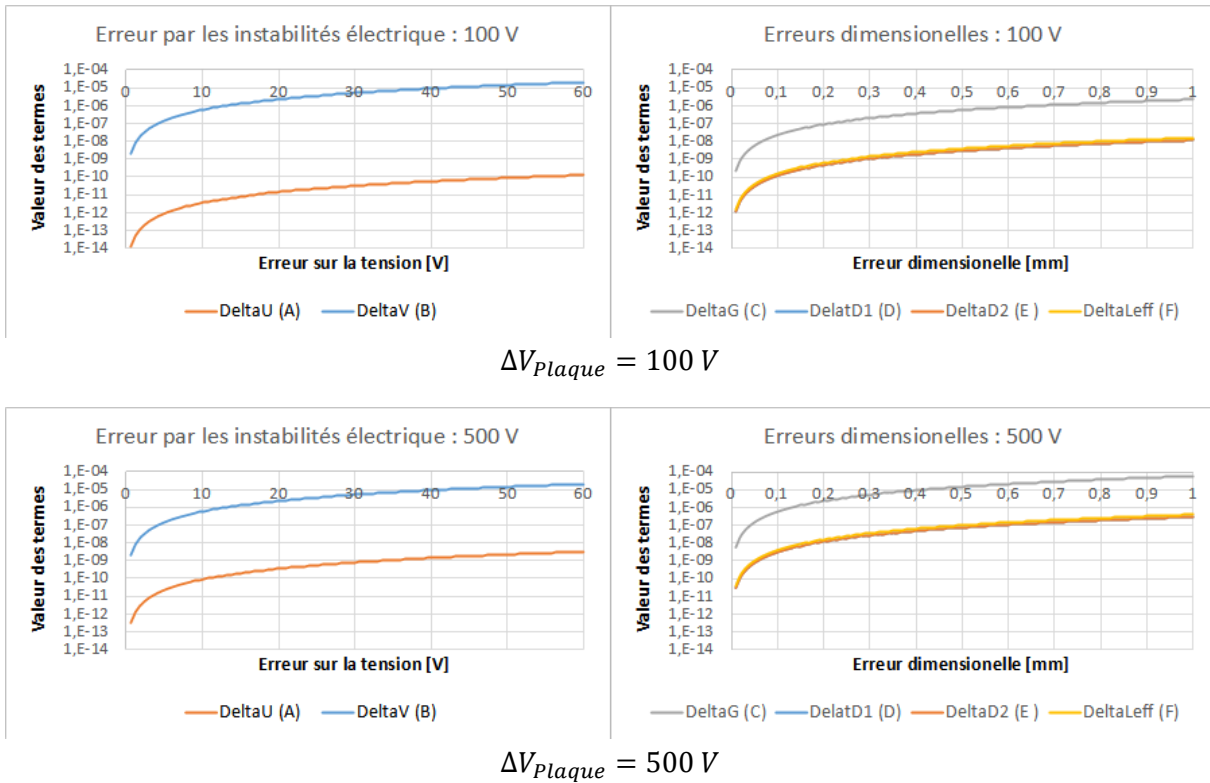


Figure IV-7 : exemple de l'évolution des termes de  $Ex'$  en fonction de l'erreur dimensionnelle et de l'erreur sur les instabilités électriques.

## IV.B. Les calculs sur les mesures d'émittance

Le calcul de l'émittance (II.E.1.c) et des paramètres de Courant-Snyder (II.E.1.e) sur une mesure d'émittance est réalisable selon plusieurs techniques (IV.B.1). Ces techniques d'analyse peuvent être réalisées avec des points intermédiaires permettant de réduire les incertitudes et l'impact du bruit de fond (IV.B.3). L'analyse des mesures réalisées avec l'émittance-mètre produit par la collaboration EmitM [140] utilise un ajustement d'une bi-gaussienne 2D (IV.B.1.a).(3)) pour réduire l'impact du bruit de fond et automatiser le calcul (Annexe 5). Les mesures réalisées sur la ligne d'injection d'ARRONAX ont des particularités dont il faut pouvoir tenir compte (Figure IV-2) et des méthodes d'analyse spécifiques ont été développées (IV.B.4).

### IV.B.1. Le calcul de l'émittance

Pour calculer l'émittance d'un faisceau suite à une mesure, il existe plusieurs techniques pour prendre en compte les variations dans le piédestal et les erreurs associées. La prise en compte des variations dans le piédestal et des erreurs passe par la mise en forme des données (IV.B.2) et le choix de la méthode de calcul de l'émittance (IV.B.1.a)).

#### IV.B.1.a) Calcul de l'émittance

Pour extraire l'émittance d'un faisceau à partir de la mesure expérimentale d'un émittance-mètre, plusieurs méthodes existent qui abordent de façon distincte les erreurs de mesure. Ainsi, le calcul de l'émittance RMS, qui est la méthode de référence (IV.B.1.a).(1)), dépend fortement du bruit de fond, tandis que la méthode de calcul par variation du seuil des valeurs mesurées [147] (IV.B.1.a).(2)), permet de s'affranchir de l'impact du bruit de fond. La méthode de mesure de l'émittance qui est développée pour analyser les mesures réalisées avec l'émittance-mètre de la collaboration EmitM repose sur

l'ajustement d'une gaussienne 2D avec la prise en compte d'un piédestal pouvant avoir plusieurs formes (IV.B.1.a).(3)). L'ajustement d'une bi-gaussienne 2D a pour avantage d'être facilement automatisable.

#### IV.B.1.a).(1) Le calcul RMS

Le calcul RMS permet de mesurer l'émittance d'un faisceau sur un espace en calculant la position moyenne (IV-31), ainsi que la variance (IV-32 - IV-33) et la corrélation entre les deux axes de la mesure (IV-34). Ces calculs permettent d'accéder à l'émittance du faisceau à 68,27% du signal (IV-35) en plus des paramètres de Courant-Snyder (IV-36 - IV-38) (II.E.1.e), page 29) et de l'angle de la distribution noté  $\varphi$  (IV-39). Chaque point de mesure ( $ij$ ) a pour coordonnées dans l'espace  $x - x'$  :  $x_i [mm]$  ;  $x'_j [mrad]$  ;  $V_{ij} [volt]$  [148].

$$E[x] = \mu_x = \frac{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij} * x_i}{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij}} [mm] \quad IV-30$$

$$E[x'] = \mu_{x'} = \frac{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij} * x'_j}{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij}} [mrad] \quad IV-31$$

$$\sqrt{V[x]} = \sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij} * (x_i - \mu_x)^2}{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij}}} [mm] \quad IV-32$$

$$\sqrt{V[x']} = \sigma_{x'} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij} * (x'_j - \mu_{x'})^2}{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij}}} [mrad] \quad IV-33$$

$$Cov(x, x') = \frac{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij} * (x'_j - \mu_{x'}) * (x_i - \mu_x)}{\sum_{i=0}^{i=n} \sum_{j=0}^{j=m} V_{ij}} \quad IV-34$$

$$\varepsilon_{xx'} = \sqrt{\sigma_x^2 * \sigma_{x'}^2 - Cov(x, x')^2} [mm.mrad] \quad IV-35$$

Les paramètres de Courant-Snyder sont alors décrits par [148] :

$$\alpha_T = \frac{-Cov(x, x')}{\varepsilon_{xx'}} [s. u.] \quad IV-36$$

$$\beta_T = \frac{\sigma_x^2}{\varepsilon_{xx'}} [m] \quad IV-37$$

$$\gamma_T = \frac{\sigma_{x'}^2}{\varepsilon_{xx'}} [m^{-1}] \quad IV-38$$

Et l'angle de la distribution par :

$$\varphi = \frac{1}{2} * \text{Arctan} \left( \frac{-2 Cov(x, x')}{\sigma_{x'}^2 - \sigma_x^2} \right) [rad] \quad IV-39$$

L'émittance obtenue par ces formules correspond à ce qui est nommé l'émittance RMS.

#### IV.B.1.a).(2) Le calcul par variation de seuil

Le calcul réalisé est identique à un calcul d'émittance RMS, mais avec une variation du seuil d'acceptation des valeurs mesurées qui sont retenues pour le calcul. Ce seuil est matérialisé par une exclusion des points en fonction de leur valeur [147]. Le seuil  $x[\%] \in [0\% ; 100\%]$  évolue entre la valeur minimale ( $V_{min}$ ) et la valeur maximale ( $V_{max}$ ) selon l'équation IV-40.

$$\text{Seuil}[\%] = x[\%] * (V_{\max} - V_{\min}) + V_{\min}$$

IV-40

Avec cette méthode une région où l'émittance RMS en fonction du seuil en pourcent forme une pente constante est cherchée. Sur la région où la pente est constante, un ajustement linéaire est effectué. Cette opération permet de remonter à l'origine pour connaître l'émittance du faisceau (Figure IV-8) en éliminant les composantes de plus basse intensité du faisceau et le bruit de mesure. En d'autres termes, l'émittance du faisceau correspond au coefficient  $b$  dans l'équation d'ajustement linéaire  $y = ax + b$ .

Variation du seuil :

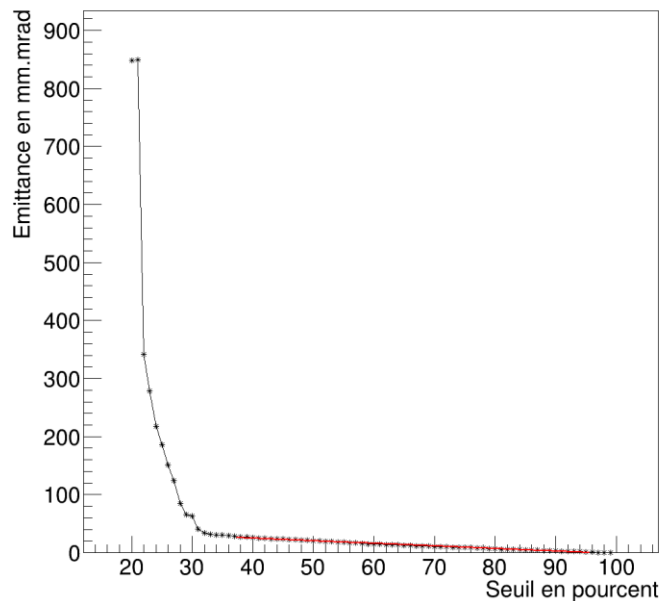


Figure IV-8 : exemple de variation du seuil attendue avec en rouge l'ajustement linéaire

Toutes les valeurs sont rehaussées par la moyenne du bruit de fond, pour ainsi exclure les sursauts d'émittance induits par des valeurs négatives. Cette méthode présente le défaut de ne pas permettre d'estimer la valeur des paramètres de Courant-Snyder quand le faisceau ne suit plus une distribution bi-gaussienne 2D ou que le bruit dans les mesures d'émittance est trop important.

#### IV.B.1.a).(3) Fonction d'ajustement

Une autre méthode pour mesurer l'émittance du faisceau consiste à réaliser un ajustement à l'aide d'une bi-gaussienne 2D des données expérimentales (IV-41). La possibilité de réaliser un ajustement avec une bi-gaussienne 2D pour mesurer l'émittance repose sur le fait que le calcul RMS découle de la loi normale, ce qui sous-entend que le faisceau doit suivre aussi la loi normale.

Un ajustement par une bi-gaussienne 2D a plusieurs avantages : il permet de faire une estimation de l'émittance avec des mesures incomplètes en prenant l'hypothèse que le faisceau suit la distribution bi-gaussienne 2D, il est facilement automatisable grâce aux bibliothèques logicielles telles que MINUIT inclut dans le logiciel ROOT [137].

$$f(x, y) = C(x, y) + Ae^{-\left( \left( \frac{\cos(\theta)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin(\theta)^2}{2\sigma_y^2} \right) (x - \mu_x)^2 + \left( \frac{-\sin(2\theta)}{4\sigma_x^2} + \frac{\sin(2\theta)}{4\sigma_y^2} \right) (y - \mu_y)(x - \mu_x) + \left( \frac{\sin(\theta)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos(\theta)^2}{2\sigma_y^2} \right) (y - \mu_y)^2 \right)} \quad \text{IV-41}$$

Pour prendre en compte les variations du piédestal dans les mesures, un paramètre  $C$  est défini qui peut être vu comme une constante dans le cas d'un piédestal uniforme. Ce paramètre peut aussi prendre la forme d'une fonction sans termes de corrélation entre  $x$  et  $x'$ , lorsque le piédestal a un comportement non constant, ce qui permet de suivre les fluctuations du piédestal.

Dans les mesures effectuées à ARRONAX, le paramètre  $C$  est une gaussienne selon  $x$  ou un polynôme d'ordre 1 selon  $x$  (en fonction des cas de figure). Pour les mesures effectuées sur la ligne ARIBE au GANIL, les mesures d'émittance ont un piédestal polynomial d'ordre 14 selon l'axe  $x$  et  $x'$ , sans termes de corrélation. L'emploi d'une fonction sans terme de corrélation entre  $x$  et  $x'$  pour  $C$  permet de s'assurer que seul le piédestal est pris en compte et pas une partie du signal qui possède des composantes corrélées entre  $x$  et  $x'$ .

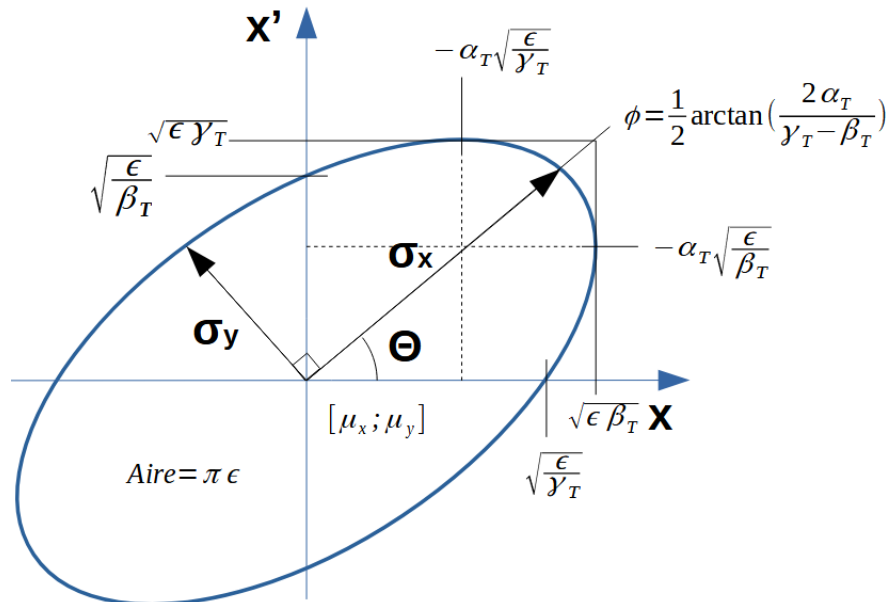


Figure IV-9 : ellipse de l'émittance avec les principales relations.

$$\varepsilon_0 = \sigma_x * \sigma_y * p^2 [\text{mm.mrad}]$$

IV-42

Les paramètres de Courant-Snyder (II.E.1.e), page 29) sont alors extraits grâce à l'ellipse former par les écarts-types obtenus suite à l'ajustement, comme montré sur la Figure IV-9. L'émittance du faisceau obtenu est définie par le produit de  $\sigma_x$  par  $\sigma_y$  (IV-42). La référence [149] permet d'obtenir les valeurs présentées dans la Table IV-2. Les valeurs présentées dans la Table IV-2 sont les facteurs à appliquer pour estimer l'émittance mesurée initialement à 39,35% à un pourcentage supérieur. L'application du facteur selon l'équation IV-42 est nécessaire pour rendre comparable la mesure de l'émittance par ajustement d'une bi-gaussienne 2D à un calcul de l'émittance RMS qui est à 68,27% initialement.

Table IV-2 : pourcentage du signal contenu en fonction du nombre de sigma [149].

Nombre de sigma (2D) : facteur p	Pourcentage du signal [%]
1	39,35
1,230932476	68,27
2	86,47
3	98,89
4	99,97
5	100,00



#### IV.B.1.a).(4) Comparaison des méthodologies

La différence entre les trois méthodes réside dans l'impact du bruit dans le calcul de l'émittance. Le bruit de fond peut avoir un impact plus ou moins important en fonction de la technique retenue comme présenté dans la comparaison Annexe 5 où les deux dernières méthodes présentées (IV.B.1.a).(2) et IV.B.1.a).(3)) sont comparées via une simulation du bruit de fond mesuré expérimentalement à ARRONAX avec un signal bi-gaussien 2D injecté.

#### IV.B.2. La mise en forme des données

Pour effectuer les calculs de l'émittance par ajustement d'une bi-gaussienne 2D (IV.B.1.a).(3)), les erreurs de mesures doivent être incluses. Les erreurs sont soit incluses par l'implémentation de barres d'erreurs, soit par l'implémentation d'une distribution de points dont la distribution théorique suit les erreurs et la forme de la répartition des charges dans l'espace de phase.

Dans le cas de la ligne ARIBE au GANIL, les erreurs sur les données mesurées sont prises en compte à chaque point de mesure dans la mesure d'émittance par des barres d'erreurs qui correspondent à l'espace d'acceptance de l'émittance-mètre dans l'espace  $y - y'$  et l'erreur de la mesure de courant.

Dans le cas de la ligne d'injection d'ARRONAX, les données sont mises en forme via l'implémentation de l'acceptance associée à chaque point de mesure (Figure IV-5), dans l'objectif de se rapprocher de la mesure réelle. La valeur associée à chaque point de mesure est définie comme étant la valeur mesurée. Les erreurs correspondent à la densité de probabilité associée à chaque erreur, générée par une distribution de point comme dans la référence [150]. L'erreur sur la position  $Ex$  (IV-25) est défini comme étant une erreur uniforme, l'erreur sur l'angle  $Ex'$  (IV-28) est définie comme étant une erreur suivant une distribution gaussienne. L'erreur sur la mesure de courant est définie comme étant une erreur suivant une distribution gaussienne. Dans ce cas, on tire aléatoirement 100 points répartis dans la figure d'émittance (Figure IV-10). Au-delà de 100 points, le résultat du calcul de l'émittance n'évolue plus.

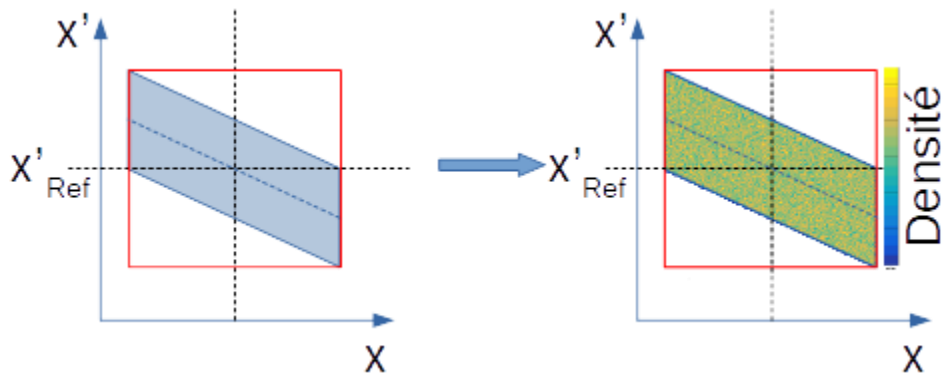


Figure IV-10 : exemple d'intégration dans l'espace des phases d'un parallélogramme par un tirage aléatoire des valeurs

Les mesures effectuées à ARRONAX avec la prise en compte de l'acceptance associée à chaque point convergent vers des résultats mêmes pour des faibles courants mesurés par l'ajustement de la bi-gaussienne 2D sur la mesure sans piédestal, ce qui n'était pas le cas lorsque seulement des barres d'erreurs sont prises en compte. L'évaluation de l'ajustement est effectuée par un  $\chi^2$  de Pearson avec l'algorithme MIGRAD (inclus dans MINUIT).

#### IV.B.3. La séparation du bruit fond et du signal

Dans les mesures effectuées à ARRONAX, on a étudié le bruit de fond afin de pouvoir en faire la séparation dans les mesures. Sur la Figure IV-11, les mesures de bruit dans les conditions

expérimentales sur plusieurs jours sont présentées, chaque mesure dure environ 3 minutes. Chaque point sur la Figure IV-11 correspond à la valeur moyenne du bruit de fond mesuré sur une mesure sans faisceau, comme barre d'erreur l'écart-type du bruit de fond sur la mesure.

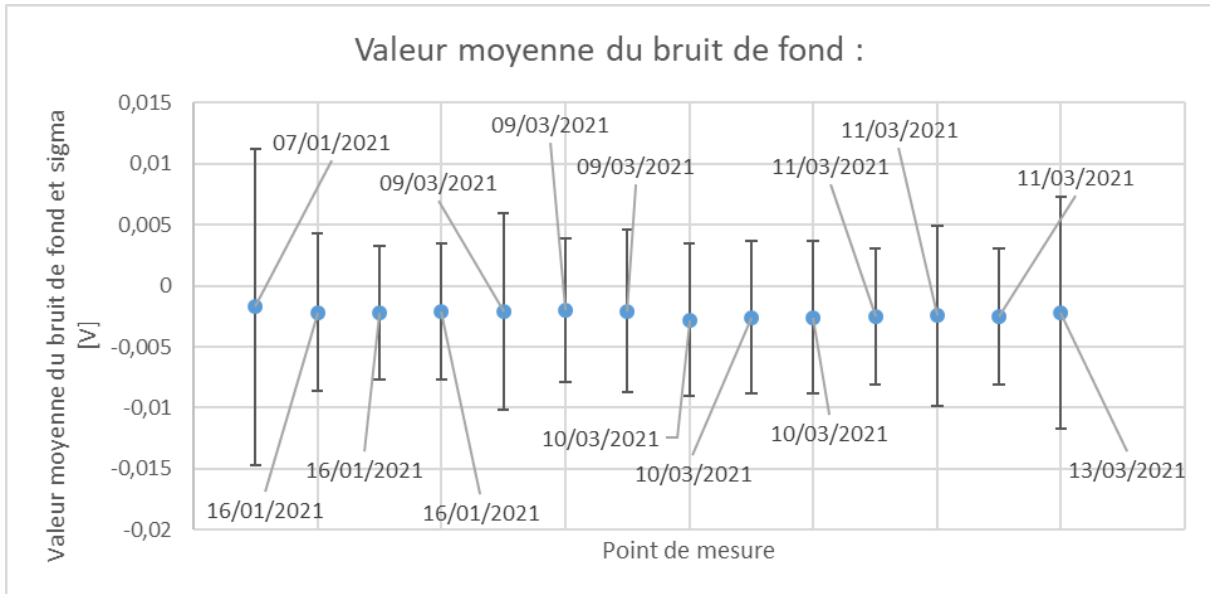


Figure IV-11 : mesure du bruit de fond en absence de faisceau à ARRONAX.

Les mesures présentées sur la Figure IV-11 non pas toutes le même écart-type, mais elles possèdent une moyenne constante, ce qui permet de les sommer comme présenté sur la Figure IV-12. La Figure IV-12 présente l'histogramme de toutes les valeurs mesurées, ce qui permet d'extraire la moyenne du bruit de fond et sa déviation standard. La moyenne du bruit de fond est de  $-0,00232 \pm 0,00003$  V ( $\mu_{BDF}$ ) et la déviation standard associée est de  $0,00737 \pm 0,00002$  V ( $\sigma_{BDF}$ ). La moyenne du bruit de fond est utile pour déterminer si un point appartient à une région assimilable à du signal ou à du bruit.

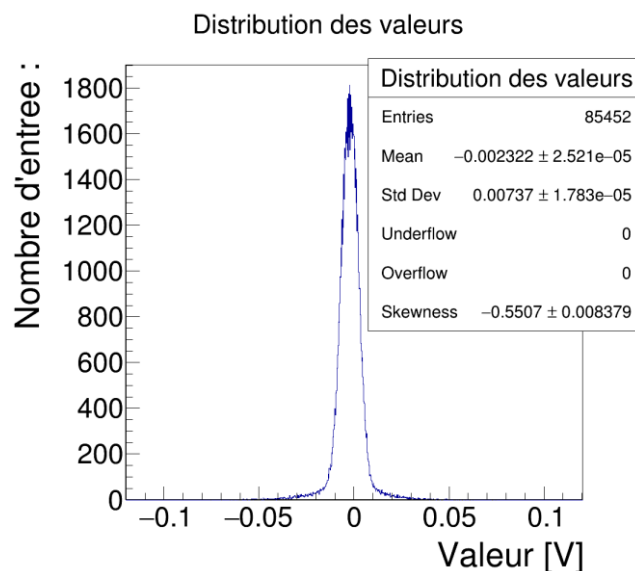


Figure IV-12 : histogramme des valeurs mesurées.

Le bruit de fond suit la distribution de deux bruits blancs gaussiens additionnés comme présenté sur la Figure IV-12 et la Figure 6-1, il est considéré comme réparti de façon aléatoire dans l'espace de mesure. Contrairement au signal attendu qui est réparti en densité locale.

La différence de répartition permet d'identifier la région composée exclusivement de bruit et celle comportant du signal. Pour savoir si un point appartient à une région de densité locale ou au bruit de fond, il faut compter le nombre de points au-dessus de la moyenne du bruit de fond. Le nombre de points à dépasser pour considérer un point comme appartenant au signal ( $N_c$ ) est défini par l'équation IV-43 et un exemple d'application de la formule est présenté sur la Figure IV-13.

$$N_c = \text{Ordre}^2 * 50\% * \left(1 + \frac{1}{\text{Ordre}}\right) \quad \text{IV-43}$$

$\text{Ordre}$  : l'ordre de la matrice d'étude.

$N_c$  : nombre de points à dépasser pour admettre que le point fait partie du signal.

L'équation IV-43 permet de définir le nombre de points nécessaire pour retenir un point central d'une matrice carrée d'ordre impair précédemment sélectionnée dans une mesure. Cette équation est pondérée par le coefficient de convergence d'un tirage aléatoire d'une loi normal. Cette technique est une variante de la technique nommée « Island filter » [145], elle est nommée nettoyage matriciel.

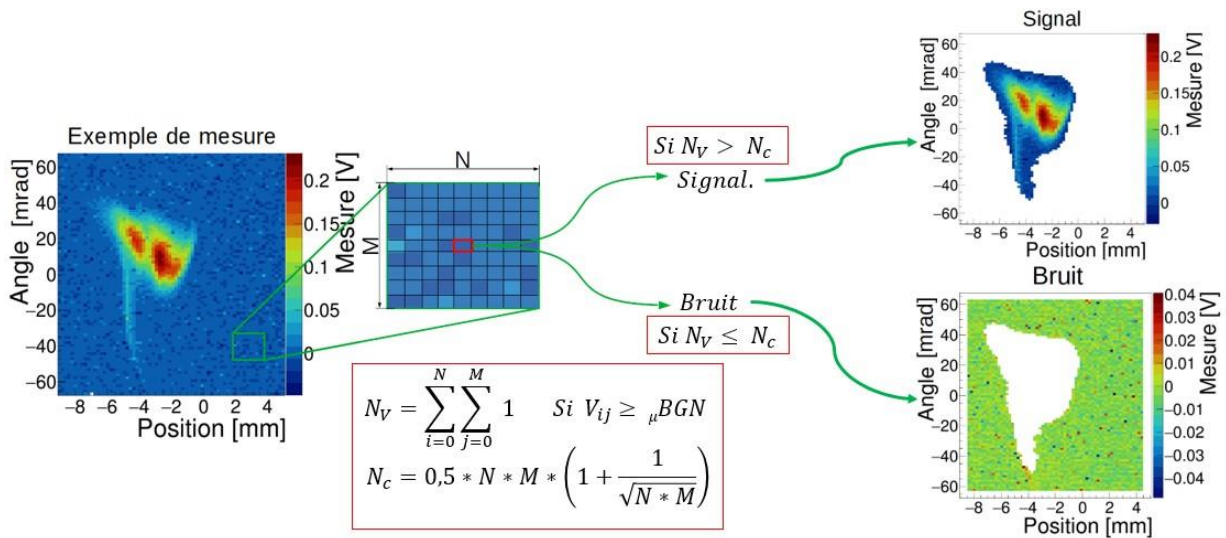


Figure IV-13 : exemple d'application de l'algorithme.

La Figure IV-13 présente un exemple d'application de l'algorithme de nettoyage matriciel sur une mesure expérimentale. L'application de l'algorithme permet la séparation de la partie « Signal » (à droite, en haut) contenant les points associés à la mesure du faisceau et la partie « Bruit » (à droite, en bas) contenant de faibles parties du signal et du bruit de fond. La séparation repose sur l'application des équations encadrées en rouge. Le nombre  $N_V$  correspond au nombre de valeurs examinées dans la sous-matrice de dimension  $N * M$  et  $N_c$  le nombre de valeurs nécessaires au-dessus du bruit de fond dans la sous-matrice pour que le point central de la sous-matrice soit considéré comme appartenant à la partie « Signal ».

#### IV.B.4. Étude des zones de densité

Dans certaines mesures réalisées par l'émittance-mètre, plusieurs zones de densité sont présentes, comme présentées dans la Figure IV-2. Les zones de densité sont considérées comme étant plusieurs faisceaux, ce qui nécessite que leurs déplacements dans l'espace de phase soient étudiés.

##### IV.B.4.a) Détails du fonctionnement du code

L'étude du nombre de densités locales, ainsi que de leurs positions, est effectuée sur les mesures expérimentales après soustraction du piédestal. La distinction entre une oscillation induite par le bruit

de fond et un maximum local est réalisée par la recherche de maximum (point de mesure sur la Figure IV-14) dans un espace d'étude, illustré par la Figure IV-14.

La recherche de maximum local (densité locale) s'applique aux points de mesures aux coordonnées  $(i, j)$  appartenant au signal (dans l'émission à 39,35 %) dans l'espace  $(x - x')$ . La recherche de maximum est basée sur la comparaison de la valeur centrale (point de mesure encadré en vert) aux autres valeurs dans l'espace d'étude (encadré en rouge). Lorsque la valeur aux coordonnées  $(i, j)$  est supérieure aux valeurs dans l'espace d'étude de  $\pm 2$  points selon  $x'$  et  $\pm 1$  point selon  $x$ , le point aux coordonnées  $(i, j)$  est alors considéré comme un maximum local.

Plus l'espace d'étude est large, moins la probabilité d'avoir un faux maximum local induit par des variations du bruit de fond est présente. Un espace d'étude plus large diminue la capacité de l'algorithme à trouver des maximums locaux lorsqu'ils sont proches. Dans l'algorithme actuel, la taille de l'espace d'étude est réduite au maximum pour la mise en exergue des maximums locaux. La distance minimale entre deux maximums locaux pour être identifié en tant que maximums locaux est de 1 point de mesure selon l'axe  $x$  et 2 points de mesure selon l'axe  $x'$ .

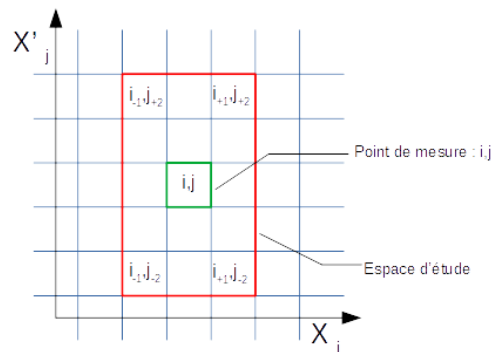


Figure IV-14 : espace d'étude en rouge autour d'un point de mesure  $(i, j)$  en vert.

Pour des signaux de forte amplitude en comparaison du bruit de fond, l'identification des maximums locaux se fait sans difficulté. Inversement, avec des signaux de plus faible amplitude, l'identification est plus compliquée et peut échouer. Pour parer à ce problème, deux méthodes de calcul ont été développées pour réduire l'impact du bruit de fond dans la recherche des maximums locaux. La première méthode, non utilisée dans notre analyse à cause d'un temps de calcul long, repose sur une décomposition par FFT2D du signal (transformée de Fourier rapide) et une identification des régions avec du signal dans l'espace de la transformée de Fourier 2D, puis une reconstruction du signal par FFT2D inverse du signal et du bruit de fond. Cette technique est présentée en Annexe 6. La seconde repose sur l'application d'un filtre moyenneur sur la mesure [151] (IV.B.4.b)). C'est cette méthode qui est utilisée pour déterminer le nombre de maximums locaux, ainsi que leurs positions. Dans les deux cas, le piédestal est retiré avant application de la méthode.

#### IV.B.4.b) Application d'un filtre moyenneur

L'application d'un filtre moyenneur sur une mesure expérimentale permet de s'affranchir des variations les plus élevées du bruit de fond, ce qui limite l'impact du bruit de fond dans la recherche des maximums locaux.

L'application de cette méthode peut avoir des impacts indésirables sur le signal, tel qu'un effacement de maximums locaux, lorsqu'ils sont trop proches dans l'espace de phase ou encore un effet de bord qui est présent sur le bord de la mesure. Cette méthode a un plus faible pouvoir discriminant comparé à la FFT (Annexe 6), mais elle est rapide. Un exemple d'application de cette méthode est présenté sur la Figure IV-15.

Sur la Figure IV-15 sont présentés, à gauche, une mesure d'émission suite à une séparation du bruit de fond de la mesure d'émission (IV.B.3), au centre le résultat obtenu suite à l'application du filtre moyenneur et enfin à droite, les maximums locaux trouvés (IV.B.4.a)), qui dans ce cas sont au nombre de trois.

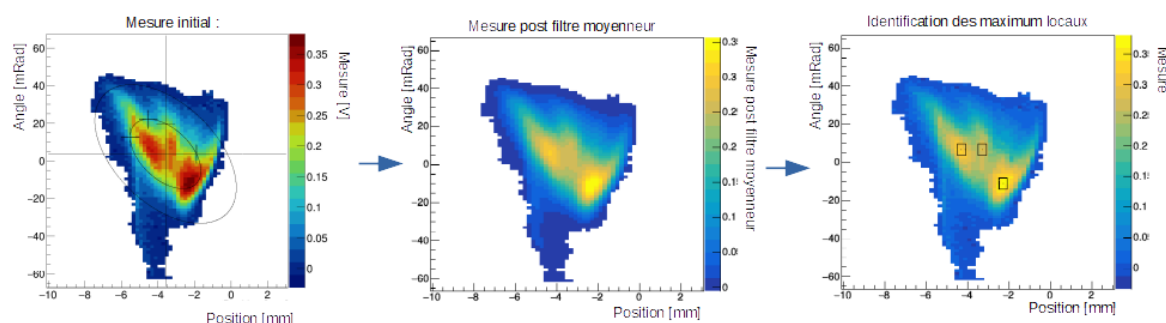


Figure IV-15 : exemple d'application du filtre moyenneur sur les données.

#### IV.C. Comparaison des émetteurs de type Allison et Pepperpot

L'émission-mètre de type Allison de la collaboration EmitM (Chapitre IV, page 72) a servi durant une expérience sur la ligne ARIBE au CIMAP installée au GANIL<sup>13</sup> [152]. L'expérience a été divisée en deux étapes ; la première consiste à faire une mesure d'émission pour caractériser le faisceau en bout de ligne avec un émission-mètre du type Pepperpot produit par Pantechnik [110], et de réaliser une mesure simultanée avec l'émission-mètre produit par la collaboration EmitM pour comparer les résultats. L'expérience est décrite dans la référence [143]. L'émission-mètre du type Allison a été installé en aval du prototype de quadripôles électrostatiques et de l'émission-mètre du type Pepperpot (Figure IV-17).

La seconde étape de l'expérience consiste à faire la validation du fonctionnement optique du prototype de doublet à base de quadripôles électrostatiques conçus pour avoir une large acceptation transverse. Pour ce faire, durant l'expérience, l'émission-mètre de type Pepperpot a été placé en amont du prototype de quadripôles électrostatiques, comme décrit dans la référence [144]. Seule la comparaison des mesures effectuées par les deux émission-mètres est développée par la suite.

##### IV.C.1. Montage expérimental

La ligne ARIBE (Figure IV-16) délivre un faisceau d'ions  $^{40}\text{Ar}^{8+}$  d'une énergie de 120 keV et d'une intensité moyenne de 100 nA à 1  $\mu\text{A}$ . Elle est équipée d'une source ECRIS [153] situé à gauche sur la figure, de trois dipôles (D1, D3 et D4 : dans l'ordre traversé par le faisceau), de plusieurs quadripôles électromagnétiques (Q21 à Q44) et de correcteurs de trajectoire (DC21 à DC42, non représentés). La ligne est également équipée de fentes réglables (FV), de coupelles de Faraday (CF13 et CF42), et de profileurs faisceau (PR21 à PR42) pour aider à son réglage. Un profileur faisceau permet d'obtenir la distribution des ions selon un axe transverse du faisceau.

Cette ligne a été choisie, car elle est en mesure de délivrer un faisceau large (100 mm de diamètre) nécessaire pour qualifier le prototype de quadripôles électrostatiques. Les instruments sont installés au bout de la ligne ARIBE. Sur la Figure IV-16, le montage expérimental est installé à la fin de la ligne (en haut de la Figure IV-16).

<sup>13</sup> P1246-A experience: Performance characterisation of an electrostatic quadrupole doublet module for lossless transport of high-intensity and radioactive ion beams, iPAC approbation (CIMAP-GANIL), September 2021



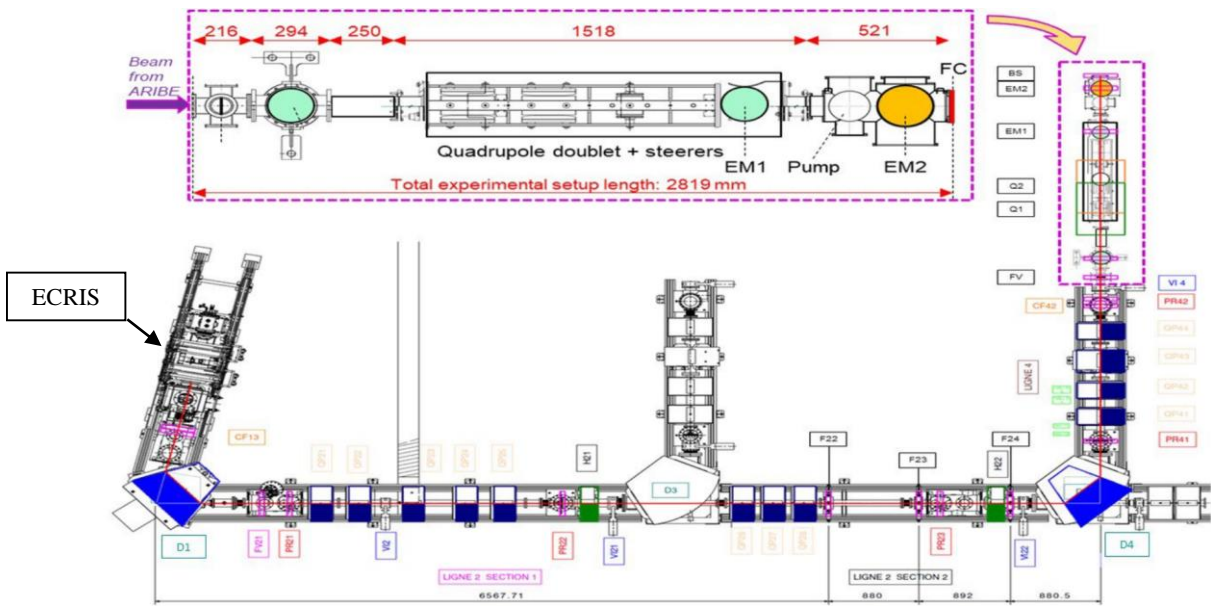


Figure IV-16 : schéma de la ligne ARIBE tiré de la simulation Trace-Win [154] avec le montage expérimental à l'extrémité de l'installation [144].

Dans la première partie de l'expérience, les émittance-mètres ont été installés après le doublet de quadripôles électrostatiques suivant le sens de propagation du faisceau (Figure IV-17). Ils sont séparés par une distance d'environ 600 mm, comme indiqué dans la référence [144]. L'émittance-mètre du type Pepperpot est installé devant l'émittance-mètre du type Allison et le quadripôle électrostatique n'est pas sous tension dans la première partie de l'expérience.

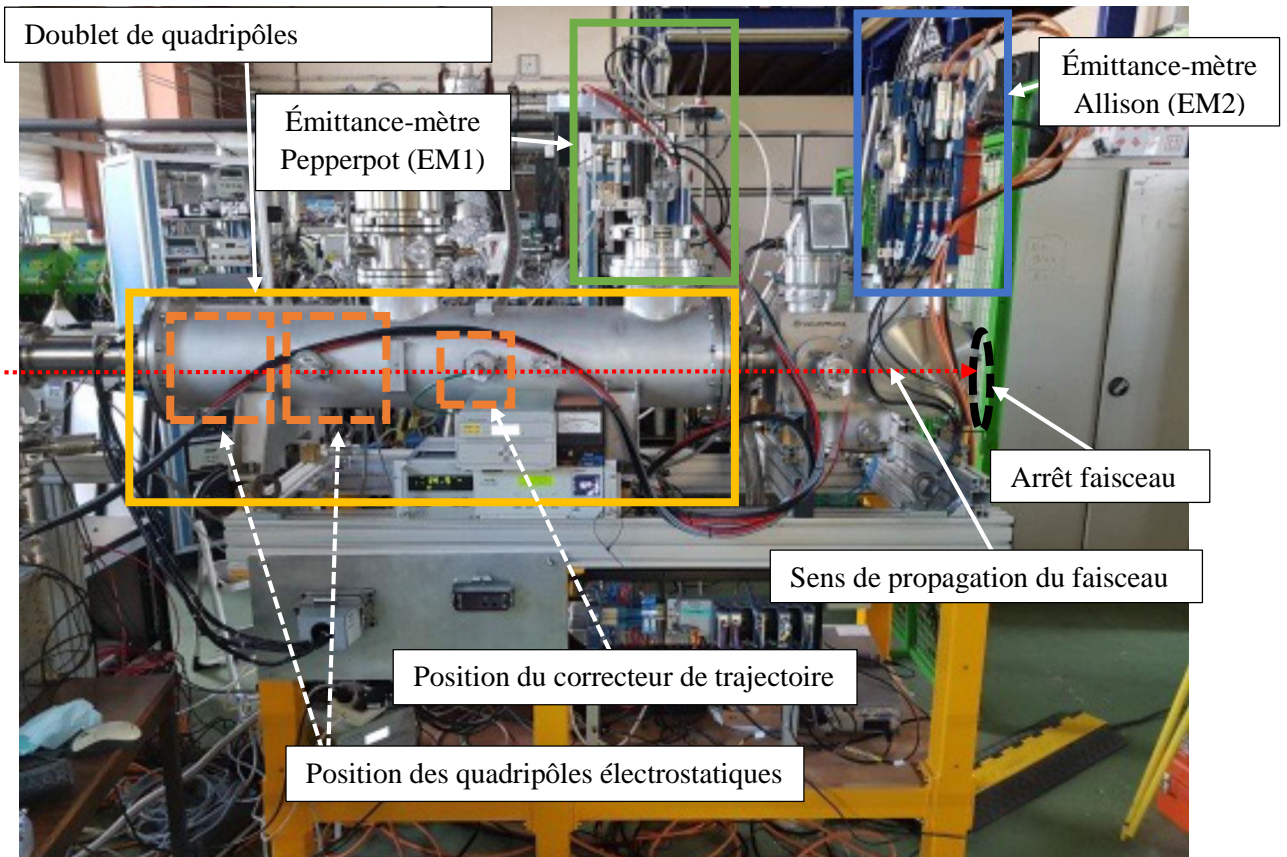


Figure IV-17 : photo du montage expérimental à la fin de la ligne ARIBE durant la première partie de l'expérience, figure adaptée de la publication [143].

#### IV.C.2. Les émittance-mètres

L'émittance-mètre du type Pepperpot (type à « poivrière ») a été développé à KVI [147]. Ce type d'émittance-mètre réalise une mesure de l'émittance transverse avec les termes de corrélations dans les différents plans de l'espace des phases. L'émittance du faisceau est mesurée dans les plans :  $x - x'$  ;  $y - y'$  ;  $x' - y'$  ;  $x - y'$  ;  $y - x'$  et  $x - y$ .

L'émittance-mètre du type Pepperpot (Figure IV-18) est constitué d'un masque 1D (Figure IV-19) se déplaçant grâce à un moteur pas-à-pas permettant d'atteindre une distance entre les points de mesure de 0,1 mm le long de l'axe de déplacement et de 0,5 – 1 mm sur l'autre axe (distance entre les trous dans le masque 1D). Les trous dans le masque 1D sont d'un diamètre de 20  $\mu\text{m}$ . L'émittance-mètre a une limite d'acceptance angulaire qui est de 80 mrad. La mesure se réalise sur une distance maximale de déplacement du moteur de 15 à 30 mm. Cette limite est induite par la taille de la mémoire du système d'acquisition. L'émittance-mètre du type Pepperpot a une plage de mesure de courant comprise entre 0,1 e pA à 100 e  $\mu\text{A}$  [155].

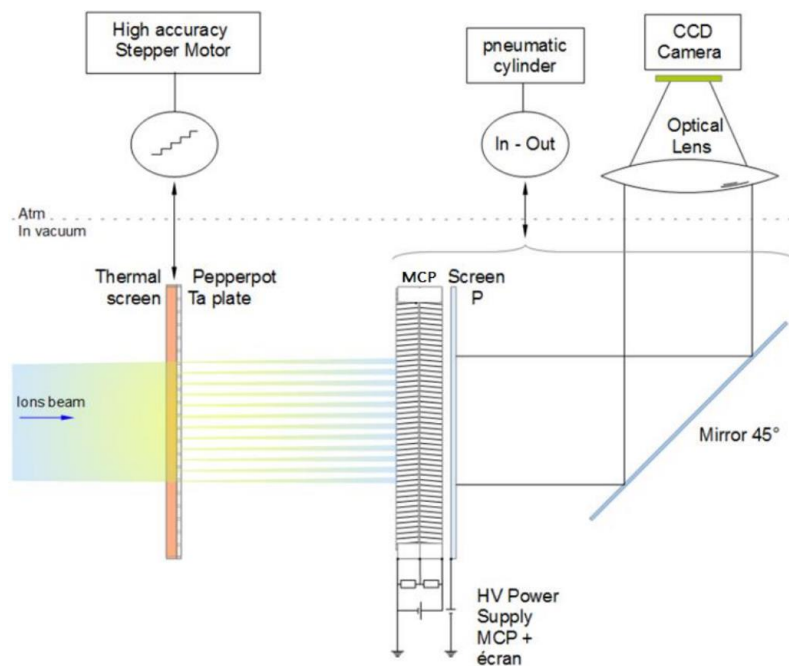


Figure IV-18 : schéma du fonctionnement de l'émittance-mètre de type Pepperpot [110].

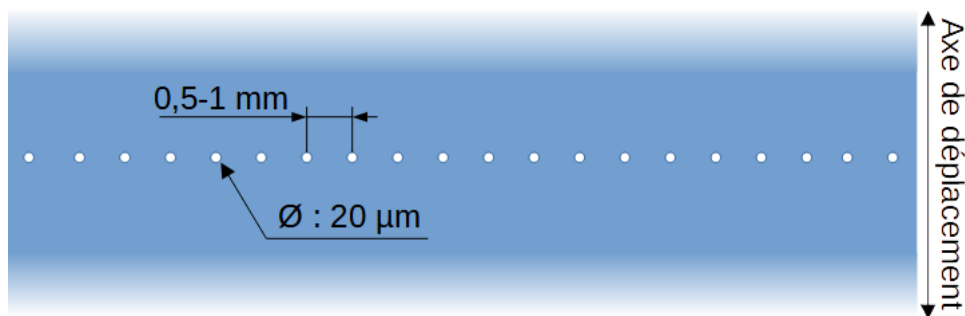


Figure IV-19 : masque 1D de l'émittance-mètre du type Pepperpot

Pour l'émittance-mètre du type Allison produit par la collaboration « EmitM » [143], seule l'émittance  $y - y'$  peut être mesurée avec une précision selon  $y$  de 0,1 mm avec des fentes de 0,12 mm d'ouverture (Table IV-4, page 95), sur une plage de 80 mm. L'émittance-mètre du type Allison va avoir une limite d'acceptance angulaire qui va être fonction de l'énergie des ions incidents (IV.A.4, page 76). Pour les conditions expérimentales avec le faisceau d'ions  $\text{Ar}^{8+}$  à 120 keV, elle est de  $\pm 280$  mrad en

théorie pour la tension maximale de déviation de 1400 V entre les plaques. Des effets paraxiaux pourront apparaître avec le faisceau (l'équation IV-19  $> 1.10^{-2}$ ) dès que l'angle d'incidence des ions dépasse la valeur de 100 mrad. Expérimentalement, l'angle d'incidence des ions ne dépasse pas la valeur de 35 mrad. De plus l'émittance-mètre du type Allison va avoir une plage de mesure de courant allant de 10 pA à quelques mA, avec une puissance moyenne de faisceau de 300 W (DC).

La différence majeure entre les émittance-mètres est la capacité de l'émittance-mètre du type Pepperpot à faire une mesure de l'émittance en transverse dans les deux plans avec les termes de corrélation de l'émittance. Contrairement à l'émittance-mètre du type Allison qui ne peut faire qu'une mesure de l'émittance transverse dans un seul plan à la fois. Malgré cela, l'émittance-mètre du type Allison a une plage de mesure angulaire, spatiale et d'intensité plus large que l'émittance-mètre du type Pepperpot. Le pas de mesure est identique pour les deux émittance-mètres.

### IV.C.3. Comparaison des mesures d'émittance

Durant l'expérience, le faisceau est partiellement arrêté par une fente qui est progressivement fermée en amont des émittance-mètres, réduisant au maximum par un facteur quatre le courant mesuré. La fermeture progressive des fentes a pour objectif de retenir une partie homogène du faisceau.

Pour vérifier que la charge d'espace n'a que peu d'influence sur l'accroissement de l'émittance transverse, une simulation de la propagation du faisceau entre les deux émittance-mètres a été réalisée avec le logiciel Trace-Win [154]. La simulation confirme que la charge d'espace a une influence limitée sur l'émittance du faisceau et qu'aucune aberration optique n'apparaît dans cet espace sans champ magnétique [143]. L'émittance transverse du faisceau est considérée comme constante entre ces deux points de mesure (séparés de 600 mm).

Trois séries de mesures ont été effectuées avec les deux émittance-mètres. Les résultats obtenus sont présentés dans la Table IV-3. L'analyse des données obtenues avec l'émittance-mètre du type Pepperpot a utilisé la technique de variation de seuil (IV.B.1.a).(2), page 82) tandis que pour l'analyse des données obtenues avec l'émittance-mètre du type Allison, c'est la technique d'ajustement d'une bi-gaussienne 2D qui a été utilisée (IV.B.1.a).(3), page 83). Comme on l'a déjà indiqué, l'ajustement par la bi-gaussienne 2D est plus stable face aux fluctuations du bruit de fond et à l'évolution du piédestal. Pour démontrer cela, les deux méthodes ont été comparées sur des mesures faites en fonction du dernier quadripôle de la ligne QP44, en amont des émittance-mètres. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la Figure IV-20.

La Figure IV-20, présente les émittances calculées par les deux techniques (variation de seuil et ajustement bi-gaussienne 2D) sur les données mesurées avec l'émittance-mètre du type Allison. Lors de la variation de la focalisation du faisceau (de l'intensité du quadripôle QP44), la valeur de l'émittance dans l'espace des phases transverse n'évolue pas théoriquement. L'invariance théorique de l'émittance induite par une l'évolution de la focalisation induite d'un quadripôle est montrée dans la partie II.E.2, page 31.



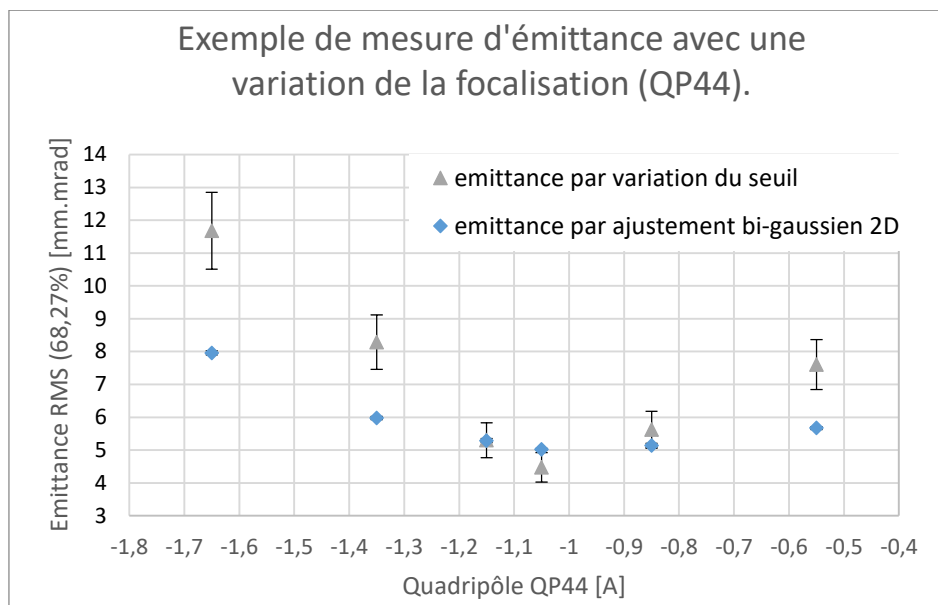


Figure IV-20 : comparaison des deux méthodes de calcul pour l'émittance-mètre du type Allison.

Les barres d'erreurs indiquées sur la Figure IV-20 sont définies d'après l'erreur sur l'ajustement bi-gaussien 2D et par une erreur arbitraire définie à 10% pour la technique par variation de seuil.

L'ajustement de la bi-gaussienne 2D permet de réduire l'influence du bruit de fond et du piédestal, car les résultats obtenus sont plus stables, en comparaison à la technique par variation de seuil, comme montré sur la Figure IV-20. Les valeurs restent entre 5 et 6 mm.mrad pour une variation de -1,4 à -0,45 A sur le dernier quadripôle. Lors de la variation de la focalisation du quadripôle, l'écart dans les résultats s'explique par la variation du bruit de fond et du piédestal entre les mesures, comme présenté sur la Figure IV-21. Les figures d'émittance se caractérisent par les positions selon l'axe des abscisses et les angles d'incidence selon l'axe des ordonnées. L'échelle colorimétrique représente le courant mesuré converti en tension par la carte convertisseur « Femto » (Table IV-4, page 95) installé sur le système d'acquisition de l'émittance-mètre.

Sur les deux figures, en plus du changement de la forme de faisceau (en rouge foncé), il y a un changement de la forme du piédestal, cela peut être la source de l'erreur remarquée dans les données.

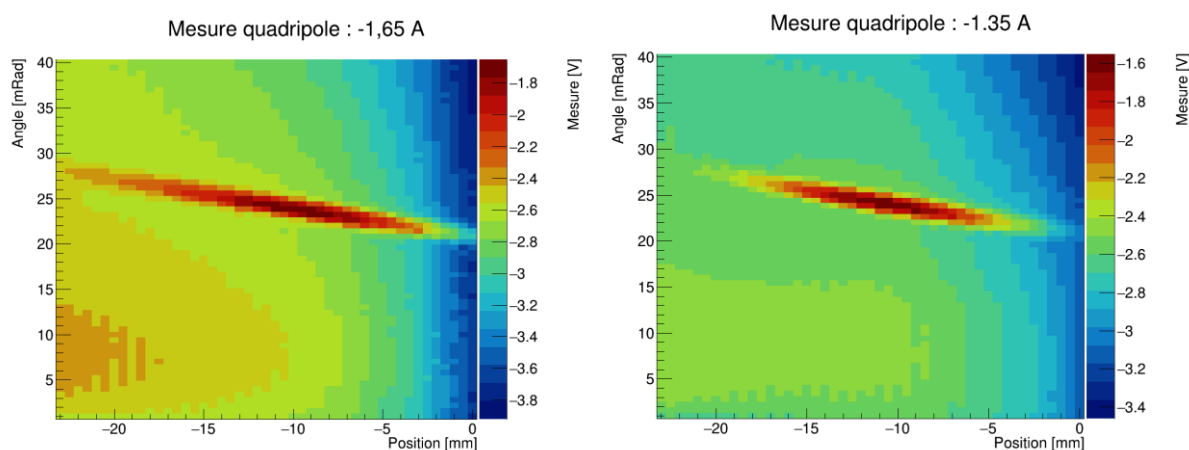


Figure IV-21 : mesures d'émittance avec deux réglages de focalisation (valeur d'intensité circulant dans le dernier quadripôle de -1,65 A à gauche et de -1,35 A à droite).

Dans la Table IV-3, les résultats obtenus avec les émittance-mètres du type Allison et du type Pepperpot sur trois séries de mesure sont présentés. La position des émittances-mètres au bout de la

ligne ARIBE lors des mesures sont indiqués sur la Figure IV-17, page 90. Avec l'émittance-mètre du type Allison, on détermine l'émittance ainsi que les paramètres de Courant-Snyder grâce à l'application de l'ajustement de la bi-gaussienne 2D sur les données. Pour l'émittance-mètre du type Pepperpot, les paramètres de Courant-Snyder ne peuvent pas être extraits.

Dans la Table IV-3, un écart de 45% au maximum est présent entre les mesures effectuées par l'émittance-mètre du type Allison et celui de type Pepperpot. Cet écart est principalement lié à la fluctuation du piédestal. La fluctuation du piédestal peut être induite par la présence d'électrons secondaires émis par l'arrêt faisceau situé en aval des émittance-mètres (Figure IV-17). Les électrons secondaires sont émis lorsque le faisceau vient frapper l'arrêt faisceau, ils rayonnent sur toutes les liaisons électriques présentes dans l'enceinte à vide. Ils ont pour conséquence de créer et perturber les mesures d'émittance via des fluctuations importantes du piédestal dans les mesures. Les fluctuations rendent les mesures d'émittance en absolu compliquées à réaliser et à comparer.

Table IV-3 : résultats obtenus avec les émittance-mètres sur les trois séries de mesure [143].

	1re série		2e série		3e série	
	Allison	Pepperpot	Allison	Pepperpot	Allison	Pepperpot
$\varepsilon_{yy'}$ RMS [ $\pi$ .mm.mrad]	0,72	1,32	0,44	0,80	0,28	0,33
$\alpha$	5,84	NA	4,72	NA	4,72	NA
$\beta_T$ [mm/ $\pi$ .mrad]	3,47	NA	2,60	NA	2,81	NA
RMS différence [%]		45		45		15
Ouverture de la fente (mm)		7,5		5		2,5

La présence de ces électrons secondaires a pu être mise en évidence par l'application d'une tension (20 V) sur l'arrêt faisceau, qui joue le rôle d'attracteur d'électron. L'application de cette tension réduit significativement le bruit de fond dans les mesures d'émittance.

#### IV.C.4. Résultat de la comparaison des émittance-mètres

Les valeurs obtenues par les deux émittance-mètres de type Allison et Pepperpot montrent un écart significatif et non constant. Cependant, ces résultats ont permis de mettre en évidence les qualités principales associées à chacun de ces deux types d'émittance-mètre : l'émittance-mètre du type Allison présente une plus large définition de faisceau (angulaire, spatiale et en courant, à configuration identique), mais ne permet qu'une mesure 1D, tandis que l'émittance-mètre du type Pepperpot fait une mesure de l'émittance transverse, soit de l'émittance 4D avec les termes de corrélation, mais sur une plage expérimentale plus contrainte. De plus, comme indiqué dans la conclusion de [143], l'émittance-mètre du type Allison peut mesurer la queue du faisceau (le halo), ce qui n'est pas possible avec l'émittance-mètre du type Pepperpot, sauf à changer de configuration donc de plage de mesure. Il n'est donc pas possible de mesurer le halo et le cœur du faisceau avec le même setting expérimental pour l'émittance-mètre du type Pepperpot.

#### IV.D. Le choix de l'émittance-mètre pour la ligne d'injection du C70XP

L'émittance-mètre du type Allison qui a été installé sur la ligne d'injection du C70XP à ARRONAX est bien en adéquation avec les caractéristiques du faisceau de la ligne d'injection, surtout pour le courant limite accepté par l'émittance-mètre. Comme présenté sur la Figure II-33, l'intensité dans la ligne d'injection excède les capacités de l'émittance-mètre du type Pepperpot. De plus, l'émittance-mètre du type Allison a une plus large plage d'acceptance angulaire et spatiale que l'émittance-mètre du type Pepperpot, ce qui est aussi un avantage non négligeable. L'émittance-mètre du type Allison est enfin compact (nécessaire dans notre cas où le dispositif doit être positionné dans un

espace restreint et il est facile à utiliser [142]. C'est pour l'ensemble de ces qualités que l'émittance-mètre du type Allison a été retenu pour l'étude de la ligne d'injection du C70XP.

#### IV.E.L'émittance-mètre du type Allison à ARRONAX

L'émittance-mètre du type Allison produit par la collaboration « EmitM » a été installé sur la ligne d'injection du C70XP durant une campagne de mesure de 2 semaines. La ligne d'injection a dû être modifiée par l'ajout d'une bride pour accueillir l'émittance-mètre et le démontage du pulseur et de la coupelle de Faraday [142]. Un schéma de l'installation de l'émittance-mètre sur la ligne d'injection du C70XP est présenté sur la Figure IV-22. On y voit, la position de l'émittance-mètre ainsi que la position du collimateur fentes (III.A.2.a) qui a été utilisé pendant une journée et est placé en amont de l'émittance-mètre. La Table IV-4, donne les caractéristiques géométriques de l'émittance-mètre du type Allison de la collaboration « EmitM ».

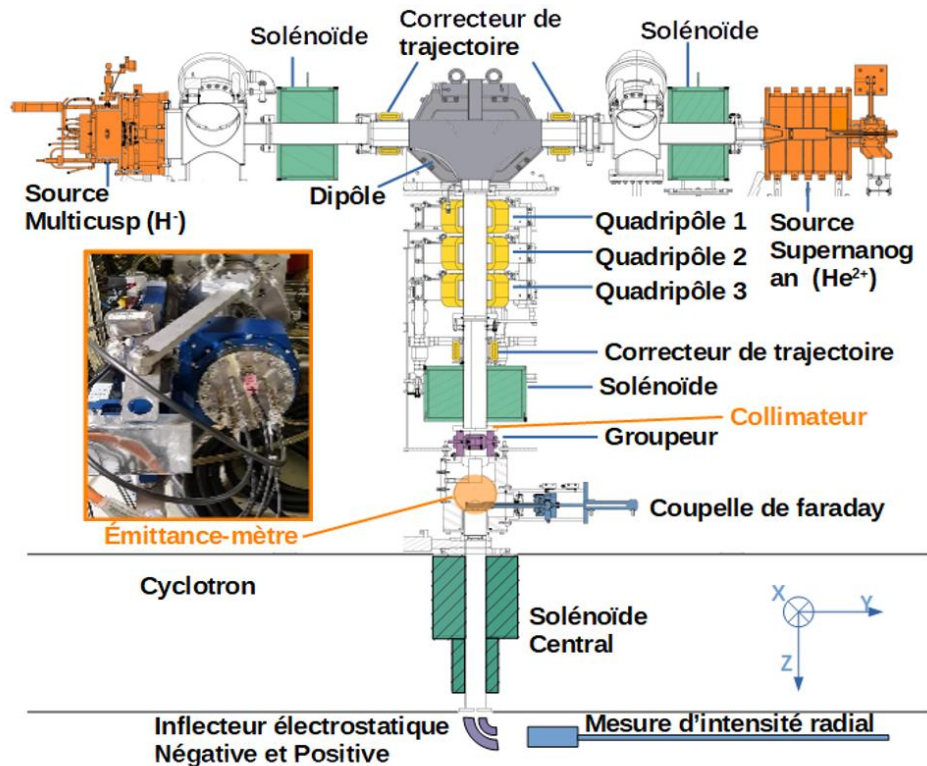


Figure IV-22 : position de l'émittance-mètre sur la ligne d'injection du C70XP, figure adaptée de [85].

Table IV-4 : spécification de l'émittance-mètre. † Les données proviennent de la source [152].

Paramètres	Dimension	Erreur
$L_{eff}$ [mm]	60,00 <sup>†</sup>	± 0,01
$g$ [mm]	5,00 <sup>†</sup>	± 0,01
$\delta_1$ [mm]	4,50 <sup>†</sup>	± 0,01
$\delta_2$ [mm]	4,50 <sup>†</sup>	± 0,01
$s$ [mm]	0,120 <sup>†</sup>	-
$d$ [mm]	-	-
$\Delta V_{Plaque}$ [volt]	[0 ; 1400] †	0,1%
Mesure [volt] (Femto DHPCA-100)	[0,0 ; 1,0]	1%
Mesure [volt] (Femto DLPCA-200)	[0,0 ; 10,0]	

Comme  $\delta_2 = \delta_1$ , cet émittance-mètre en dit idéal (IV.A.2), et on pourra appliquer l'équation IV-16. De plus, comme on est dans le cas de la fente fine, on utilisera les formules de la première colonne de la Table IV-1. La mesure du courant réalisé par la coupelle de faraday installé dans l'émittance-mètre est convertie en une tension via une carte Femto [156] installée à la sortie de l'émittance-mètre.

#### IV.E.1. Précaution prise avant la mesure de l'émittance

Pour nous assurer que le transport de l'émittance-mètre sera toujours possible entre les laboratoires après la campagne de mesure sur le C70XP, nous avons commencé par faire des études d'activation de matériaux [142]. Il s'agit de s'assurer qu'on reste en dessous des seuils d'exemption pour le transport de matière radioactive. Les échantillons sont composés de deux barres de tungstène (en bas à droite), de deux disques d'inox 316L (en haut à droite) et de deux disques en cuivre (en haut à gauche) (Figure IV-23).



Figure IV-23 : échantillons représentatifs de l'émittance-mètre (inox 316L, cuivre et tungstène).

Les échantillons ont été placés dans la casemate du cyclotron, à une trentaine de cm de la position de l'émittance-mètre, à gauche du groupeur sur la Figure IV-22, contre la ligne d'injection pendant 137 jours. Dans ces conditions, ils ont été soumis aux radiations (neutrons et gamma principalement) produites lors des tirs de haute intensité en proton (~150 eμA). La durée d'irradiation des échantillons est volontairement longue pour permettre la détection dans les échantillons de possibles radionucléides à longue durée de demi-vie et cela permet de savoir si l'émittance-mètre peut rester monté sur la ligne d'injection lors de tir de haute intensité, entre les expériences. Les radionucléides avec les longues durées de demi-vie pourraient empêcher tout transport sans exemption en France.

À l'issue de cette irradiation, les échantillons ont été caractérisés par spectrométrie gamma (ORTEC Micro-Detective GeHP). Une reconstruction de l'efficacité de la mesure avec un code Monte-Carlo (EFFTRAN [157]) a aussi été réalisée [158]. Il ressort de ces analyses qu'il peut y avoir une production de manière non négligeable de radionucléides avec des durées de demi-vie longue ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Co}$  ...) dans l'inox 316L et des radionucléides à plus courte durée de vie dans le tungstène ( $^{187}\text{W}$ ) et le cuivre ( $^{64}\text{Cu}$ ) principalement générés par l'activation neutronique.

Pour éviter l'apparition des radionucléides avec les plus longues durées de demi-vie, il a été décidé de travailler principalement à basse énergie en imposant la position de la sonde radiale dans le cyclotron au plus proche du centre (à 150 mm du centre), ce qui permet d'arrêter le faisceau au début du processus d'accélération.

#### IV.E.2. Vérification du domaine de validité

L'émittance-mètre a été utilisé pour mesurer deux types de faisceau d'ions : un faisceau de H<sup>-</sup> accéléré via une haute tension de 40 kV et un faisceau de He<sup>2+</sup> accéléré via une haute tension de 20 kV. Les sources d'ions sont différentes pour les 2 faisceaux d'ions.

Afin de voir si les effets non paraxiaux doivent être pris en compte lors de la mesure de l'émittance, nous avons appliqué la procédure décrite dans la section IV.A.4. Si les ions H<sup>-</sup> ont une tension de déviation maximale de 1400 V et un  $U_{Deviation}$  égal à 39997,442 V, l'équation IV-19 est égale à : 0,0109. D'après l'équation IV-16, une tension de déviation maximale de  $\pm 1400$  volts correspond à une limite d'acceptance angulaire de  $\pm 105$  mrad pour le faisceau d'ions H<sup>-</sup> à 40 keV. Pour les ions H<sup>-</sup> le domaine de validité n'est pas valide si la tension de déviation est de  $\pm 1400$  V. Expérimentalement, au-delà de 45-50 mrad, le faisceau d'ions H<sup>-</sup> n'est plus présent dans les mesures, ce qui correspond à une tension de déviation d'environ 650 V. Dans ce cas l'équation IV-19 est égale à  $2,37 \cdot 10^{-3}$ .

De même, pour une tension de déviation maximale de 1400 V et avec un  $U_{Deviation}$  pour les He<sup>2+</sup> égal à 21839,618 V, l'équation IV-19 est égale à 0,0365. D'après l'équation IV-16, une tension de déviation maximale de  $\pm 1400$  volts correspond à une limite d'acceptance angulaire de  $\pm 192$  mrad. Le domaine de validé pour les ions He<sup>2+</sup> n'est pas respecté si la tension de déviation est de  $\pm 1400$  V. Expérimentalement, il n'est pas observé de faisceau au-delà de  $\pm 80$  mrad, soit environ  $\pm 600$  V. Dans ce cas de figure, l'équation IV-19 est égale à  $6,77 \cdot 10^{-3}$ .

L'approximation des effets non paraxiaux est acceptable avec les deux faisceaux d'ions étudiés.

#### IV.F. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'émittance-mètre du type Allison que nous avons utilisé dans la ligne d'injection du C70XP à ARRONAX. Nous avons détaillé son fonctionnement et les outils mis en place pour l'analyse des données recueillies lors de nos campagnes de mesures afin d'extraire l'émittance des faisceaux d'ions H<sup>-</sup> et He<sup>2+</sup>. Une attention particulière a été portée sur la méthode de calcul de l'émittance et des paramètres de Courant-Snyder. Cela nous a amenés à proposer une nouvelle méthode d'analyse qui permet de réduire l'impact du bruit dans la mesure de l'émittance, d'estimer l'émittance lorsque la mesure est incomplète et de prendre en compte les fluctuations du piédestal pour en réduire l'impact. Cette méthode est aussi facilement automatisable. Pour valider la nouvelle méthode, une comparaison des résultats obtenus par la méthode conventionnelle et la nouvelle méthode a été réalisée sur un modèle de simulation (Annexe 5). La comparaison des résultats obtenus dans le modèle de simulation permet de s'assurer du gain obtenu dans nos conditions expérimentales en comparaison de la méthode conventionnelle.

Nous avons aussi présenté le principe d'un émittance-mètre de type Pepperpot. Les 2 types d'émittance-mètre ont été installés sur la ligne ARIBE. L'analyse des données a permis d'assurer le choix du type d'émittance-mètre pour la mesure de l'émittance dans la ligne d'injection du C70XP dont l'analyse des mesures est réalisée dans le chapitre suivant.

## Chapitre V. La campagne de mesures d'émittance

Sur la ligne d'injection du C70XP, aucune mesure de l'émittance du faisceau n'a été réalisée avant cette thèse. Seule la mesure du courant intégré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection est réalisée (II.C.2, page 15). Nos connaissances sur la forme du faisceau, ainsi que l'influence de chaque paramètre de la ligne d'injection sur la forme et la position du faisceau est donc limitée à une simulation d'une enveloppe faisceau ronde [80] ou un faisceau rond gaussien [159] en sortie de source, c'est-à-dire un ayant la même dimension transverse dans le plan  $x - y$ .

La conception de la ligne d'injection du cyclotron C70XP a été réalisée pour que le faisceau simulé de distribution initiale ronde redevienne rond après la triplette de quadripôles dans la ligne d'injection [80]. Les opérations d'optimisation du taux de transmission du faisceau entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et la sonde radiale dans la machine ont conduit à des réglages des éléments magnétiques légèrement distincts et du choix de la conception initiale. Une nouvelle simulation, incluant les champs des aimants et le pulseur [159], a montré qu'on ne pouvait pas exclure le centroïde du faisceau et que celui-ci n'était pas centré dans la chambre à vide de l'injection. En effet, certaines particules mesurées au-delà de la ligne d'injection sont compatibles avec un scénario plus complexe qu'un faisceau centré et rond dans la ligne d'injection (Figure VI-23, page 165). De plus, plusieurs observations expérimentales en bout de ligne des endommagements de cibles lors de tirs haute intensité, des mesures de l'homogénéité du faisceau avec des Gafchromic™ [128] (VII.C.2, page 185) pour des expériences à très basses intensités ( $<1\text{nA}$ ) et des observations avec les profileurs à fils [160] et des alumines ont amené à des interrogations sur la distribution transverse globale du faisceau sur cible<sup>14</sup>. Enfin, à ceci s'ajoute le manque de connaissance de la source  $\text{H}^-$  spécialement adaptée pour le C70XP.

Une campagne de mesure a été effectuée en se concentrant sur la mesure de l'émittance du faisceau dans l'injection. Pour cela, l'émittance-mètre du type Allison produit par la collaboration « EmitM » [152] (Chapitre IV, page 72) a été positionné proche des mesures d'intensités. Cet émittance-mètre, optimisé par l'IPHC pour mesurer des faisceaux de basse énergie avec une forte intensité, est compact et facile d'emploi, ce qui en a fait un outil de choix durant les campagnes de mesure sur le C70XP [142].

Les mesures d'émittance ont été complétées par la mesure du courant intégré sur la sonde radiale dans le cyclotron à 150 mm du centre du cyclotron. Cette mesure du courant permet de mesurer l'impact de l'infecteur spiral sur la transmission du faisceau, ainsi que l'impact des premiers tours d'accélération sur les pertes faisceau.

L'utilisation de l'émittance-mètre sur la ligne d'injection du C70XP [142] a permis de mesurer l'influence des paramètres de la ligne d'injection sur l'émittance du faisceau, d'identifier ceux qui ont le plus d'influence sur l'émittance (Annexe 7) et de mesurer la répétabilité de l'émittance du faisceau avec les ions  $\text{H}^-$ .

Les mesures de l'émittance sur la ligne d'injection ont eu lieu entre le 07-01-2021 et le 13-03-2021, répartis sur deux semaines. Cela représente en tout huit jours de manipulations avec une journée utilisée à l'installation, la mise en route de l'émittance-mètre, la vérification du fonctionnement correct de celui-ci [142] et sept journées de prises de données. L'émittance-mètre a été positionné dans la ligne d'injection entre le pulseur et la coupelle de Faraday comme indiqué sur la Figure IV-22 et la Figure

---

<sup>14</sup> Communication interne de F. Poirier.

V-3 afin de mesurer l'espace de phase  $x - x'$ . Les mesures d'émittance ont été réalisées avec un faisceau d'ions  $H^-$  émis par la source Multicusp (II.E.3.b), page 39) et de  $He^{2+}$  émis par la source SUPERNANOGAN ECR (II.E.3.a), page 37). Le faisceau d'ions  $He^{2+}$  a été étudié de manière exploratoire tandis que le faisceau d'ions  $H^-$  a été étudié de manière systématique pour préparer une montée en intensité du faisceau d'ions  $H^-$  dans le futur.

### V.A. Les mesures d'émittance avec le faisceau d'ions $H^-$

Les mesures d'émittance réalisées avec les ions  $H^-$  ont comme objectifs de préparer une montée en intensité de la ligne d'injection en vue d'une augmentation du faisceau de proton utilisé pour la production de radionucléides. Nous avons pris les tirs de  $^{82}Sr$  comme modèle pour travailler la réoptimisation d'un tir de production (II.A, page 11) quand l'intensité est augmentée.

Un tir de production de  $^{82}Sr$  se déroule sur plusieurs jours, en 24/24 et à une intensité moyenne de 140  $\mu A$  en bout de ligne (10% sur le collimateur quatre doigts et 90% sur la cible). La phase d'optimisation à haute intensité du tir de production a été réalisée avec l'assistance des pilotes de l'accélérateur et des intensités allant jusqu'à 510  $\mu A$  sur la sonde radiale (à titre de comparaison, dans les tirs actuels, l'intensité du faisceau est d'environ 170  $\mu A$  sur la sonde radiale). La réoptimisation est présentée dans l'Annexe 8.

Les mesures d'émittance ont montré une modification de la forme de l'émittance du faisceau lié aux modifications des paramètres de réglage de l'accélérateur. Les modifications des paramètres de réglage ont permis de mettre en avant les réglages qui ont un impact majeur sur la position du faisceau, sa divergence et le nombre de zones de densité dans les mesures d'émittance. L'influence des paramètres de réglage est présentée dans l'Annexe 7.

Le nombre élevé de mesures d'émittance avec les ions  $H^-$  (605 mesures) a permis de mettre en place une étude statistique permettant de mettre en évidence les corrélations les plus fortes entre les paramètres du faisceau mesuré par l'émittance-mètre (Courant-Snyder et le centroïde de la bi-gaussienne 2D dans l'espace des phases (II.E.1.e), page 29)).

À l'issue de nos études, une optimisation des paramètres de la ligne d'injection et de la source  $H^-$  est proposée, basée sur les mesures d'émittance et des observations expérimentales. Nos études d'optimisation ont permis de trouver des paramètres permettant de réduire l'émittance à un faisceau rond dans l'espace de phase  $x - x'$  et d'autres permettant de faire apparaître le plus distinctement possible les maximums locaux dans ce même espace. En particulier, un ensemble de techniques reposant sur les paramètres faisceau qui permet la réduction de l'émittance et l'augmentation du courant mesuré sur la sonde radiale est proposé.

Les mesures réalisées permettront aussi d'orienter la conception du futur diagnostic (VII.G, page 193) pour obtenir une meilleure définition de source de particules (VI.A, page 144).

#### V.A.1. Mesure systématique et dénomination des paramètres du faisceau

Une série de mesure de référence est réalisée chaque matin après un temps de chauffe de plusieurs heures de la source Multicusp, des éléments magnétiques de la ligne d'injection et du cyclotron pour tendre vers la stabilité (le cyclotron nécessite plusieurs jours pour se stabiliser). Les mesures de référence permettent de vérifier que la ligne d'injection se trouve dans des conditions expérimentales similaires aux mesures de référence. À partir des mesures, l'émittance est extraite en utilisant un ajustement par une bi-gaussienne 2D, comme décrit dans le Chapitre IV (IV.B.1.a).(3), page 83).

Les mesures de référence sont réalisées avec le faisceau de  $H^-$  en fonction de deux paramètres : le courant d'électron émis par les filaments de la source en mA (S1A [mA]), contrôlé par le paramètre

S1C en ampère, ainsi que la tension du groupeur (BU). Tous les autres paramètres de la ligne d'injection sont fixés à une valeur définie selon l'optimisation établie préalablement (Annexe 8).

La Figure V-1 présente l'émittance mesurée en fonction du courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) avec, comme barres d'erreurs, l'erreur de l'ajustement. Les erreurs de mesures sont incluses dans celle de l'ajustement. Les mesures ont été réalisées sur plusieurs jours (inscrits en légende de la Figure V-1). Sur la Figure V-1, une augmentation de l'émittance est présente jusqu'à la valeur de 46 mm.mrad pour la valeur de S1A [mA] égale 6 mA. Dans l'intervalle S1A [mA]  $\in ]0,6 ; 6,0]$  mA, les valeurs d'émittance mesurées suivent la même tendance quelle que soit la journée de mesure. Les mesures effectuées pour des valeurs plus basses que S1A 0,6 mA montrent des fluctuations.

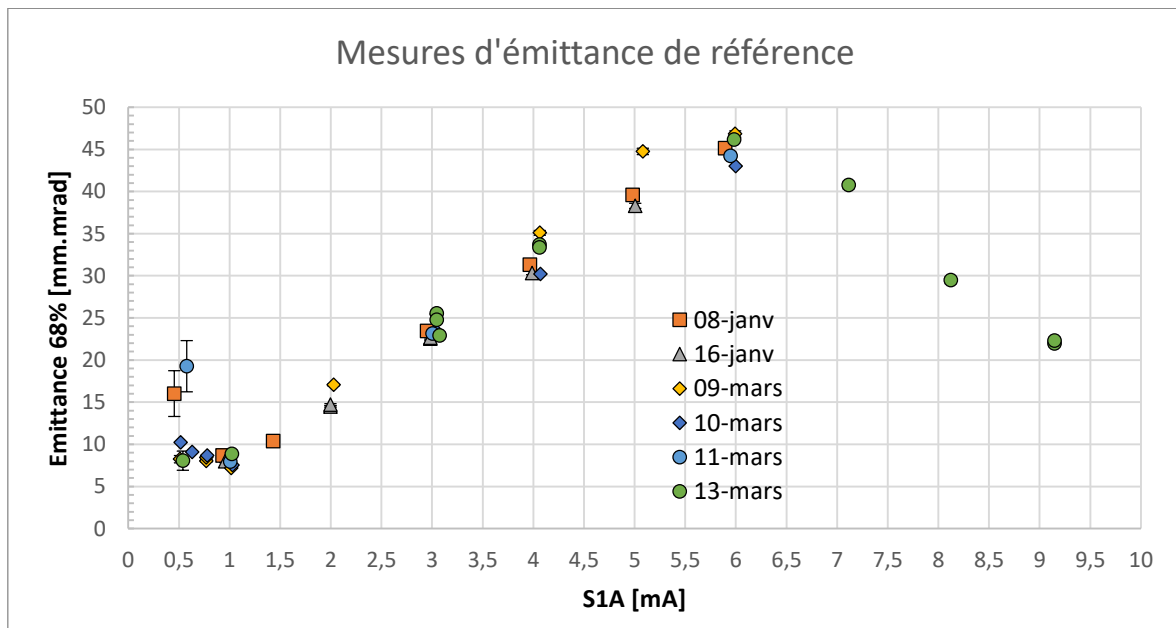


Figure V-1 : mesures d'émittance systématique en début de journée.

Les valeurs mesurées dans la configuration de référence montrent que la machine est dans une configuration similaire chaque début de journée. Les mesures effectuées sont considérées comme faisant partie d'un même ensemble de données. Compte tenu de la répétabilité de notre configuration de départ, les mesures du 7 janvier (sans mesure systématique) sont aussi considérées comme comparables, car le même protocole a été appliqué.

Seules les mesures effectuées avec la fente de 4 mm dans la ligne d'injection le 12 mars 2021 sont exclues de l'analyse (51 mesures), car non comparable à cause de la coupure géométrique réalisée par la fente (cf. Figure V-2).



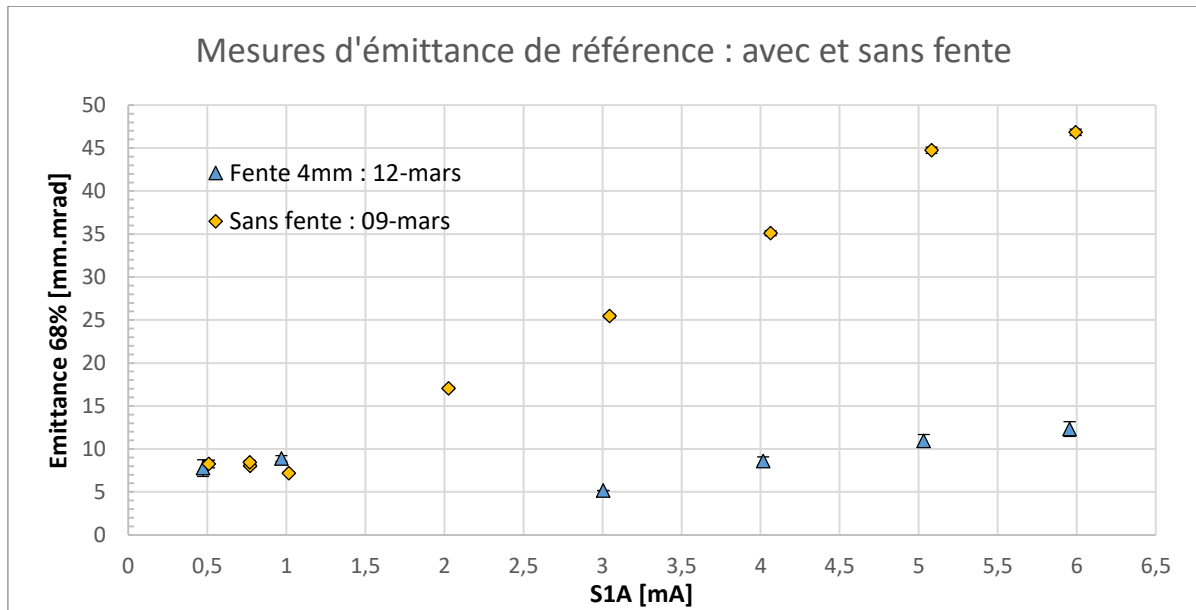


Figure V-2 : mesures de référence avec la fente et sans la fente de 4 mm.

Sur la Figure V-2 sont présentées une mesure de référence (en jaune) et la même mesure avec le collimateur fente de 4 mm (en bleu). Les barres d'erreurs correspondant à l'erreur de l'ajustement sont présentes sur la figure, mais trop faibles pour être visibles.

L'émittance mesurée avec le collimateur fente est réduite en comparaison de l'émittance mesurée sans le collimateur et ne suit pas la même tendance. Sans collimateur, l'émittance va augmenter sur l'intervalle S1A [1,0 ; 5,9] mA, tandis qu'avec le collimateur fente, l'émittance va augmenter à partir de S1A 3,0 mA.

#### V.A.1.a) Les paramètres du faisceau

En plus de l'émittance, l'ajustement de la bi-gaussienne 2D permet d'extraire les paramètres de Courant-Snyder, le centroïde et l'écart-type du faisceau dans l'espace des phases  $x - x'$ . Les écarts-types de la bi-gaussienne 2D sont calculés par la racine carrée du produit de l'émittance avec le paramètre  $\beta_T$  de Courant-Snyder pour l'écart-type selon l'axe  $x$  (équation V-1). L'écart-type selon  $x'$  est calculé par la racine carrée du produit de l'émittance par le paramètre  $\gamma_T$  de Courant-Snyder (équation V-2). Dans les paramètres faisceau, le nombre de maximums locaux est aussi inclus (IV.B.4, page 87).

$$\sigma_{x_p} = \sqrt{\beta_T \cdot \varepsilon_x} \quad V-1$$

$$\sigma_{x'_p} = \sqrt{\gamma_T \cdot \varepsilon_x} \quad V-2$$

Les paramètres faisceau retenus sont choisis pour préparer l'installation d'un futur diagnostic (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193).

Pour la suite de cette partie, une partie des paramètres de faisceau sont renommés selon la dénomination suivante :

- 1 - L'écart-type de la bi-gaussienne 2D selon l'axe  $x$  :  $\sigma_{x_p}$  dans le texte et sur les figures « **SigmaX** ».
- 2 - L'écart-type de la bi-gaussienne 2D selon l'axe  $x'$  :  $\sigma_{x'_p}$  dans le texte et sur les figures « **SigmaX'** ».
- 3 - Le centroïde de la bi-gaussienne 2D selon  $x$  :  $\mu_x$  dans le texte et sur les figures « **MeanX** ».
- 4 - Le centroïde de la bi-gaussienne 2D selon  $x'$  :  $\mu_{x'}$  dans le texte et sur les figures « **MeanX'** ».
- 5 - Le nombre de maximums locaux : « **NumMax** » dans le texte et sur les figures « **NumMaxima** ».

### V.A.1.b) L'influence du réglage de la machine

Les mesures d'émittance sont réalisées systématiquement avec la variation avec un pas défini des champs électriques et magnétiques. Le choix de la taille du pas, de leur nombre et de l'intervalle de mesure est défini pour pouvoir mesurer l'émittance du faisceau sur un intervalle suffisamment large pour avoir le maximum de transmission et les minimums de transmission sur la sonde radiale. Les paramètres de réglages de la ligne d'injection et du cyclotron sur lesquelles sont appliquées les variations des champs magnétiques et électriques sont présentés sur la Figure V-3.

La Figure V-3 représente la ligne d'injection avec ces sources : Multicusp à gauche, SUPERNANOGAN ECR à droite, ainsi que les éléments magnétiques qui la compose.

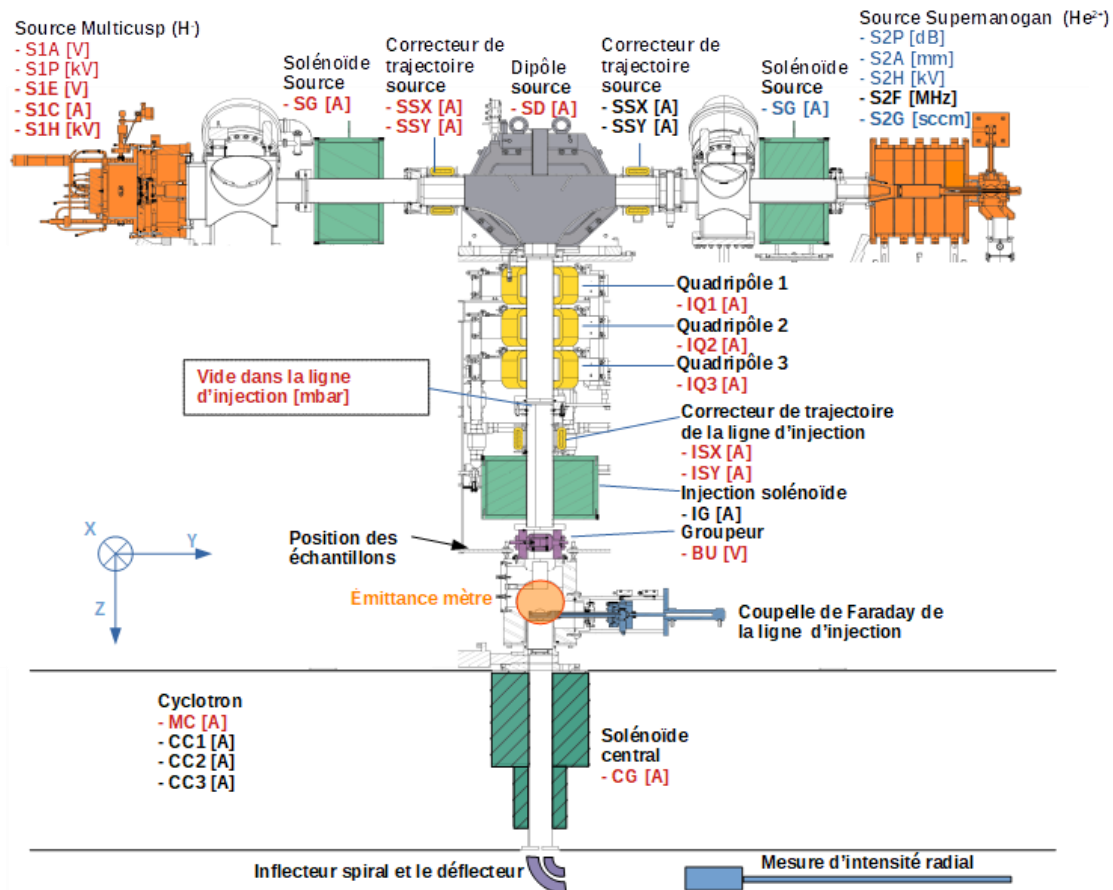


Figure V-3 : liste des paramètres de réglage étudiés : en rouge les paramètres de réglages étudiés avec le faisceau de H<sup>+</sup> et en bleu ceux avec le faisceau d'ions He<sup>2+</sup>, figure adaptée de [85].

Sur la Figure V-3, tous les paramètres de réglage de la ligne d'injection modifiés durant la campagne de mesures sont indiqués en couleur (bleu ou rouge). Les paramètres de réglages écrits en rouge sont les paramètres étudiés avec un faisceau de H<sup>+</sup>. Les paramètres de réglage en bleu sont ceux étudiés avec un faisceau de He<sup>2+</sup>. Les paramètres de réglage en noir sont des réglages non explorés dont les valeurs sont figées. Les paramètres de réglage de la ligne d'injection sont nommés selon leur dénomination technique donnée par le constructeur de l'accélérateur.

Les variations des réglages de la machine peuvent être réalisées individuellement ou collectivement en jouant sur l'intensité des alimentations. Seuls les quadrupôles et les paramètres de la source sont étudiés collectivement. Durant l'expérience, les paramètres de la ligne d'injection sont explorés de façon systématique, en partant de l'optimisation initiale utilisée pour vérifier les conditions expérimentales. Cette optimisation initiale est définie dans l'Annexe 8.

Chaque paramètre de réglage de la machine modifie au moins un paramètre du faisceau d'ions et la plupart des paramètres de réglage vont modifier plusieurs paramètres faisceau, ce qui ne simplifie pas l'emploi des résultats expérimentaux pour une optimisation. Seules les relations linéaires entre les paramètres de réglage sont exploitables (V.A.2.c).

Afin de pouvoir définir les valeurs préférentielles des paramètres faisceau, les mesures d'émission réalisées sont étudiées sous un angle de vue statistique (V.A.3). Notre étude nous a permis de montrer que la plus faible émission et le plus fort taux de transmission mesuré sont trouvés lors de l'étude des réglages de la source Multicusp (V.A.2.b).(1)). Nous avons aussi défini une technique pour augmenter le nombre de densités (défini dans la partie IV.B.4, page 87) qui dépend des réglages de la source Multicusp, ainsi que des quadripôles (V.A.2.c)).

#### **V.A.1.c)      *Récapitulatif de la partie V.A.1***

La comparaison des mesures d'émission aux mesures de référence permet de s'assurer que les conditions initiales sont similaires chaque jour lors du démarrage sur une période de 2 mois. C'est rassurant sur le comportement de l'accélérateur et sur la pertinence des analyses qui ont été réalisées dans le cadre de ce travail.

Nos mesures montrent qu'un paramètre de réglage agit en général sur plusieurs paramètres faisceau ce qui rend l'analyse complexe (l'impact des paramètres de réglages sur les paramètres faisceau est présenté dans l'Annexe 7). Pour identifier les paramètres faisceau permettant l'optimisation de la transmission, les mesures d'émission ont été abordées sous un angle statistique (V.A.3). Cela nous a permis aussi de mettre en place des techniques d'optimisation applicables par un diagnostic assistant aux réglages de la ligne. Pour cela, les données ont été mises en forme pour préparer la mesure avec un futur diagnostic qui est détaillé dans le Chapitre VI et Chapitre VII ( VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193). La mise en forme des données permet de traduire nos mesures en grandeurs mesurables par un diagnostic instrumenté. Ainsi, les paramètres de Courant-Snyder sont transformés en la projection des écarts-types de la bi-gaussienne 2D selon les axes  $x$  et  $x'$  ( $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$ ), le centroïde de la bi-gaussienne 2D est projeté sur les axes  $x$  et  $x'$  pour devenir la position moyenne du faisceau selon ces axes ( $\mu_x$  et  $\mu_x'$ ) et le nombre de maximums locaux est renommé en « NumMax ».

#### **V.A.2.Observation expérimentale entre les paramètres étudiés dans la ligne d'injection et les mesures de l'émission-mètre**

Nos mesures montrent qu'en jouant sur le réglage de la source Multicusp, il est possible de réduire l'émission du faisceau d'ions H<sup>-</sup> et NumMax tout en augmentant le courant mesuré sur la sonde radiale. Ce constat a déjà été observé sur au moins une autre source du type Multicusp [112] et serait lié à la forme du ménisque (voir note de bas de page 40) dans la source [114].

Pour assurer que l'apparition des zones de densité (NumMax) est liée au réglage de la source Multicusp, nous avons fait varier l'intensité des champs électriques et magnétiques en amont de l'émission-mètre. Les variations d'intensité ont été quantifiées via le calcul des écarts-types des courants et tensions retour des éléments magnétiques et électriques durant les mesures d'émission. Le calcul de l'écart-type se base sur les données enregistrées sur le serveur d'archivage (EPICS, III.A.5.a), page 60). L'écart-type des courants et tensions des éléments est constant durant ces mesures d'émission et seul le réglage adéquat de la source permet de modifier le nombre des zones de densité (NumMax).

Nos mesures montrent que le faisceau est divisé en plusieurs zones de densité locale qui sont représentées dans l'analyse comme étant NumMax. En changeant les paramètres de réglage des quadripôles de la ligne d'injection, on peut modifier la valeur de NumMax, car ceux-ci permettent une meilleure séparation des zones de densité dans l'espace de phase  $x - x'$ , donc l'augmentation du

NumMax. L'étude des zones de densité locale et l'étude de la réduction de l'émittance avec la source Multicusp ont été réalisées sur l'intervalle du courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) compris entre 2,9 et 3,1 mA (soit 357 mesures), zone pour laquelle les NumMax sont suffisamment séparés. L'augmentation des NumMax permet de vérifier l'optimisation de la source Multicusp via une mesure avec un futur diagnostic.

Enfin, nos mesures montrent l'impact du solénoïde source (SG) qui va corrélérer les émittances transverses selon un facteur de corrélation qui est fonction de l'intensité le traversant. Les résultats de la mesure d'émittance sont utilisés dans la partie simulation (VI.C, page 160) pour obtenir une définition approchée de l'émittance transverse à la sortie de la source.

#### V.A.2.a) Impact du solénoïde source sur les mesures d'émittance

Les mesures d'émittance réalisées avec des variations du solénoïde source (SG) ont montré des changements de position, d'écart-type, du nombre de maximums locaux et d'émittances dans l'espace de phase  $x - x'$ . La Figure V-4 présente plusieurs mesures d'émittance dans l'espace  $x - x'$  en fonction de la valeur du courant appliquée sur le solénoïde source. La valeur du courant appliquée est indiquée en titre du graphique. L'axe colorimétrique présente une tension qui correspond au courant converti par la carte Femto (Table IV-4, page 95).

L'émittance mesurée avec les variations du solénoïde a pour avantage de présenter plusieurs formes. Le changement de forme est induit à la fois par le changement de la corrélation entre les espaces des phases transverses et la présence de perte de faisceau dans la ligne d'injection.

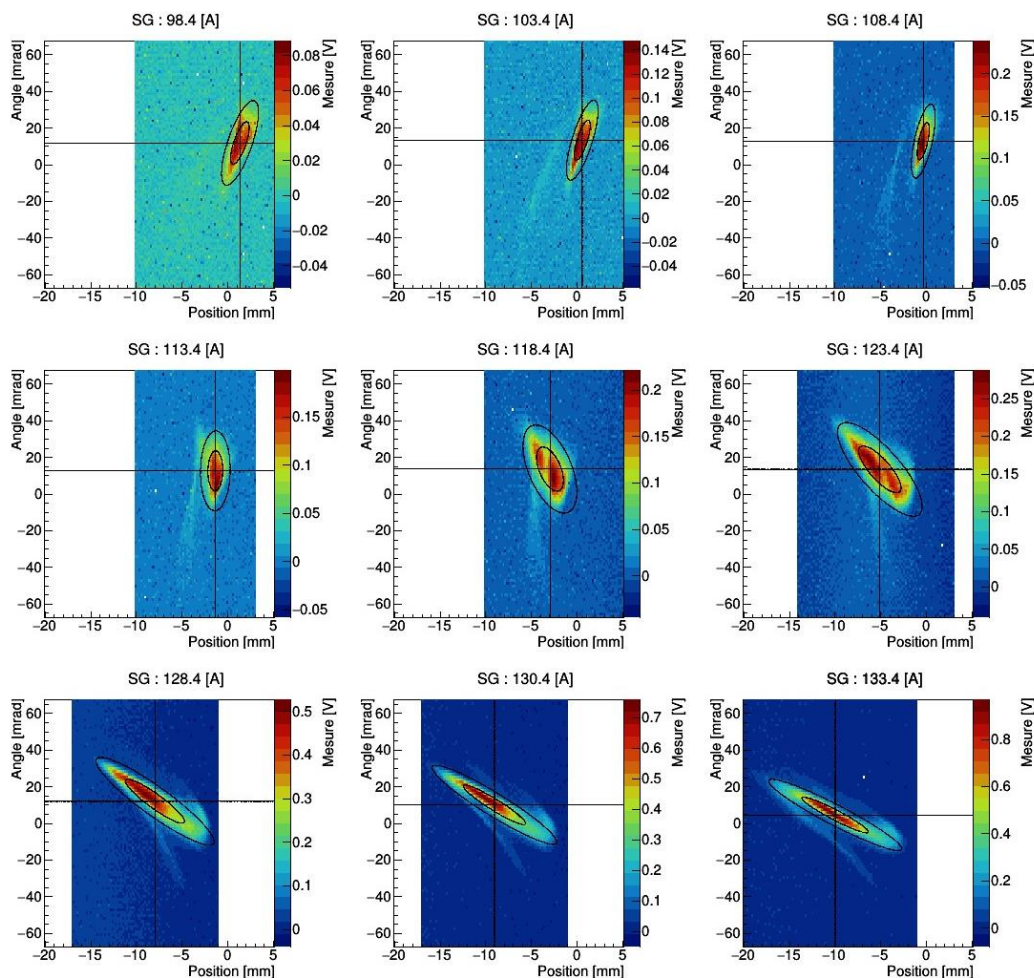


Figure V-4 : exemple de mesures d'émittance réalisées avec des variations du champ magnétique du solénoïde source.

Sur la Figure V-4 sont présentées les mesures d'émittance obtenues en faisant varier l'intensité traversant le solénoïde source (SG) entre 98,4 A à 133,4 A. L'axe des abscisses correspond à la position de la fente d'entrée de l'émittance-mètre. L'axe des ordonnées correspond à la déviation angulaire appliquée par la haute tension dans l'émittance-mètre. L'axe colorimétrique à droite de chaque figure correspond à la valeur de tension mesurée par la ligne d'acquisition. Plus la tension mesurée est importante, plus l'intensité du faisceau est élevée. Enfin, en noir est dessiné le centroïde mesuré durant l'ajustement de la bi-gaussienne 2D, ainsi que les deux ellipses entourant réciproquement 39,35% et 86,45% du signal (Table IV-2, page 84).

Les paramètres faisceau retenus sur les figures d'émittance présentées dans la partie V.A.1.a) sont présentés sur les Figure V-5 à Figure V-7 en fonction du courant circulant dans le solénoïde source (SG). Lors de l'augmentation du courant circulant dans le solénoïde source (SG), le faisceau va augmenter sa dimension transverse selon  $x$  tout en se déplaçant selon le même axe (Figure V-5). En parallèle, l'émittance du faisceau (Figure V-6) varie non linéairement tandis que le nombre de densités passe de 1 à 2. Enfin, l'écart-type et le centroïde du faisceau selon  $x'$  vont rester relativement constants (Figure V-7).

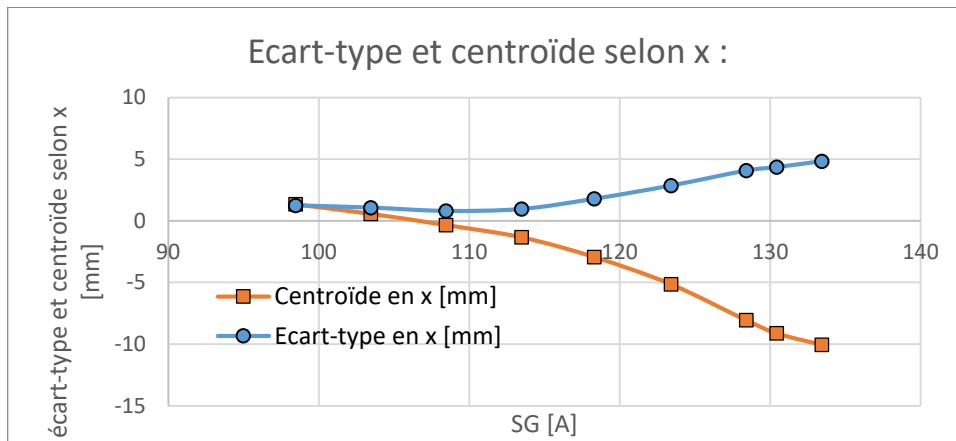


Figure V-5 : évolution de l'écart-type et du centroïde selon  $x$  durant la variation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]).

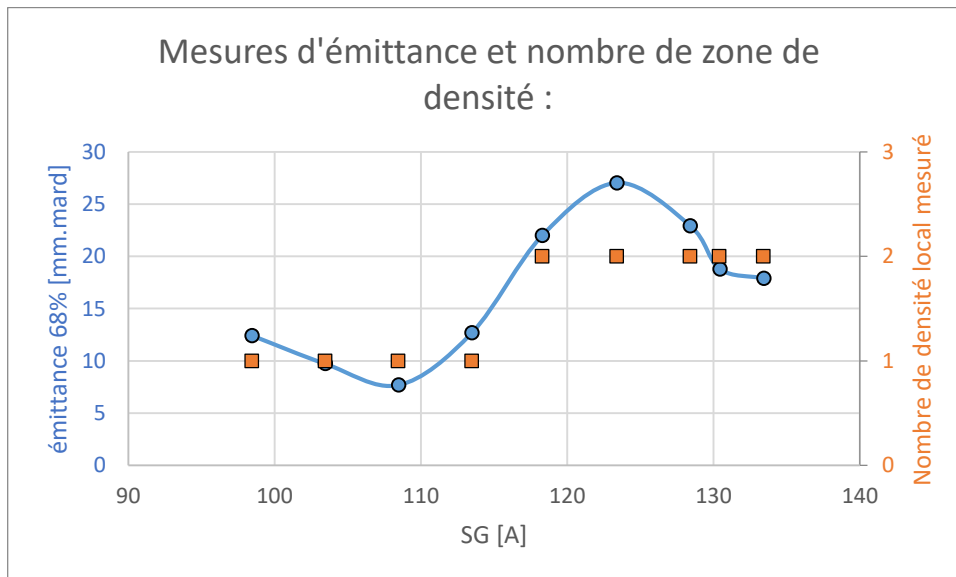


Figure V-6 : évolution de l'émittance et du nombre de zones de densité locale mesuré durant la variation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]).

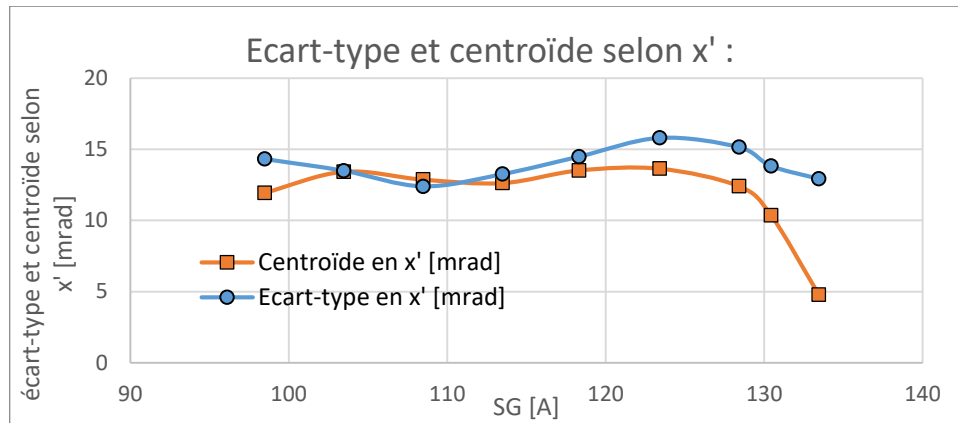


Figure V-7 : évolution de l'écart-type et du centroïde selon  $x'$  durant la variation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]).

Dans la suite de notre étude, les mesures d'émission réalisées entre 113,4 A et 123 A sont sélectionnées pour la comparaison avec la simulation. Par la suite, les mesures d'émission et les graphiques présentant l'évolution des autres paramètres faisceau ne sont plus présentés. Seule une analyse de l'impact des réglages sur les paramètres faisceau est présentée.

#### V.A.2.b) La réduction de l'émission et l'augmentation du courant

Nous allons maintenant nous intéresser aux paramètres de la source qui ont l'impact le plus important pour réduire l'émission et d'augmenter la transmission d'un faisceau de  $H^-$  car le réglage de la source Multicusp est à l'origine des fluctuations les plus importantes de l'émission. À cette fin, nous sommes placés dans le cas où le courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) est compris entre 2,9 et 3,1 mA et avons étudié l'influence des autres paramètres sur l'émission, la transmission,  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  et sur  $\mu_x$  et  $\mu_x'$ . Une vérification expérimentale a été réalisée un an et demi après les mesures d'émission et les résultats obtenus ont été comparés aux résultats obtenus avec l'émission-mètre.

##### V.A.2.b).(1) La source Multicusp

La source Multicusp est contrôlée par six paramètres de réglage : le débit de gaz en sccm<sup>15</sup> (réglage à la main), le courant d'électron émis par les filaments de la source (S1C [A]), la tension d'accélération des électrons (S1A [V]), la tension totale d'extraction (S1H [kV]), la tension du suppresseur d'électron (S1E [V]) et la tension d'extraction (S1P [kV]). Les quatre derniers paramètres sont explorés de façon collective et de façon systématique (Annexe 7.A). C'est lors de l'exploration des paramètres de façon collective que la plus haute mesure de courant sur la sonde radiale à S1A [mA] e [2,9 ;3,1] mA a été obtenue avec une mesure d'un faisceau supérieur à 260  $\mu A$  pour un seul maximum local présent sur la figure d'émission (maximum local présent sur la Figure V-31)). La génération d'une seule zone de densité se rapproche des résultats de la simulation initiale de la ligne d'injection [80] et c'est l'intensité la plus élevée obtenue expérimentalement à cette valeur de S1A [mA].

Le détail de l'influence des quatre derniers paramètres sur les caractéristiques mesurées du faisceau est présenté ci-dessous :

##### V.A.2.b).(1).(a) La tension d'accélération des électrons

S1A [V] est le paramètre de réglage contrôlant la tension d'accélération des électrons dans la source Multicusp (Figure II-32, page 41). Le paramètre de réglage est étudié de 80V à 120V, ce qui est

<sup>15</sup> Sccm : "Standard Cubic Centimetres per Minute", soit le débit de gaz (nombre de cm<sup>3</sup>/minutes) dans condition de pression normale (10<sup>5</sup> Pa) [172] et de température normale (273.15 K) [171].



au-delà de la plage de fonctionnement habituelle qui se situe entre 118 V et 120 V. La tension d'accélération des électrons a peu d'influence sur les paramètres du faisceau. Seule une corrélation positive entre le courant sur la sonde radiale et la valeur du paramètre a été mise en évidence.

#### V.A.2.b).(1).(b) La tension totale d'extraction

Le paramètre de réglage S1H [kV] correspond à la tension totale d'extraction perçue par les particules (Figure II-32, page 41). Ce paramètre de réglage est étudié entre 40,2 kV et 41,4 kV, là encore au-delà de sa plage de variation habituelle (variation de 0,1 kV centré sur 40,4 kV), la valeur de ce paramètre de réglage peut être traduite en l'énergie des particules extraite de la source. Ce paramètre a une influence non négligeable sur  $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}$ ,  $\mu_x$ ,  $\mu_x$ , sur l'émittance du faisceau, sur le NumMax et sur la mesure du courant sur la sonde radiale. La baisse du courant mesurée par la sonde radiale peut être expliquée par le déplacement de  $\mu_x$  et  $\mu_x$ . Ce déplacement provoque un désalignement vis-à-vis de la trajectoire optimale (défini dans la partie V.A.3.f), générant des pertes de particules dans la ligne. La non-réadaptation des tensions de l'infecteur et du déflecteur électrostatique en fin de la ligne d'injection peut aussi en être la cause.

#### V.A.2.b).(1).(c) La tension du supprimeur d'électron

Le paramètre de réglage S1E [V] correspond à la tension du supprimeur d'électron au sein de la source (Figure II-32, page 41). Ce paramètre de réglage est étudié entre 0,5 V et 2,7 V, soit un intervalle de mesure aussi large que l'intervalle opérationnel habituel. La variation de la tension du supprimeur d'électron s'accompagne d'une variation des courants mesurés dans la source (surtout S1P [mA]R), d'une variation du NumMax, d'une variation du courant mesuré sur la sonde radiale et surtout d'une variation de  $\mu_x$ .

#### V.A.2.b).(1).(d) La tension d'extraction

Le paramètre de réglage S1P [kV] correspond à la tension d'extraction des ions (Figure II-32, page 41). Ce paramètre de réglage est étudié entre 2,76 kV et 4,50 kV, soit un intervalle de mesure équivalent à l'intervalle opérationnel habituel. La variation de celui-ci a une influence sur  $\mu_x$  et  $\mu_x$ ,  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}$ , le NumMax, l'émittance et la valeur de courant sur la sonde radiale.

#### V.A.2.b).(1).(e) Récapitulatif de la partie V.A.2.b).(1)

Chaque paramètre de la source a une influence sur le faisceau, sur les courants mesurés dans la source et sur la sonde radiale. L'influence principale de chaque paramètre sur l'émittance mesurée est présentée ci-dessous :

- La tension d'accélération des électrons joue principalement sur l'intensité délivrée par la source.
- La tension d'extraction joue principalement sur l'émittance du faisceau,  $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}$ ,  $\mu_x$ ,  $\mu_x$ , le NumMax et le courant mesuré sur la sonde radiale.
- La tension du supprimeur d'électron joue principalement sur les courants mesurés dans la source,  $\mu_x$ , le NumMax et le courant mesuré sur la sonde radiale.
- La tension totale d'extraction joue principalement sur la dimension transverse du faisceau ( $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}$ ) et sa position moyenne ( $\mu_x$ ,  $\mu_x$ ), ainsi que le courant mesuré sur la sonde radiale.

En combinant toutes ces observations, le faisceau le plus intense sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R) positionnée à 150 mm du centre du cyclotron a été obtenu en fixant la tension totale d'extraction à 40,15 kV (S1H), la tension du supprimeur d'électron à 2,38 V (S1E), la tension d'extraction à 3,4 kV (S1P) et la tension d'accélération des électrons à 119,86 V (S1A). Sur la sonde radiale, 277  $\mu$ A ont été obtenus à un courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) égale à 3,0 mA. Ce faisceau n'a qu'un seul maximum local et une émittance inférieure à 10 mm.mrad.

Les valeurs de réglages obtenues sont différentes des valeurs de réglage opérationnel employées habituellement (Annexe 8). Les tensions S1P et S1H sont réduites et les tensions S1E et S1A sont augmentées. Initialement, S1H est à 40,4 kV, S1P à 4,26 kV, S1E à 1,69V et S1A à 118,1 V. L'émittance obtenue avec ces réglages est initialement comprise dans l'intervalle [22 ; 26] mm.mrad et avec deux ou trois zones de densité locales. Avec ses réglages, un courant maximal sur la sonde radiale est mesuré à 263  $\mu$ A, soit une différence entre les deux cas de 14  $\mu$ A ou de 5%.

Sur la Figure V-8, on peut voir à gauche la mesure d'émittance selon la feuille de réglages opérationnels (Annexe 8) et à droite l'optimisation obtenue suite à notre étude avec l'émittance-mètre. Les deux mesures d'émittances sont constituées des mêmes axes que sur la Figure V-4 et des ellipses noires correspondent aux contours à 1 et 2 sigma. Les croix présentes sur la Figure V-8 sont les points de référence pour les paramètres de Courant-Snyder (voir II.E.1.e), page 29).

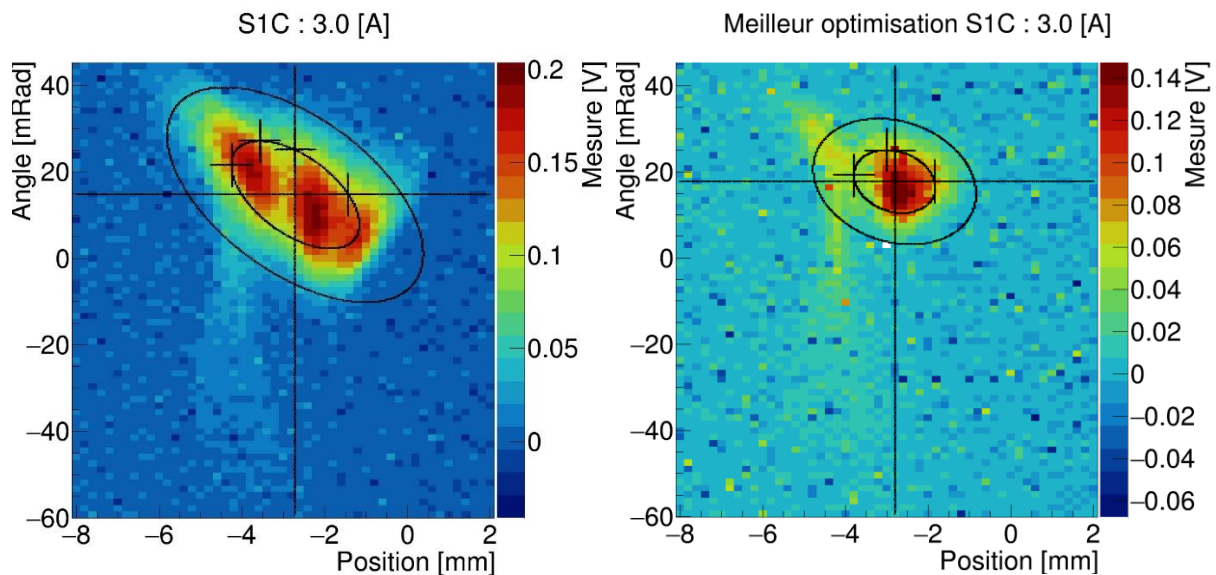


Figure V-8 : mesure d'émittance  $x - x'$  selon les réglages opérationnels à gauche et optimisés à droite.

On voit sur la figure de gauche trois zones de densité contrairement à l'optimisation de droite qui n'en contient qu'une seule. De plus, l'émittance est divisée par un facteur 2 après optimisation. Pendant ces mesures, nous avons vérifié que les fluctuations des différentes alimentations en tension et courant des éléments de la ligne d'injection étaient identiques. Cela nous permet de considérer la stabilité des fluctuations entre ces deux cas de figure, et permet d'émettre l'hypothèse que les réglages de la source sont à l'origine de la réduction d'émittance et de l'augmentation du courant mesuré. L'impact des fluctuations des alimentations sur la figure d'émittance est étudié dans la partie VI.B, page 159.

Lors d'optimisations à une intensité d'électron émis par les filaments de la source (paramètre consigne : S1C [A] = 4,0 et 5,0 A), le courant est maximal sur la sonde radiale lorsque l'enveloppe calculée de l'émittance est de plus faible valeur et la distribution est quasiment gaussienne dans l'espace de phase  $x - x'$ , révélé par le résultat  $\chi^2/NDF$  de l'ajustement (Table V-1) qui réduit. Cette observation indique la forme du faisceau (ici, zone de densité unique) à atteindre, par des réglages, pour maximiser la transmission du faisceau jusqu'à la sonde radiale à 150 mm.



Table V-1 : table des courants mesurés à S1C 4,0 et 5,0 A, en fonction du  $\chi^2/NDF$ , de l'émittance et du courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm (RP).

S1C [A]	Optimisation	Émittance [mm.mrad]	RP [ $\mu$ A]	$\chi^2/NDF$
4,0	Mesure de référence	35,0	269,3	$3,48.10^{-4}$
4,0	Optimisation	30,2	304,3	$2,91.10^{-4}$
5,0	Mesure de référence	44,7	288,2	$4,68.10^{-4}$
5,0	Optimisation	14,5	421,8	$3,7.10^{-4}$

#### V.A.2.b).(2)Vérification des paramètres de réglage de la source Multicusp

Les paramètres de réglage qui ont mené à la meilleure optimisation trouvée à S1C égale à 3,0 A (V.A.2.b).(1).(e)) de la source Multicusp ont été réutilisées plusieurs mois après le démontage de l'émittance-mètre. Il s'agissait de vérifier que les paramètres de réglage trouvés menaient bien au même faisceau avec un courant sur la sonde radiale attendue équivalent à ce qui a été mesuré. Lors du test, l'application des paramètres de réglage n'a pas mené aux mêmes valeurs de courant mesuré sur la sonde radiale : un courant inférieur a été obtenu.

Ce résultat semble s'expliquer par une différence dans les courants mesurés sur le supprimeur d'électrons (S1E [mA]) et par le générateur de la haute tension d'extraction de la source (S1P [mA]). Pour vérifier cette hypothèse, nous avons étudié les données mesurées durant la campagne avec l'émittance-mètre (V.A.2.b).(2).(a)) puis une vérification expérimentale a été réalisée via la mesure du courant sur la sonde radiale (V.A.2.b).(2).(b)) en fonction des courants mesurés sur le supprimeur d'électrons et sur la tension d'extraction. Ce type de phénomène a été identifié sur la source Multicusp D-Pace de TRIUMF [112], où les courants de deux éléments (courant d'électron sortant de la source et courant déposé sur une électrode de masse) ont été mesurés montrant une évolution qui est fonction des réglages de la source qui se traduit aussi par une évolution de l'émittance du faisceau sortant de la source.

#### V.A.2.b).(2).(a) Les courants mesurés durant la campagne avec l'émittance-mètre

Durant la campagne de mesure expérimentale avec l'émittance-mètre, nous avons fait varier l'alimentation du supprimeur d'électron (S1E [V]) et l'alimentation de la tension d'extraction (S1P [kV]) de la source Multicusp afin de mesurer leur impact sur le courant mesuré à 150mm (RP [ $\mu$ A]R) sur la sonde radiale. La Figure V-9 présente l'évolution du courant mesuré sur la sonde radiale en fonction des autres courants de la source (S1E [mA] et S1P [mA]). L'axe des abscisses correspond au courant mesuré par la tension d'extraction de la source (S1P [mA]) et l'axe des ordonnées correspond au courant mesuré par l'alimentation du supprimeur d'électron (S1E [mA]) tandis que l'axe colorimétrique correspond au courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm (RP [ $\mu$ A]). Les points de mesure sont répartis le long d'une courbe allant de l'angle supérieur gauche à l'angle inférieur droit. La plus grande partie des mesures sont réalisées selon une seule optimisation de la source, ce qui mène à l'agglomération de points sur la figure entre 15 et 20 mA sur S1P.

Lorsque le courant mesuré par la sonde radiale est recherché comme maximal (en rouge et en rouge foncé), plusieurs points ressortent des données. Les points semblent être concentrés dans une région correspondant à une valeur de S1P [mA]R comprise entre 4 et 10 mA et à S1E [mA]R compris entre 0,005 et 0,02 mA (présenté ci-dessous). Ces points sont obtenus en réalisant une optimisation des paramètres de la source (S1E, S1P et S1H), tout en conservant l'optimisation initiale de la ligne d'injection (Annexe 8).

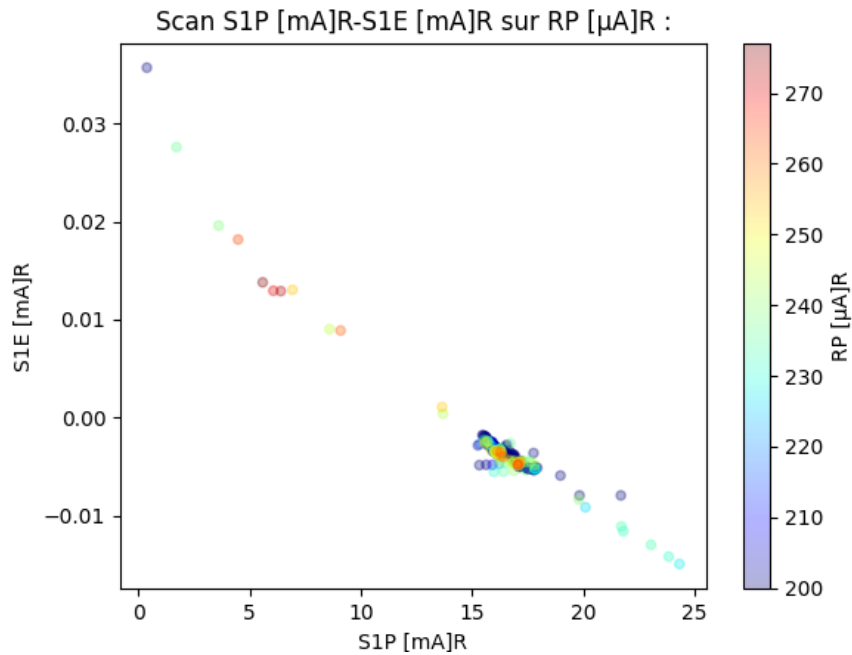


Figure V-9 : la mesure du courant sur la sonde radiale à 150 mm (noté  $RP [\mu A]R$ ) en fonction des courants mesurés dans la source, sur la tension d'extraction (noté  $S1P [mA]R$ ) et sur le supprimeur d'électron (noté  $S1E [mA]R$ ).

Cette région correspond à une région avec un à trois NumMax comme montrée sur la Figure V-10 et pour laquelle l'émittance évolue de 5 à 25 mm.mrad, comme montré sur la Figure V-11.

La Figure V-10 et la Figure V-11 présentent les mêmes données, mais avec des axes colorimétriques distincts. Sur la Figure V-10, l'axe colorimétrique correspond au nombre de maximums locaux tandis que sur la Figure V-11, c'est l'émittance associée qui est représentée sur l'axe colorimétrique. Pour réduire le nombre de densités et l'émittance, le plus simple est de se concentrer sur les valeurs maximales du courant mesuré sur la sonde radiale.

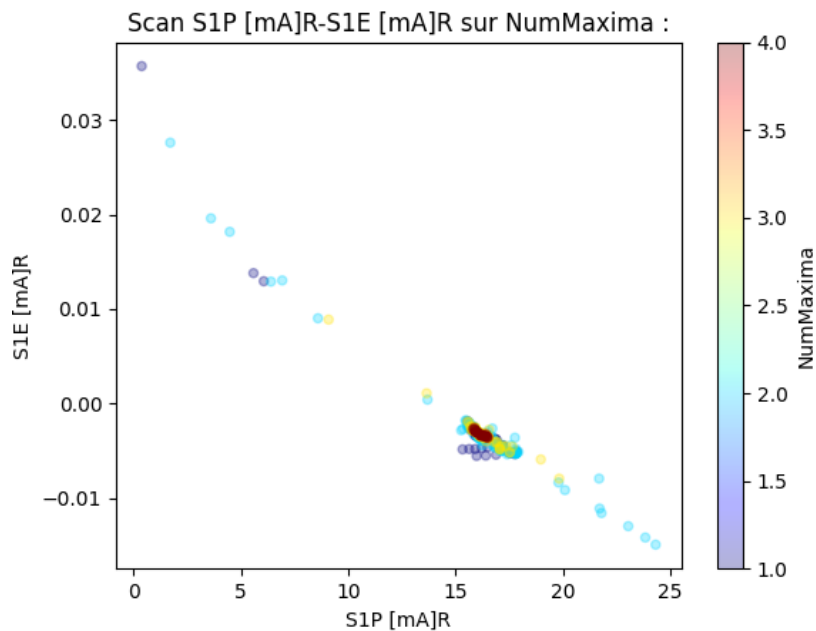


Figure V-10 : nombre de maximums locaux ( $NumMax$ ) en fonction des courants mesurés dans la source, sur la tension d'extraction (noté  $S1P [mA]R$ ) et sur le supprimeur d'électron (noté  $S1E [mA]R$ ).

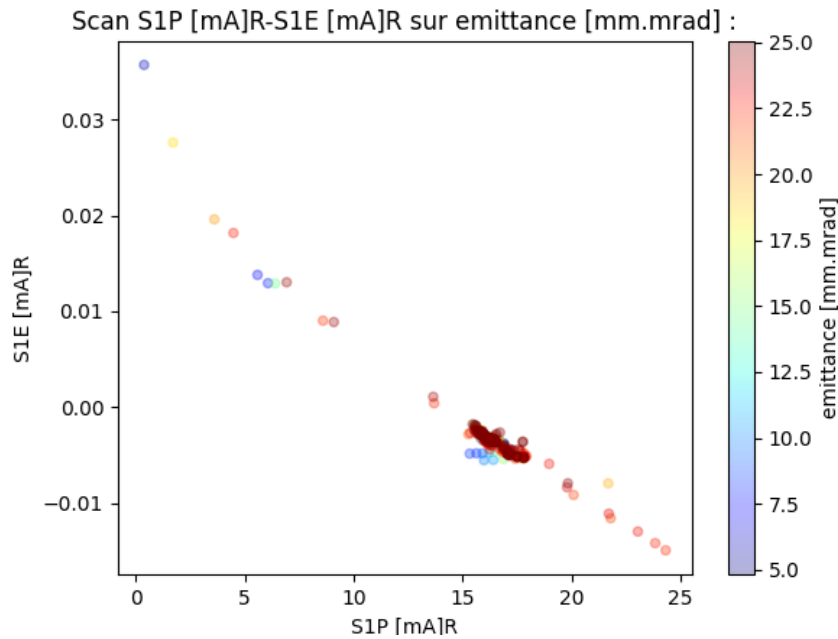


Figure V-11 : l'émission mesurée (68%) en fonction des courants mesurés dans la source, sur la tension d'extraction (noté S1P [mA]R) et sur le suppresseur d'électron (noté S1E [mA]R).

Dans la région correspondant à S1P [mA] comprise entre 4 et 10 mA et à S1E [mA] compris entre 0,005 et 0,02 mA, on trouve à la fois un nombre de densités et une émission minimales. Cependant, compte tenu de la faible statistique, il semble prudent de faire une vérification expérimentale de confirmation de la relation entre les courants mesurés dans la source et sur la sonde radiale.

#### V.A.2.b).(2).(b) Vérification expérimentale

Un an après les mesures avec l'émission-mètre, nous avons repris des mesures pour vérifier la présence de la région d'intérêt précédemment trouvée et en particulier l'influence de la variation de la tension du suppresseur d'électron (S1E [V]) et de la tension d'extraction (S1P [kV]) avec un courant d'électron émit par les filaments (S1A [mA]) e [2,9 ;3,1] mA.

Sur la Figure V-12, le courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm est présenté en fonction du courant mesuré par l'alimentation du suppresseur d'électron (S1E [mA]) et par l'alimentation de la tension d'extraction (S1P [mA]). L'amplitude de mesure est augmentée selon S1E [mA] jusqu'à 0,071 mA en comparaison de 0,035 durant la campagne de mesure avec l'émission-mètre. Sur la Figure V-12, une région de plus forte intensité (en rouge et rouge foncé) sur la sonde radiale est présente correspondant à une région favorable à la transmission entre la source et la sonde radiale. Cette région se situe entre 4 et 15 mA selon S1P [mA] et entre 0 et 0,03 mA selon S1E [mA].

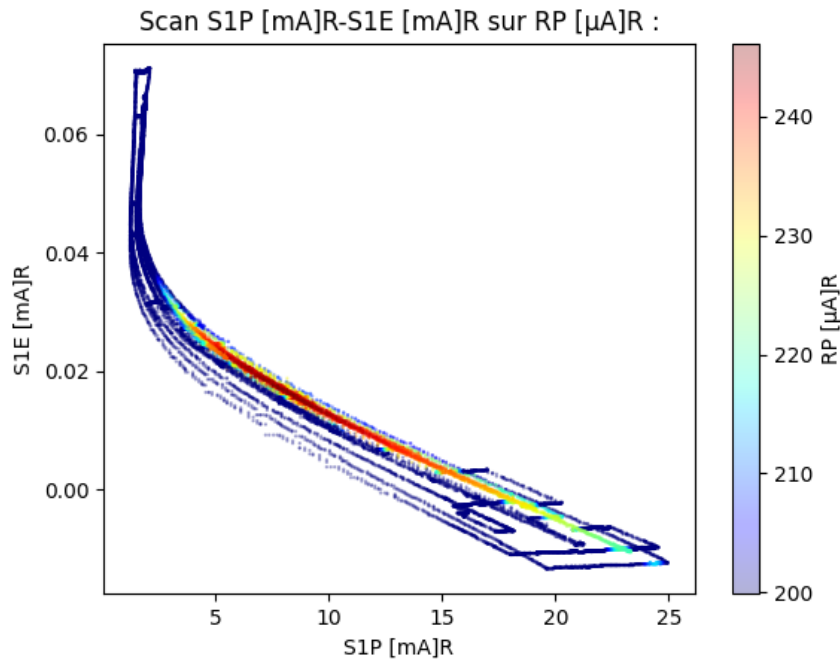


Figure V-12 : mesure du courant sur la sonde radiale à 150 mm avec une valeur de  $S1A$  [mA] e [2,9 ;3,1] mA (le 16 décembre 2022), en fonction des courants mesurés dans la source, sur l'élément supportant la tension d'extraction (noté  $S1P$  [mA]R) et sur l'élément supportant la tension du supprimeur d'électron (noté  $S1E$  [mA]R).

Elle est plus étendue que celle mesurée avec l'émittance-mètre sur la Figure V-9, mais en adéquation avec la région préférentielle trouvée lors des tests avec l'émittance-mètre. Ces mesures confirment la dépendance entre la valeur de  $S1E$  [mA],  $S1P$  [mA] et  $RP$  [ $\mu$ A] même si un déplacement du maximum de transmission est à noter selon l'axe des abscisses (décalage mesuré d'environ 4 mA). Ce décalage peut être causé par l'optimisation de la ligne d'injection ou les maintenances qui ont eu lieu sur la ligne d'injection entre la période des mesures avec l'émittance-mètre et cette nouvelle campagne de mesure.

Pour faire évoluer la transmission du faisceau sur la sonde radiale, les paramètres  $S1P$  [kV] et  $S1E$  [V] doivent être optimisés. Pour modifier le courant mesuré sur les alimentations de tension  $S1P$  et  $S1E$ , la variation des tensions  $S1E$  [V] et  $S1P$  [kV] est nécessaire. La Figure V-13 présente l'évolution des courants  $S1E$  [mA]R et  $S1P$  [mA]R en fonction de la variation des tensions  $S1E$  [V]R et  $S1P$  [kV]R. La figure de gauche montre qu'une augmentation de la tension  $S1E$  [V]R (axe colorimétrique) correspond à une diminution du courant mesuré sur  $S1P$  [mA] et une augmentation du courant sur  $S1E$  [mA]. La figure de droite montre qu'une augmentation de la tension  $S1P$  [kV]R (axe colorimétrique) correspond à une augmentation du courant sur  $S1P$  [mA] et une faible modification du courant mesuré sur la  $S1E$  [mA].

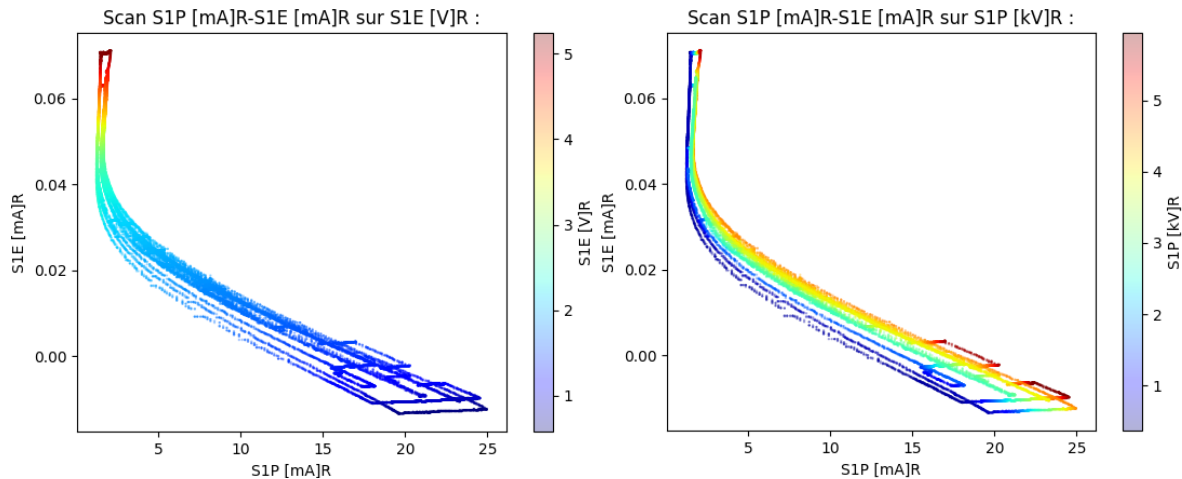


Figure V-13 : influence des paramètres S1E [V]R et S1P [kV]R sur les courants S1E [mA]R et S1P [mA]R.

Un complément d'information sur la relation entre ces courants pour d'autres valeurs de S1A est présenté dans l'Annexe 9. Ce complément d'information montre que grâce à la linéarité des courants mesurés dans la source en fonction de l'intensité du courant injecté dans la source, il est possible d'optimiser la source en utilisant les courants mesurés à d'autres valeurs de S1A (2 et 4 mA).

#### V.A.2.b).(2).(c) Optimisation de la source

L'étude réalisée avec l'émittance-mètre pour réduire l'émittance du faisceau d'ions  $H^-$  et n'avoir plus qu'une seule zone de densité dans l'espace  $x - x'$  montre aussi que cette étude tant à augmenter le courant transmis dans la ligne d'injection via une optimisant la source (V.A.2.b).(2).(a)). Les courants mesurés un an plus tard permettent d'obtenir un comportement équivalent avec un décalage en courant de 4 mA sur S1P. Les courants mesurés dans la source Multicusp sont donc des indicateurs d'optimisation de la source. Des observations similaires sont présentes sur au moins une autre source Multicusp [112], dans laquelle les courants mesurés sont des indicateurs de l'optimisation de la source et sont corrélés à son émittance.

En conclusion, pour parvenir à une optimisation reproductible dans le temps, il faut étudier le courant mesuré par les générateurs de tension du supprimeur d'électron et la tension d'extraction dans la source Multicusp. Pour s'assurer que l'optimisation de la source obtenue tend vers un faisceau ne possédant qu'une seule densité locale et n'est pas dépendante des réglages de la ligne d'injection, un diagnostic dans la ligne d'injection est nécessaire (VI.C.2.b), page 165).

#### V.A.2.c) Étude des paramètres menant à plusieurs maximums locaux

Certains des paramètres de réglage de la ligne d'injection ont comme conséquence de mener à plusieurs densités locales. Avec l'optimisation de référence, la source Multicusp se trouve dans une configuration de réglage où de multiples zones de densité sont produites. Un exemple est présenté sur la Figure V-8 à gauche où trois zones de densité sont présentes.

Dans l'analyse, la présence de densités locales se traduit par l'augmentation du NumMax. Les paramètres de réglages permettant de jouer sur NumMax sont les quadripôles de la ligne d'injection (Q1 [A], Q2 [A] et Q3 [A]) pour lesquels des maximums locaux apparaissent lorsque  $\sigma_{xp}$  augmente. Les quadripôles ne sont pas les seuls paramètres de réglage qui vont permettre l'apparition de plusieurs densités locales, mais ce sont les seuls paramètres qui ont permis d'observer l'apparition de quatre maximum locaux.

Ces informations sont utiles dans le cas de figure où il est recherché à écarter au maximum un ou des maximums locaux sur l'axe  $x$ . L'écartement des maximums locaux permet de vérifier l'optimisation de la source Multicusp et permet aussi de réaliser des coupures géométriques avec un dispositif (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193).

Il existe plusieurs configurations des quadripôles qui permettent d'avoir un NumMax égal à quatre. De façon générale voici comment les quadripôles agissent sur les distributions selon  $x$  :

- Le premier quadripôle (Q1) : augmente la dispersion du faisceau selon  $x$  ( $\sigma_{xp}$ ) lorsque la valeur du paramètre de réglage diminue, donc augmente le nombre de maximums locaux.
- Le second quadripôle (Q2) : augmente la dispersion du faisceau selon  $x$  ( $\sigma_{xp}$ ) lorsque la valeur du paramètre de réglage augmente, donc augmente le nombre de maximums locaux.
- Le troisième quadripôle (Q3) : augmente la dispersion du faisceau selon  $x$  ( $\sigma_{xp}$ ) lorsque la valeur du paramètre de réglage diminue, donc augmente le nombre de maximums locaux.

Une influence réduite des quadripôles est observée sur  $\sigma_{xp}'$  (variation de 4-5 mrad maximum) et sur  $\mu_x'$  (5 mrad maximum). Seule l'influence des quadripôles sur l'axe  $x$  est notable ( $\mu_x$ ,  $\sigma_{xp}$ ) dans les mesures d'émittance.

De façon plus précise, ces maximums locaux se manifestent lorsque certaines valeurs des quadripôles sont appliquées (voir Figure V-14 à Figure V-16). En dehors de ces valeurs, il y a une séparation dans l'espace de phase moins nette ou un recouvrement des maximums locaux entre eux.

Il existe des relations linéaires entre les paramètres de réglage des quadripôles de la ligne d'injection qui sont utiles pour l'étude du faisceau avec un futur diagnostique (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193). Les relations linéaires sont présentes, car les paramètres de réglage des quadripôles et le faisceau se situent dans un régime linéaire. Le régime linéaire est présent, car les variations appliquées aux paramètres de réglage des quadripôles ne sont pas suffisantes pour se rapprocher des minimums et maximums locaux. Dans le cas présent, les minimums et maximums locaux représentent les paramètres faisceaux minimaux et maximaux.

Avec les relations linéaires, les paramètres de la ligne d'injection peuvent être modulés, sans changer l'émittance du faisceau dans l'espace  $x - x'$ . Opérationnellement, si les maximums locaux sont recherchés, alors la ligne d'injection et la source seront réglées dans des conditions similaires à celle employée durant les mesures d'émittance. Dans ces conditions, les relations suivantes entre les quadripôles sont utiles.

#### V.A.2.c).(1) Relation linéaire entre les paramètres de réglage du premier et du second quadripôle.

Entre les paramètres de réglage du premier (Q1 [A]) et du second quadripôle (Q2 [A]), il existe une relation linéaire qui permet de compenser l'action du premier quadripôle par le second dans l'espace  $x - x'$ . Quatre mesures identiques pour illustrer la relation linéaire sont présentées sur la Figure V-14 qui montre des mesures d'émittance réalisées avec des réglages distincts entre les deux premiers quadripôles de la ligne d'injection. En abscisse, il y a les positions mesurées et en ordonnée l'angle de déviation associé. L'axe colorimétrique représente le courant mesuré en chaque point par la carte Femto convertie en une tension (Table IV-4, page 95).

Les quatre figures présentées se ressemblent malgré les changements des paramètres de réglage des deux premiers quadripôles (indiqué dans le titre des figures). Cette ressemblance est induite par la relation linéaire ( $ax + b$ ) entre les deux premiers quadripôles. En effet, une augmentation du courant dans le premier quadripôle est compensée par une réduction du courant dans le second quadripôle par

un facteur de 0,6 ( $a = 0,6$ ). La compensation entre les deux premiers quadripôles permet d'avoir le même faisceau mesuré par l'émittance-mètre et la même intensité sur la sonde radiale.

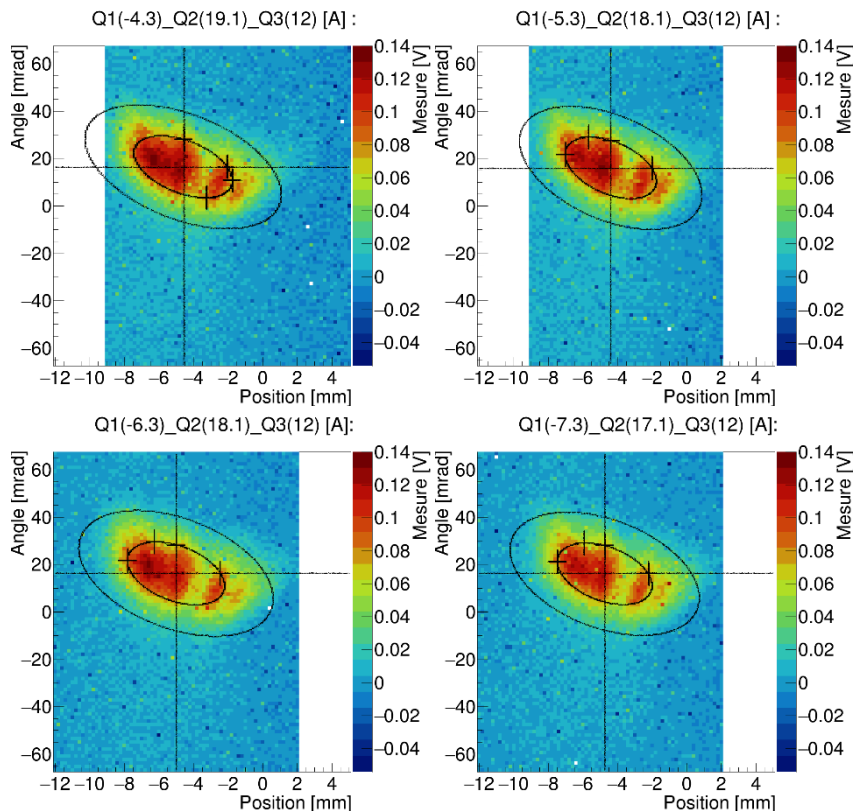


Figure V-14 : quatre mesures mettant en évidence quatre maximum locaux, présents dans les mesures d'émittance. Les ellipses, présentes sur les figures, symbolisent l'emplacement et la taille de l'ajustement bi-gaussien 2D réalisés sur les données.

Dans cette relation, la compensation du premier quadripôle avec le second quadripôle permet de conserver la définition du faisceau dans l'espace des phases  $x - x'$ . La transmission du faisceau reste inchangée.

#### V.A.2.c).(2) Relation linéaire entre le paramètre de réglage du premier et du troisième quadripôle

Il existe aussi une relation linéaire entre les paramètres de réglage du premier quadripôle (Q1 [A]) et du troisième quadripôle (Q3 [A]). La Figure V-15 présente les mesures d'émittance pour différentes valeurs de courant dans les trois quadripôles (Q1 [A], Q2 [A] et Q3 [A]). Ces mesures sont effectuées dans l'espace des phases  $x - x'$  et le courant mesuré par l'émittance-mètre est converti en tension par une carte Femto (axe colorimétrique) (Table IV-4, page 95). Entre les quatre figures qui composent la Figure V-15 il y a peu de variation de l'émittance (34-35 mm.mrad), d'angle ( $\mu_{x'}$   $\in$  [14,5 ; 15] mrad) et de la taille du faisceau dans l'espace de phase ( $\sigma_{xp}$   $\in$  [2,5 ; 2,9] mm et  $\sigma_{xp'}$   $\in$  [14,4 ; 14,9] mrad). Seule la position moyenne du faisceau selon  $x$  évolue en fonction des paramètres de réglage ( $\mu_x$   $\in$  [-3,7 ; 4] mm). Cette relation s'explique par la compensation du réglage du 1<sup>er</sup> quadripôle par le 3<sup>e</sup> quadripôle lorsque leur champ magnétique augmente conjointement. Entre les deux paramètres de réglage, il existe un facteur de 1,0.

Pour autant, cela s'accompagne d'un changement dans la transmission du faisceau jusqu'à la sonde radiale, allant de 50 e $\mu$ A à 250 e $\mu$ A (S1A [mA]  $\in$  [2,9 ; 3,1] mA). Cette évolution dans la transmission du faisceau peu s'explique par l'évolution de l'angle des distributions associées aux maximums locaux. Lorsque le paramètre Q1 [A] augmente (de -8,3 A vers -5,3 A) et que Q3 [A] diminue (de 15 A vers 12 A), l'angle des distributions associé aux maximums locaux passe d'un état convergent



vers un état divergent, sans affecter l'émittance globale. Cet exemple montre la limitation d'un ajustement bi-gaussien 2D général, car l'information de l'évolution des distributions associées à chaque maximum local est perdue.

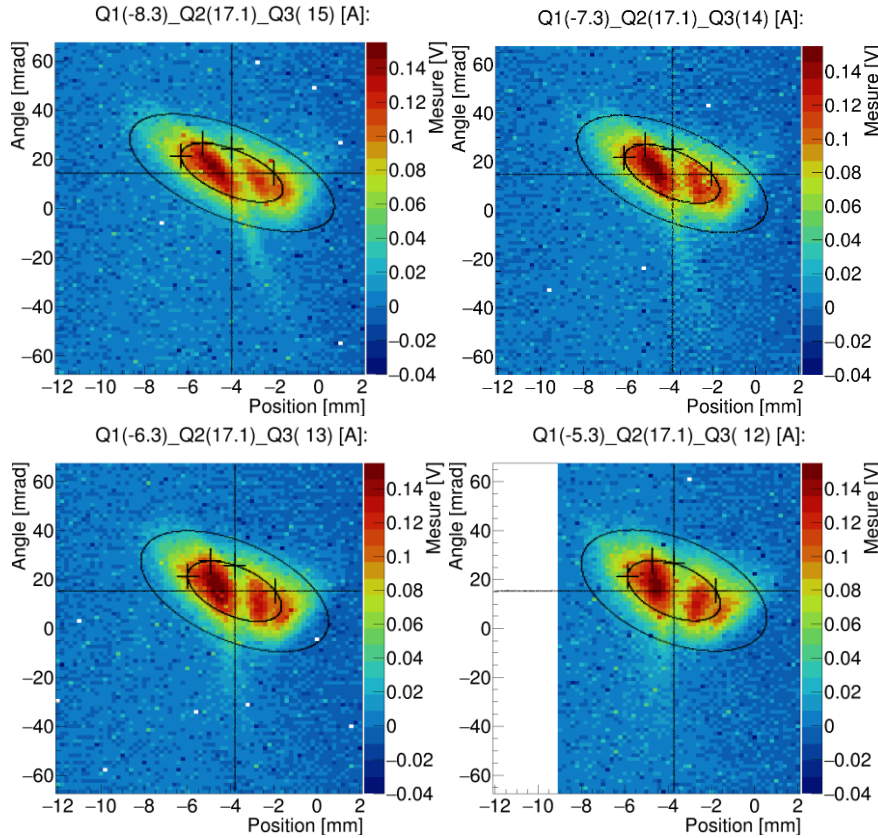


Figure V-15 : quatre mesures mettant en évidence la relation qui unit les valeurs de  $Q1$  [A] et  $Q3$  [A].

Le pouvoir de résolution associé aux distributions présentées sur la Figure V-14 et Figure V-15 est calculé selon leur projection sur l'axe  $x$  (Position [mm]). Ce calcul a pour but de donner une idée de ce qui peut être attendu lors d'une mesure de la distribution et d'identifier facilement les zones de densité (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193). Pour ce faire, un ajustement de quatre gaussiennes est réalisé sur la projection des mesures d'émittance. Le pouvoir de résolution entre les gaussiennes ajustées est calculé entre les gaussiennes les plus proches avec l'équation V-3. L'équation V-3 prend en compte la distance entre les moyennes de deux gaussienne ( $\mu_x$ ) divisée par la somme des largeurs à mi-hauteur ( $FWHM$ ). Le résultat est dans le meilleur des cas de 0,5 – 0,6 sur toutes les figures, soit un pouvoir de résolution faible entre les gaussiennes, ce qui peut rendre la séparation des zones de densité compliquée.

$$\text{Pouvoir de résolution} = \frac{|\mu_{x1} - \mu_{x2}|}{FWHM_1 + FWHM_2} \quad V-3$$

#### V.A.2.c).(3) Relation linéaire entre le paramètre de réglage du deuxième et du troisième quadripôle

Une relation similaire aux deux précédentes relations présentées existe entre le paramètre de réglage du deuxième quadripôle ( $Q2$  [A]) et du troisième quadripôle ( $Q3$  [A]). La relation unissant les deux derniers quadripôles est identique à la relation qui unit le premier et le troisième quadripôle, le facteur entre ces paramètres est aussi de 1,0. Quasiment tous les paramètres mesurés par l'émittance-mètre sont stables, sauf la  $\mu_x$ , ainsi que l'angle des spots associés aux maximums locaux dans l'espace  $x-x'$  qui sont fonction de la valeur de ces quadripôles. La rotation s'accompagne aussi d'un changement de la valeur mesurée sur la sonde radiale. Le changement de la valeur mesurée sur la sonde radiale est



d'environ  $70 \mu\text{A}$  (30% de réduction). Pour preuve, la Figure V-16 sur laquelle des mesures d'émittance dans l'espace de phases  $x - x'$  sont présentées, avec en titre les valeurs des courants appliqués dans les quadripôles (Q1 [A], Q2 [A] et Q3 [A]). L'axe colorimétrique présente le courant mesuré et converti en volt par une carte Femto (Table IV-4, page 95) dans les points de l'espace  $x - x'$ .

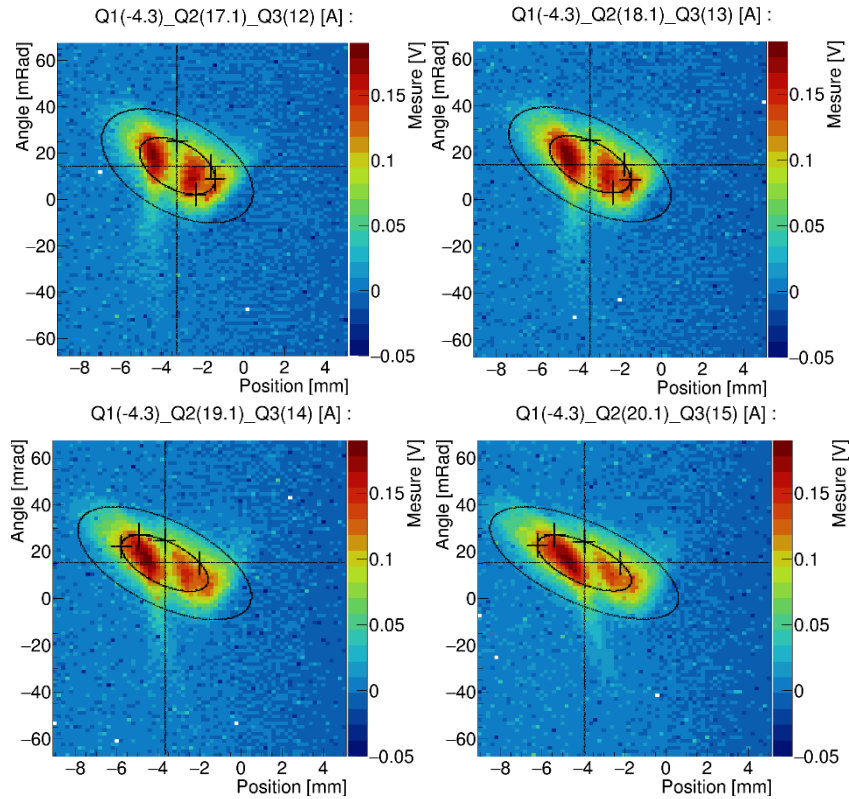


Figure V-16 : quatre mesures mettant en évidence la relation qui unit les valeurs des deux premiers quadripôles (Q2 [A] et Q3 [A]).

Sur la Figure V-16, la projection des mesures d'émittance est réalisée sur l'axe  $x$  pour calculer le pouvoir de résolution (V-3). Trois gaussiennes sont utilisées pour réaliser l'ajustement du profil. La résolution obtenue sur le profil entre les gaussiennes ne dépasse pas 0,45.

#### V.A.2.c).(4) Récapitulatif de la partie V.A.2.c)

Les relations trouvées entre les paramètres de réglage des quadripôles peuvent permettre d'aider aux réglages de la source Multicusp avec le futur diagnostic, si les paramètres de réglage se situent proches des conditions expérimentales de l'étude. Les relations trouvées permettent entre autres de réaliser une meilleure séparation des densités locales tout en conservant  $\sigma_{x_p}$ ,  $\sigma_{x_p'}$ ,  $\mu_{x'}$  et l'émittance. Les relations trouvées permettent aussi de réduire l'écart-type de chaque zone de densité locale selon  $x$ . Le meilleur coefficient de résolution trouvé entre deux gaussiennes ajusté sur un profil du faisceau selon  $x$  est de 0,5.

Les relations trouvées entre les paramètres de réglage des quadripôles permettent aussi d'augmenter et de réduire l'intensité du faisceau transmis dans le cyclotron en déplaçant le  $\mu_x$  du faisceau. La relation entre les paramètres de réglage du premier et le second quadripôle permet de retrouver un faisceau identique dans l'espace de phase  $x - x'$  (V.A.2.c).(1)). Les relations trouvées entre les paramètres de réglage du premier et du dernier quadripôle (V.A.2.c).(2)), ainsi que le deuxième et le troisième quadripôle (V.A.2.c).(3)) permettent de conserver l'émittance du faisceau. Le  $\mu_x$  du faisceau et l'angle associé à chaque zone de densité locale évoluent en fonction des réglages.

#### V.A.2.d) *Récapitulatif de la partie V.A.2*

Dans cette partie, l'optimisation du faisceau est recherchée pour augmenter la transmission du faisceau entre la ligne d'injection et la sonde radiale. L'optimisation est recherchée via l'optimisation de la source Multicusp (V.A.2.b)). L'optimisation peut être vérifiée via la mise en exergue des zones de densité avec les quadripôles (V.A.2.c)), car celles-ci doivent comporter qu'un NumMax.

#### V.A.3. Étude statistique des paramètres du faisceau mesuré par l'émittance-mètre

Les paramètres du faisceau mesuré peuvent être investigués d'un point de vue global par une approche statistique. Cette approche a pour avantage de mettre en évidence les corrélations entre les paramètres, pour en extraire les plus fortes. Les corrélations entre les paramètres sont quantifiées par le test de corrélation de Pearson [161] noté « r » et un test de corrélation de Spearman [162] noté «  $\rho$  », chacun de ces deux tests ont leurs particularités. Le calcul de corrélation de Spearman va permettre de vérifier la monotonie d'une relation et est plus robuste que le calcul de Pearson. Le calcul de corrélation de Pearson permet de savoir si une relation linéaire entre deux variables existe, mais n'est applicable qu'entre deux distributions suivant une distribution normale. L'existence de relations linéaires ou monotones fortes entre les paramètres du faisceau permet un réglage simplifié et répétable de la ligne d'injection, pour maximiser l'intensité du faisceau dans des conditions similaires aux mesures d'émittance.

Les corrélations sont utilisées pour mettre en forme des techniques permettant d'atteindre les paramètres faisceau préférentiels du faisceau en termes d'émittance, de  $\mu_x$ , de  $\mu_x'$ , de  $\sigma_{x_p}$  et  $\sigma_{x_p}'$  mesuré par l'émittance-mètre. Les paramètres faisceau préférentiels permettent la maximisation de la transmission d'un faisceau d'ions H<sup>-</sup> entre la ligne d'injection et le centre du cyclotron, sur la sonde radiale située à 150 mm (Figure V-3). Les techniques proposées par la suite sont réemployées dans le Chapitre VII pour aider au choix de conception d'un futur diagnostic permettant de répondre aux objectifs fixés.

#### V.A.3.a) *Définition des données étudiées et des objectifs*

Les mesures réalisées avec le faisceau de H<sup>-</sup> sont étudiées statistiquement. Pour le bien de l'étude statistique, les mesures sur lesquelles l'ajustement bi-gaussien 2D (IV.B.1.a).(3), page 83) ne converge pas et celles considérées comme aberrantes sont retirées. Dans un premier temps, les corrélations apparaissant entre les paramètres du faisceau mesurés par l'émittance-mètre sont étudiées globalement. Dans un second temps, les corrélations apparaissant entre les paramètres mesurés via l'émittance-mètre et la sonde radiale placée à 150 mm du centre du cyclotron (RP) sont étudiées.

Les mesures peuvent être considérées comme aberrantes ou ne convergent pas lorsque :

- Le nombre de maximums locaux excède la valeur de 5, car expérimentalement, il n'est pas relevé un nombre aussi important de maximums locaux. Toutes les mesures incluant un nombre de maximums locaux plus important sont entachées d'un biais provenant de l'algorithme de recherche des zones de densités (IV.B.4, page 87).
- Lorsque le calcul de l'émittance retourne une valeur nulle ou trop grande, cela se traduit par l'ajustement de la bi-gaussienne 2D qui ne converge pas. L'ajustement de la bi-gaussienne 2D ne converge pas lorsqu'une mesure du bruit de fond est réalisée (mesure sans faisceau) ou lorsque l'amplitude du faisceau est trop faible en comparaison de l'amplitude du bruit de fond.

Une fois ces mesures exclues, il reste 482 mesures à comparer. L'étendue des mesures est présentée sur la Figure V-17. Chaque mesure d'émittance est représentée par un point sur la Figure

V-17. Les points de mesure sont affichés en fonction de l'émittance mesurée sur l'axe  $y$ , du courant d'électron dans la source sur l'axe  $x$  et de  $\sigma_{xp}$  sur l'axe colorimétrique à gauche sur la Figure V-17.

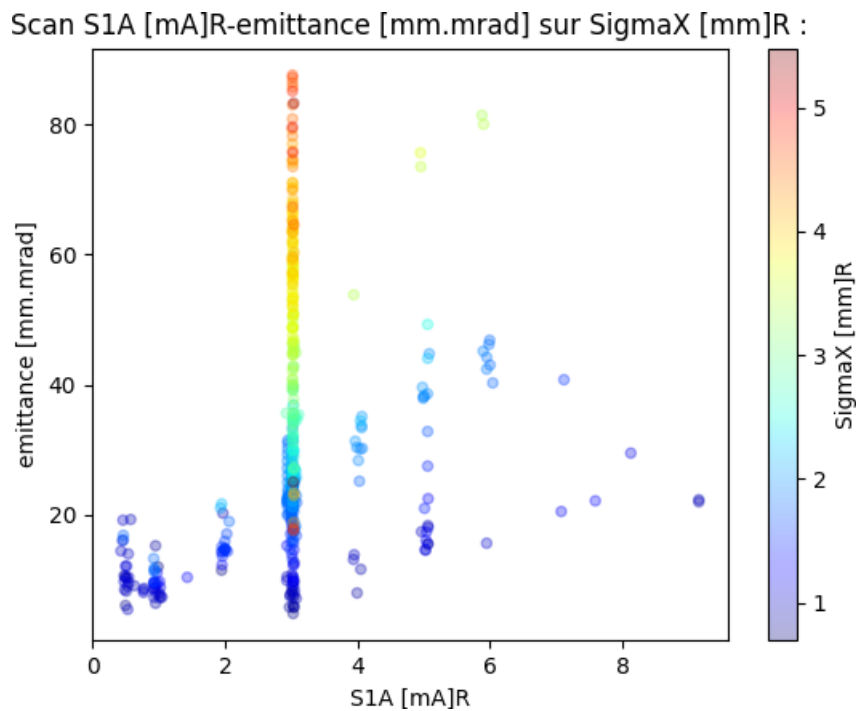


Figure V-17 : affichage du paramètre S1A [mA] (noté S1A [mA]R sur le graphique) en fonction de l'émittance (68%) et de SigmaX mesurés par l'émittance-mètre.

Plusieurs choses sont remarquables sur la Figure V-17, les mesures sont sur l'intervalle de courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA])  $\in [0,4 ; 9]$  mA. De plus, l'émittance mesurée va de moins de 10 mm.mrad à plus de 80 mm.mrad et  $\sigma_{xp}$  varie de moins d'un millimètre à plus de 5 mm. Sur la Figure V-17, la majorité des mesures sont effectuées à un courant d'électron émis par les filaments (S1A [mA])  $\in [2,9 ; 3,1]$  mA. C'est pour cela que cette valeur est utilisée pour étudier les corrélations sur toutes les figures suivantes. À S1A [mA]  $\in [2,9 ; 3,1]$  mA, 357 mesures sont réalisées, soit près des trois quarts des mesures effectuées.

L'émittance du faisceau est un paramètre important de l'étude, car pour augmenter l'intensité maximale mesurée sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron, il faut nécessairement réduire la valeur de l'émittance. Une valeur de l'émittance réduite permet de limiter les pertes faisceau induites par l'émittance d'un faisceau trop large. Un exemple de l'impact de l'émittance sur le faisceau est présenté sur la Figure V-18. La Figure V-18 présente les mesures d'émittance à S1A [mA]  $\in [2,9 ; 3,1]$  mA en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale sous la forme de point. Sur la Figure V-18, lorsque l'émittance réduit, l'amplitude de variation du courant mesuré sur la sonde radiale augmente, ce qui permet d'atteindre de plus haute valeur de courant sur la sonde radiale. Autrement dit, l'émittance est un des paramètres qui doit nécessairement diminuer pour atteindre une meilleure transmission du faisceau entre la ligne d'injection et la sonde radiale. C'est pour cette raison que dans la partie suivante, les corrélations pouvant aider à réduire et suivre l'évolution de l'émittance sont étudiées. Le lien précédent décrit entre l'émittance et le courant maximal est aussi présent à d'autres valeurs de S1A [mA], tel que S1A [mA] égal à 5,0 mA.

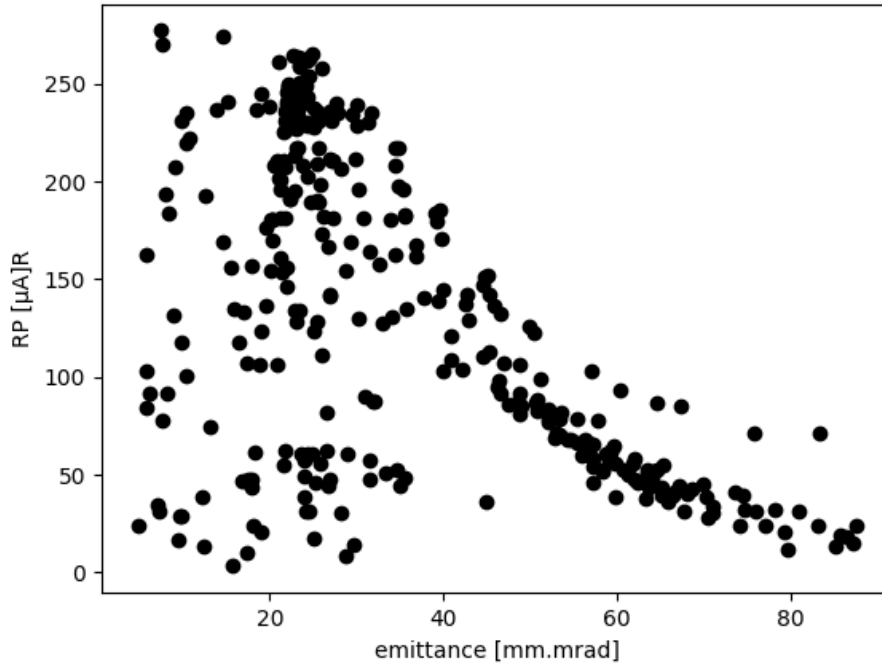


Figure V-18 : mesure d'émittance en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale ( $RP [\mu A]R$ ) à l'intensité d'électrons émis par les filaments source ( $S1A [mA]$ )  $\in [2,9 ; 3,1]$  mA.

#### V.A.3.b) Corrélation entre l'émittance et les paramètres faisceau

Les informations obtenues par l'émittance-mètre sont étudiées pour déterminer si des corrélations existent entre l'émittance mesurée et les autres paramètres mesurés par l'émittance-mètre (le NumMax,  $\mu_x$ ,  $\mu_x'$ ,  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$ ). Cette partie de l'étude a pour objectif de déterminer quels sont les paramètres faisceau corrélés avec l'émittance. Cette partie a aussi pour objectif de prévoir les variations de l'émittance lorsqu'un paramètre du faisceau évolue et ainsi, déterminer comment utiliser les corrélations présente pour estimer et réduire l'émittance.

##### V.A.3.b).(1) Estimation de l'émittance avec $\sigma_{xp}$

Les mesures de l'émittance sont affichées en fonction de  $\sigma_{xp}$  sur la Figure V-19. Chaque point noir sur la figure représente une mesure exécutée sur la ligne d'injection, dans l'intervalle précédemment définie ( $S1A [mA]$   $\in [2,9 ; 3,1]$  mA). Sur la Figure V-19, la plupart des mesures présentées forme une bande allant de l'angle en bas à droite jusqu'à gauche en haut de la Figure V-19. Il est attendu que, lorsque l'émittance croît  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  croît aussi, cela est présenté via l'équation IV-35, à la page 82.

La bande présente sur la Figure V-19 (matérialisé par une bande en rouge) est interprétable par la corrélation positive de l'émittance avec  $\sigma_{xp}$ , ce qui donne un indicateur sur l'émittance du faisceau. Les tests de corrélation lorsqu'ils sont appliqués à la Figure V-19 donne un facteur de corrélation  $\rho = 0,919$  (très fort) et  $r = 0,912$  (très fort). Les résultats des calculs de la corrélation indiquent que la relation entre les deux paramètres est presque monotone (Spearman) et presque linéaire (Pearson). Ces deux corrélations sont qualifiables de très fortes, d'après le tableau donné sur la Table V-2.

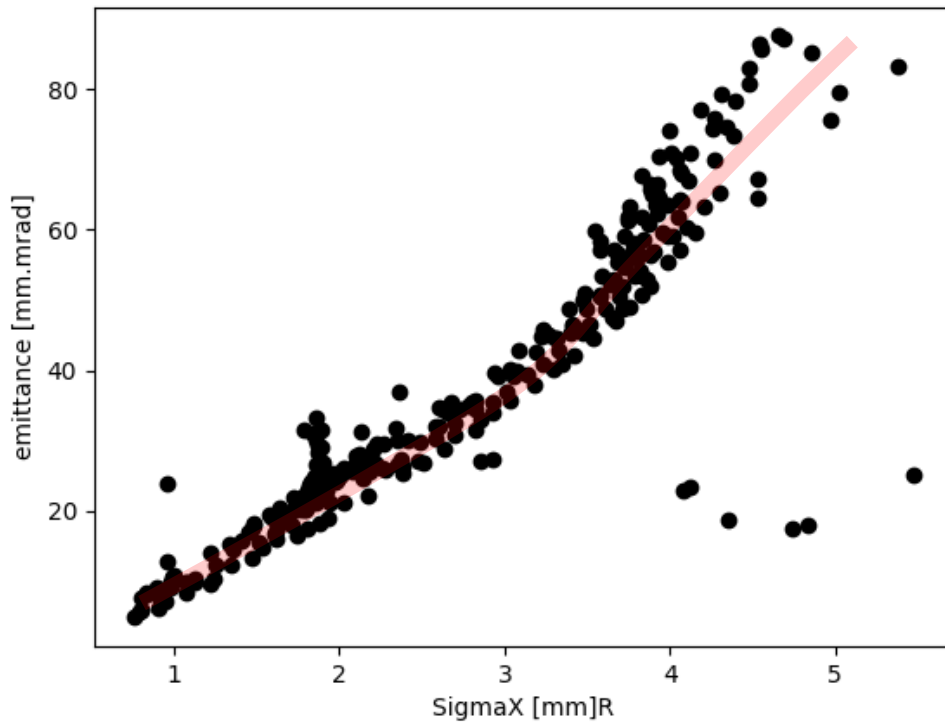


Figure V-19 : affichage de l'émittance (68%) en fonction de  $\sigma_{xp}$  (SigmaX [mm]R).

Les points se situant en bas à droite sur la Figure V-19 ne suivent pas la corrélation (6 points). Les points en bas à droite sont induits par des variations du solénoïde source (SG), ce qui peut changer la corrélation entre les deux paramètres. Le solénoïde va augmenter  $\sigma_{xp}$  lorsqu'il va augmenter, comme présenté sur la Figure V-5. En dehors de la sélection à S1A [mA]  $\in [2,9 ; 3,1]$  mA, cette corrélation reste valide, comme montré sur la Figure V-17. Sur la figure, les données suivant cette corrélation sont réparties de S1A [mA] égale à 2,0 jusqu'à 6,0 mA. Au-delà de cet intervalle, il manque des points pour affirmer que cette corrélation est toujours valide.

#### V.A.3.b).(2) Réduction de l'émittance via la réduction de $\sigma_{xp}'$

Entre  $\sigma_{xp}'$ ,  $\mu_x'$  et l'émittance, la corrélation est vérifiée via les mêmes tests de corrélation qu'appliqués précédemment. Les mesures selon ces trois paramètres sont présentées sur la Figure V-20 sous la forme de points. L'axe x présente les valeurs d'émittance mesurée, l'axe y présent  $\sigma_{xp}'$  et l'axe colorimétrique à droite sur la Figure V-20 présente  $\mu_x'$  associé.

Sur la Figure V-20, les points présentés forment deux courbes, une première courbe parcourant l'espace selon x (courbe verte) et une seconde courbe parcourant l'espace selon y (courbe rouge). La première courbe (verte) est constituée de points provenant de la variation des paramètres de réglage associés aux quadripôles de la ligne d'injection. Les paramètres de réglage des quadripôles ne vont pas avoir une influence importante sur  $\mu_x'$ , mais ils ont une influence importante sur l'émittance. Sur cette courbe, il y a une corrélation entre l'émittance et  $\sigma_{xp}'$ , qui est de  $r = 0,935$  (très forte) et de  $\rho = 0,933$  (très forte). La seconde courbe qui parcourt l'espace sur sa hauteur découle de toutes les autres variations. Sur la deuxième courbe (rouge), il y a deux corrélations qui sont remarquables, la première est la corrélation unissant l'émittance et  $\sigma_{xp}'$ , qui par les tests de corrélation est de  $r = 0,851$  (très forte) et de  $\rho = 0,935$  (très forte). La seconde corrélation est la corrélation négative unissant  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x'$ . D'après les tests de corrélation, elle est de  $r = -0,836$  (très forte) et de  $\rho = -0,504$  (moyenne). Entre l'émittance et  $\sigma_{xp}'$ , les deux corrélations trouvées sur les deux courbes sont très fortes. Dans ces conditions, la corrélation est considérée comme très forte et positive entre  $\sigma_{xp}'$  et l'émittance, sans pour autant pouvoir calculer la valeur de l'émittance par la valeur de  $\sigma_{xp}'$  et inversement.

Les corrélations entre les paramètres du faisceau sur la Figure V-20 sont examinées sans faire de distinction sur les paramètres de la ligne d'injection utilisés. La corrélation trouvée entre l'émittance et  $\sigma_{xp}$ ' est plus faible que la corrélation présentée sur la Figure V-19. La corrélation est de  $\rho = 0,860$  (très forte) et de  $r = 0,640$  (forte). Les résultats de la corrélation entre l'émittance et  $\sigma_{xp}$ ' s'interprètent comme une distribution ayant une relation presque monotone et pouvant presque être décrite par une relation linéaire. Les résultats des corrélations, sans prise en compte de l'origine des mesures, sont réunis dans la Table V-2. En dehors de la sélection à S1A [mA]  $\in [2,9 ; 3,1]$  mA, la corrélation entre  $\sigma_{xp}$ ' et l'émittance semble restée valide, avec des mesures supérieures à S1A [mA] égale à 3,1 mA.

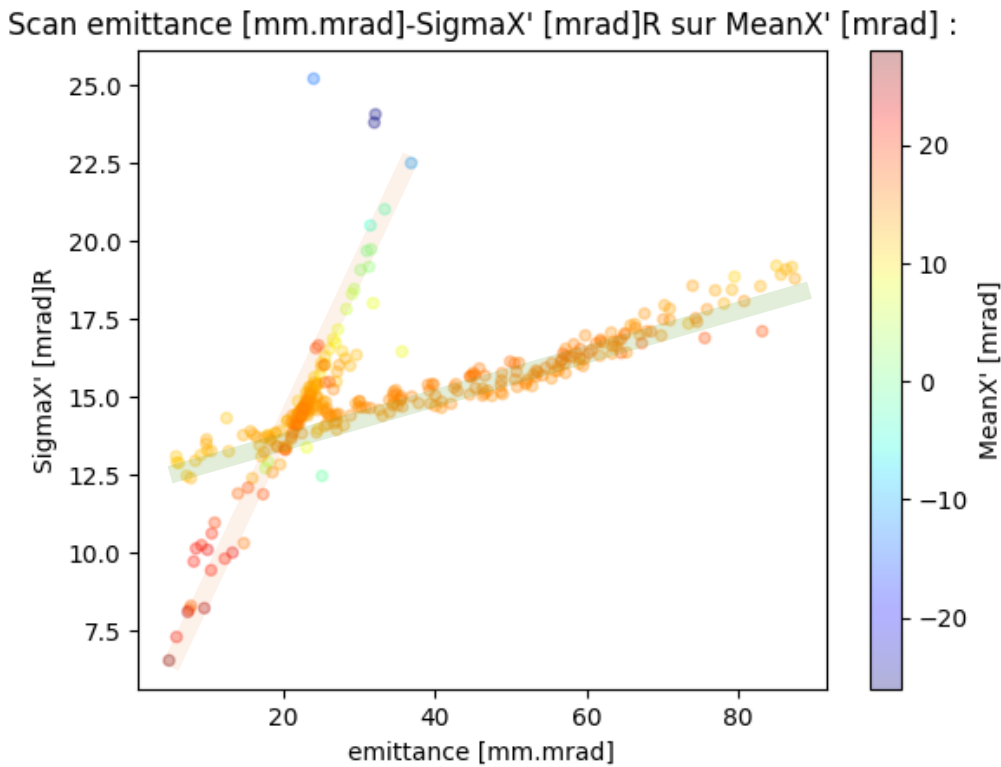


Figure V-20 : affichage de l'émittance (68%) en fonction de  $\sigma_{xp}$ ' (SigmaX' [mrad]) et de  $\mu_x$ ' (MeanX' [mrad]).

#### V.A.3.b).(3) Réduction de l'émittance par la réduction du NumMax

La corrélation est vérifiée entre l'émittance,  $\sigma_{xp}$  et le NumMax. Les mesures sont présentées sur la Figure V-21 sous la forme de points. Sur la Figure V-21 est présentée l'émittance du faisceau mesuré sur l'axe  $x$ . Le NumMax est présenté sur l'axe  $y$  de cette même figure et sur l'axe colorimétrique à gauche sur la figure est présenté  $\sigma_{xp}$ .

Sur la Figure V-21, les mesures sont présentées sous la forme de ligne, car le NumMax est une valeur entière. La répartition de l'émittance en fonction du NumMax forme une corrélation positive, car plus l'émittance augmente, plus le NumMax augmente. La corrélation entre l'émittance et le NumMax est de  $\rho = 0,707$  (forte) et de  $r = 0,614$  (forte), ce qui correspond à une corrélation forte. Entre  $\sigma_{xp}$  et le NumMax, il y a une corrélation calculée de  $\rho = 0,701$  (forte) et de  $r = 0,671$  (forte), ce qui correspond aussi à une corrélation forte. Tous ces facteurs de corrélations sont résumés dans la Table V-2.

En utilisant de la relation entre le NumMax et l'émittance, il est possible de savoir si un faisceau a une émittance se rapprochant de sa valeur minimale. L'accès à cette information est réalisé en comptant le nombre de densités présent dans la mesure d'émittance. La réduction du NumMax permet donc d'avoir un faisceau plus favorable pour la transmission du faisceau jusqu'à la sonde radiale.

Si cette relation est combinée avec la relation entre  $\sigma_{xp}$  et l'émittance (Figure V-19) alors, se placer dans des conditions pour réduire l'émittance est possible, sans mesurer l'émittance directement. Cette observation est utile pour la conception du futur diagnostic (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193), car elle peut orienter sa conception.

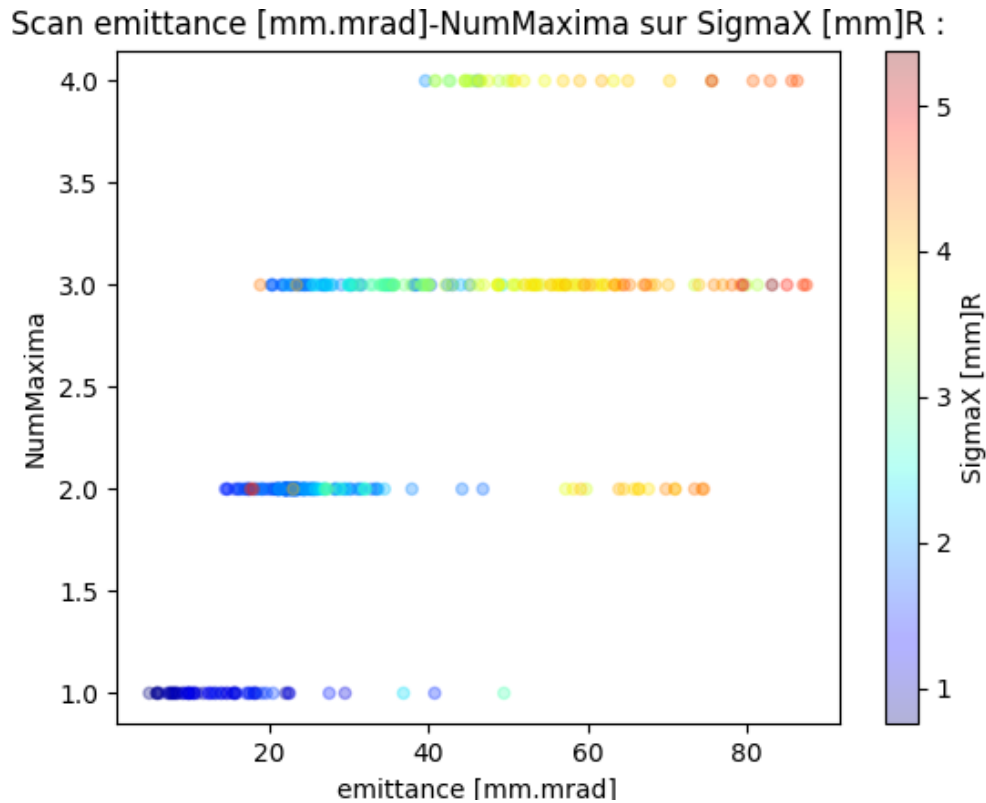


Figure V-21 : l'émittance mesurée (68%) en fonction de  $\sigma_{xp}$  (SigmaX [mm]R) et NumMax.

#### V.A.3.b).(4) Approximation de la covariance dans le calcul de l'émittance

Pour vérifier si l'émittance est approximable par le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$ , le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  (sur l'axe  $x$ ) est affiché en fonction de l'émittance (sur l'axe  $y$ ) sur la Figure V-22. Sur l'axe colorimétrique est présenté  $\mu_x$ . Si l'approximation est vérifiée, cela veut dire que la covariance au sein des mesures doit être presque nulle (équation IV-35, page 82).

Sur la Figure V-22, l'ensemble des points de mesure forme une courbe dessinant presque une corrélation linéaire. La corrélation entre l'émittance et le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  est de  $r = 0,956$  (très forte) et de  $\rho = 0,955$  (très forte), ce qui confirme la corrélation presque linéaire entre ces deux variables. Cette corrélation permet de dire qu'une mesure de l'émittance du faisceau dans la ligne d'injection est possible en réalisant la multiplication de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$ . Sans la prise en compte des termes de corrélations entre  $x$  et  $x'$ , car ils sont négligeables, sauf dans le cas particulier qui est détaillé ci-dessous.

Deux autres corrélations sont présentées sur le graphique, c'est celle unissant  $\mu_x$  à l'émittance et celle unissant  $\mu_x$  au produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$ . Entre  $\mu_x$  et l'émittance, la corrélation est de  $r = -0,815$  (très forte) et de  $\rho = -0,809$  (très forte). Entre la position du  $\mu_x$  et le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$ , la corrélation est de  $r = -0,875$  (très forte) et de  $\rho = -0,954$  (très forte). La deuxième relation est plus forte que la relation unissant l'émittance et  $\mu_x$ . De plus, cela veut dire que l'émittance du faisceau peut être estimée de façon approchée lorsque  $\mu_x$  ou que le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  est connu.

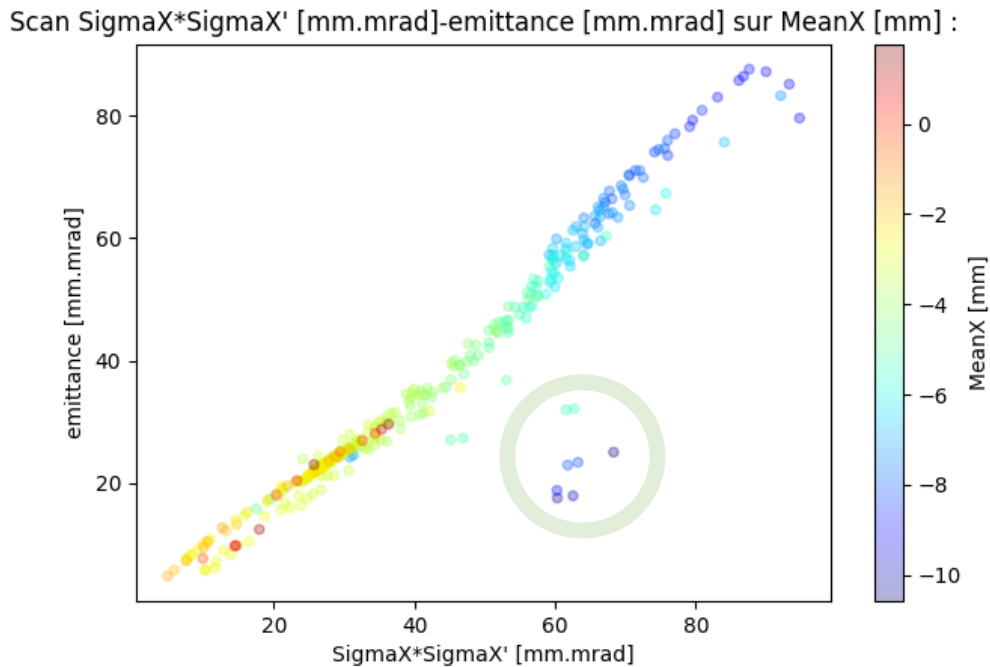


Figure V-22 : présentation de l'émission mesurée (68%) en fonction du produit de  $\sigma_{xp} \cdot \sigma_{xp}'$  et de  $\mu_x$ .

Sur la Figure V-22, des points ne suivant pas la courbe sont présents (entouré en vert), ils sont situés entre 50 – 80 mm.mrad selon SigmaX\*SigmaX' et 10 – 30 mm.mrad selon l'émission. Ces points sont générés lors de la variation du paramètre de réglage du solénoïde source. Comme présenté sur la Figure V-4, la figure d'émission tourne dans l'espace de phase  $x - x'$ , ce qui fait apparaître un terme de covariance non négligeable. Les points entourés en vert sont excluables en se basant sur  $\mu_x'$  car leur valeur diffère de la valeur attendue pour cette émission ou pour le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$ . Les valeurs des corrélations sont rassemblées dans la Table V-2.

#### V.A.3.b).(5)Récapitulatif de la partie V.A.3.b)

L'émission est très fortement corrélée à  $\sigma_{xp}$  (V.A.3.b).(1)), ainsi qu'au produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  et à  $\mu_x$  (V.A.3.b).(4)). Ces corrélations fortes peuvent aider à estimer l'émission du faisceau en absence d'émission-mètre, et ainsi aider à la réduction de l'émission. Il peut aussi être recherché à réduire le nombre de maximums locaux pour aider à la réduction de l'émission (V.A.3.b).(3)). Ces techniques ont pour désavantage d'être moins qualitatives que des mesures d'émission, mais elles permettent de s'affranchir d'un émission-mètre. Ces corrélations donnent comme information que la covariance dans le calcul de l'émission peut-être une partie négligeable (équation IV-35, page 82) et que  $\sigma_{xp}'$  peut être considéré comme une constante.

Si la réduction de  $\sigma_{xp}'$  est cherchée, il faut prêter attention aux paramètres employés, car certains paramètres tels que les quadripôles ne vont pas avoir une influence forte sur ce paramètre. Les quadripôles ont comme avantage d'avoir un impact quasi nul sur  $\mu_x'$ . Les quadripôles vont avoir une influence plus forte sur  $\sigma_{xp}$  et sur d'autres paramètres tels que  $\mu_x$  (Annexe 7.F, 260 et V.A.3.b).(2)). Au contraire, les autres paramètres de la ligne d'injection vont avoir une influence plus forte sur  $\sigma_{xp}'$ ,  $\mu_x'$  et réduit sur les autres paramètres faisceau.

#### V.A.3.c) Corrélation $\sigma_{xp}$ et $\sigma_{xp}'$ en fonction de $\mu_x'$ et $\mu_x$

Dans cette partie, les mesures effectuées sont étudiées en fonction de leur  $\sigma_{xp}$  (SigmaX [mm]R) et  $\sigma_{xp}'$  (SigmaX' [mrad]R), ainsi qu'en fonction de  $\mu_x$  (MeanX [mm]) et  $\mu_x'$  (MeanX' [mrad]). Cette partie vient compléter l'étude de la corrélation de l'émission avec les autres paramètres faisceau. Les



corrélations présentées dans cette partie sont celles unissant  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  avec l'émittance et celles unissant  $\mu_x$  et l'émittance. Cette partie a aussi pour objectif de préciser les dimensions attendues du faisceau en fonction de sa position dans l'espace des phases en donnant les corrélations présentes entre ces quatre paramètres.

#### V.A.3.c).(1) Utilisation de $\mu_x'$ pour le suivi de $\sigma_{xp}$ et de $\sigma_{xp}'$

La relation entre  $\sigma_{xp}$  (SigmaX [mm]R) et  $\sigma_{xp}'$  (SigmaX' [mrad]R) en fonction de  $\mu_x'$  (MeanX' [mrad]) est présentée sur la Figure V-23. Sur la Figure V-23, les points de mesures sont positionnés en fonction de  $\sigma_{xp}$  (en abscisse) et  $\sigma_{xp}'$  (en ordonnée). L'axe colorimétrique situé à gauche de la Figure V-23 présente la valeur de  $\mu_x'$  associé à chaque mesure. La Figure V-23 montre une dépendance entre  $\mu_x'$  (MeanX' [mrad]),  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  (SigmaX [mm]R et SigmaX' [mrad]R).

La Figure V-23 ressemble à la distribution observée sur la Figure V-20, elle est composée de deux courbes, une première courbe horizontale dans l'espace (courbe rouge) et une seconde courbe verticale (courbe verte). Les courbes peuvent être différenciées par les paramètres explorés donnant naissance à celle-ci. La courbe horizontale (rouge) est constituée de mesures effectuées par des variations des paramètres de réglage des quadripôles. Sur cette courbe, un facteur de corrélation entre  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  est calculé par le test de Pearson et de Spearman. Les valeurs obtenues sont de  $r = 0,854$  (forte) et de  $\rho = 0,885$  (forte) respectivement. Entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x'$ , un facteur de corrélation de  $r = 0,495$  (moyenne) et de  $\rho = 0,475$  (moyenne) est trouvé. La courbe verticale (verte) est composée de toutes les autres variations des paramètres de réglage réalisées. La courbe verticale ne contient qu'une seule corrélation forte. La corrélation entre  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x'$  est de  $r = -0,836$  (forte) et de  $\rho = -0,504$  (moyenne).

Si l'ensemble des valeurs est retenu pour calculer les corrélations, entre  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$ , il est trouvé une corrélation de  $\rho = 0,721$  (forte) et de  $r = 0,529$  (moyenne). La relation entre les deux précédents paramètres est fortement monotone et presque moyennement linéaire. Entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x'$ , la corrélation obtenue d'après le test de Spearman est de  $\rho = 0,232$  (faible) et de  $r = 0,04$  (très faible) selon le test de Pearson. Ces résultats indiquent que la relation est faiblement monotone et est très faiblement linéaire entre ces paramètres. Enfin, entre  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x'$ , le coefficient de corrélation est de  $\rho = 0,015$  (très faible) et  $r = 0,600$  (moyenne). Les résultats des corrélations entre  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x'$  veulent dire que la distribution des mesures dans cet espace est large, n'est pas monotone et qu'elle ne contient pas de corrélation. Les résultats de la corrélation entre les paramètres faisceau sur l'ensemble des valeurs sont rappelés sur la Table V-2.

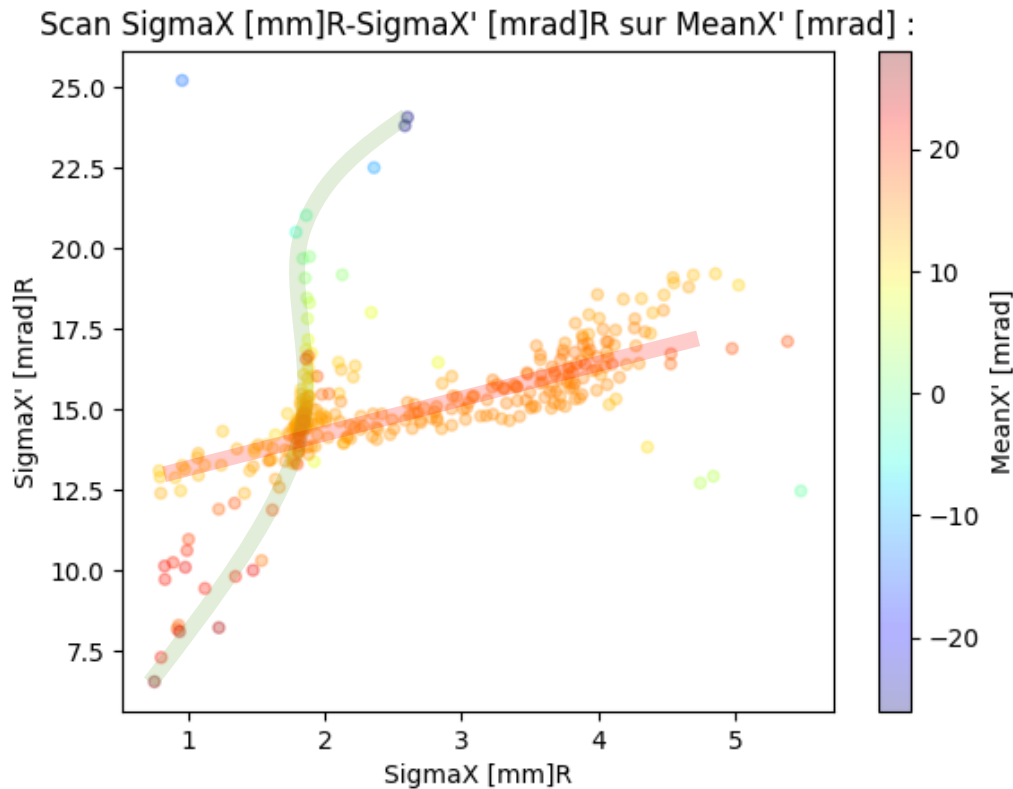


Figure V-23 :  $\sigma_{xp}$  (SigmaX [mm]R) et  $\sigma_{xp}'$  (SigmaX' [mrad]R) en fonction de  $\mu_x$  (MeanX' [mrad]).

#### V.A.3.c).(2) Utilisation de $\mu_x$ pour le suivi de $\sigma_{xp}$ et de $\sigma_{xp}'$

La corrélation entre  $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x$  est présentée sur la Figure V-24.  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  sont respectivement sur l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées de la Figure V-24. L'axe colorimétrique à droite sur la même figure représente  $\mu_x$ . Comme pour la Figure V-23, la Figure V-24 est composée de deux courbes, qui sont fonction des paramètres de réglage explorés. La courbe horizontale (en rouge) sur la Figure V-24 est composée exclusivement de variation induite par les paramètres de réglage des quadripôles. La courbe verticale (en verte) est composée de toutes les autres variations, comme sur la Figure V-23.

Lorsque les corrélations sont calculées avec seulement les variations des paramètres de réglage des quadripôles, ce qui correspond à la courbe horizontale (en rouge). Les tests de corrélation entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x$  donnent un résultat de  $r = -0,930$  (très forte) et de  $\rho = -0,952$  (très forte). Entre  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x$ , un résultat de  $r = -0,901$  (très forte) et de  $\rho = -0,846$  (très forte). Ces résultats sont qualifiables de corrélation très forte et ils peuvent être utiles pour prévoir le déplacement du faisceau, lorsque des variations des paramètres de réglage des quadripôles sont réalisées. Lors de variation des paramètres de réglage des quadripôles, des variations de  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  peuvent être attendues, qui vont être corrélées à des déplacements de  $\mu_x$ .

Lorsque les corrélations sont calculées avec les variations des paramètres de réglage autres que celles des quadripôles, soit la courbe verticale (en verte) sur la Figure V-24. Les tests de corrélation entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x$  donnent un résultat de  $r = -0,710$  (forte) et de  $\rho = -0,369$  (faible). Ces résultats permettent de dire que la relation entre les deux précédents paramètres faisceau n'est pas aussi forte quand celle-ci est prise seulement avec variations induite par les paramètres de réglage des quadripôles. Malgré cette constatation, les variations sont attendues comme ayant une influence non négligeable et que lorsqu'elles ont une influence sur  $\sigma_{xp}$ , elles aient aussi une influence sur  $\mu_x$ .

Lorsque l'ensemble des valeurs est retenu pour un calcul de corrélation sur la Figure V-24, la corrélation entre  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x$  est de  $\rho = -0,658$  (forte) et de  $r = -0,492$  (moyenne). Ces résultats donnent une corrélation presque monotone qui peut être difficilement décrite par une relation linéaire. Entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x$ , les corrélations sont de  $\rho = -0,863$  (très forte) et de  $r = -0,873$  (très forte). Ces résultats sont considérés comme une relation forte entre ces deux paramètres.

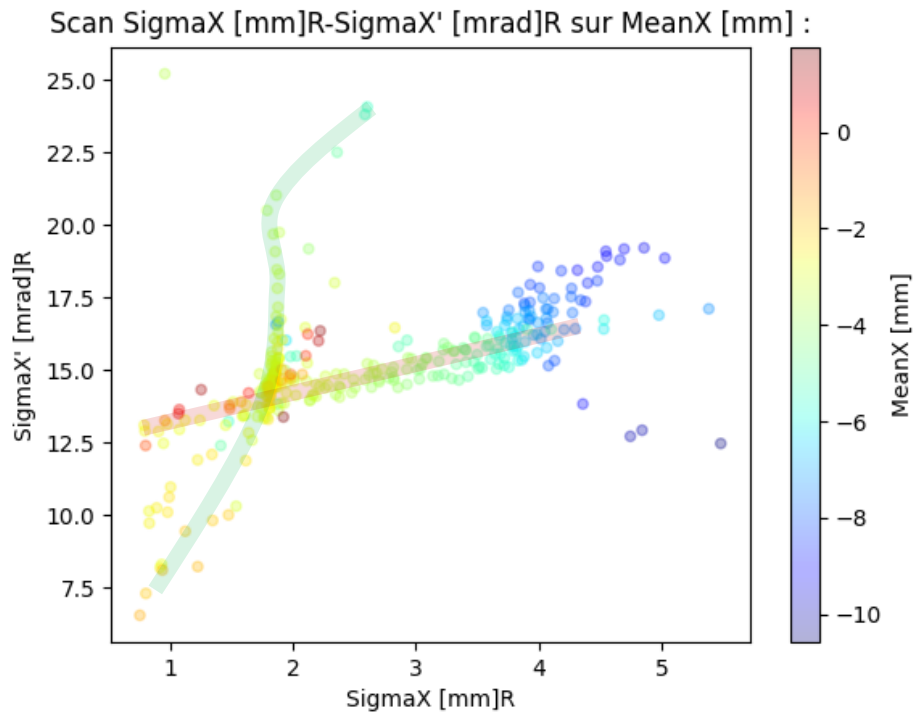


Figure V-24 : les mesures d'émission en fonction de  $\sigma_{xp}$  ( $\text{SigmaX [mm]R}$ ),  $\sigma_{xp}'$  ( $\text{SigmaX' [mrad]R}$ ) et  $\mu_x$  ( $\text{MeanX [mm]}$ ).

La corrélation précédente entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x$  est présentée sur la Figure V-25, avec sur l'axe colorimétrique l'émission mesurée. La Figure V-25 présente en plus de la corrélation, le  $\mu_x$  vers lequel aller pour réduire le  $\sigma_{xp}$  et l'émission du faisceau. Pour ce faire, il faut avoir le  $\mu_x$  entre -2 et -4 mm pour borner l'émission et  $\sigma_{xp}$  qui tend vers de faibles valeurs (inférieur à 2 mm). La répartition des mesures au  $\sigma_{xp}$  inférieur à 2 mm est éclatée (en dehors de la courbe rouge dessinée). La répartition des points hors de l'axe central est induite par des variations de deux paramètres de réglage. Elle est induite par la variation des paramètres de réglage des correcteurs de trajectoire de la ligne d'injection (ISX [A] et ISY [A]), ainsi que les valeurs les plus basses du réglage du solénoïde source (voir la Figure V-4). Cette région correspond aussi au maximum de transmission sur la sonde radiale RP (comme présenté dans la partie V.A.3.f.(2)). Les résultats des corrélations entre les paramètres faisceau sont rappelés sur la Table V-2.

Scan MeanX [mm]-SigmaX [mm]R sur emittance [mm.mrad] :

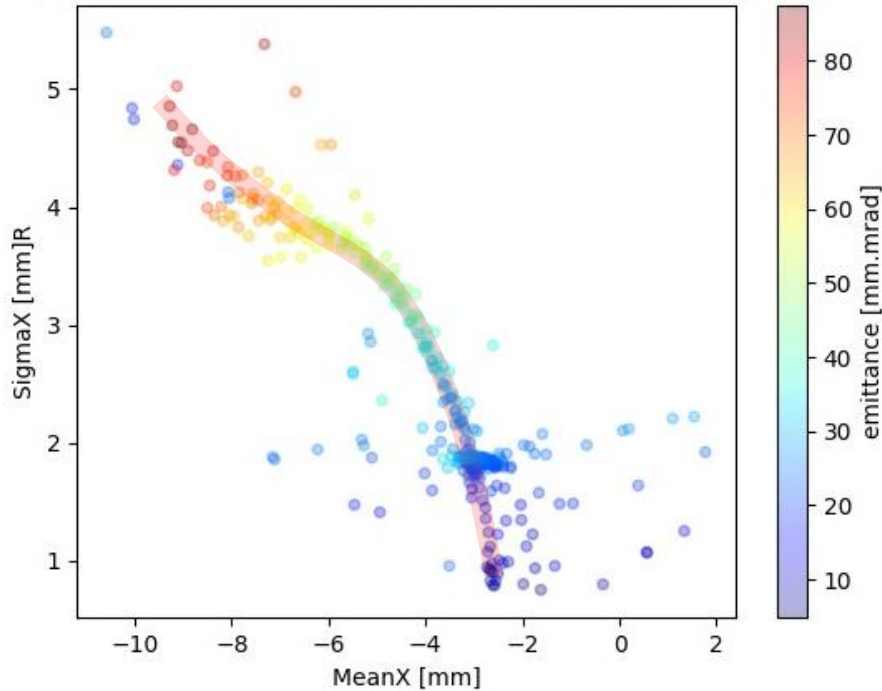


Figure V-25 : les mesures d'émission en fonction de  $\mu_x$  (MeanX [mm]), de  $\sigma_{xp}$  (SigmaX [mm]) et de leur émittance.

#### V.A.3.c).(3) Récapitulatif des observations de la partie V.A.3.c)

Le paramètre  $\mu_x$  est un indicateur qui permet de suivre de façon approchée l'évolution des autres paramètres tels que  $\sigma_{xp}$ , surtout lorsque des modifications sont réalisées avec les quadripôles. Le paramètre  $\mu_x$  permet aussi de suivre l'évolution de  $\sigma_{xp}$  dans le cas de modifications appliquées exclusivement aux quadripôles (V.A.3.c).(2)). Ses corrélations sont induites par un décentrage du faisceau vis-à-vis du centre magnétique des quadripôles.

Le paramètre  $\mu_x'$  n'est pas très corrélé aux autres paramètres du faisceau, ce n'est pas un indicateur fiable de l'évolution des autres paramètres étudiés dans cette partie, ainsi que dans les autres parties, sauf dans le cas d'une variation des quadripôles où  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  sont très fortement corrélés au paramètre  $\mu_x'$  (V.A.3.c).(1))

#### V.A.3.d) Résultats des tests de corrélation entre les paramètres du faisceau

Toutes les valeurs de corrélation sont présentées dans la Table V-2. Elles récapitulent chaque valeur du test de Person (écrit en noir) et du test de Spearman (écrit en bleu) réalisés, ainsi que les valeurs de corrélation non présentées précédemment. Nous avons défini une classification arbitraire des valeurs de corrélation qui est présentée sous la forme d'une coloration du fond de chaque case, la corrélation la plus forte en vert foncé et la plus faible en rouge foncé.

L'objectif de notre étude est d'extraire les relations les plus fortes pour les employés dans des techniques pour optimiser l'émission et la transmission du faisceau. Les relations les plus fortes sont représentatives d'une tendance qui est moins dépendante des paramètres de la ligne d'injection (dans l'espace qui est exploré) et du bruit. La corrélation linéaire entre les paramètres du faisceau est calculée via le test de Pearson et la monotonie via le test de Spearman. Si le test de Pearson ne donne pas une valeur qui est suffisante pour affirmer la corrélation linéaire entre les deux valeurs, le résultat du test de Spearman est alors examiné pour savoir s'il est possible d'utiliser le caractère monotone d'une relation entre deux paramètres qualitativement. Un exemple de ce cas de figure est présent entre le paramètre  $\mu_x$  et  $\sigma_{xp}'$  (Table V-2). Le test de Spearman peut aussi être utilisé pour savoir si le résultat du test de Pearson

est fiable, car le test de Spearman est plus robuste et tend plus facilement vers une valeur de 1 en absolu. Dans le cas où le test de Pearson retourne une valeur plus élevée en absolue que la valeur du test de Spearman, une interrogation sur le respect des conditions d'application du test de Pearson et la fiabilité du résultat est présent. Un exemple de ce cas de figure est présenté dans la Table V-2, les valeurs de corrélation entre  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x$  sont de  $\rho = -0,016$  et  $r = 0,600$ . Dans ce cas de figure, la distribution étudiée ne respecte pas les conditions d'applications du test de Pearson (V.A.3, page 118).

Table V-2 : calculs des corrélations entre les paramètres faisceau via le test de Spearman en bleu et par le test de Pearson en noir. La colorimétrie des cellules met en évidence les corrélations les plus fortes en vert foncé et les plus faibles en rouge foncé, avec une transition en blanc pour les valeurs modérément corrélées.

	$\rho$	r											
NumMaxima	-0,604	-0,504	$\rho$	r									
emittance [mm.mrad]	-0,809	-0,815	0,707	0,614	$\rho$	r							
MeanX' [mrad]	-0,226	0,012	0,254	-0,005	0,240	0,061	$\rho$	r					
SigmaX [mm]R	-0,862	-0,873	0,701	0,671	0,919	0,912	0,231	0,040	$\rho$	r			
SigmaX' [mrad]R	-0,658	-0,492	0,525	0,462	0,860	0,640	-0,016	0,600	0,722	0,529	$\rho$	r	
SigmaX*SigmaX' [mm.mrad]	-0,873	-0,875	0,690	0,645	0,955	0,955	0,181	-0,064	0,979	0,977	0,823	0,664	
	MeanX [mm]		NumMaxima		emittance [mm.mrad]		MeanX' [mrad]		SigmaX [mm]R		SigmaX' [mrad]R		

Légende :  
- Test de Spearman en bleu ( $\rho$ )  
- Test de Pearson en noir (r)

Corrélation :	Très fort	Fort	moyenne	Faible	Très faible
Intervalle en absolue :	[1 ; 0,8[	[0,8 ; 0,6]	[0,6 ; 0,4[	[0,4 ; 0,2[	[0,2 ; 0]

Sur la Table V-2, les corrélations entre les paramètres ne vont pas en dessous de 0,5 d'après le test de Spearman et en dessous de 0,46 d'après le test de Pearson, sauf dans les relations unissant  $\mu_x$  aux autres paramètres faisceau où les corrélations sont faibles et très faibles (sauf cas particulier V.A.3.c).(1)). Il y a une absence de corrélation entre  $\mu_x$  et les autres paramètres faisceau.

Un tirage aléatoire des valeurs de  $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}'$  et de l'émittance sont présentés dans l'Annexe 10 à la page 272. Le tirage aléatoire permet de connaître quelles sont les corrélations qui peuvent apparaître dans le cas d'une émittance transverse constante. Les corrélations calculées sont moyennes, faibles et très faibles, sauf pour le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  qui est très fortement corrélé à l'émittance. La corrélation expérimentale entre l'émittance et le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  est aussi très fortement corrélée (Figure V-22). Dans l'hypothèse où l'émittance transverse est constante expérimentalement, la corrélation obtenue est une corrélation réapparaissant grâce à l'aléatoire. Les autres corrélations expérimentales étudiées sont supérieures aux corrélations trouvées par le tirage aléatoire, ce qui permet de dire que celles-ci sont des valeurs de corrélation propre à l'espace exploré et à la ligne d'injection. Les autres valeurs de corrélations les plus fortes entre les paramètres sont le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  et  $\sigma_{xp}$ , ainsi que  $\sigma_{xp}$  avec l'émittance (Figure V-19).

Les relations fortes entre le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  et  $\sigma_{xp}$ , le produit de  $\sigma_{xp}$  par  $\sigma_{xp}'$  et l'émittance sont interprétables par le fait que le faisceau a une très faible covariance équation (IV-35, page 82) au point de mesure ( $\epsilon_x \cong \sigma_{xp} * \sigma_{xp}'$ ) et que l'émittance dépend principalement de  $\sigma_{xp}$ .  $\sigma_{xp}'$  peut être considéré stationnaire en première approximation, sauf lors de la modification du solénoïde source (SG [A]).

Les relations les plus fortes vont servir de base pour établir une technique de réglage en l'absence d'une mesure permanente de l'émittance dans la ligne d'injection. Les corrélations fortes sont complétées par une corrélation entre  $\sigma_{xp}'$  et l'émittance qui est décrite dans la partie V.A.3.b).(2). La corrélation est très forte et positive entre  $\sigma_{xp}'$  et l'émittance. La corrélation est présente lorsque les données sont séparées en deux groupes, un premier groupe qui comprend toutes les variations induites

par les quadripôles et un second groupe qui prend en compte toutes les autres variations. Dans les deux cas, la corrélation est positive, mais il n'est pas possible d'estimer la valeur de l'émittance en fonction de  $\sigma_{xp}$  et inversement.

#### **V.A.3.e) Les techniques pour réduire l'émittance**

Au début de cette partie, la réduction de l'émittance du faisceau est montrée comme permettant d'augmenter l'amplitude du courant mesurable sur la sonde radiale, ce qui donne lieu à un faisceau de plus forte intensité dans le cyclotron (Figure V-18) pour la même intensité de courant source (S1C [A]). La réduction de l'émittance permet aussi de tendre vers des distributions ayant moins de densité locale (Figure V-21) et de se rapprocher de la forme du faisceau prévue initialement [80].

Afin de proposer une technique qui permettrait d'obtenir de plus faible émittance du faisceau, sans disposer d'émittance-mètre, les corrélations entre les paramètres faisceau sont étudiées pour définir une méthodologie pour remonter à l'émittance du faisceau et la réduire. En se basant sur les corrélations présentées, quatre techniques sont proposées pour réduire l'émittance du faisceau.

La première technique proposée consiste à contraindre l'émittance du faisceau en restreignant  $\mu_x$  à une région sur l'axe  $x$ . Cette technique favorise les faibles émittances à des  $\mu_x$  dont la position est contenue entre -4 et -2 mm de l'axe horizontal de référence de la ligne, comme présenté sur la Figure V-25.

La seconde technique qui est proposée repose sur la réduction de  $\sigma_{xp}$  comme expliqué dans la partie V.A.3.b).(1). Elle peut être combinée à la réduction du NumMax comme expliqué dans la partie V.A.3.b).(3), ce qui permet de tendre vers de faible valeur d'émittance.

La troisième technique repose sur  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  qui lorsqu'ils sont multipliés entre eux donne un estimateur de l'émittance fiable comme présenté dans la partie V.A.3.b).(4).

Enfin, la quatrième technique repose sur la réduction de  $\sigma_{xp}'$ , présentée dans la partie V.A.3.b).(2). Cette dernière technique a pour désavantage de ne pas permettre d'estimer l'émittance à laquelle est le faisceau, ce qui ne permet pas de savoir si la valeur minimale de l'émittance est atteinte.

Ces techniques peuvent être réutilisées pour définir la conception d'un futur diagnostic (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193). Les techniques restent valides tant que les réglages de l'accélérateur se situent dans l'intervalle des espaces explorés via la mesure de l'émittance.

#### **V.A.3.f) Corrélation entre la mesure de courant sur la sonde radiale et les informations données par l'émittance-mètre**

Dans cette partie, les corrélations entre les informations obtenues par l'émittance-mètre et l'intensité du faisceau mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R) sont étudiées. L'intérêt de l'étude de ces corrélations est de déterminer quel est le faisceau le plus adapté pour maximiser la transmission de la ligne d'injection vers la sonde radiale à 150 mm. Les données présentées dans cette partie sont sélectionnées avec une contrainte supplémentaire à ce qui est appliqué précédemment. Les mesures d'émittance présentées sont avec le groupeur en fonctionnement. Cette restriction supplémentaire réduit le nombre de mesures à 334.

Une première relation unissant le courant mesuré sur la sonde radiale et l'émittance du faisceau est présentée sur la Figure V-18 et est décrite dans la partie V.A.3.a). L'émittance du faisceau lorsqu'elle est réduite permet une augmentation de l'amplitude des courants mesurable sur la sonde radiale à un courant d'électron émis par les filaments (S1A [mA]) fixe. Dans cette partie, les paramètres faisceau recherchés sont ceux pouvant aider à transformer un faisceau de faible émittance qui n'est pas bien transmis vers un faisceau ayant une meilleure transmission.

D'après la simulation de la ligne d'injection réalisée lors de la conception du cyclotron [80], seules les particules ne participant pas à la corrélation des émittances transverses sont injectées dans le cyclotron (II.C.2, page 15). D'après la même simulation, les faisceaux ronds à la sortie de la triplette de quadripôle et à l'entrée du cyclotron sont ceux avec le meilleur taux de transmission. Cette analyse peut aussi informer sur l'évolution des corrélations menant à un faisceau ayant une distribution transverse ronde (faisceau rond) et avec le minimum de particules participant à la corrélation des émittances transverses.

#### V.A.3.f).(1) Lien entre le courant mesuré sur la sonde radiale, $\sigma_{xp}'$ et $\mu_x'$

Lorsqu'un faisceau d'une faible émittance est obtenu, il faut pouvoir passer d'un état avec un faible taux de transmission, vers un état avec un plus fort taux de transmission du faisceau. Pour ce faire,  $\sigma_{xp}'$  est étudié, comme présenté sur la Figure V-26. La Figure V-26 présente  $\sigma_{xp}'$  sur l'axe des abscisses avec le courant mesuré sur la sonde radiale sur l'axe des ordonnées, en fonction de l'émittance mesurée sur l'axe colorimétrique.

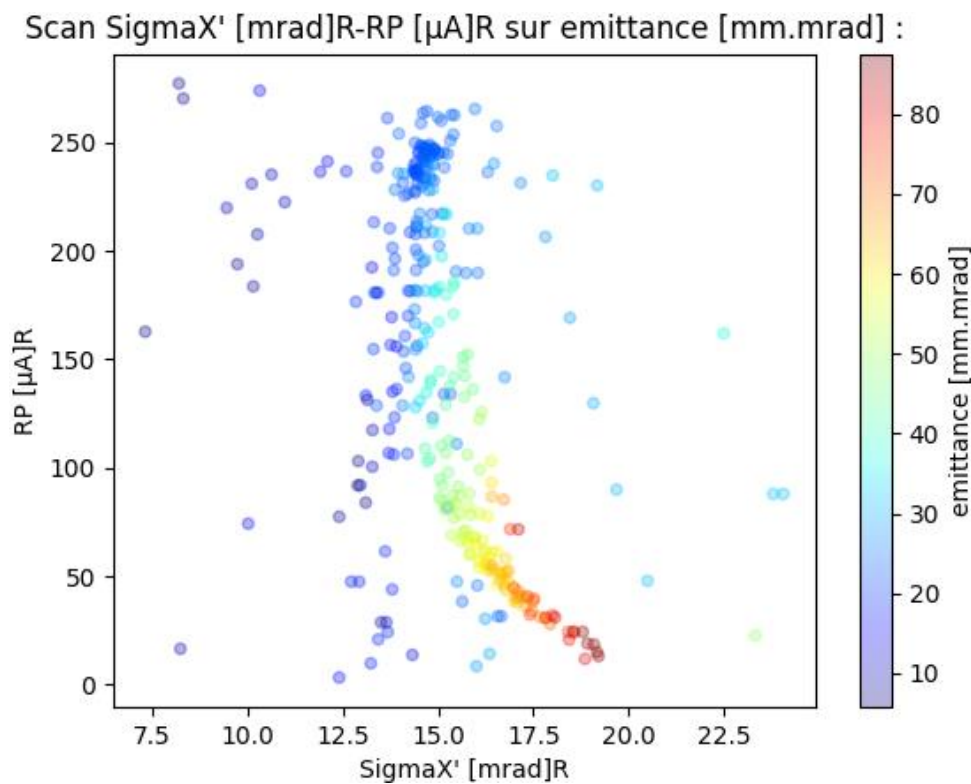


Figure V-26 : affichage de l'émittance en fonction de  $\sigma_{xp}'$  (SigmaX' [mrad]R), du courant sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R) et de leur propre émittance.

Sur la Figure V-26, lorsque  $\sigma_{xp}'$  diminue, les mesures d'émittance tendent vers les plus faibles valeurs. La diminution de  $\sigma_{xp}'$  ne s'accompagne pas d'une augmentation du courant mesuré sur la sonde radiale. Elle permet juste de mettre en avant certaines mesures d'émittance (mesure avec une seule NumMax). Un résultat équivalent est obtenu en remplaçant  $\sigma_{xp}'$  par le paramètre gamma de Courant-Snyder, cela est dû à la relation les unissant (V-2).

Les mesures d'intérêt mises en évidence peuvent être différenciées par  $\mu_x'$ , comme présenté sur la Figure V-27. La Figure V-27 présente les mêmes mesures que sur la Figure V-26 avec une échelle colorimétrique distincte, celle-ci est en fonction de  $\mu_x'$ . L'échelle colorimétrique présentée est adaptée et s'étend de 14 à 25,8 mrad, alors que dans la réalité, celle-ci va de -34 à 25,8 mrad.



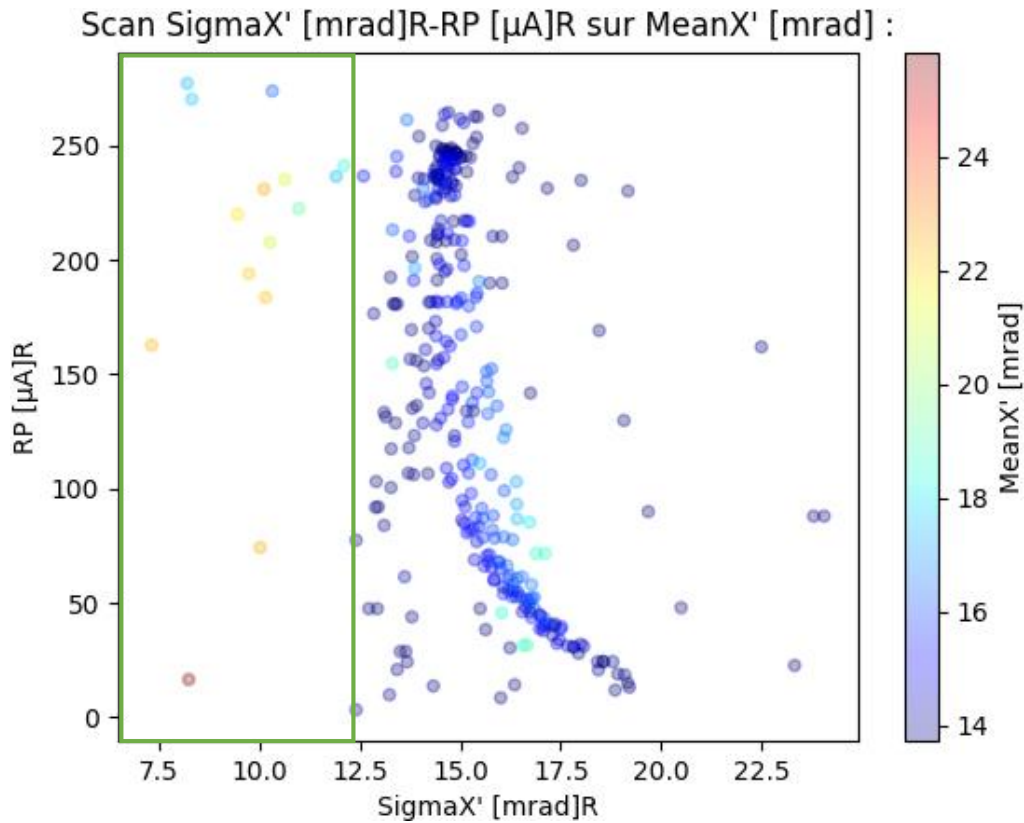


Figure V-27 : affichage de l'émittance en fonction de  $\sigma_{xp}$ ' ( $\text{SigmaX}'$  [mrad]R), du courant sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R) et de  $\mu_x$ ' ( $\text{MeanX}'$  [mrad]).

Sur la Figure V-27, lorsque  $\sigma_{xp}$ ' diminue jusqu'à être en dessous de 12,1 mrad (valeur dans le rectangle vert), il apparaît une corrélation entre les 15 mesures sélectionnées. La corrélation entre  $\mu_x$ ' et le courant mesuré sur la sonde radiale est de  $r = -0,817 \pm 0,096$  (très forte) et de  $\rho = -0,846 \pm 0,288$  (très forte). La corrélation entre  $\sigma_{xp}$ ' et le  $\mu_x$ ' peut être utilisée pour guider vers une optimisation du faisceau laissant passer le plus de faisceaux lorsque la maximisation de la transmission du faisceau est recherchée. Les 15 mesures sélectionnées ne sont que des mesures avec un seul NumMax. Les 15 mesures sont présentées sur la Figure V-28 en fonction de leur  $\mu_x$ ' et du courant mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R).



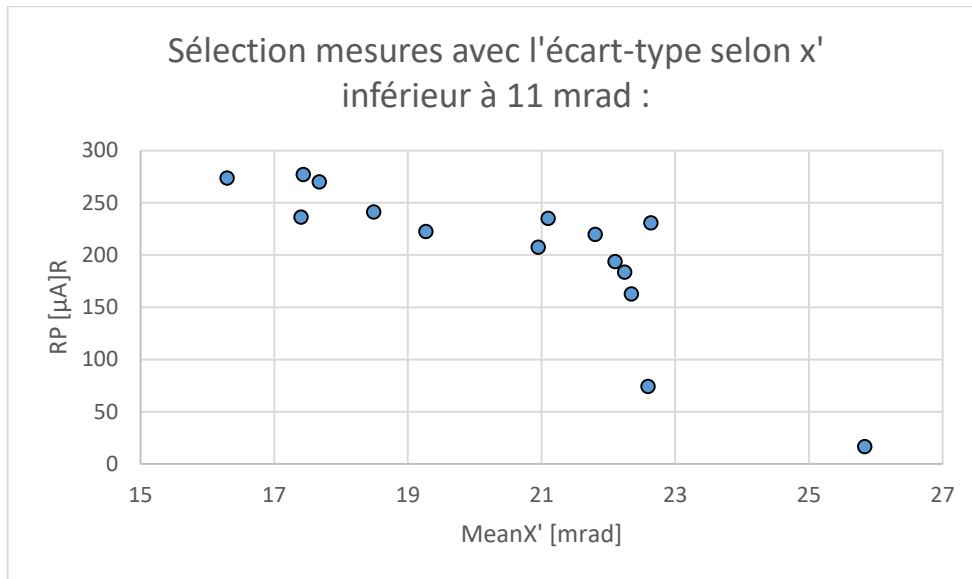


Figure V-28 : données présentées sur la Figure V-27 dans le cadre vert. La  $\mu_x'$  (MeanX' [mrad]) est affichée en fonction du courant sur la sonde radiale (RP [μA]R).

Sur la Figure V-28, le courant mesuré sur la sonde radiale est maximal pour un  $\mu_x'$  proche de 17 mrad et un  $\sigma_{xp}'$  inférieur à 12,1 mrad. La mesure la plus élevée de courant sur la sonde radiale est présentée à droite sur la Figure V-8.

La corrélation entre le courant mesuré sur la sonde radiale et le  $\mu_x'$  peut être réemployé tant que les éléments magnétiques et électriques en aval de l'émittance-mètre produisent le même champ magnétique et électrique que celui employé durant les mesures. Leurs valeurs des paramètres de réglages sont inscrites dans l'Annexe 8.

#### V.A.3.f).(2) Lien entre le courant mesuré sur la sonde radiale, $\sigma_{xp}$ et $\mu_x$

Au même titre que la précédente partie, le faisceau à une position moyenne préférentielle pour la transmission. La position moyenne préférentielle est présentée sur la Figure V-29. La figure représente en abscisse le  $\mu_x$  (MeanX [mm]), en ordonnée le courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm du centre (RP [μA]R) et sur l'axe colorimétrique l'émittance du faisceau en [mm.mrad].

Sur la figure, le courant devient maximal lorsque l'émittance réduit et que le faisceau tant vers l'intervalle [-4 ; -2] mm. C'est le même intervalle que celui montré sur la Figure V-25. De plus, cette figure met en exergue que ce sont les plus faibles émittances qui permettent d'obtenir les plus forts courants.

Dans l'intervalle [-4 ; -2], tous les faisceaux de faible émittance (en violet) ne permettent pas d'obtenir le plus fort courant sur la sonde radiale, ils sont fonction d'autres paramètres faisceau.

Scan MeanX [mm]-RP [ $\mu$ A]R sur emittance [mm.mrad] :

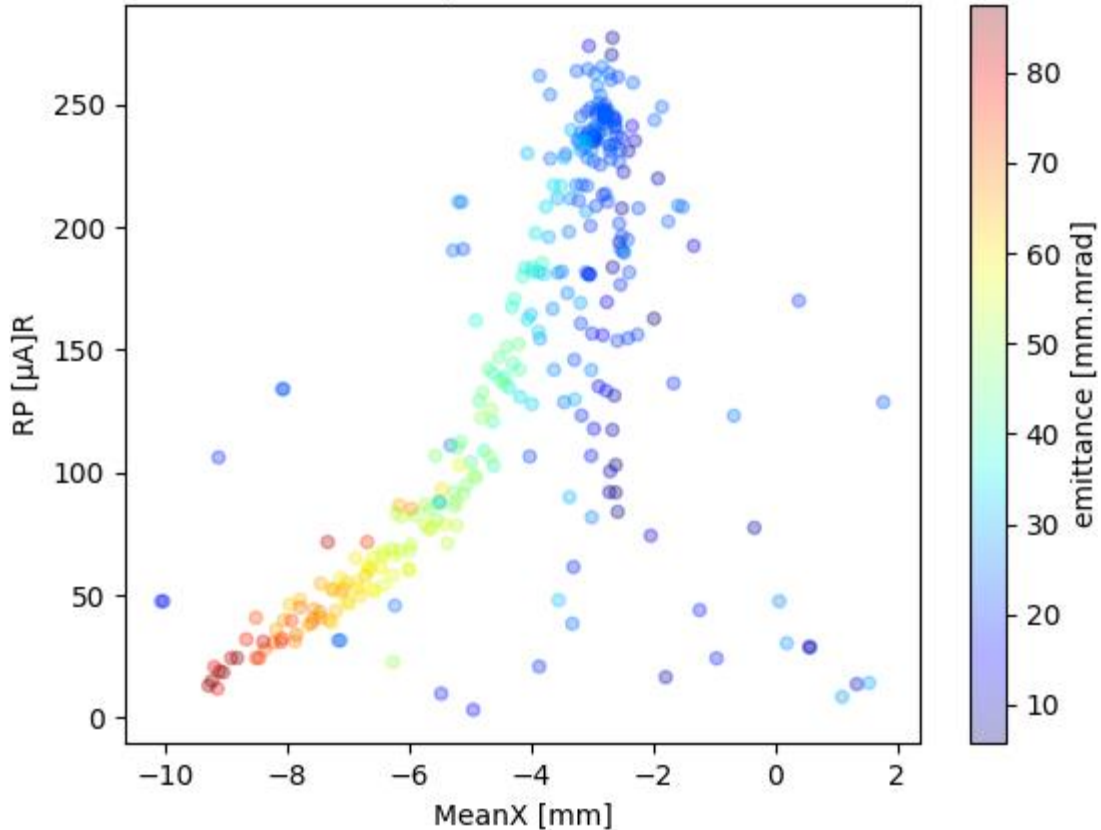


Figure V-29 : les mesures d'émittance en fonction de  $\mu_x$  (MeanX [mm]), le courant mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R) et l'émittance en mm.mrad.

Les mêmes faisceaux ( $\sigma_{xp}' < 12,1$  mrad) que sur la Figure V-28 sont sélectionnés et affichés sur la Figure V-30. Sur la Figure V-30 est présenté les faisceaux en fonction de leur centroïde selon  $x - x'$  et le courant mesuré sur la sonde radiale. Une tendance reliant la position du centroïde du faisceau dans l'espace des phases et la transmission ressortent.

Dans les mesures d'émittance présentée sur la Figure V-30, le coefficient de corrélation entre  $\mu_x$  et le courant mesuré sur la sonde radiale est de  $r = -0,717 \pm 0,140$  (forte) et de  $\rho = -0,607 \pm 0,288$  (forte).

Lorsqu'un faisceau ayant une distribution angulaire faible ( $\sigma_{xp}' < 12,1$  mrad) et une faible émittance (émittance  $< 15,24$  mm.mrad) se déplace dans l'espace des phases, une position optimale pour la transmission ressort. La position optimale du centroïde ressort dans l'intervalle  $[-3,1 ; -2,6]$  mm et  $[16 ; 18]$  mrad.

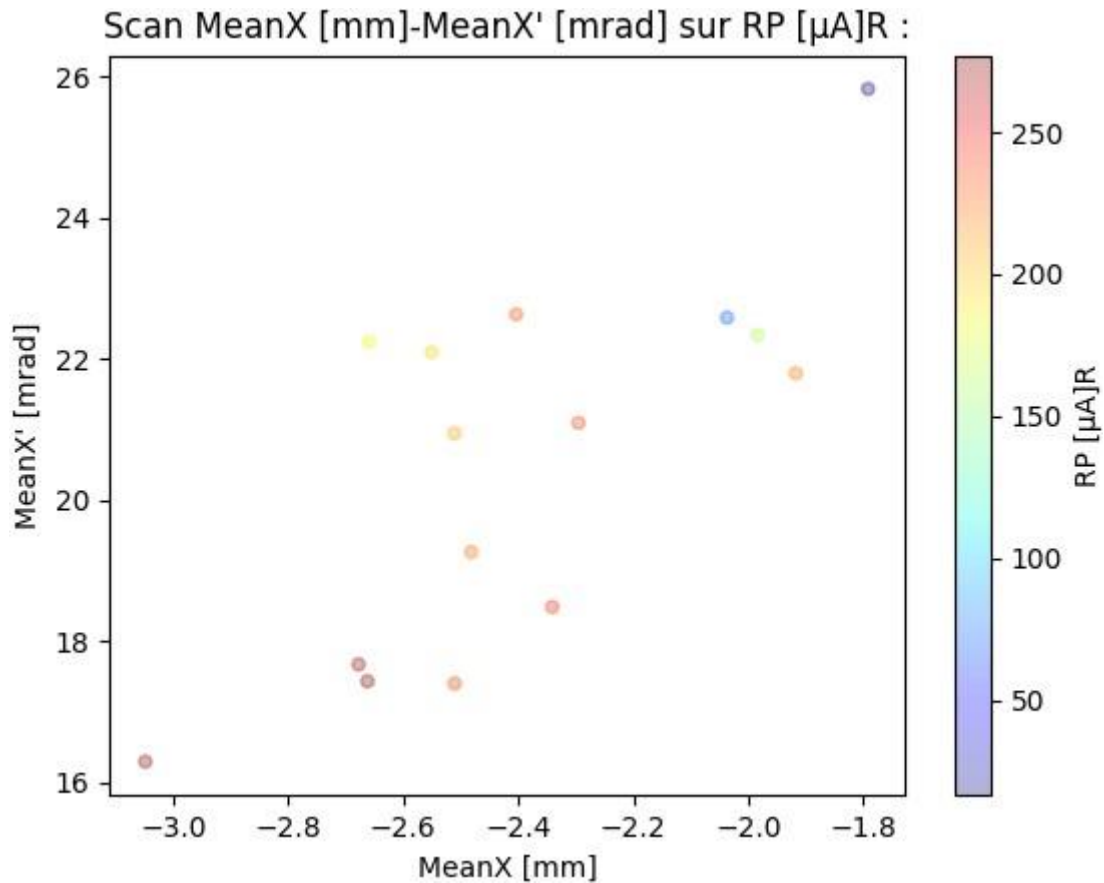


Figure V-30 : données présentées sur la Figure V-27 dans le cadre vert. Les données sont présentées en fonction de  $\mu_{x'}$  (MeanX' [mrad]),  $\mu_x$  (MeanX [mm]) et le courant mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R).

#### V.A.3.f).(3) Les positions préférentielles des maximums locaux dans l'espace $x - x'$

Dans l'objectif de vérifier s'il existe une position particulière des NumMax dans l'espace  $x - x'$  pour favoriser la transmission du faisceau entre la ligne d'injection et la sonde radiale. Au même titre qu'il existe une position préférentielle du  $\mu_x$  et  $\mu_{x'}$  pour réduire l'émittance (V.A.3.c).(2)) et augmenter la transmission (Figure V-30). Les positions préférentielles des maximums locaux dans l'espace  $x - x'$  sont étudiées en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale. Cette analyse est présentée sur la Figure V-31 et est réalisée aussi en fonction du nombre de NumMax par mesure d'émittance.

La Figure V-31 présente la position des maximums locaux dans l'espace  $x - x'$  pour tous les faisceaux mesurés comportant un à quatre maximum locaux. Une sélection est réalisée en fonction de l'intensité mesurée sur la sonde radiale (supérieur à 200  $\mu$ A et à 260  $\mu$ A) pour vérifier l'émergence d'une région préférentielle.

Les faisceaux avec quatre maximums locaux ont atteint la valeur maximale de 152  $\mu$ A sur la sonde radiale à 150 mm, d'où leur absence lors de la sélection à 200 et 260  $\mu$ A sur la sonde radiale.

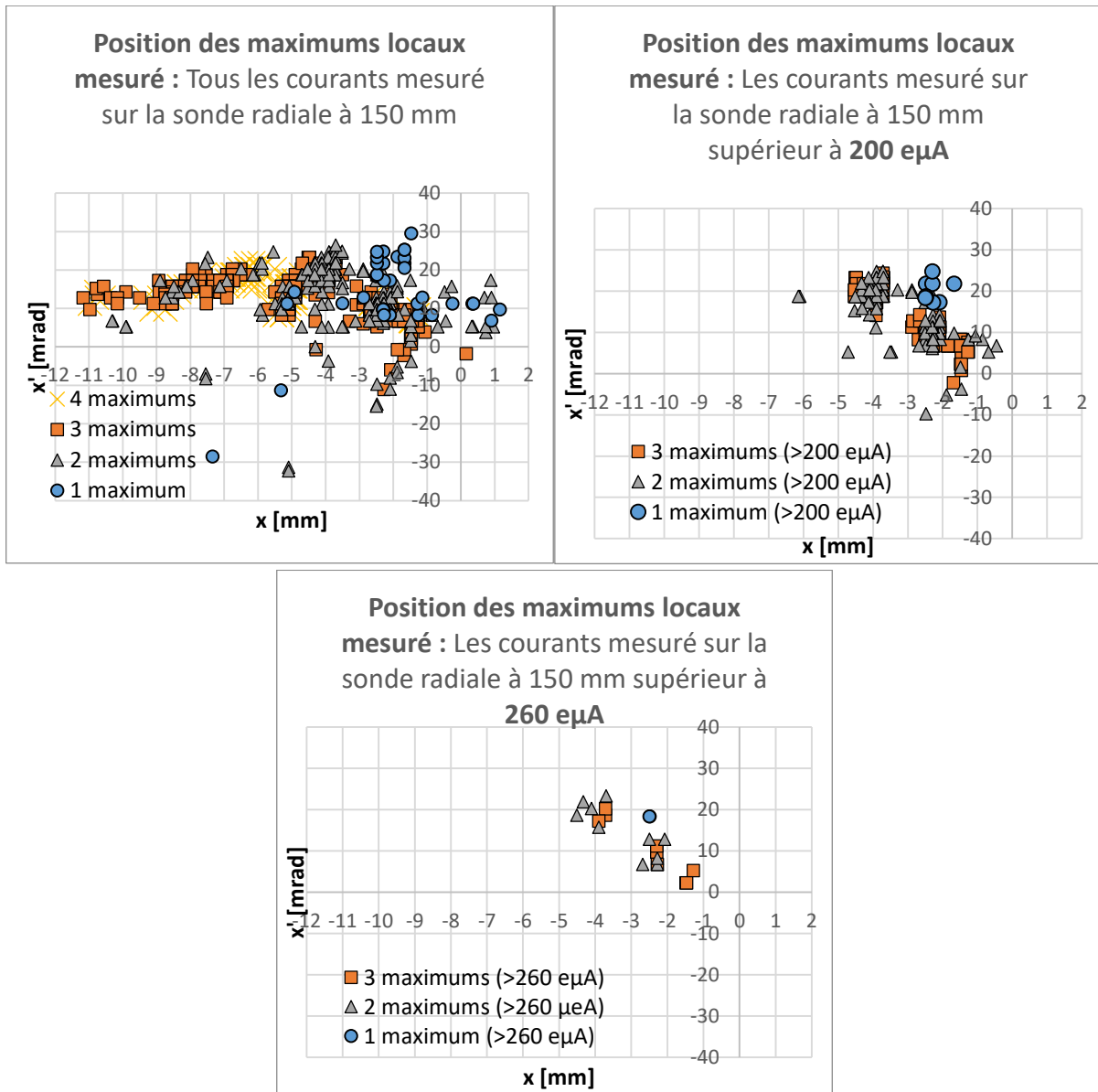


Figure V-31 : position de tous les maximums locaux, sans sélection puis sélectionnés en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale, soit avec un courant supérieur à 200 et 260  $\mu\text{A}$ .

Les NumMax retenus convergent vers une région lorsqu'ils sont sélectionnés progressivement en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale (supérieur à 200 et 260  $\mu\text{A}$ ). Sur la dernière Figure V-31 (supérieurs à 260  $\mu\text{A}$ ), il y a une région préférentielle qui ressort. La région préférentielle est comprise dans l'espace  $[-5 ; -1]$  mm et  $[0 ; 25]$  mrad, soit une position préférentielle pour la transmission du faisceau.

L'intervalle selon  $x$  est plus large et il englobe l'intervalle annoncé dans la partie V.A.3.c).(2). L'intervalle annoncé dans la partie V.A.3.c).(2) est l'intervalle des  $\mu_x$  pour réduire l'émittance, ce même intervalle correspond aussi à l'intervalle de  $\mu_x$  pour le maximum de transmission (V.A.3.f).(2)). Le résultat est donc cohérent puisque l'intervalle des positions préférentielles des NumMax comprennent l'intervalle des courants maximaux en son sein. L'intervalle selon  $x'$  est aussi cohérent, car il comprend en son sein la valeur préférentielle trouvée pour la transmission du faisceau (V.A.3.f).(2)). Des détails supplémentaires sur les mesures présentées sur la Figure V-31 se trouvent dans l'Annexe 11, page 277.

#### V.A.3.f).(4) Position dans l'espace de phase $x - x'$ pour maximiser la transmission

Pour maximiser la transmission entre la ligne d'injection et la sonde radiale à 150 mm à un courant source constant ( $S1A$  [mA]  $\in$  [2,9 ; 3,1] mA), un intervalle préférentiel est trouvé (V.A.3.c).(2)). L'intervalle préférentiel trouvé est selon le centroïde de la bi-gaussienne 2D utilisé dans l'ajustement des mesures d'émittance. L'intervalle préférentiel est trouvé pour une faible dispersion angulaire du faisceau ( $\sigma_{xp}' < 12,1$  mrad) et de faible émittance (émittance  $< 15,24$  mm.mrad). L'intervalle préférentiel pour le centroïde est [-3,1 ; -2,6] mm et [16 ; 18] mrad dans l'espace des phases  $x - x'$ .

Une confirmation est trouvée en étudiant la position des NumMax pour les valeurs d'intensité les plus élevées mesurées sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]  $> 260$   $\mu$ A). L'intervalle préférentiel trouvé englobe l'intervalle préférentiel énoncé précédemment. L'intervalle de position des NumMax dans l'espace des phases  $x - x'$  est de [-5 ; -1] mm et [0 ; 25] mrad.

Du point de vue opérationnel, les relations présentées précédemment dans la partie V.A.3.c) peuvent être utilisées pour situer le faisceau dans l'espace de phase  $x - x'$  sans faire de mesure directe de l'angle moyen ou de l'émittance du faisceau.

#### V.A.4. Récapitulatif de la partie V.A

Les mesures d'émittance systématique dans la ligne d'injection ont permis de mettre en exergue que l'émittance du faisceau d'ions H<sup>-</sup> est répétable avec la même optimisation sur une période de deux mois. Les mesures d'émittance ont aussi permis d'identifier quelle était l'influence de chaque paramètre (Annexe 7). La plupart des paramètres de réglage de la ligne d'injection contrôlant les éléments magnétiques et électriques vont avoir une influence sur plusieurs paramètres faisceau, sauf certains paramètres tels que le correcteur de trajectoire source selon  $x$  (SSX) et  $y$  (SSY) qui vont avoir respectivement une influence sur  $\mu_{x'}$  et  $\mu_x$ .

Le nombre élevé de mesures d'émittance a permis de faire une étude statistique et d'extraire qualitativement les relations entre les paramètres du faisceau, via l'application de test de corrélations. L'objectif est d'identifier les paramètres faisceau les plus impactant sur la transmission du faisceau entre la ligne d'injection et la sonde radiale à 150 mm.

À partir de l'évolution des paramètres faisceau et de leurs corrélations, plusieurs techniques d'optimisation sont proposées. Quatre techniques sont proposées pour estimer et réduire l'émittance du faisceau sans posséder d'émittance-mètre :

- Une première technique proposée consiste à contraindre l'émittance du faisceau en restreignant  $\mu_x$  à une région sur l'axe  $x$ . Cette technique favorise les faibles émittances à des  $\mu_x$  dont la position est contenue entre -4 et -2 mm de l'axe horizontal de référence de la ligne, comme présenté sur la Figure V-25. De plus, cet intervalle correspond à l'intervalle de transmission maximale (Figure V-30).
- Une seconde technique proposée repose sur la réduction de  $\sigma_{xp}$  comme expliqué dans la partie V.A.3.b).(1). La seconde technique peut être combinée à la réduction du NumMax comme expliqué dans la partie V.A.3.b).(3), ce qui permet de tendre vers de faible valeur d'émittance.
- Une troisième technique reposant sur  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$  qui lorsqu'ils sont multipliés entre eux donne un estimateur de l'émittance fiable comme présenté dans la partie V.A.3.b).(4).
- Enfin, une quatrième technique reposant sur la réduction de  $\sigma_{xp}'$  est présentée dans la partie V.A.3.b).(2). Cette dernière technique a pour désavantage de ne pas permettre d'estimer l'émittance à laquelle est le faisceau, ce qui ne permet pas de savoir si la valeur minimale de l'émittance est atteinte.

De ces mesures en découle aussi la région préférentielle dans l'espace de phase  $x - x'$  pour la transmission du faisceau entre la ligne d'injection et la sonde radiale à 150 mm. La relation est applicable lorsque  $\sigma_{xp}$  est inférieur à 12,1 mrad et que l'émittance est déjà réduite (<15,24 mm.mrad).

Les mesures d'émittance ont également montré l'influence des réglages de la source sur l'émittance totale du faisceau de H<sup>-</sup>, ainsi que l'influence de la source sur le NumMax. C'est le seul élément d'après les mesures expérimentales qui permette la réduction du nombre de maximums locaux tous en augmentant l'intensité mesurée sur la sonde radiale.

Enfin, la compensation des valeurs des paramètres de réglage des quadripôles permettant la conservation de l'émittance dans l'espace de phase  $x - x'$  sont mises en évidence. Ces relations font évoluer l'état de convergence des sous-faisceaux associés aux densités locales, ainsi que le centroïde du faisceau selon  $x$ . Sur la sonde radiale, cela se traduit comme une diminution ou une augmentation du courant.

#### V.A.5. Discussion

La simulation initiale de la ligne d'injection [80] donne un faisceau rond à la sortie des quadripôles comme ayant la meilleure transmission entre la ligne d'injection et le cyclotron. Le faisceau dans la simulation initiale [80] à la position de l'émittance-mètre est annoncé avec une dimension à  $1 \sigma$  selon  $x$  et  $y$  d'environ 3,3 mm. Le faisceau dans la simulation est aussi rond, divergent et centré sur le centre géométrique de la ligne d'injection.

Dans les mesures d'émittance, lorsque le courant sur la sonde radiale a atteint sa valeur maximale mesurée à un courant source constant (Figure V-8), le faisceau mesuré a  $\sigma_{xp}$  égal à 1,5 mm, est convergent et excentré du centre géométrique de la ligne d'injection.

Les résultats de la simulation initiale de la ligne d'injection [80] et les mesures expérimentales sont non concordants. Une explication de la différence entre la simulation initiale de la ligne d'injection et les mesures d'émittance est justifiée par l'impact de la bobine principale du cyclotron. La bobine principale influence la trajectoire du faisceau dans la ligne d'injection, ce qui est confirmé dans la mesure sans le champ magnétique de la bobine principale (Figure III-26, page 71) et également confirmée par des mesures d'émittance lors de variation de son intensité de plus de 10A (situé aux alentours de 127A normalement).

#### V.B. Les mesures d'émittance avec le faisceau d'ions He<sup>2+</sup>

Durant la campagne, 72 mesures d'émittance avec le faisceau de He<sup>2+</sup> sont réalisées de manière exploratoire. L'optimisation initiale employée pour l'étude est celle employée pour la production de l'<sup>211</sup>At. Un tir de production d'<sup>211</sup>At se déroule sur plusieurs heures et a une intensité moyenne de 16,5 eμA en bout de ligne (10% sur le collimateur quatre doigts et 90% sur la cible). Les paramètres de réglage étudiés avec le faisceau d'ions He<sup>2+</sup> sont ceux de la source SUPERNANOGAN ECR et du solénoïde source (Figure V-3).

La source d'ions He<sup>2+</sup> est contrôlée par cinq paramètres de réglage : la puissance de l'onde radiofréquence amplifiée ou atténuée exprimée en dB (S2P [dB]) ; la position de l'accord cavité pour ajuster l'impédance de la cavité radiofréquence dans la source (S2A [mm]) ; la haute tension d'accélération des ions (S2H [kV]) ; le paramètre de réglage de la fréquence radiofréquence injectée dans la source (S2F [MHz]) et enfin le débit de gaz entrant dans la source (S2G [sccm]). L'impact de chaque paramètre de réglage sur l'émittance mesuré est décrit dans l'Annexe 7.

L'influence du paramètre de réglage S2P [dB] sur l'émittance du faisceau est présentée sur la Figure V-32. Sur la figure sont présentées deux séries de mesures d'émittance en fonction de la

puissance de l'onde RF injectée dans la source SUPERNANOGAN. Les réglages de la ligne d'injection et de la source sont distincts entre les deux séries de mesure. Les bars d'erreur sur les deux séries de mesure correspondent à l'erreur sur l'ajustement de la bi-gaussienne 2D. D'après la Figure V-32, l'émittance du faisceau reste stable globalement en fonction de S2P [dB]. Lorsqu'il est étudié en détail l'émittance, elle a tendance à réduire en même temps que la puissance injectée dans la source (en orange, le 11-03-2021).

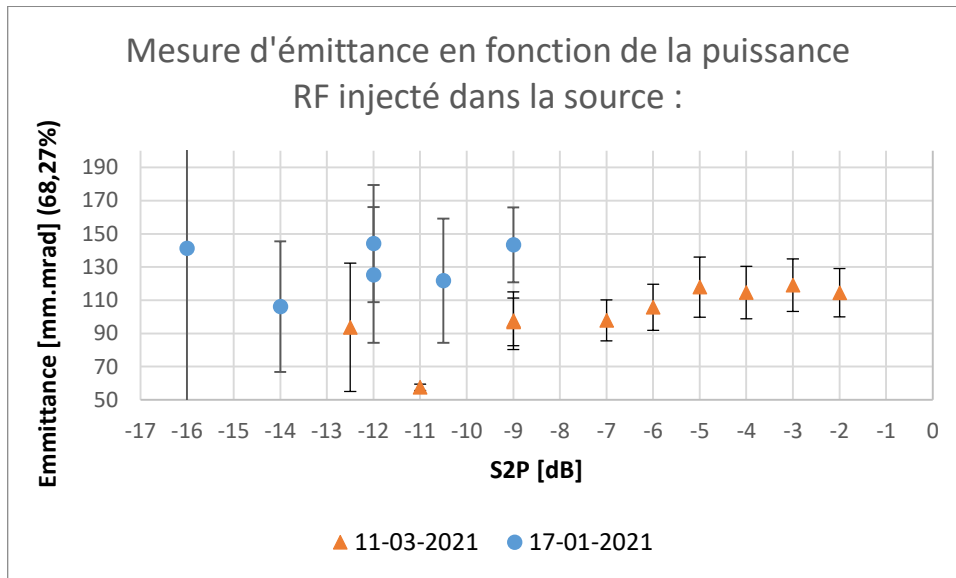


Figure V-32 : émittance du faisceau d'ions  $\text{He}^{2+}$  en fonction de la puissance de l'onde RF injectée dans la source (S2P [dB]).

Sur la Figure V-32, il est remarqué que le faisceau d'ions  $\text{He}^{2+}$  est un faisceau avec une émittance plus importante que le faisceau d'ions  $\text{H}^-$  (Figure V-1). Le faisceau de  $\text{He}^{2+}$  est aussi plus large que le faisceau de  $\text{H}^-$ , comme présenté sur la Figure V-33. Sur la Figure V-33, deux mesures d'émittance réalisées avec un faisceau d'ions  $\text{H}^-$  et  $\text{He}^{2+}$  sont présentées. Les mesures d'émittance ont en ordonnée la position et en abscisse l'angle de déviation. L'axe colorimétrique est la tension mesurée par la carte d'acquisition Femto (Table IV-4, page 95). Le facteur d'amplification de la carte d'acquisition entre les deux mesures n'est pas le même, il est plus important pour la mesure d'émittance avec les ions  $\text{He}^{2+}$ . Le faisceau de  $\text{He}^{2+}$  (à gauche) a une émittance et un écart-type selon  $x$  quatre fois plus élevées que l'émittance mesurée avec le faisceau d'ions  $\text{H}^-$ .

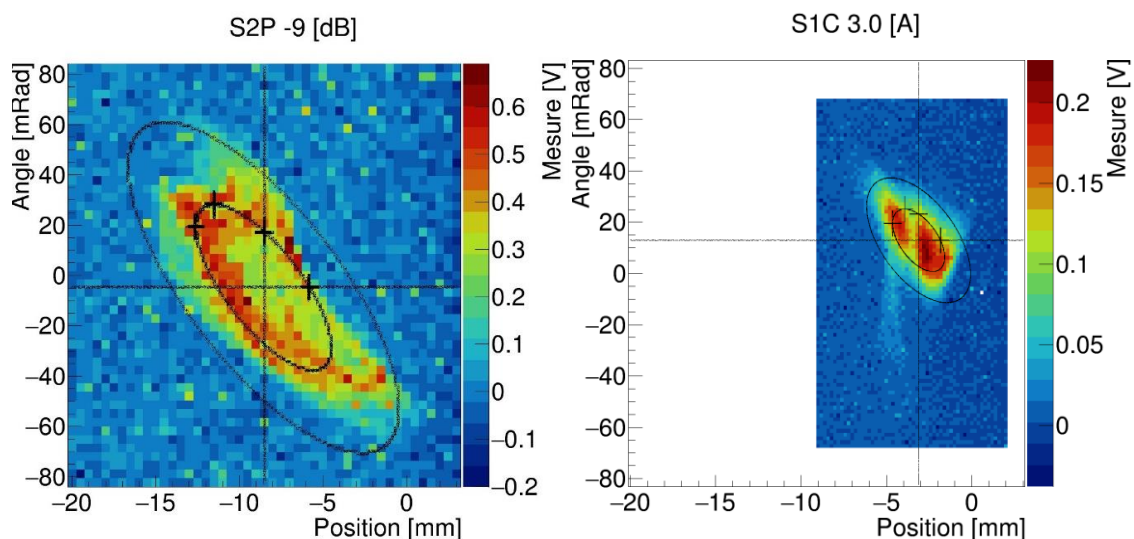




Figure V-33 : comparaison d'une mesure type d'émittance avec le faisceau d'ions  $He^{2+}$  (à gauche) et d'ions  $H$  (à droite).

Sur la Figure V-33, la figure d'émittance avec le faisceau d'ions  $He^{2+}$  est une mesure d'émittance obtenue sans optimisation de la ligne d'injection ou de la source. Sur la figure d'émittance avec les ions  $He^{2+}$ , un faisceau creux (voir note de bas de page 39) apparaît (II.E.3.a), page 37). Un faisceau creux est identifiable par une tache faisceau creuse dans l'espace des phases  $x - y$ . Un faisceau creux est doté d'un profil faisceau avec deux maximum entourant un minimum local. Dans les profils faisceau selon  $x$  découlant des mesures d'émittance, deux maximums locaux entourant un minimum local sont présents sur une partie des profils faisceau selon  $x$ . L'origine d'un faisceau creux peut s'expliquer par un réglage de la source inadéquate ((II.E.3.a), page 37) ou par une charge d'espace trop importante [122].

### V.B.1. Réduction de l'émittance du faisceau

Durant la campagne de mesure, les paramètres de la ligne d'injection et de la source sont explorés pour déterminer quelle est la forme du faisceau d'ions  $He^{2+}$  dans l'espace  $x - x'$ . Avec les paramètres standard initiaux des tirs opérationnels hauts courant en alpha, il est obtenu un faisceau d'ions creux (voir la page 39) ((II.E.3.a), page 37). Avec une optimisation de la ligne d'injection et de la source adéquate en se basant sur la mesure d'émittance, le faisceau n'est plus un faisceau creux et son émittance est réduite. Les mesures d'émittance dans les deux conditions expérimentales sont présentées sur la Figure V-34.

Cette figure illustre la mesure sans optimisation (à gauche) et la mesure avec optimisation de la source et de la ligne d'injection (à droite) : sur les deux mesures d'émittance, en ordonnée est présents l'angle de déviation en mrad et en abscisse la position du faisceau. L'axe colorimétrique entre les deux figures diffère, car le facteur d'amplification du signal mesuré entre les deux figure à un facteur 10. À gauche, le facteur d'amplification est de  $1.10^8$  et à droite, il est de  $1.10^7$ .

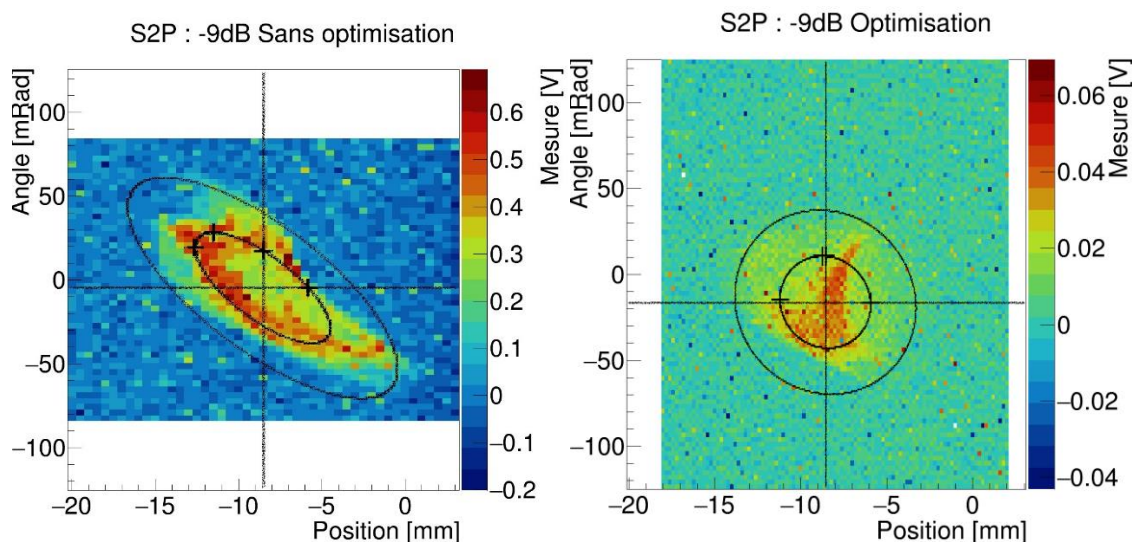


Figure V-34 : mesures d'émittance ( $He^{2+}$ ) sans (à gauche) et avec (à droite) une optimisation de la source et de la ligne d'injection.

L'optimisation entre les deux cas de figure permet de réduire l'émittance du faisceau par un facteur 2,57 ( $272,5 \rightarrow 105,8$  mm.mrad) en plus de supprimer le faisceau d'ions creux (voir la page 39). Comme énoncé plus haut, pour atteindre cette optimisation, la ligne d'injection et la source SUPERNANOGAN ECR ont dû être optimisées. Expérimentalement, cela ne permet pas de justifier de l'origine du faisceau creux (voir note de bas de page 39), car un faisceau creux peut apparaître à cause d'un défaut de réglage de la fréquence de résonance de la source (II.E.3.a), page 37) ou de l'impact de



l'espace des charges (II.E.6.a), page 45) [122]. La réduction d'émittance du faisceau devrait faciliter la transmission de celui-ci dans l'accélérateur, en permettant une concordance plus facile avec l'acceptance du cyclotron (II.E.7.b), page 48). La réduction de l'émittance du faisceau pourrait aussi permettre d'augmenter le facteur d'extraction (II.C.4, page 20) et ainsi permettre un plus fort courant sur cible.

### V.B.2. Augmentation du courant mesuré sur la sonde radiale

Comme dans l'étude avec le faisceau d'ions  $H^-$ , il est exploré les paramètres faisceau préférentiels pour sa transmission jusqu'à la sonde radiale à 150 mm. Entre les paramètres faisceau et le courant mesuré sur la sonde radiale réside une corrélation.

Lors de la variation de l'accord cavité (S2A [mm]) et du débit gaz (S2G [sccm]), une variation de la position du faisceau dans l'espace de phase  $x - x'$  est présente. La variation de position est accompagnée d'une évolution de l'intensité du courant mesuré sur la sonde radiale, ce qui montre une position optimale dans l'espace des phases. Aucun autre paramètre faisceau ne change durant la variation de S2A et de S2G. Les mesures sont présentées sur la Figure V-35. En orange, il est présenté les positions des centroïdes des faisceaux lors de l'évolution des paramètres de réglage avec leur bar d'erreur. En bleu, il est présenté le courant mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu A$ ]R) à 150 mm du centre du cyclotron.

Lorsque le centroïde tend vers la position -7,8 mm et -12 mrad, l'intensité mesurée par la sonde radiale et l'émittance-mètre deviennent maximale, comme présenté sur la Figure V-36. Par l'ajustement de l'impédance de la cavité, le courant est augmenté jusqu'à atteindre 53,57  $\mu A$  sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron avec une puissance RF de -9 dB (S2P).

La Figure V-36 présente le rapport qu'il y a entre la valeur de l'intégration de la bi-gaussienne 2D (courant intégré) utilisée dans l'ajustement et le courant mesuré par la sonde radiale (RP [ $\mu A$ ]R). La relation entre les deux variables est linéaire, les autres liens sont détaillés dans l'Annexe 7.

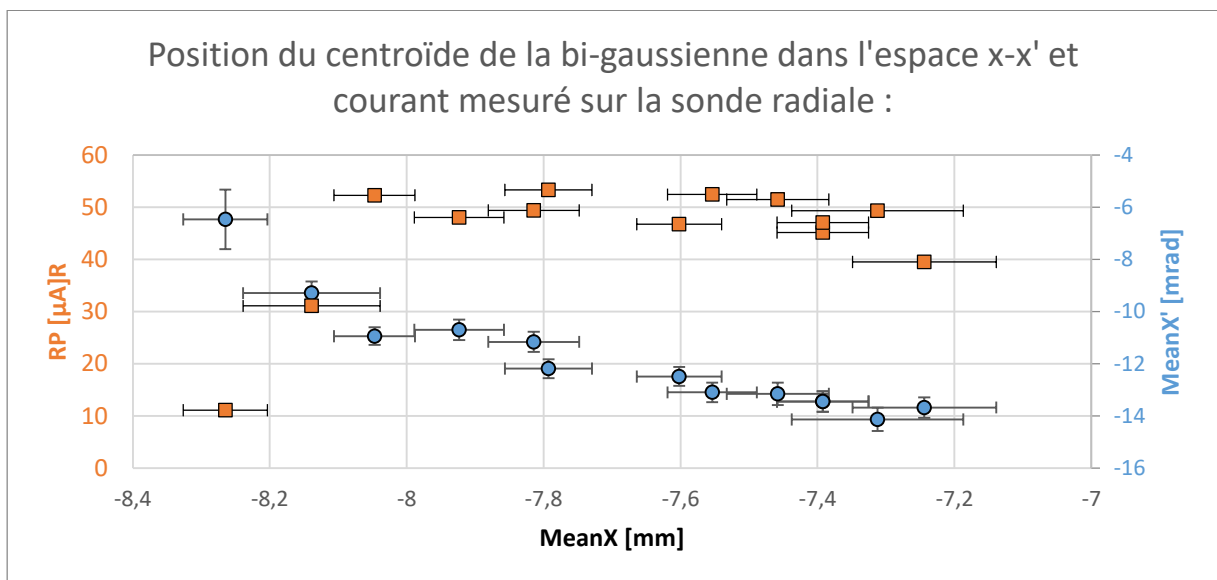


Figure V-35 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction du centroïde du faisceau.

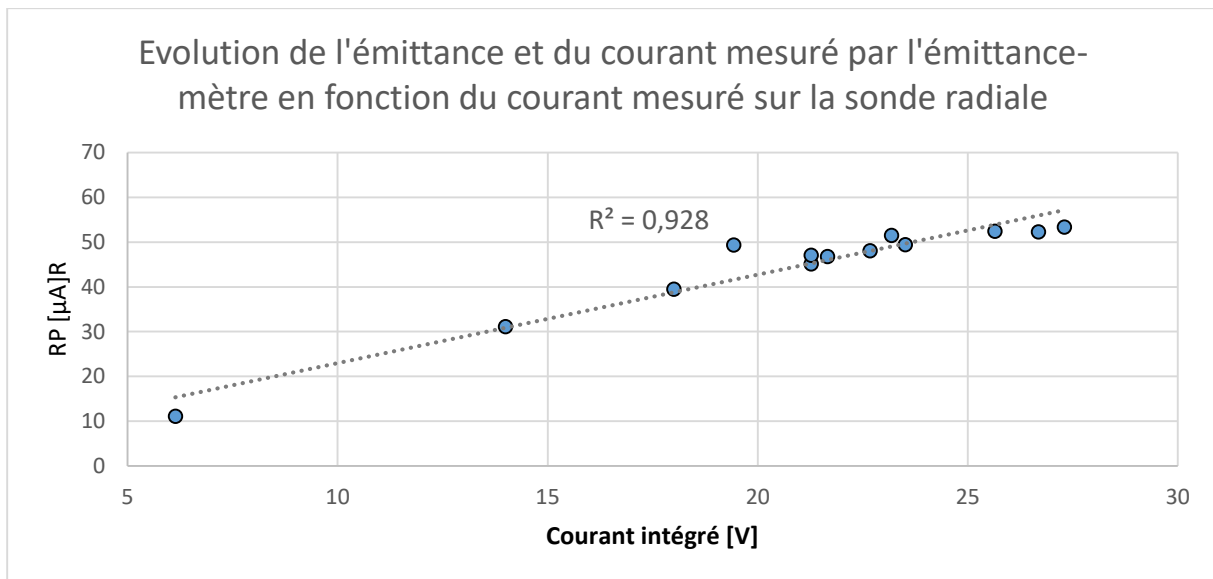


Figure V-36 : relation entre le courant mesuré sur la sonde radiale ( $RP [\mu A]R$ ) et le courant intégré par l'émittance-mètre.

D'après ce qui est observé avec l'émittance-mètre, l'augmentation de l'intensité du faisceau dans la ligne d'injection est suffisante pour augmenter le courant sur la sonde radiale. La linéarité entre le courant intégré et le courant mesuré par la sonde radiale indique que le faisceau réalise la majorité de ces pertes en amont de l'émittance-mètre dans le cas présent.

### V.B.3. Récapitulatif de la partie V.B

Le faisceau d'ions  $He^{2+}$  est quatre fois plus gros (émittance et écart-type) que le faisceau d'ions  $H^+$  et sans optimisation particulière, un faisceau creux (II.E.3.a), page 37) apparaît. Un faisceau creux dans ce cas de figure est plus compliqué à transmettre de la ligne d'injection jusqu'en bout de ligne et de plus, cela peut être une source d'endommagement de la ciblerie. Le réglage de la ligne d'injection et de la source suffisent pour réduire l'émittance du faisceau mesuré et suffisent à supprimer le faisceau creux dans la ligne d'injection. Pour maximiser la transmission du faisceau, la position préférentielle du faisceau dans l'espace des phases est trouvée. Cette information peut être réutilisée dans le cas où l'optimisation de la ligne d'injection n'est pas éloignée de l'optimisation étudiée.

## V.C. Conclusion

Les deux principaux faisceaux d'ions utilisés dans le cyclotron sont étudiés dans la ligne d'injection avec l'émittance-mètre. La forme du faisceau mesuré peut être composée de plusieurs zones de densité locale ( $H^-$ ) ou peut être un faisceau creux ( $He^{2+}$ ), lors de réglage opérationnel pour des tirs hauts courants. Le faisceau d'ions  $H^-$  comporte plusieurs zones de densité locale (NumMax) qui peuvent être mises en exergue grâce à l'action des quadripôles. Le faisceau d'ions  $He^{2+}$  est un faisceau creux sans réglage particulier de la ligne d'injection et de la source SUPERNANOGAN ECR.

Dans les deux cas de figure, il est possible de réduire l'émittance par le réglage de la ligne d'injection et des sources. Dans le cas du faisceau d'ions  $H^-$ , c'est le réglage de la source Multicusp qui permet de tendre vers un faisceau plus rond avec une seule zone de densité dans l'espace  $x - x'$ . Pour le faisceau d'ions  $He^{2+}$ , c'est l'impact conjoint du réglage de la source et de la ligne d'injection qui permet de tendre vers un faisceau non creux. L'impact du réglage de la source et du réglage de la ligne d'injection sont indissociables dans les données expérimentales.

Pour préparer la montée en intensité du faisceau d'ions  $H^-$ , la source Multicusp et l'influence des éléments magnétique sont étudiées plus en détail. La répétabilité du faisceau d'ions  $H^-$  est démontrée sur une période de deux mois avec les mêmes réglages. La répétabilité permet de s'attendre à obtenir un faisceau similaire à chaque allumage de la source avec le même temps de chauffage. L'obtention d'un faisceau répétable permet la mise en place de technique pour la réduction de l'émittance et l'augmentation de la transmission du faisceau d'ions  $H^-$ . Ces techniques reposent sur des corrélations apparaissant entre les paramètres faisceau et la position préférentielle du faisceau dans l'espace de phase pour la transmission entre la ligne d'injection et la sonde radiale.

Un autre point de vue sur le problème des multiples zones de densité locale est de se mettre dans une configuration où ils sont présents et de les mettre en exergue par l'action des quadripôles. Grâce au diagnostic (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193), une sélection des zones de densité locale peut être réalisée pour s'assurer de n'avoir qu'une seule zone de densité locale de transmise. Ce cas de figure peut apparaître dans le cas d'un réglage de la source et de la ligne d'injection imposée (tir de recherche).

## Chapitre VI. Simulation de la ligne d'injection.

La simulation de la ligne d'injection avec le logiciel G4bl [127] est étudiée dans ce chapitre. Les résultats de la simulation sont mis en comparaison avec des résultats obtenus lors de campagnes de mesure. La comparaison a pour objectif de donner des informations sur le faisceau mesuré et de confirmer la capacité de la simulation à donner des tendances qui tend vers les mesures expérimentales.

Dans un premier temps, il est mis en comparaison une simulation de la ligne d'injection avec un faisceau gaussien et des mesures de courant réalisées dans la ligne d'injection. Les mesures dans la ligne d'injection sont réalisées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et sur un collimateur fixe dans la ligne d'injection (Figure III-5, page 55). L'objectif de cette simulation est de vérifier ses capacités à donner des tendances du faisceau sur des organes de mesure dans la ligne d'injection et à donner les limites d'une simulation avec un faisceau gaussien. Des précautions sur l'impact de la graine aléatoire dans la simulation Monte-Carlo, le nombre de particules simulé et la simulation des collimateurs fixe sont prises (Annexe 12).

Dans un second temps, il est mis en comparaison la simulation de plusieurs faisceaux d'ions à la sortie de la source Multicusp (multifaisceau) avec des mesures expérimentales réalisées avec l'émittance-mètre (Figure V-4). L'objectif de cette deuxième simulation est de tendre vers une distribution des particules plus réaliste, attendue au niveau de l'émittance-mètre. Ces résultats sont utiles pour définir un premier croquis d'un diagnostic dans la ligne d'injection (VI.C.2.b), page 165 et VII.G, page 193).

### VI.A. Simulation avec un faisceau gaussien

Les informations disponibles au sujet de la source Multicusp sont limitées, c'est pour cela qu'il est pris des données provenant de la simulation TRANSPORT [163] présenté dans la référence [80] pour construire la simulation G4bl. Dans la simulation [80], le faisceau d'ions  $H^-$  est défini comme étant un faisceau gaussien centré dans le plan  $x - y$  à la sortie de la source Multicusp. Deux définitions du faisceau sont présentes dans la simulation. Un premier faisceau gaussien avec un écart-type spatial ( $x - y$ ) de 6,894 mm et angulaire ( $x' - y'$ ) de 21,84 mrad (150 pi.mm.mrad). Un second faisceau gaussien avec un écart-type spatial de 7,961 mm et angulaire de 25,22 mrad (200 pi.mm.mrad). L'écart-type angulaire est nommé par la suite  $\sigma'$ .

La simulation G4bl est définie avec un faisceau gaussien centré sur la sortie de la source Multicusp. La distribution simulée est définie avec un écart-type spatiale de 6,894 mm. Une variation de la valeur de  $\sigma'$  est réalisée dans la simulation pour observer l'évolution du faisceau.

#### VI.A.1. Construction de la simulation

La simulation G4bl repose sur le modèle décrit dans le Chapitre III (III.B, page 61), dans lequel est implémentée une source virtuelle à la position de la sortie de la source Multicusp. Dans la simulation G4bl, chaque particule va être générée aléatoirement grâce à un tirage aléatoire Monte-Carlo, en suivant la distribution définie initialement. À chaque particule est assigné un vecteur de position et d'impulsion tirée aléatoirement. Les particules sont générées depuis la source virtuelle et projetées dans le modèle pour former la simulation. La simulation est réalisée avec un faisceau de protons, car les ions négatifs ne sont pas des ions acceptés par la simulation G4bl.

La Figure VI-1 présente le modèle de la ligne d'injection (III.B, page 61), ainsi que la position des détecteurs virtuels D0 à D5. Un détecteur virtuel a pour objectif de sauvegarder les informations décrivant chaque particule qui le traverse (le vecteur position, le vecteur impulsion, le temps de vol selon

un référentiel unique, le ParentID, le PDGID de la particule, l'EventID, le TrackID et le Weight) comme décrite dans la référence [127]. La Figure VI-2 présente aussi la position des détecteurs virtuels compris dans le solénoïde IG (IGD0 à IGD32). Dans cette région, seules les informations enregistrées par le détecteur virtuel IGD32 sont utilisées par la suite. Le détecteur IDG32 est à la position des collimateurs fixe installé au-dessus du groupeur. Les informations obtenues sur la coupelle de Faraday dans la ligne d'injection sont comparées aux résultats obtenus sur le même organe dans la simulation.

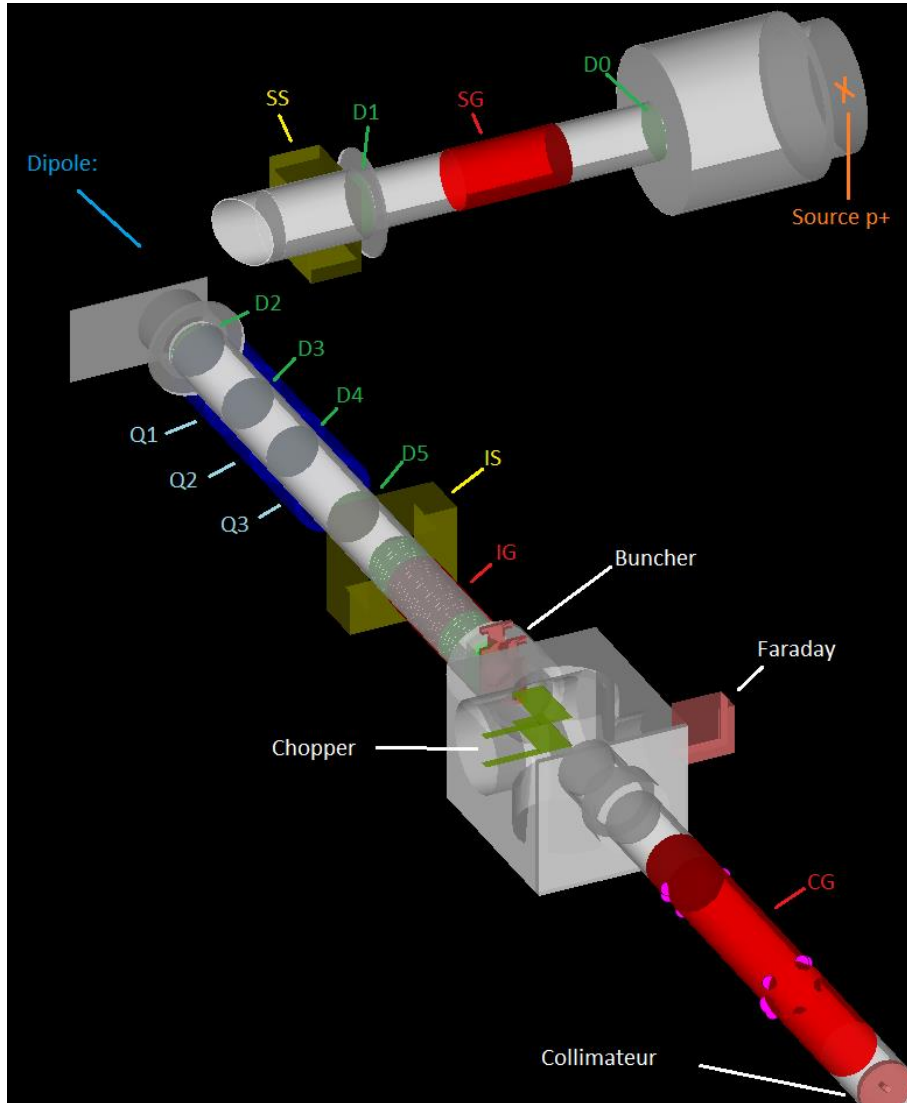


Figure VI-1 : modèle de la simulation décrit dans la partie III.B avec les détecteurs virtuels D0 à D5 désigné en vert.

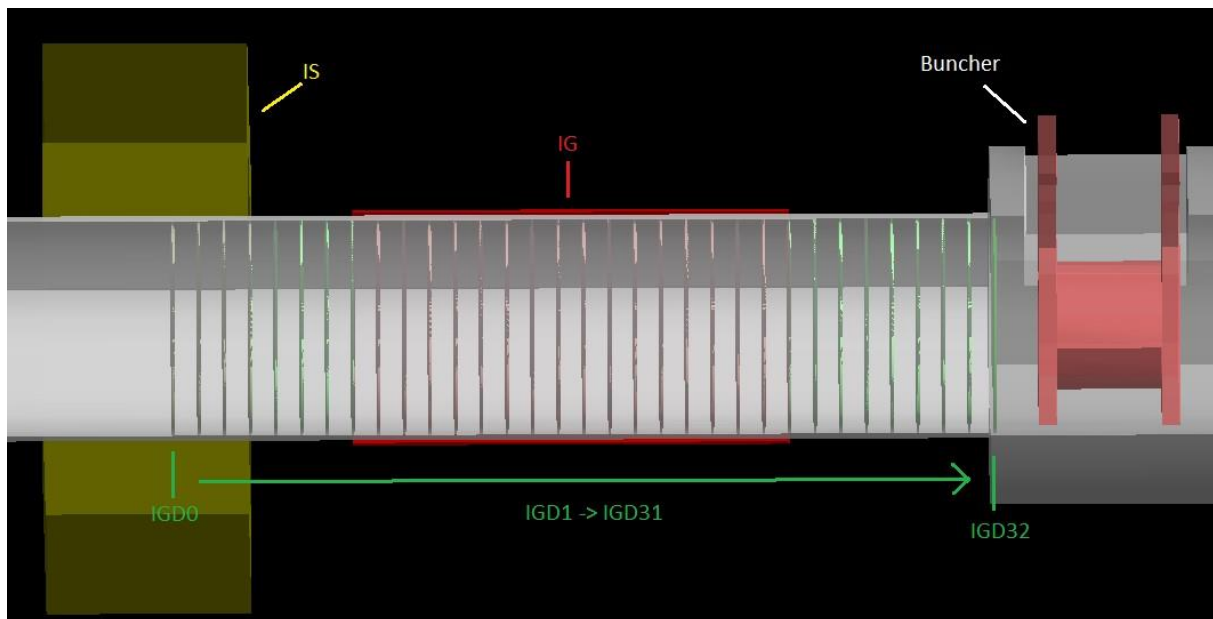


Figure VI-2 : modèle de la simulation décrit dans la partie III.B, les points d'étude dans le solénoïde IG sont présentés en vert.

#### VI.A.1.a) Objectif de la simulation

La simulation G4bl avec un faisceau gaussien est conçue pour reproduire les tendances mesurées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et sur les collimateurs instrumenter. La simulation est aussi conçue pour apporter une explication à des mesures qui ont eu lieu dans la ligne d'injection (VI.A.1.d), page 152). Les mesures expérimentales du courant mises en comparaison avec la simulation sont des mesures réalisées via la variation de l'intensité du champ magnétique du solénoïde source avec et sans collimateur fixe.

Pour se mettre dans des conditions qui sont proches des conditions expérimentales, la simulation est définie avec des intensités de courant électrique dans les éléments magnétiques correspondant aux réglages opérationnels durant les tirs. Le report des valeurs des courants électriques est possible grâce aux courbes de calibration des éléments magnétiques (III.B, page 61). Les courbes de calibration permettent la conversion entre le champ magnétique et le courant injecté dans les éléments magnétiques.

#### VI.A.1.b) Étude de l'impact des variations des champs magnétiques dans la simulation

La simulation est basée sur un modèle incluant la variable de réglage opérationnelle qu'est l'intensité des champs magnétiques et permet d'accéder aux grandeurs du faisceau (écart-type, moyenne et nombre de particules) qui sont des observables des mesures expérimentales. Les observations qui en découlent servent à enrichir les calculs théoriques (II.E.2, page 31) en intégrant des hypothèses sur la distribution du faisceau et permettent de prévoir l'impact des modifications de réglages sur le faisceau selon le modèle et les hypothèses sur le faisceau.

L'étude ci-dessous, se concentre sur la modification des réglages du solénoïde de la source (SG) et du dipôle de la ligne d'injection (SD) qui ont ultérieurement fait partie des travaux expérimentaux. Pour la simulation un faisceau gaussien de 100 000 protons est généré à la position de la sortie de la source Multicusp. Le faisceau est centré sur le centre géométrique de la ligne d'injection. L'étude de l'impact de ces éléments magnétiques est réalisée dans la simulation au niveau du détecteur virtuel IDG32 (Figure VI-2).

La variation de l'intensité du champ magnétique du solénoïde donne lieu à une modification de la dimension transverse du faisceau dans le détecteur virtuel, comme illustré sur la Figure IV-3.

Le faisceau garde des dimensions égales en x et y et passe par une taille minimale d'environ 6,95 mm à 115 A.

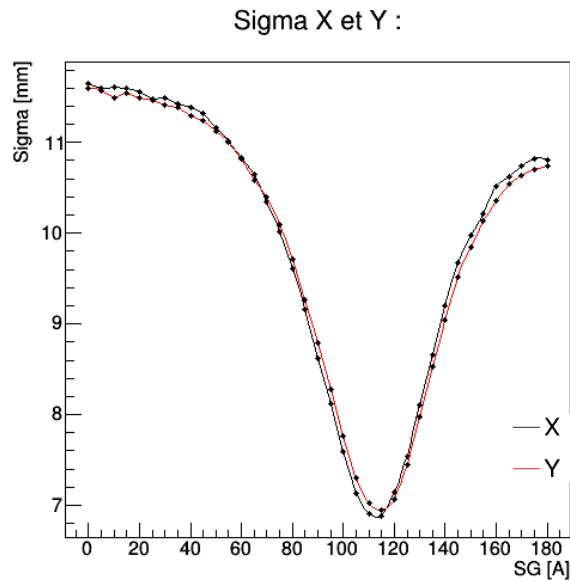


Figure VI-3 : écart-type (Sigma X et Y) du faisceau dans le détecteur virtuel en fonction de l'intensité appliquée au solénoïde.

La réduction puis l'augmentation de la dimension transverse du faisceau dans le détecteur virtuel en fonction de l'intensité du champ magnétique dans le solénoïde est interprétable par un déplacement du point de focalisation engendré par le solénoïde. Cette interprétation est supportée par la théorie (II.E.2.b) et les mesures d'émittance (V.A.2.a), page 104). La dimension transverse minimale mesurée par le détecteur virtuel correspond à un faisceau focalisé en son sein. À de plus faible intensité que 115A, le faisceau a son point de convergence en aval du détecteur virtuel dans le sens de propagation du faisceau et un point de convergence en amont du détecteur virtuel lorsque l'intensité est plus élevée.

La variation du champ magnétique du solénoïde source va aussi influencer la transmission des particules, comme présenté sur la Figure VI-4. Cette figure présente en abscisse le courant représentant le champ magnétique du solénoïde et en ordonnées la transmission des 100 000 particules générées initialement. Sur la figure, il est visible que la transmission des particules augmente jusqu'à 82.5 % à 105 A.

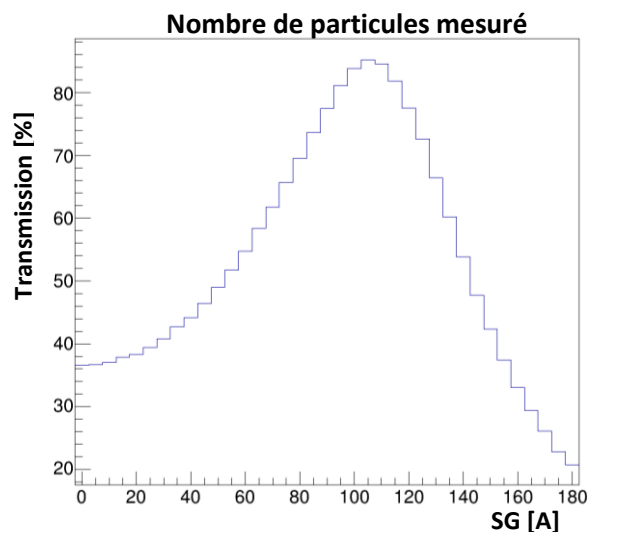


Figure VI-4 : nombre de particules mesuré en fonction du solénoïde source.

Les pertes se font principalement dans la paroi du tube faisceau au niveau de la triplette de quadripôles en amont du détecteur virtuel IDG32.

Le minimum de la taille faisceau (115 A) et le maximum de transmission (105 A) ne sont pas identiques. Cela veut dire que la transmission est favorable lorsque le point de focalisation du faisceau se situe en aval du détecteur virtuel. Ce point de focalisation a aussi pour conséquence de permettre une meilleure transmission des particules en aval dans la simulation. Expérimentalement, le déplacement du point de focalisation au-delà des collimateurs fixe (position de IDG32) permet aussi d'obtenir plus d'intensité mesurée sur les coupelles de Faraday (injection et sonde radiale).

Le dipôle de la ligne d'injection a pour effet de faire évoluer l'angle moyen du faisceau dans la ligne d'injection. L'évolution de l'angle moyen du faisceau déplace le faisceau sur le détecteur virtuel. Dans la simulation de l'ensemble de la ligne (incluant tous les aimants en aval du dipôle), une variation de 1 A du courant du dipôle engendre un déplacement du faisceau de 1 mm selon  $y$  et 1,7 mm selon l'axe  $x$ . Cette indication, reliant le déplacement du faisceau au réglage du dipôle, est particulièrement profitable pour les réglages expérimentaux ultérieurs (avec une fente centrée, sélectionnant une partie du faisceau). Un exemple de résultats avec un collimateur circulaire est présenté sur la Figure VII-4, page 172.

#### *VI.A.1.c) Étude de la dispersion angulaire*

Dans la simulation est étudié l'impact de la dispersion angulaire du faisceau en sortie de source sur la transmission jusqu'à la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (voir la Figure VI-2), tout en appliquant un balayage du champ magnétique du solénoïde source. Ces mesures sont effectuées avec et sans le collimateur de 40 mm et sont mises en comparaison avec les résultats de la simulation sur le détecteur IDG32 et sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection pour établir si la simulation est en mesure de fournir des tendances équivalentes.

##### **VI.A.1.c).(1) Comparaison des réglages de la simulation aux réglages opérationnels**

Pour la comparaison des résultats de la simulation aux résultats expérimentaux, le réglage des champs magnétiques des éléments de la ligne d'injection dans la simulation est important jusqu'au point de comparaison. Dans la simulation, jusqu'au collimateur situé en IDG32 et la coupelle de Faraday de la ligne d'injection, les réglages des champs magnétiques influencent les résultats de la simulation. Pour cette raison, les valeurs de champ magnétique simulées dans les éléments magnétiques de la ligne d'injection sont à des valeurs proches des valeurs opérationnelles toutes en conservant la transmission des particules du début à la fin de la simulation. La transmission des particules du début à la fin de la simulation assure de la cohérence des réglages de la ligne d'injection.

Dans la simulation, les correcteurs de trajectoire ne sont pas utilisés. Les correcteurs de trajectoire sont normalement utilisés pour corriger la trajectoire du faisceau provoquée par des défauts d'alignement des éléments magnétique. Dans notre cas, les correcteurs de trajectoire sont aussi utilisés pour compenser l'impact du champ de bord magnétique de la bobine principale du cyclotron. Dans la simulation, aucune de ces sources de perturbation de la trajectoire du faisceau n'est implémentée, ce qui implique la non-utilisation des correcteurs de trajectoire.

Les éléments magnétiques dans la simulation sont fixés à 144 A pour le dipôle de l'injection (SD). La triplette de quadripôle est fixée à -2,35 A pour le premier quadripôle (Q1), 21,62 A pour le deuxième quadripôle (Q2) et -19,90 A pour le troisième quadripôle (Q3). Le solénoïde injection (IG) est fixé à 100 A et le solénoïde central (CG) est fixé à 300 A.



Les valeurs des champs magnétiques appliqués en courant s'éloignent pour certaines des valeurs opérationnelles employées. C'est le cas du dipôle de la ligne d'injection (SD) situé en amont et du solénoïde central (CG) situé en aval des points de mesures.

Le dipôle de la ligne d'injection se situe normalement aux alentours de 133 A pour des ions H<sup>-</sup> de 40 keV. L'écart entre la valeur de courant opérationnelle et la valeur de courant simulé peut s'expliquer par l'absence du champ magnétique principal du cyclotron (III.B, page 61). Le champ de bord a une incidence sur la trajectoire des particules dans la ligne d'injection. L'impact du champ magnétique de bord est remarquable lorsqu'un balayage du dipôle en intensité avec et sans le champ principal activé est réalisé. Ce cas de figure est présenté sur la Figure VI-5. Sur cette figure est présentée une mesure du courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) avec et sans le champ principal activé. La mesure du courant est fonction du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection (SD). La mesure est réalisée en présence du collimateur de 40 mm de diamètre d'ouverture installé au-dessus du groupeur et avec un faisceau de H<sup>-</sup>. Sur la Figure VI-5, un déplacement du plateau entre le cas avec et sans le champ magnétique principal (MC) est remarquable. Le déplacement de 5 – 6 A entre les deux courbes est dû à la présence du champ magnétique de bord du champ principal du cyclotron, ce qui au niveau du dipôle représente environ 6 mT d'écart.

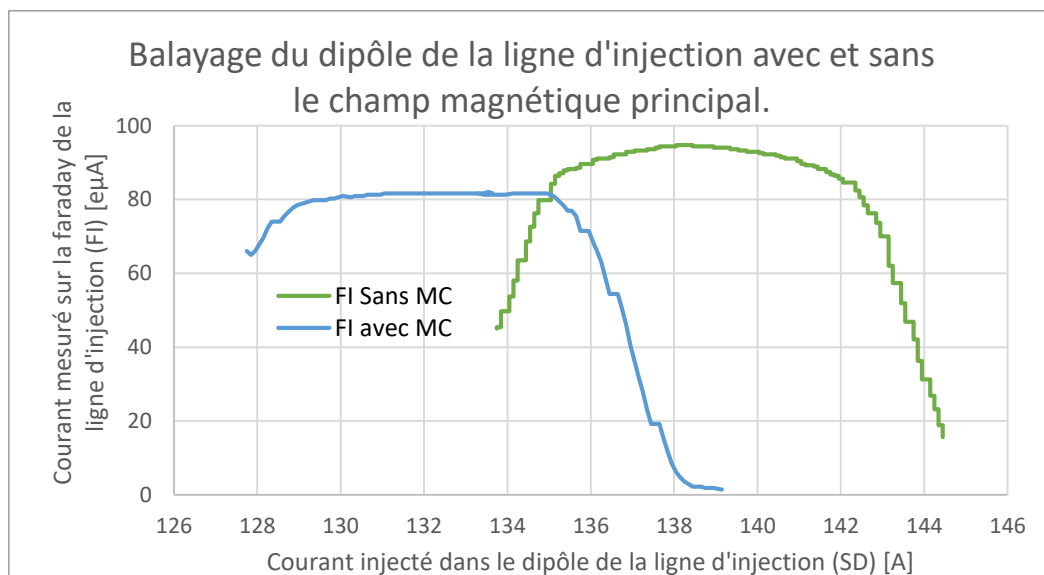


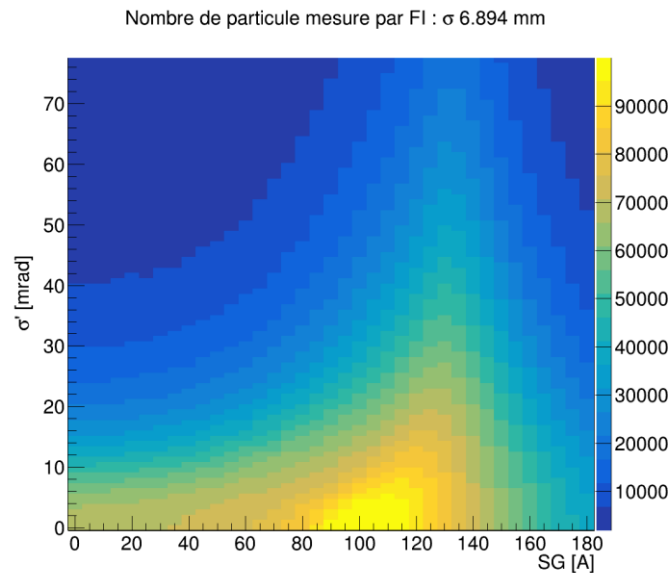
Figure VI-5 : mesure du courant déposé sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) avec et sans le champ principal (MC). La mesure est fonction de la variation de l'intensité du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection (SD).

Le courant du solénoïde central (CG) est opérationnellement situé aux environs de 180-190 A. L'écart entre la valeur de courant utilisé opérationnellement et la valeur simulée peut s'expliquer aussi par l'absence du champ magnétique de bord de la bobine principale. Plus la distance avec le centre de la bobine principale est réduite, plus l'intensité du champ magnétique est élevée (III.B, page 61). Le solénoïde central étant situé au centre de la bobine principale, c'est l'élément magnétique normalement le plus impacté par le champ de bord de la bobine.

Les autres valeurs de courant retenues pour les champs magnétiques dans la simulation sont proches des valeurs opérationnelles et sont comprises dans l'intervalle de valeur employée opérationnellement. Seul le courant injecté dans le dernier quadripôle de la triplette (Q3) est inversé vis-à-vis de sa valeur opérationnelle. L'inversion est induite par une inversion des branchements du quadripôle.

### VI.A.1.c).(2) Application des variations dans la simulation sans collimateur

La simulation est réalisée avec 100 000 particules injectées dans le modèle. La justification du nombre de particules injecté dans le modèle se situe en Annexe 12. La variation de l'écart-type de la distribution angulaire du faisceau ( $\sigma'$  [mrad]) et la variation de l'intensité du champ magnétique du solénoïde source (SG [A]) représenté par la valeur du courant correspondante sont réalisées. La variation angulaire va de 0 mrad à 77 mrad, cela correspond à un faisceau avec une émittance nulle et à un faisceau avec une émittance de 538 mm.mrad respectivement. La Figure VI-6 présente l'évolution du nombre de particules mesuré dans la coupelle de Faraday de la ligne d'injection à l'issue des simulations.



*Figure VI-6 : distribution des particules obtenue dans la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) pour 100 000 particules injectées dans la simulation en fonction de l'écart-type angulaire ( $\sigma'$  [mrad]) et de la valeur du courant injecté dans le solénoïde source (SG [A]).*

Sur la Figure VI-6 lorsque  $\sigma'$  augmente, la transmission des particules dans la simulation est réduite pour une valeur du champ magnétique du solénoïde fixe. Ce phénomène est induit par des pertes dans la simulation. Si chaque distribution obtenue à  $\sigma'$  constant est normée par le maximum de particules mesuré, alors la Figure VI-7 est obtenue. La Figure VI-7 présente comment le maximum de transmission évolue lorsque  $\sigma'$  varie.

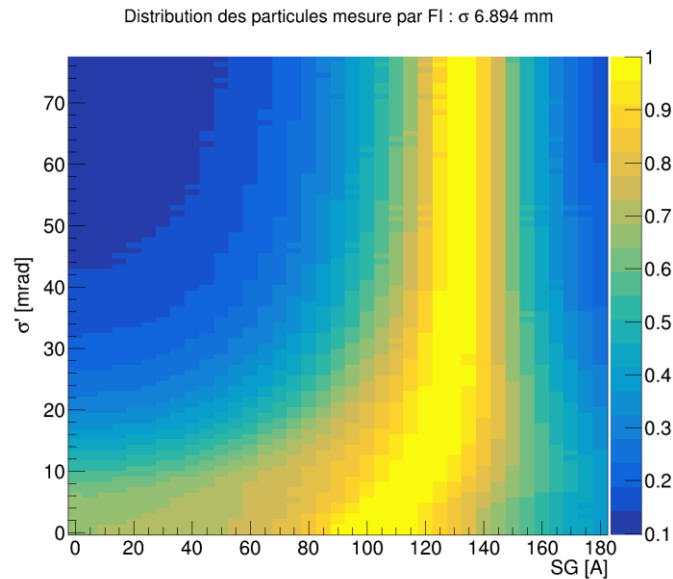


Figure VI-7 : distribution des particules normées par le maximum de particules mesurées à un  $\sigma'$  constant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI).

Sur la Figure VI-7, lorsque  $\sigma'$  augmente, la région où il y a un maximum de transmission (proche de 1), noté le plateau par la suite, se déplace de 90-115 A selon l'intensité circulant dans le solénoïde source (SG [A]) vers une 125-135 A. Ce déplacement s'accompagne d'un rétrécissement de l'intervalle passant de 25 A à 10 A de large.

Deux mesures expérimentales de la variation du solénoïde source sont retenues pour la comparaison à la simulation, le 28-09-2021 et le 14-12-2021, car l'optimisation de la ligne d'injection est proche des réglages dans la simulation. Les deux courbes sont présentées sur la Figure VI-8.

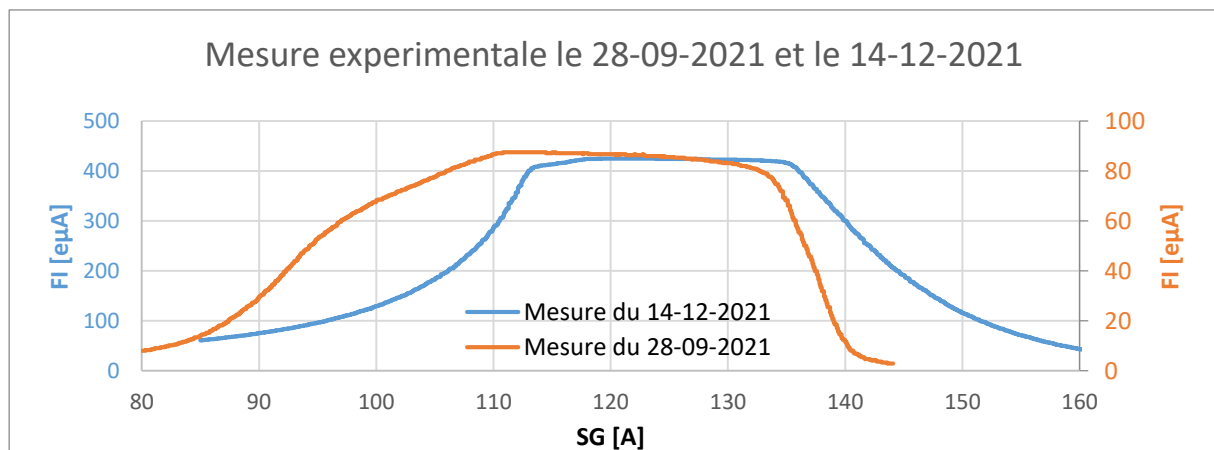


Figure VI-8 : mesure de l'impact de la variation du solénoïde source (SG [A]) sur le courant mesuré par la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI [eµA]).

Sur la Figure VI-8, lors de l'augmentation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]), sur les deux courbes, il y a une montée en intensité mesurée par la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI [eµA]) puis une région s'apparentant à un plateau et enfin une redescente en intensité.

Dans la simulation, les mesures ne présentent pas les mêmes formes. La mesure est présentée comme comportant une seule valeur maximale. Cette observation est vraie à n'importe quelle valeur de l'écart-type angulaire et pour au moins deux écarts-types spatiaux, comme présentée sur la Figure VI-9.

Sur la Figure VI-9 est présentée la comparaison des deux mesures expérimentales et des résultats de la simulation avec deux écarts-types spatiale (6,894 et 9,894 mm). Sur le graphique est présenté les cas de figure limite (0 et 77 mrad) avec un écart-type spatial de 6,894 mm, ainsi que deux cas qui tendent vers la distribution observée (de manière visuelle) avec un écart-type spatial de 6,894 et 9,894 mm.

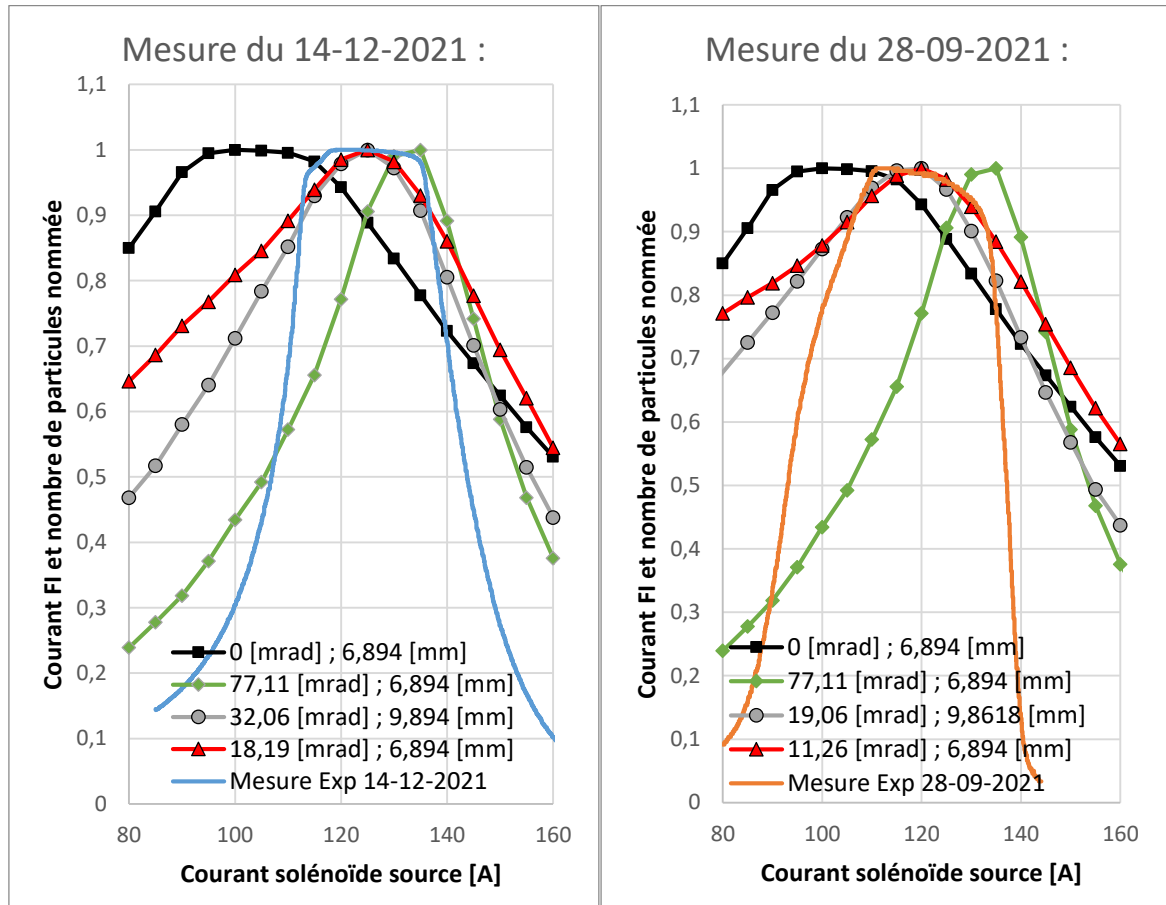


Figure VI-9 : mesure sur la coupelle de Faraday du courant en comparaison des résultats de la simulation.

Dans l'état, la simulation est en mesure de reproduire la transmission maximale aux mêmes coordonnées que la mesure expérimentale, mais sans reproduire la forme de la distribution mesurée. La simulation reproduit la tendance mesurée. Les écarts-types de la source gaussiens (spatiale et angulaire) permettant d'avoir une concordance sur la valeur maximale sont indiqués sur la Figure VI-9. Deux jeux d'écart-type ont permis de trouver un pic aux coordonnées de la plus haute valeur mesurée. La courbe obtenue est différente pour ces deux jeux d'écart-type, lorsque les écarts-types spatiaux et angulaires augmentent, la largeur du pic obtenu dans la simulation réduit.

#### VI.A.1.d) Étude du courant en mode stop

Lorsque le pulseur est placé en mode « stop » (comme décrit dans la partie III.A.1), aucune particule n'est attendue en bout de ligne (ligne expérimentale). Expérimentalement, en bout de ligne, un certain nombre de particules sont mesurées sous la forme d'un courant qui est fonction de la valeur du courant appliqué sur le solénoïde source (SG). Cette mesure est faite avec le faisceau de  $H^+$  et de  $He^{2+}$  et a une forme similaire dans les deux cas. La Figure VI-10 présente une mesure réalisée avec un faisceau d'ions  $He^{2+}$  avec le pulseur en mode continu et stop en fonction de la valeur du courant appliqué sur le solénoïde source (SG [A]).

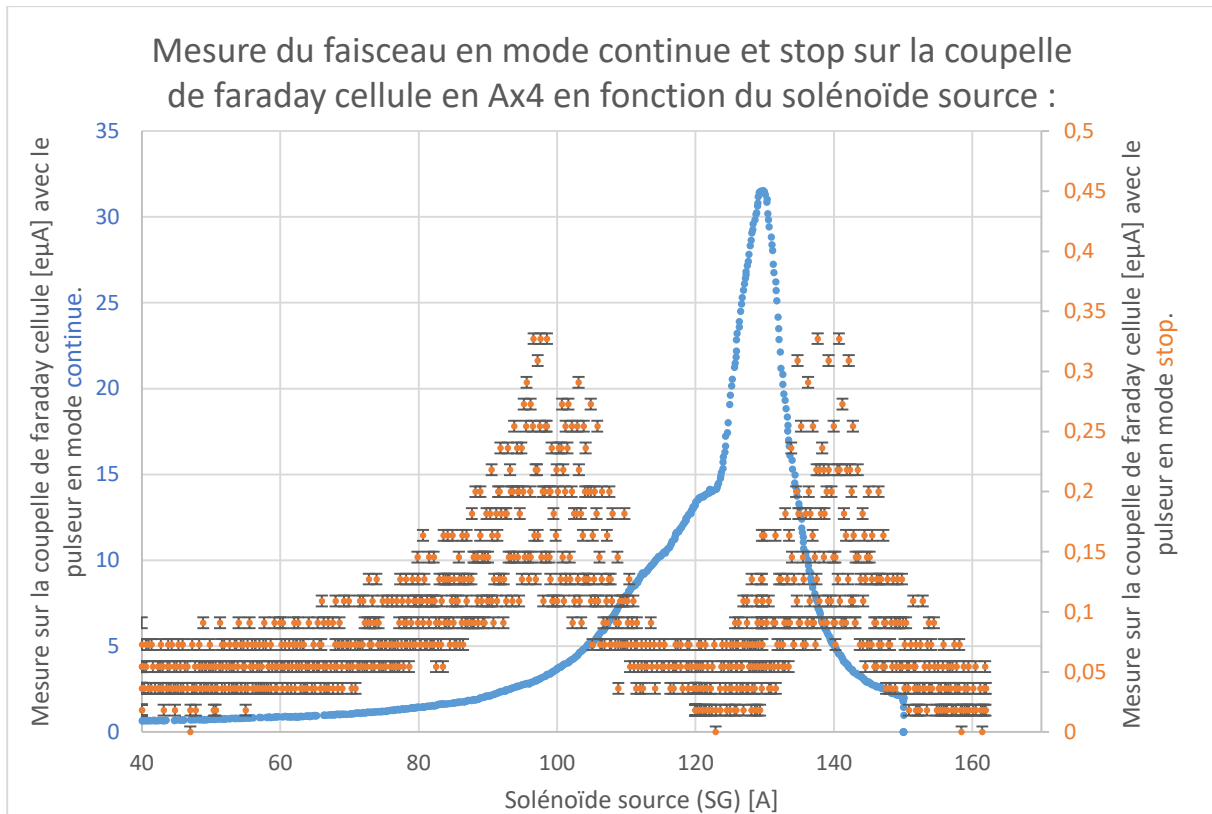


Figure VI-10 : mesure du courant de  $He^{2+}$  sur la coupelle de Faraday cellule en AX4 avec le pulseur en mode continue et stop en fonction du solénoïde source.

Sur la Figure VI-10, lors de la variation du solénoïde source avec le pulseur en mode continue et en mode stop, des valeurs préférentielles du solénoïde source où le faisceau mesuré est de plus forte intensité sont présentées. Les deux courbes n'ont pas le même profil, ce qui montre une dépendance dans les valeurs de courant du solénoïde source qui n'est pas identique entre le mode stop et continue. La présence de deux pics en mode stop entourant le maximum de transmission en mode continue indique que seul un faisceau n'étant pas adapté à la transmission de celui-ci en mode continu peu passer. Les deux pics indiquent aussi que le faisceau passant est induit par le changement du point de focalisation du solénoïde dans la ligne d'injection. Les pics correspondent à un faisceau sous-focalisé dans les basses intensités du champ magnétique du solénoïde et surfocalisé dans les plus hautes intensités en comparaison de la valeur nécessaire à la transmission la plus élevée. Le courant mesuré sur la coupelle de Faraday avec le pulseur en mode stop peut être un problème. En effet, la présence de ce courant se retrouve entre les trains de paquets et forme une composante continue dans le faisceau pulsé.

Ce cas de figure est étudié avec la simulation d'un faisceau de H<sup>+</sup>, cette situation peut s'expliquer lors d'un balayage du champ magnétique du solénoïde source (SG) suite à l'adaptation des champs magnétiques dans la simulation, par le passage du faisceau autour du groupeur. Le faisceau évite ainsi le champ électrique entre les plaques du pulseur. Le faisceau passe soit à droite, soit à gauche du groupeur. Pour atteindre ce cas de figure, il faut régler la ligne d'injection pour que le faisceau soit excentré vis-à-vis du centre géométrique de la ligne d'injection et soit suffisamment large au niveau du groupeur, puis réaliser la variation du solénoïde. Dans la simulation, le champ électrique formé par le pulseur est modélisé par un champ électrique uniforme entre les plaques du pulseur. Sur la Figure VI-11 sont présentés deux cas de figure où le faisceau passe à l'extérieur du champ électrique formé par le pulseur. Sur cette figure est présentée la visualisation de la ligne d'injection avec le faisceau se propageant du haut vers le bas (en bleu) de la figure. Le groupeur est indiqué en orange. Le pulseur est indiqué en vert. La ligne d'injection est représentée en gris. Les solénoïdes sont présentés en rouge, avec

le solénoïde de la ligne d'injection (IG) en haut et le solénoïde central (CG) en bas. Enfin, les lignes du champ magnétique générées sont présentées par les lignes en blanches.

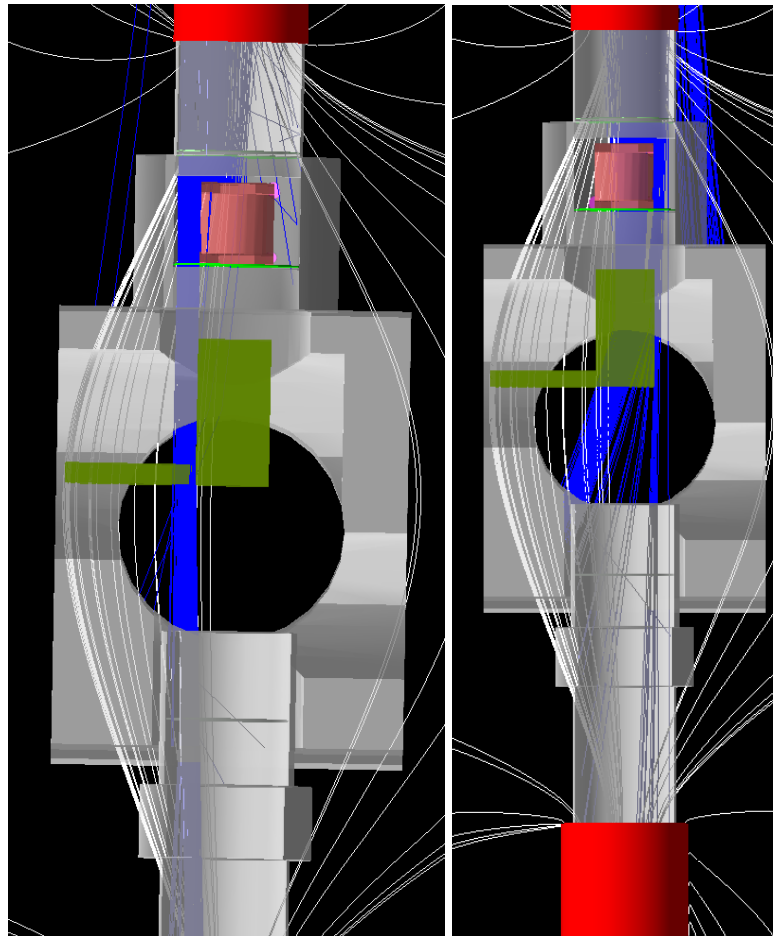


Figure VI-11 : visualisation de la simulation avec une partie du faisceau (en bleu) passant à gauche du groupeur (sur la figure à gauche) et une partie du faisceau passant à droite du groupeur (sur la figure à droite).

Sur la Figure VI-11 est présentée une partie des particules (en bleu) passant au-delà du pulseur qui correspond à une partie du faisceau passant autour du groupeur. Cette même partie du faisceau est transmise jusqu'à la fin de la simulation.

Pour contrer ce problème, un collimateur circulaire obturant cet espace au-dessus du groupeur est installé, ce qui d'après la simulation est suffisant pour arrêter cette partie du faisceau. Expérimentalement, lorsqu'un collimateur du diamètre d'ouverture du groupeur (40 mm) permettant d'obstruer l'espace autour du groupeur est placé dans la ligne d'injection. Cependant, le résultat escompté n'est pas obtenu, car le collimateur n'arrête pas les particules passant en mode stop (Figure VI-12). Sur la Figure VI-12 est présentée la mesure d'un faisceau de  $\text{He}^{2+}$  sur la coupelle de Faraday de la ligne AX4 en mode stop. Le courant en mode stop est normé par le courant maximal mesuré en mode continu dans les mêmes conditions expérimentales. L'impact des collimateurs est vérifié avec deux collimateurs de diamètre d'ouverture distincts : 40 et 25 mm. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus sans collimateur.

Un collimateur de 40 mm installé dans la ligne d'injection (40mm : Stop) ne va pas avoir l'effet escompté sur le faisceau passant en mode stop. La proportion du faisceau passant en mode stop en comparaison du cas sans collimateur (Without Stop) augmente. A contrario, lorsque le diamètre d'ouverture devient suffisamment petit, une réduction du courant passant en mode stop apparaît (25

mm : Stop). Cette réduction est présente entre 80 et 110 A selon le courant traversant le solénoïde source (SG).

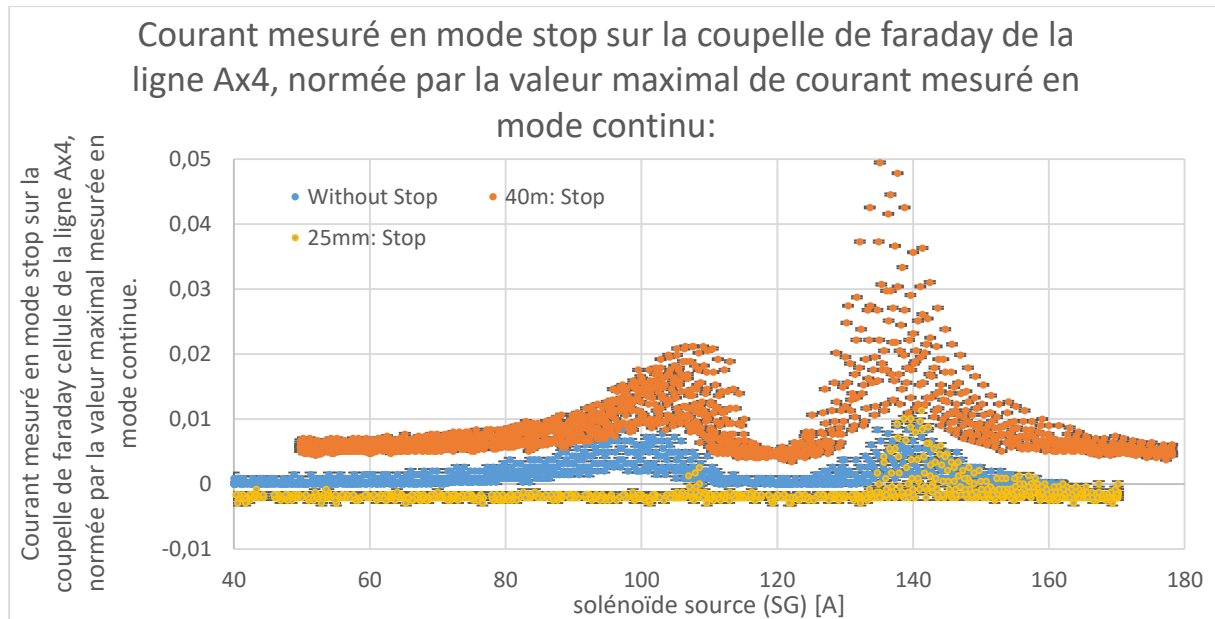


Figure VI-12 : mesure du courant de  $He^{2+}$  sur la coupelle de Faraday cellule en AX4 avec le pulseur en mode stop et plusieurs tailles de diamètre d'ouverture des collimateurs circulaire (25 & 40 mm). La mesure est fonction du courant dans le solénoïde source (SG). Le courant mesuré en mode stop sur la coupelle de Faraday cellule est normé par la valeur maximale mesurée en mode continue.

Ces résultats montrent une limite de la simulation et permettent de réduire la simulation à un faisceau passant dans le groupeur.

La Figure VI-12 présente aussi une corrélation entre le courant mesuré sur la coupelle de Faraday cellule en AX4 et la valeur du solénoïde source. Le changement de la valeur du solénoïde fait évoluer la répartition du faisceau dans son espace des phases au sein du pulseur. Si une partie du faisceau passe lorsque certaines valeurs du courant solénoïde source sont inscrites, c'est que le pouvoir de déviation du pulseur (d'arrêt) doit être fonction de la répartition des particules dans leur espace de phases au sein du pulseur.

#### VI.A.1.e) Récapitulatif de la partie VI.A.1

Dans cette partie, deux points sont déterminés lors de la comparaison de la simulation avec des données mesurées sur la coupelle de Faraday et avec le courant mesuré en mode stop avec le pulseur. Le premier élément à noter est que lors de la simulation d'un faisceau gaussien, la dispersion du faisceau simulé peut être variable lorsqu'on se base uniquement sur la valeur maximale mesurée par la coupelle de Faraday, en fonction des modifications apportées au solénoïde de la source (SG). Au moins deux jeux d'écart-type (angulaire et spatiale) permettent d'obtenir un résultat similaire, ce qui ne permet pas de s'arrêter sur une définition du faisceau en sortie de source. La reproduction de la forme de la courbe n'est pas obtenue dans ces cas de figure. Le deuxième point est que le faisceau trouvé en mode stop en bout de ligne passe au sein et non autour de groupeur, ce qui montre une autre des limites de la simulation.



## VI.A.2. La simulation des collimateurs

Les collimateurs fixes instrumentés, de formes circulaires ou en forme de fente (Figure III-5, page 55), dans la ligne d'injection ont pour objectif de fournir des informations sur le faisceau via la mesure du courant déposé, ainsi que des informations sur le faisceau passant dans le collimateur. Ces aspects sont explorés par la simulation.

### VI.A.2.a) *Impact d'un collimateur dans la ligne d'injection*

Pour quantifier l'impact des collimateurs dans la simulation G4bl, un code d'analyse des données est réalisé. Puisque la simulation des collimateurs dans la simulation G4bl avec un faisceau d'ions  $H^+$  de 40 keV n'est pas nécessaire pour avoir l'impact des collimateurs sur le faisceau (Annexe 12). L'exclusion ou l'inclusion des particules dans chaque détecteur virtuel par un code d'analyse permet d'obtenir le même résultat. Puisque, dans la simulation G4bl, les ions interagissent avec les collimateurs sont directement arrêtés par ceux-ci. L'arrêt direct des ions est induit par la distance d'arrêt des ions qui est trop faible au vu des distances à parcourir pour qu'un ion ressorte des collimateurs.

Le code d'analyse est écrit en C++ et est exécuté par le logiciel ROOT [137]. Le code permet de générer la forme des collimateurs souhaités pour simuler les coupures géométriques qu'auraient ces collimateurs sur les données relevées par les détecteurs virtuels. Un comptage du nombre de particules arrêté par ces collimateurs est effectué pour simuler un courant mesuré.

La simulation des coupures géométrique repose sur l'exclusion ou l'inclusion des particules en fonction de leur position dans les détecteurs virtuels. L'exclusion ou l'inclusion des particules entre les détecteurs virtuels est possible grâce à EventID [127], c'est un numéro propre à chaque particule. Cette analyse permet de quantifier directement l'impact de plusieurs collimateurs sur les résultats d'une même simulation G4bl, ce qui est plus rapide. Dans le cas présent, le code est utilisé pour réaliser la comparaison entre la simulation et la mesure du courant sur un collimateur de 40 mm d'ouverture (Figure III-5, page 55). Le code permet de réduire le temps de simulation de quelques semaines à quelques minutes.

#### VI.A.2.a).(1) Comparaison des résultats de la simulation aux résultats expérimentaux

Les résultats obtenus dans la simulation et les résultats expérimentaux avec un collimateur ayant une ouverture de 40 mm de diamètre sont comparés. Le collimateur a une ouverture égale à l'ouverture du groupeur (40 mm). Dans la simulation, les résultats obtenus sont présentés sur la Figure VI-13 et Figure VI-14. La Figure VI-13 présente le nombre de particules passant dans le collimateur et mesuré par la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et la Figure VI-14 présente les particules arrêtées par le collimateur. Sur les particules passantes, le collimateur va avoir comme conséquence de réduire la largeur du plateau en capturant une partie du faisceau. Ce phénomène est plus marqué dans les plus basses valeurs de l'écart-type angulaire simulé. Or dans cette région, le comportement du plateau va rester identique à ce qui est décrit sur la Figure VI-7.

Quant au collimateur, dont les résultats sont présentés sur la Figure VI-14, il va avoir comme comportement d'arrêter le faisceau dans la région de faible  $\sigma'$  avec une faible valeur de courant injecté dans le solénoïde source (SG). De plus, le collimateur va arrêter une partie du faisceau aussi dans les plus hautes valeurs du courant injecté dans le solénoïde source, laissant une région avec très peu de particules capturées. Lorsque l'écart-type angulaire augmente, cette région disparaît, pour laisser apparaître un maximum unique qui prend place selon le solénoïde source (SG) juste avant la courbe présentée sur la Figure VI-13.



Distribution des particules sur FI avec le collimateur de 40 mm de diamètre :  $\sigma$  6.894 mm

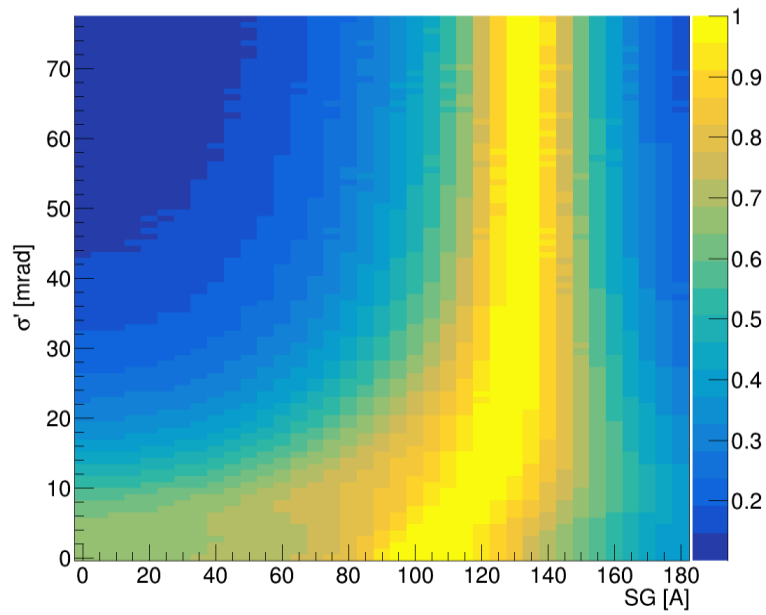


Figure VI-13 : résultat de la simulation normée avec le collimateur de 40 mm de diamètre, les particules mesurées sur la coupelle de Faraday.

Particules arreter dans le collimateur de 40 mm Normee :  $\sigma$  6.894 mm

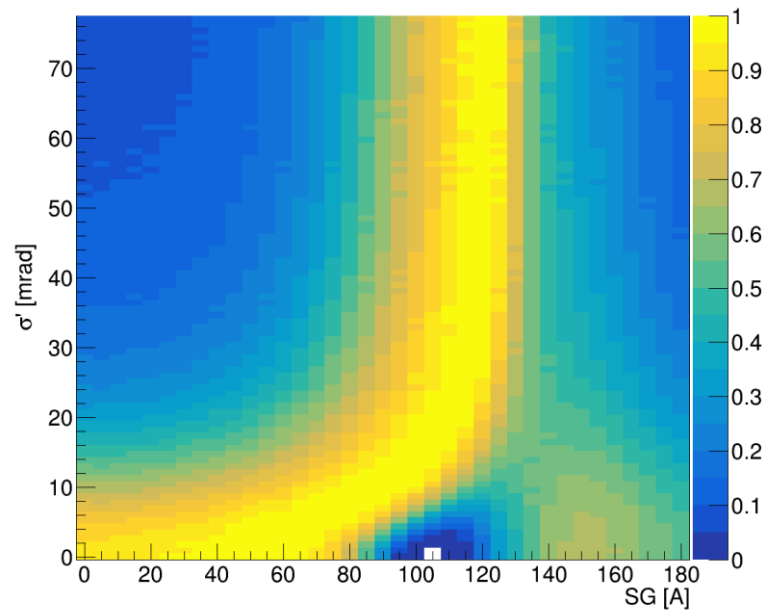


Figure VI-14 : résultat de la simulation normée avec le collimateur de 40 mm de diamètre, les particules arrêtées dans le collimateur.

Sur la Figure VI-15 sont présentés les courants relevés sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et le collimateur de 40 mm durant la variation en intensité du solénoïde source. Ces courants sont présentés sous la forme de deux courbes. Une courbe présente l'évolution du courant sur la coupelle de Faraday et l'autre courbe présente l'évolution du courant sur le collimateur en fonction de la valeur du courant circulant dans le solénoïde source.

Un plateau est présent sur la courbe du courant mesuré par la coupelle de Faraday, il est présent entre 110 et 130 A selon le solénoïde source (SG). Dans la simulation, cela correspond à  $\sigma'$  se situant

entre 20 et 35 mrad. Pour le collimateur, l'interprétation du courant relevé est un peu plus compliquée, car aucun résultat de la simulation ne correspond à la courbe de courant mesuré sur le collimateur en fonction du solénoïde source, ce constat est identique lors de la variation de l'écart-type spatiale ( $\sigma$  : 9,894 mm).

Ce désaccord entre la simulation et les courants relevés mène à au moins deux possibilités : soit la définition du faisceau dans la simulation ne correspond pas à la réalité ; soit le courant relevé ne correspond pas exactement à un nombre de particules arrêté par le collimateur.

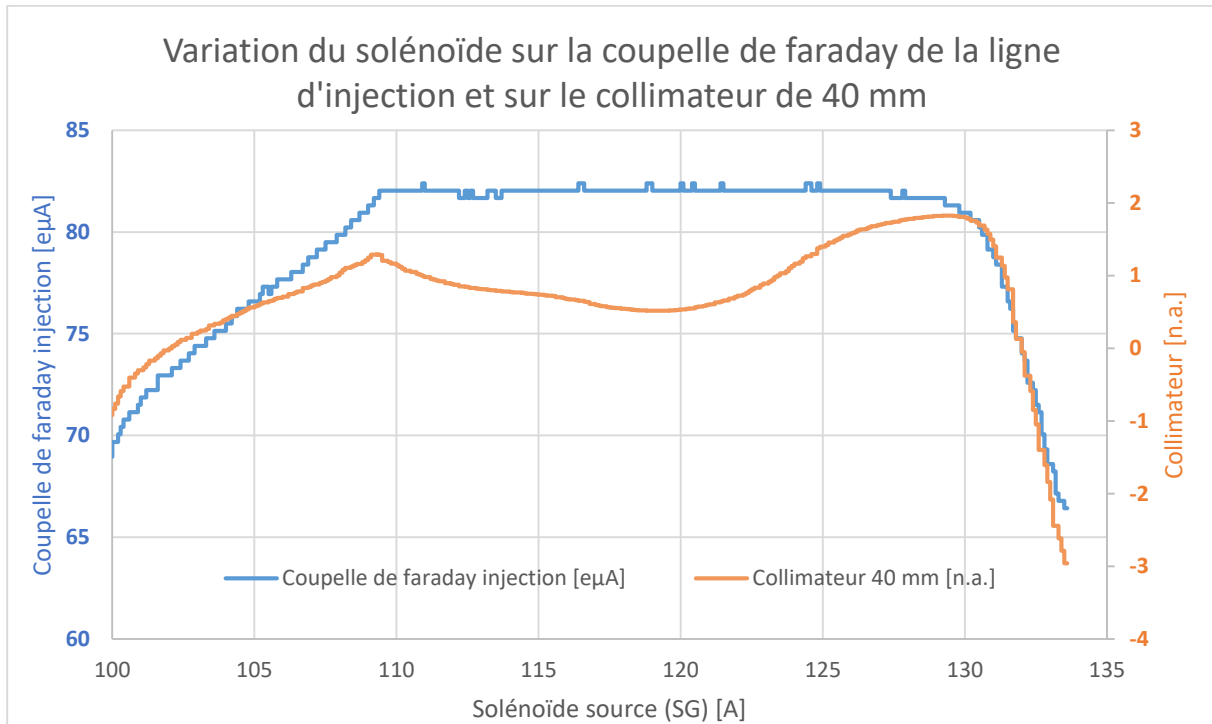


Figure VI-15 : mesure expérimentale de l'intensité du solénoïde source sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et sur le collimateur de la ligne d'injection.

La mesure du courant sur le collimateur correspond aux limites d'un modèle d'un faisceau de protons gaussien dans lequel est compté le nombre de particules arrêté. Pour cette raison, une définition du faisceau en sortie de source, plus proche de la réalité est définie.

De plus, le courant mesuré provient de l'émission des électrons secondaire par la matière qui est en concurrence avec les électrons présents dans la ligne d'injection. Cette concurrence explique la présence d'un courant négatif qui devient positif lorsque la quantité d'électrons sortant des collimateurs est supérieure à la quantité d'électrons entrants (détaillé dans la partie VII.B.1.a), page 170).

#### VI.A.2.a).(2) Récapitulatif de la partie VI.A.2

En comparant la distribution du nombre de particules arrivant sur le collimateur dans la simulation et le courant relevé par le collimateur, un désaccord apparaît. Lorsque cette même comparaison est réalisée avec des données mesurées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection, les résultats sont cohérents avec un écart-type situé entre 20 et 35 mrad en sortie de la source Multicusp.

## VI.B. Le désaccord de la simulation avec les mesures d'émittance

La comparaison de la mesure d'émittance avec la simulation est réalisée pour vérifier l'adéquation de la simulation avec l'émittance mesurée. Dans des conditions similaires, les résultats obtenus sont présentés sur la Figure VI-16. La Figure VI-16 présente deux figures d'émittance, une mesure expérimentale faite avec l'émittance-mètre (à gauche) et la simulation (à droite). Les figures d'émittance sont obtenues avec la valeur 118,4 A sur le solénoïde source (SG).

Dans la simulation, le faisceau gaussien en sortie de source est défini avec un écart-type angulaire de 5 mrad. Au niveau de l'émittance-mètre dans la simulation, le faisceau selon  $x$  [mm] est compris entre -19 et 1 mm. La mesure d'émittance est comprise entre environ -6 et 0 mm, soit un faisceau au moins deux fois moins large (Figure VI-16). Un constat similaire est possible selon  $x'$  [mrad] ou le faisceau dans la simulation à une répartition angulaire au moins 1,5 fois plus élevée. De plus, le faisceau simulé contient une seule zone de densité, contrairement à la mesure expérimentale qui en contient plusieurs. Malgré la différence de taille du faisceau dans l'espace  $x - x'$ , le faisceau mesuré est compris dans le cœur de la tache simulée, ce qui peut être interprété comme étant une simulation tendant vers les mesures expérimentales.

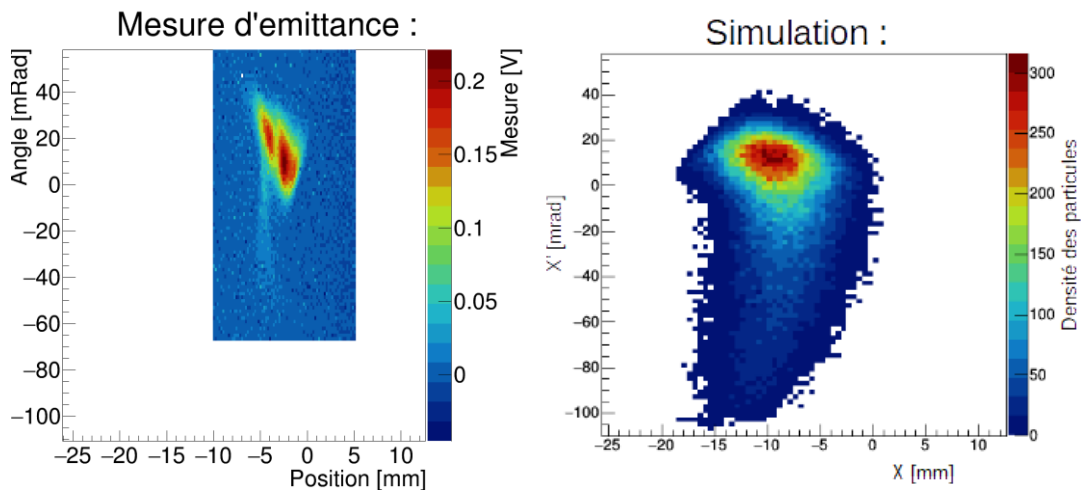


Figure VI-16 : comparaison de la mesure d'émittance (à gauche) avec la simulation au même point de mesure (à droite). La valeur du solénoïde est de 118,4 A et les autres paramètres sont fixes.

Pour déterminer si les zones de densité présentée sur la Figure VI-16 sont bien générées par la source comme présentée dans le Chapitre V (V.A.2.b), page 106), une vérification par la simulation de l'impact des instabilités électrique est réalisée, comme expliqué ci-dessous.

Pour vérifier cela, les variations individuelles et distinctes des courants électriques dans les éléments magnétiques en amont de l'émittance-mètre, relevées durant une mesure d'émittance sont appliquées aux éléments magnétiques dans la simulation. Les variations ont pour but de vérifier que des oscillations dans le courant moyen non visible dans les données (même par repliement de spectre), ne pourraient pas provoquer les zones de densité aperçue, par le déplacement du faisceau dans l'espace des phases  $x - x'$ . Les variations sont appliquées sous la forme de la valeur moyenne du courant circulant dans l'élément magnétique (solénoïde, dipôle, quadripôle ...) auquel on ajoute ou soustrait la valeur de 2 écarts-types du même courant. Les variations inscrites correspondent à  $\pm 2$  écarts-types des fluctuations du courant mesurées, ce qui est supérieur à l'amplitude de variation maximale d'une fonction périodique telle qu'un sinus ou un cosinus.

Les variations ont pour conséquence de déplacer au maximum d'un millimètre le faisceau dans l'espace de phase selon  $x$  et de quelques mrad selon  $x'$ . Les déplacements dans l'espace de phases  $x -$

$x'$  provoqués par les instabilités (à  $\pm 2$  écarts-types) sont insuffisantes pour engendrer les zones de densité mesurée, car celle-ci son distante d'environ 1,5 mm et d'environ 10 mrad. C'est une première exploration de l'impact des variations des champs magnétiques au sein de la ligne d'injection.

### VI.B.1. Récapitulatif de la partie VI.B

Deux points sont à retenir dans cette partie :

- La comparaison de la simulation aux résultats expérimentaux permet d'affirmer que la simulation d'un faisceau gaussien est éloignée des mesures expérimentales de par la forme de la distribution dans l'espace  $x - x'$ .
- Les instabilités des courants et des tensions appliquées à  $\pm 2$  écarts-types ne sont pas suffisantes pour engendrer des déplacements qui soient suffisants pour générer les zones de densités mesurées dans l'espace de phase. Les derniers résultats renforcent l'hypothèse que les zones de densité proviennent bien de la source sous la forme de plusieurs zones densité ou faisceaux qui sont de plus petite dimension que le précédent faisceau gaussien. Ce phénomène a déjà été observé sur au moins une autre source Multicusp (partie II.E.3.b), page 39).

### VI.C. L'adaptation de la simulation à la mesure expérimentale

Pour faire tendre la simulation vers les mesures d'émittance et générer plusieurs zones de densité dans le plan  $x - x'$  au niveau de l'émittance-mètre, une définition de la source permettant d'obtenir des figures d'émittance proches des mesures est recherchée.

Les mesures d'émittance permettant d'explorer l'émittance en  $x$  et  $y$  sont retenues. On prend en considération les mesures d'émittance effectuées lors des changements d'intensité du courant dans le premier solénoïde de la ligne d'injection, ce qui correspond au solénoïde source (SG). Des variations de la définition du faisceau en sortie de source ainsi que des correcteurs de trajectoire sont réalisées, jusqu'à avoir un résultat qui est cohérent entre la simulation et les mesures d'émittance lors de variations de l'intensité du courant circulant dans le solénoïde. Les résultats de la simulation serviront à définir un premier croquis du futur diagnostic qui pourra être installé dans la ligne d'injection, proche de la position de l'émittance-mètre.

Pour générer les zones de densités, un code en C++ exécuté par ROOT [137] est écrit. Il permet de générer plusieurs distributions gaussiennes représentant le faisceau en sortie de source et de converger vers une solution proche des mesures d'émittance. Le code est présenté dans l'Annexe 13 et dans la référence [164].

Dans l'objectif de se rapprocher autant que possible des conditions expérimentales dans lesquelles la mesure d'émittance est réalisée, les valeurs de courant appliquées aux éléments de la ligne d'injection sont employées dans la simulation. Sauf exception, comme le dipôle de la ligne d'injection qui a son intensité fixée à 143 A au lieu de 134,2 (VI.A.1.c).(1)), ainsi que le solénoïde central (IG) qui a sa valeur fixée à 100 A au lieu de 107 A.

En absence de mesure du champ de bord magnétique de la bobine principale à implémenter dans la simulation, les correcteurs de trajectoire sont utilisés pour simuler l'impact de celle-ci sur le faisceau. Les correcteurs vont aider dans la simulation à générer les trajectoires provoquant les pertes de faisceaux et les coupures observées dans les mesures d'émittance. L'approximation du champ magnétique de bord de la bobine principale par les correcteurs de trajectoire est une méthode plus simple que de générer le champ magnétique de bord dont on ne connaît pas les caractéristiques dans la ligne d'injection. Le

champ magnétique des correcteurs de trajectoire est un paramètre ajustable supplémentaire, au même titre que la définition des faisceaux en sortie de source.

### VI.C.1. Résultats de la simulation

Une définition du faisceau en sortie de la source est obtenue permettant de suivre les déplacements des zones de densité dans les mesures d'émittances. La définition est composée de deux faisceaux gaussiens, qui permet de tendre vers des résultats similaires de l'émittance lors des variations de l'intensité du courant dans le solénoïde. Grâce à la simulation, une image approchée de l'émittance du faisceau en 4D avec les corrélations est accessible.

#### VI.C.1.a) La définition de la source

Une définition de la source composée de 2 faisceaux qui simule le cœur du faisceau est obtenue. La définition du faisceau est présentée sur la Figure VI-17 et la Figure VI-18 ci-dessous. Ces deux figures présentent comment les faisceaux sont définis dans les 2 espaces de phases et la dimension transverse, ainsi que dans les espaces de corrélation.

Cette définition de la source donne au niveau de la fente d'entrée de l'émittance-mètre les résultats présentés sur la Figure VI-19 à Figure VI-21.

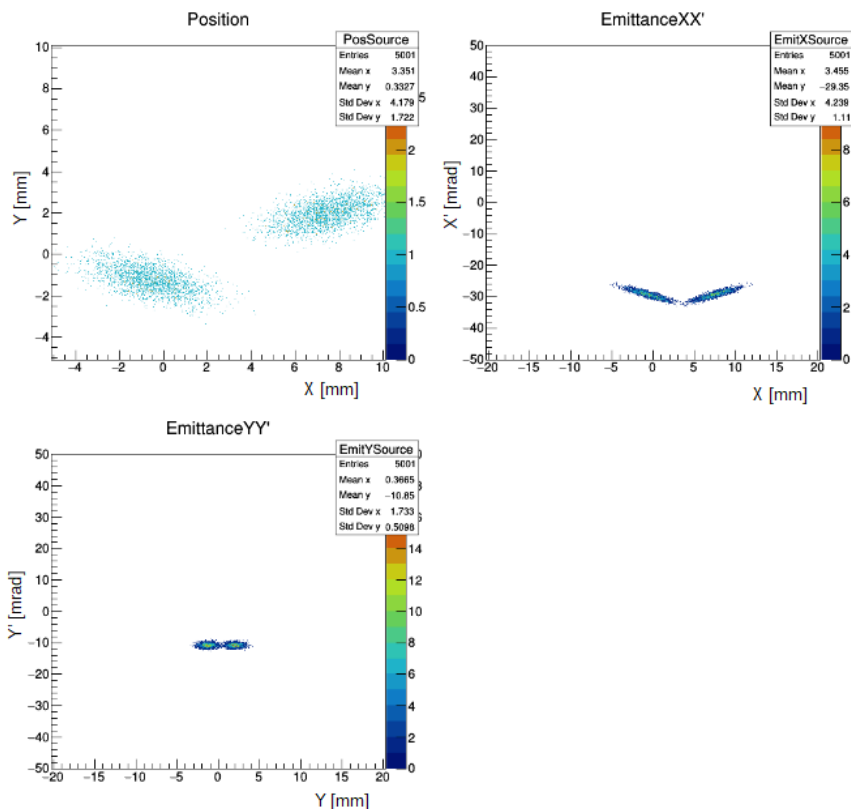


Figure VI-17 : la définition du faisceau à la sortie de la source dans la simulation : la distribution spatiale  $x - y$ , l'émittance dans le plan  $x - x'$  et l'émittance dans le plan  $y - y'$ .

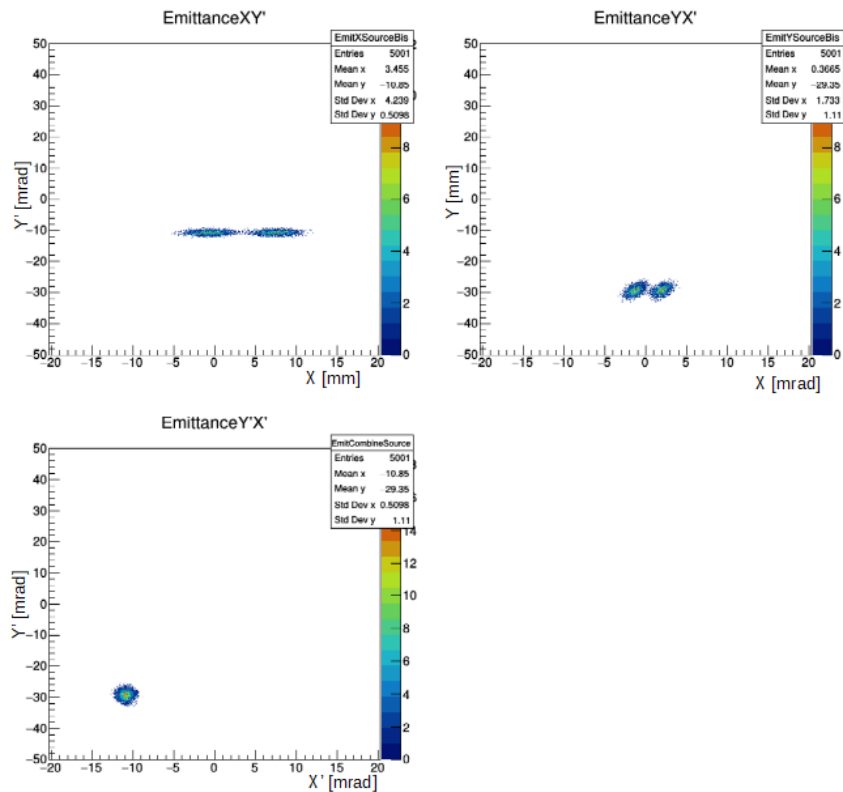


Figure VI-18 : la définition du faisceau à la sortie de la source dans la simulation : l'émittance dans le plan  $x - y'$ , l'émittance dans le plan  $y - x'$  et l'émittance dans le plan  $y' - x'$ .

#### VI.C.1.b) Comparaison et l'émittance mesurée et l'émittance simulée

Des changements dans l'intensité du courant traversant le solénoïde source sont réalisés depuis l'optimisation de référence de la ligne d'injection, en se basant sur la définition de la source présentée ci-dessus. Les résultats mis en comparaison des mesures d'émittance sont trouvés. Les résultats sont présentés sur la Figure VI-19 à Figure VI-21. L'émittance présentée sur les Figure VI-19 à Figure VI-21 correspond aux variations de l'intensité dans le solénoïde source de 113,4 A vers 123,4 A, mesurée à gauche et simulée à droite. L'optimisation de référence de la ligne d'injection correspond à 118,4 A circulant dans le solénoïde source (Figure VI-20).

À gauche sur la Figure VI-19 et sur la Figure VI-21, l'émittance du faisceau présenté comprend deux zones de densité. Dans la simulation, seuls deux faisceaux pour recréer les mesures d'émittance sont alors retenus.

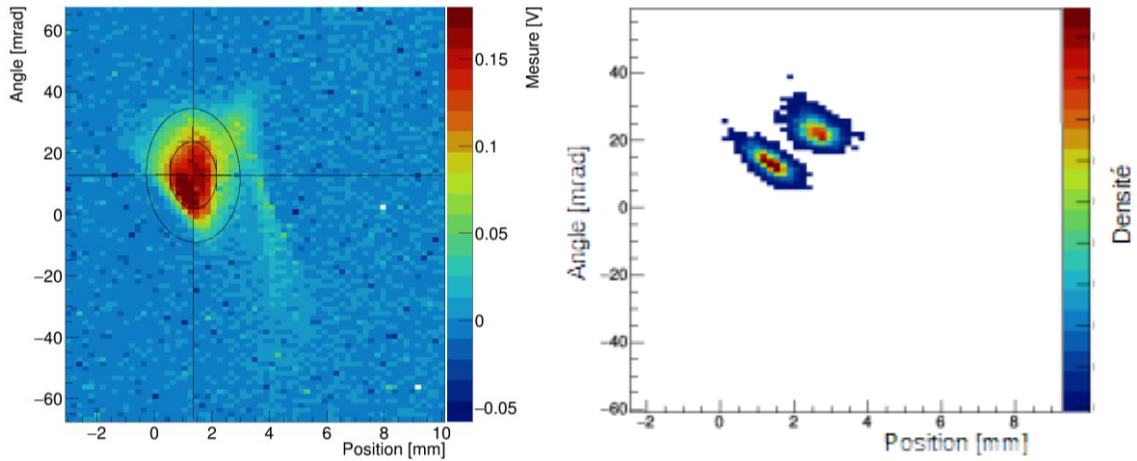


Figure VI-19 : espace des phases avec le solénoïde source à 113,4 A et SIC à 3,0 A au niveau de l'émittance-mètre.

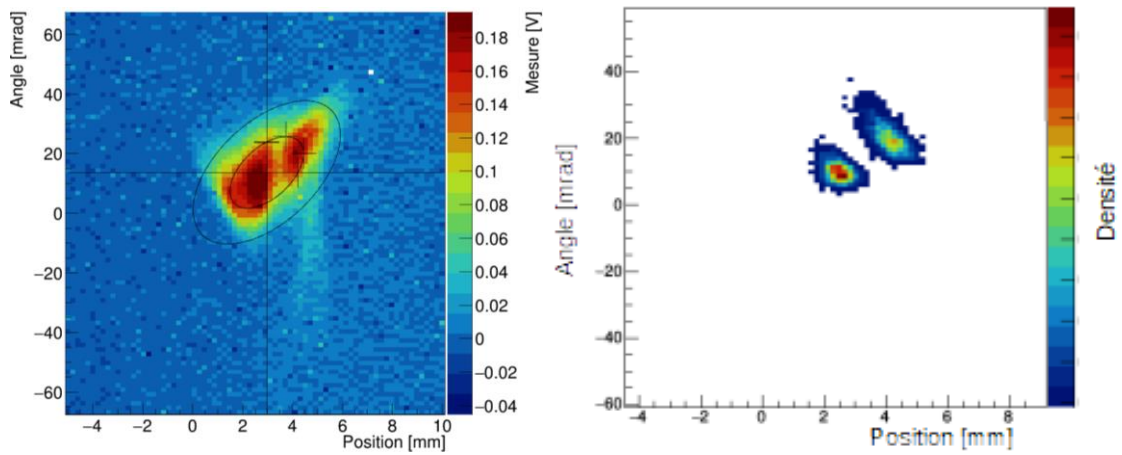


Figure VI-20 : espace des phases avec le solénoïde source à 118,4 A et SIC à 3,0 A au niveau de l'émittance-mètre.

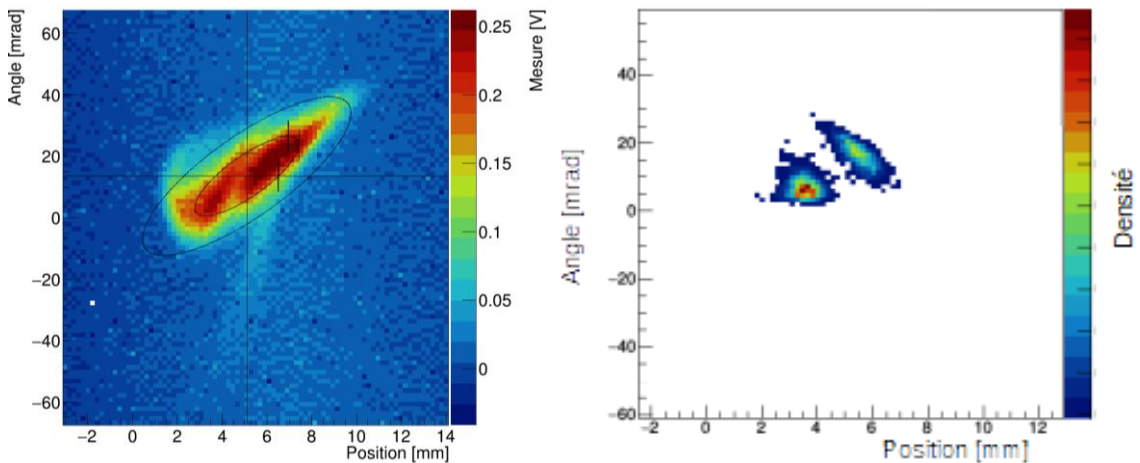


Figure VI-21 : espace des phases avec le solénoïde source à 123,4 A et SIC à 3,0 A au niveau de l'émittance-mètre.

Lors des variations du courant injecté dans le solénoïde source, les deux faisceaux restent présents dans la simulation. Ce point est intéressant si l'isolation d'un des faisceaux est recherchée. Dans la simulation, les faisceaux suivent le déplacement de chaque zone de densité présente dans l'espace de

phase lorsque les variations sont contenues à  $\pm 5\%$  de la valeur initiale du champ magnétique du solénoïde.

#### **VI.C.1.c) Récapitulatif de la partie VI.C.1**

Une première simulation se rapprochant de la définition du faisceau à la sortie de la source est trouvée. La simulation suit les déplacements dans l'espace de phase des zones de densité. Au-delà de la variation de 10 A sur le solénoïde source ( $\pm 4,5\%$  de l'optimisation initial), un problème apparaît. En effet, les faisceaux ne suivent plus le déplacement des zones de densité. Ce problème se justifie par le fait que dans la simulation, les pertes faisceau qui ont cours dans la ligne d'injection peuvent être compliquées à générer.

Les résultats obtenus avec la définition du faisceau de la source sont comparés à d'autres résultats expérimentaux, via des variations du courant traversant les quadripôles. Cette deuxième comparaison indique que pour les quadripôles, lorsque les variations sont cantonnées à  $\pm 5\%$ , un déplacement similaire des faisceaux aux zones de densité est observé.

Malgré les efforts réalisés dans la modélisation et la simulation, l'obtention de résultat plus stable de la simulation n'est pas possible. Ce problème est induit par la difficulté à recréer les pertes faisceau. Les pertes faisceau ont un impact non négligeable sur la transmission du faisceau (comme montré sur la Figure VI-15) et sur la forme de l'émittance (non présenté ici).

#### **VI.C.2. L'étude du faisceau obtenu**

Malgré le fait que la concordance entre la simulation et les mesures expérimentales soit limitée, la définition d'un collimateur instrumenté installé au même emplacement que l'émittance-mètre est étudié. Cet emplacement est sélectionné, car c'est une région facilement accessible et qui peut subir des adaptations nécessaires à l'installation d'un collimateur (VII.G, page 193). De plus, cet emplacement se situe dans une région où le champ magnétique est cartographié partiellement en une vingtaine de points.

Ce collimateur a pour objectif de permettre une mesure de l'émittance du faisceau, isoler les zones de densité et mesurer la distribution des zones de densité dans le plan transverse  $x - y$ .

##### **VI.C.2.a) Faisceau dans le plan transverse**

D'après la simulation, les deux faisceaux dans le plan transverse au niveau de la fente d'entrée de l'émittance-mètre vont évoluer en fonction du courant injecté dans le solénoïde source. L'évolution est montrée sur les Figure VI-22 à Figure VI-24. Un léger déplacement et changement de la dimension des zones de densité est présent dans le plan  $x - y$  lors du changement de la valeur du courant traversant le solénoïde source. L'espacement des zones de densité entre elles est cantonné à des variations de quelques mm le long de l'axe  $y$  et l'axe  $x$ .

D'après les résultats, les zones de densité sont suffisamment espacées dans le plan  $x - y$  de la simulation pour envisager de faire une sélection des zones de densité. La sélection des zones de densité est favorable le long de l'axe  $x$  au vu des distances qui séparent les zones de densité [0,5 ; 0,6] cm.



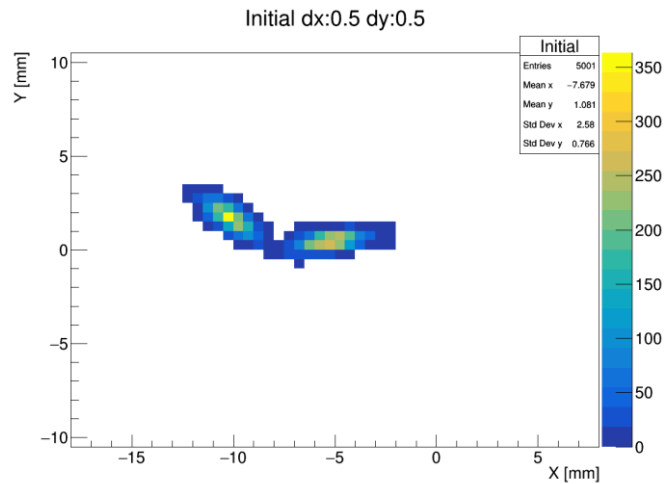


Figure VI-22 : simulation du faisceau dans le plan transverse, solénoïde source : 113,4 A

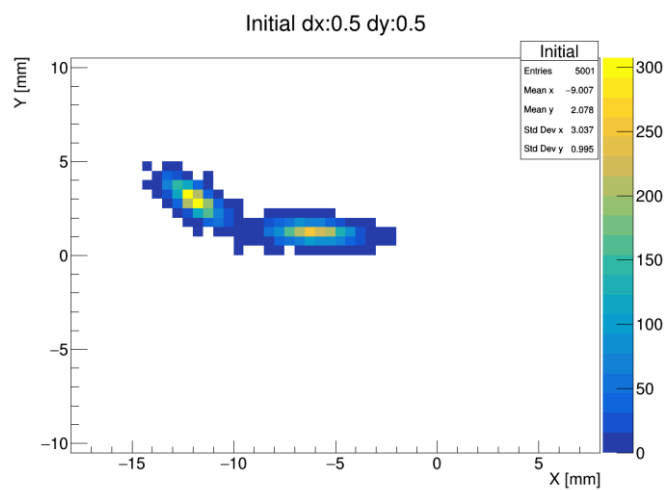


Figure VI-23 : simulation du faisceau dans le plan transverse, solénoïde source : 118,4 A

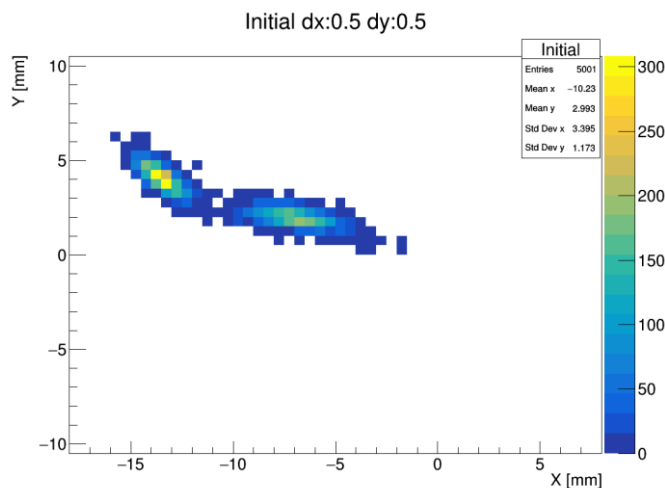


Figure VI-24 : simulation du faisceau dans le plan transverse, solénoïde source : 123,4 A

#### VI.C.2.b) Croquis d'un diagnostic

En partant de la simulation à deux faisceaux dans le plan  $x - y$ , la séparation des faisceaux dans la simulation sont envisageables. L'atteinte de cet objectif est possible en installant des fentes selon l'axe  $x$  et à une position proche de celle de l'émittance-mètre, ce qui permet de faire la sélection des

faisceaux passants. L'axe  $x$  est privilégié, car les faisceaux sont plus distants les uns des autres sur cet axe. Pour permettre d'isoler chaque zone de densité, il faut en plus que les fentes puissent être excentrées du centre géométrique de la ligne.

Une paire de fentes selon l'axe  $y$  est nécessaire pour vérifier les résultats de la simulation via la mesure de la distribution transverse des faisceaux en  $x - y$ . Le diagnostic devrait ressembler à un collimateur, présenté sur le schéma sur la Figure VI-25.

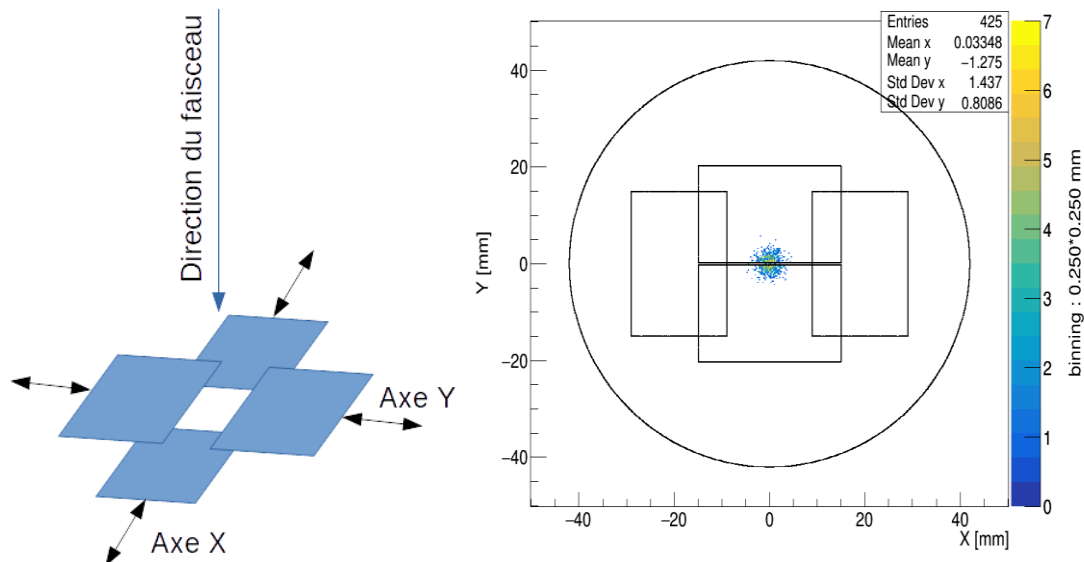


Figure VI-25 : schéma d'un collimateur double fente vue de côté à gauche et vue de dessus dans le tube de la ligne à droite.

Un collimateur avec deux fentes selon les axes  $x$  et  $y$  permet de faire la mesure de l'émittance faisceau  $x$  et  $y$  sans les termes de corrélation. La mesure de l'émittance est réalisée par la variation du champ magnétique en amont du collimateur, soit via la technique des trois gradients (Annexe 1), soit via la variation du champ magnétique d'un solénoïde (Annexe 2).

Un prototype est produit par le laboratoire SUBATECH avec des fentes selon l'axe  $y$ , comme présenté au Chapitre III. Les résultats obtenus avec ce prototype sont présentés dans le Chapitre VII.

#### VI.C.2.c) Récapitulatif de la partie VI.C.2

La simulation avec deux faisceaux donne des déplacements dans l'espace de phase cohérent avec les mesures d'émittance lorsque les variations des champs magnétiques sont cantonnées à  $\pm 5\%$  de l'optimisation initiale. Dans l'intervalle de  $\pm 5\%$ , cela permet de prévoir l'évolution de la distribution observable par le collimateur et comment adapté le collimateur à la distribution à mesurée.

#### VI.C.2.d) Discussion

Jusqu'à quatre zones de densité sont mesurées dans les mesures d'émittance (Chapitre V), pour être cohérentes, quatre faisceaux devraient être simulés. Pour limiter les temps de calcul, seuls deux faisceaux sont simulés. Dans la simulation, ces zones de densité devraient être réparties selon  $y$  et/ou  $y'$ , car non distinguable dans l'espace  $x - x'$  étudiés. Ces zones de densité peuvent aussi se superposer aux deux autres zones de densité déjà présente sur les Figure VI-22 à Figure VI-24.

## VI.D. Conclusion

Avec un collimateur simple, les mesures expérimentales sont mises en comparaison aux résultats de la simulation. La simulation a permis d'en apprendre plus sur la définition du faisceau en sortie de source. L'écart-type de la distribution de particule sortant de la source Multicusp est comparé avec trois mesures. Trois écarts-types de la distribution sont obtenus pour les trois mesures distinctes. Le résultat obtenu n'est pas stable entre les mesures. Le phénomène peut être produit par une optimisation distincte de la source Multicusp, ce qui est cohérent avec ce qui a pu être observé au Chapitre V. Pour autant, il n'est pas possible de conclure sur la fiabilité de la comparaison entre la simulation et les mesures expérimentales au vu de la possibilité de l'apparition des zones de densité (Chapitre V). Pour autant, celle-ci est en mesure de fournir des courbes s'approchant des courbes mesurées sur la coupelle de Faraday.

Lorsqu'il est recherché une définition du faisceau en sortie de source plus proche de la réalité, plusieurs faisceaux gaussiens sont employés. La simulation avec plusieurs faisceaux a permis de donner une première version de la distribution du faisceau au niveau de la source et de l'émission-mètre. Les résultats de la simulation sont ressemblants aux mesures d'émission lorsque les variations de champ magnétique dans la ligne d'injection restent à  $\pm 5\%$  de l'optimisation initiale. Les résultats de cette simulation sont utilisés pour définir une première version d'un collimateur instrumenté et réglable installé proche de l'emplacement de l'émission-mètre. Le collimateur a pour objectif de permettre de mesurer la distribution des zones de densité dans le plan  $x - y$  pour être comparé à la simulation. Le collimateur doit aussi pouvoir faire la sélection des zones de densité et pouvoir réaliser une mesure de l'émission par variation de l'intensité de champ magnétique en amont du collimateur.

## Chapitre VII. Étude des collimateurs dans la ligne d'injection

Dans la ligne d'injection, aucun diagnostic faisceau permanent n'est installé hormis la coupelle de Faraday pour la mesure du courant intégré. Ce seul diagnostic permanent ne permet pas de mesurer la forme du faisceau dans le plan  $x - y$ . La mesure de celle-ci a pour objectif de vérifier le réglage adéquat de la ligne d'injection et de la source. Cette vérification est nécessaire, car avec l'émittance-mètre, il a été observé plusieurs zones de densité avec le faisceau d'ions  $H^-$  (Figure V-8) et l'apparition d'un faisceau creux (voir note de bas de page 39) avec les ions  $He^{2+}$  (Figure V-34).

La forme du faisceau  $H^-$  énoncé ne permet pas d'obtenir le maximum de transmission et la forme du faisceau d'ions  $He^{2+}$  n'est pas à son minimum d'émittance dans l'espace  $x - x'$ . Une forme optimale pour la transmission du faisceau est de tendre vers une forme de faisceau rond avec une seule zone de densité d'après les mesures d'émittance en  $H^-$  (dans l'espace  $x - x'$ ) et la conception initiale de la ligne d'injection [80] (dans l'espace  $x - y$ ).

Pour tendre vers la forme optimale du faisceau et sa transmission maximale entre la ligne d'injection et la sonde radiale (Chapitre V), d'après la simulation G4bl de la ligne d'injection (Figure VI-25), il est possible d'employer un diagnostic pour mesurer la distribution transverse et angulaire du faisceau. Ce diagnostic est nommé collimateur idéal, il est défini dans la partie VII.G (page 193) et il est basé sur le croquis du diagnostic proposé au Chapitre VI (VI.C.2.b), page 165). Le collimateur idéal est ainsi nommé de par ces capacités de mesurer les dépôts électriques du faisceau et la précision de ces déplacements nécessaire pour mesurer la distribution spatiale et angulaire du faisceau. La précision de ces déplacements est définie pour permettre l'application des techniques d'optimisation proposée au Chapitre V. Un prototype de collimateur réglable (Figure III-8, page 56) est testé dans la ligne d'injection, il est nommé collimateur ajustable. Le collimateur ajustable est doté de deux fentes (Figure III-8), il est conçu pour tester les capacités de mesure et de diagnostic que pourrait apporter un tel diagnostic, en plus de vérifier l'adéquation d'une conception similaire du collimateur avec son environnement.

Une autre manière d'aborder le problème des zones de densité est d'en faire une sélection via des coupures géométriques réalisées par un collimateur. Cette deuxième méthode a pour avantage de permettre une sélection sans optimisation particulière du faisceau. Elle permet de réduire le nombre de zones de densité, de réduire l'émittance du faisceau via la coupure géométrique et de réduire les pertes de faisceaux dans le cyclotron. Une sélection géométrique sans vérification de la position des zones de densité est testée avec les collimateurs fixes (Figure III-5) et le collimateur ajustable (Figure III-8).

Les collimateurs fixes sont installés initialement pour répondre à un problème de faisceau passant avec le pulseur (III.A.1) en mode stop (VI.A.1.d), page 152). Lorsque certaines valeurs du solénoïde source sont appliquées, une partie du faisceau est mesuré en bout de ligne [84] (VI.A.1.d)). Pour résoudre ce problème, d'après la simulation (Figure VI-11), un collimateur fixe (Figure III-5) installé au-dessus du groupeur (Figure III-6) est suffisant pour éliminer le faisceau passant. Différentes formes et diamètres de collimateur fixe sont testés. Les collimateurs fixes ne sont pas suffisants pour arrêter entièrement le faisceau passant.

Malgré cela, les collimateurs fixes ont pu démontrer leur efficacité à adapter le faisceau sur la ciblerie grâce aux coupures géométriques exécutées par ceux-ci (Figure VII-14). La limitation de l'émittance grâce à deux collimateurs fixes installés en dessous de la coupelle de Faraday et au-dessus du groupeur est aussi testée. Les résultats de l'étude de l'impact des collimateurs fixe sont présentés

dans ce chapitre. Une observation similaire avec le collimateur ajustable est réalisée lors de la fermeture progressive des fentes de celui-ci.

Les collimateurs fixes et ajustables sont conçus pour ne pas perturber le bon fonctionnement de l'accélérateur grâce à leurs dimensions et de leur adaptation à leur environnement durant leur conception. Pour démontrer l'impact des collimateurs sur le faisceau, les mesures réalisées avec et sans collimateurs sont comparées.

Pour que les collimateurs fixes et le collimateur ajustable deviennent des diagnostics, il est choisi de mesurer le courant électrique déposé à leur surface. Le courant est mesuré via un intégrateur de courant nommé BB8 ou par les intégrateurs de courant installé sur le cyclotron. Le BB8 est conçu et vendu par le laboratoire IThemba en Afrique du Sud [94].

### VII.A. La capacité de mesure du courant électrique par les collimateurs

Les collimateurs fixes et le collimateur ajustable ont tous deux la capacité de mesurer un courant électrique, sous faisceau d'ions  $H^+$  et  $He^{2+}$ . Sous faisceau d'ions  $H^+$ , les collimateurs présentent une mesure du courant électrique déposée à leur surface qui est inversée par rapport à la polarité du courant attendu. L'inversion de la polarité est due à l'éjection d'électrons de la matière.

Un ion  $H^+$  de 40 keV va perdre un ou deux électrons dans une collision avec un collimateur, les électrons peuvent être alors absorbés ou émis hors de la matière. L'ion résultant ( $H^+$ ) va perdre son énergie par voie électronique dans les premiers nanomètres de matière (Annexe 12.B). La perte d'énergie de l'ion incident dans les premiers nanomètres du collimateur a pour conséquence l'émission en surface d'électrons secondaires, ce qui change la mesure du courant déposé sur le collimateur.

Sur la Figure VII-1 est présenté le nombre d'électrons émis par ions  $H^+$  incidents en fonction de l'énergie du faisceau incident ([2 ; 50] keV) par le cuivre et l'aluminium [165]. En ordonnée est présenté le nombre moyen d'électrons émis par ions  $H^+$  et en abscisse est présentée l'énergie des ions incidents. Dans nos conditions, les ions  $H^+$  ont une énergie de 40 keV. Les collimateurs fixes sont soit en aluminium, soit en cuivre et le collimateur ajustable est en inox. Seules des données expérimentales concernant l'émission des électrons secondaire par le cuivre et l'aluminium ont été trouvées. Il est considéré pour la suite que les tendances remarquées dans les données expérimentales du cuivre et de l'aluminium sont aussi valables pour le l'inox. Par ions  $H^+$  incidents de 40 keV, 1,45 électrons sont émis pour un collimateur en cuivre et 1,34 électrons sont émis pour un collimateur en aluminium.

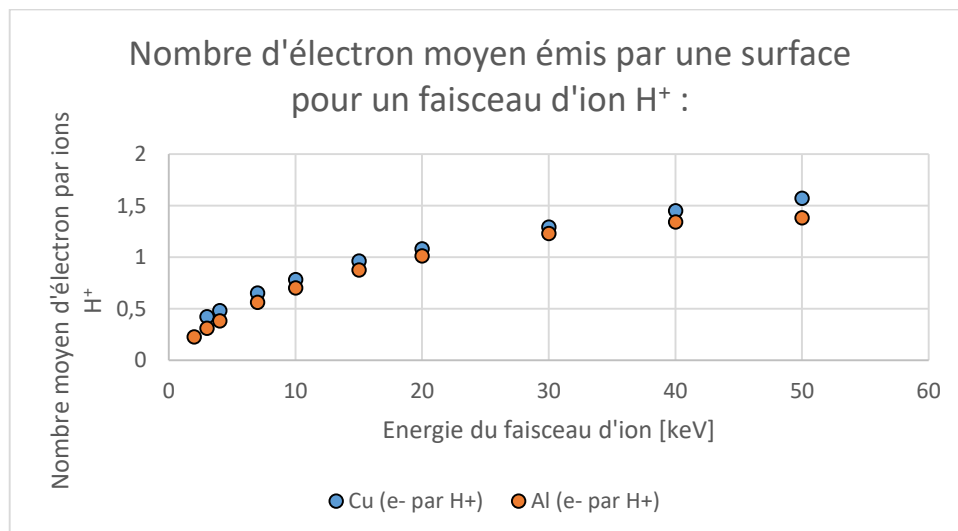


Figure VII-1 : données expérimentales obtenues dans la référence [165].

Dans la ligne d'injection, lors d'une modification de la haute tension de la source, le faisceau de protons change en énergie. Ce changement induit un changement du nombre moyen d'électrons émis par ions incidents.

Autour de la valeur d'énergie prévue pour le faisceau d'ions H<sup>+</sup> (40 keV), l'émission des électrons secondaire peut changer de quelques pourcents lors du changement de l'énergie du faisceau. Sur la Figure VII-2 est présenté l'écart en pourcent entre le nombre moyen d'électrons émis à 40 keV et les énergies de faisceau compris 35 et 45 keV. Les données présentées sont estimées par un ajustement logarithmique réalisé sur les données expérimentales (Figure VII-1). Pour des variations d'énergie inférieure au keV (plage de variation opérationnelle), les écarts attendus sont inférieurs à un pourcent pour le cuivre et l'aluminium.

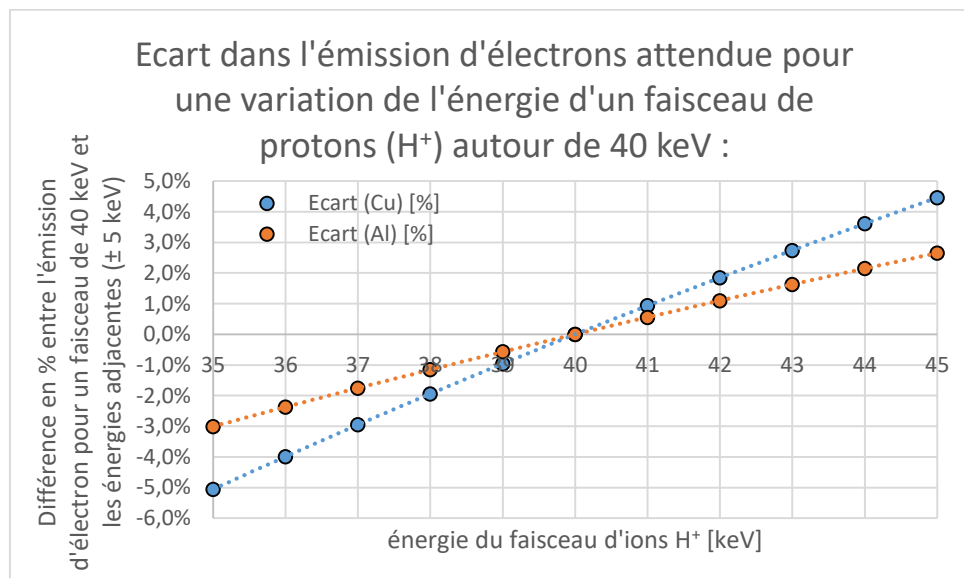


Figure VII-2 : écart en pourcentage de l'émission des électrons secondaire en comparaison de l'énergie prévue pour le faisceau d'ions H<sup>+</sup> (40 keV).

## VII.B. Assistance aux réglages

Les collimateurs fixes et le collimateur ajustable peuvent être employés comme une assistance aux réglages de la ligne d'injection grâce à la lecture du courant déposé. Les collimateurs ont été disposés à trois endroits dans la ligne d'injection. Les collimateurs fixes ont été installés au-dessus du groupeur et en dessous de la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (Figure III-6). Le collimateur ajustable a été installé entre la coupelle de Faraday et le pulseur (VII.B.2).

### VII.B.1. Collimateur fixe

Les collimateurs fixes installés au-dessus du groupeur ont montré leurs utilités pour aider aux réglages de la ligne d'injection via les informations fournies sur la position du faisceau et sa distribution (VII.B.1.d)). Avec le collimateur fixe, le courant mesuré (VII.B.1.a)) est fonction de la distribution transverse du faisceau et de sa position (VII.B.1.b) et VII.B.1.c)).

#### VII.B.1.a) Capacité de mesure du courant électrique

Le collimateur fixe a démontré sa capacité à faire une mesure électrique, avec le branchement présenté dans le Chapitre III. Le collimateur présente une mesure du courant qui est en accord avec les mesures de courant effectué en aval du collimateur. Lorsque le courant augmente ou diminue sur le collimateur instrumenté, il va suivre aussi une modification inverse sur les coupelles de Faraday qui sont installées en aval du collimateur, cette mesure est donc cohérente. La mesure du courant par le

collimateur comporte quelques particularités. Le courant mesuré par le collimateur comporte un offset qui est fonction de la puissance du groupeur (Figure VII-3), présenté dans la partie VII.B.1.a).(1).

#### VII.B.1.a).(1) L'offset induite par le groupeur

Le collimateur fixe installé au-dessus du groupeur à son offset qui est fonction de la puissance injectée de l'onde RF dans le groupeur, comme présenté sur la Figure VII-3. Sur la Figure VII-3 est présentée une mesure de courant sur le collimateur lors de la variation de la puissance RF injectée dans le groupeur. La relation présentée est positive et monotone.

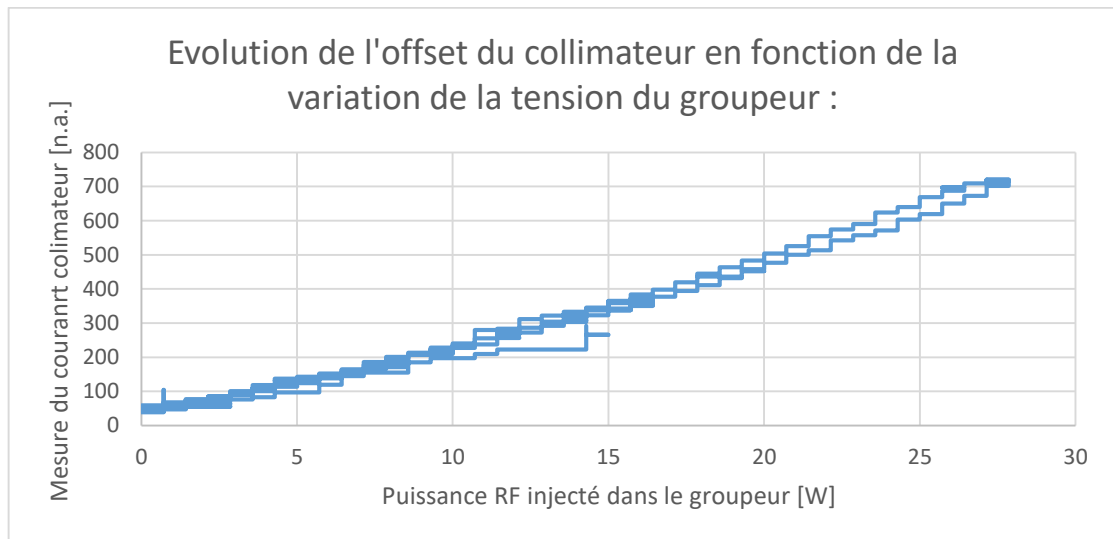


Figure VII-3 : mesure du courant sur le collimateur de 40 mm de diamètre lors d'une variation de la puissance RF du groupeur en présence de faisceau.

En absence de faisceau et avec une puissance de zéro watt injectée dans le groupeur, la valeur de courant mesurée est une valeur nulle.

#### VII.B.1.b) Cohérence de la mesure du courant

La cohérence de la mesure du courant réalisée par le collimateur est assurée via la comparaison de sa mesure avec la mesure effectuée en d'autres points. Dans le cas présent, un exemple sur la Figure VII-4 est présenté. La cohérence de la mesure est vérifiée entre le collimateur de 25 mm de diamètre d'ouverture (en orange) et la mesure du courant sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron (en jaune), durant la variation de l'intensité qui circule dans le dipôle de la ligne d'injection.

Sur la Figure VII-4 est présent une réduction du courant mesurée par le collimateur entre 133 et 138 A avec un minimum aux alentours de 135 A. Le minimum de dépôt présent sur le collimateur correspond au maximum de faisceau transmis en amont sur la sonde radiale (135,2 A), ce qui assure la cohérence de la mesure entre le collimateur et la sonde radiale.

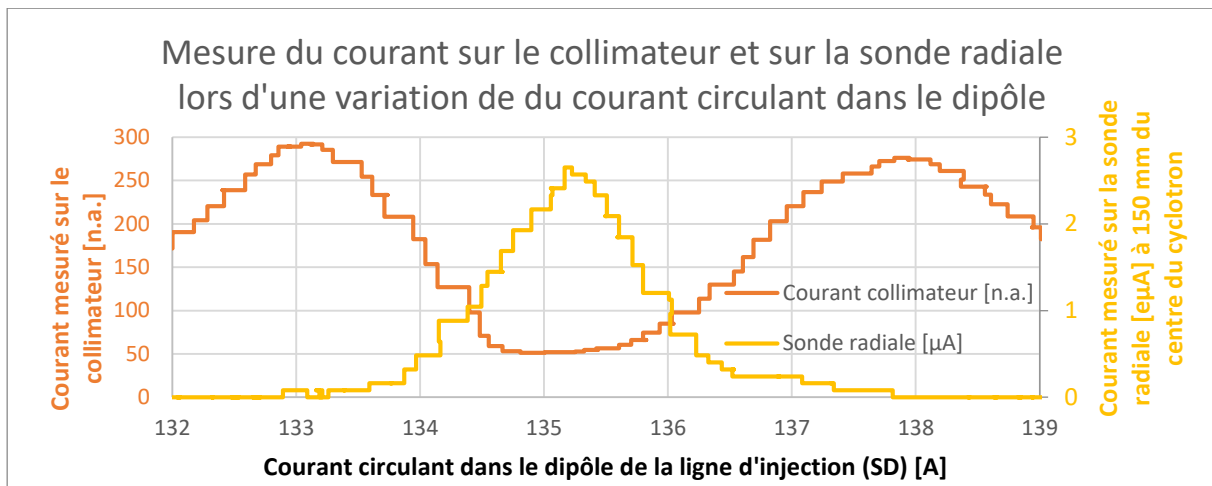


Figure VII-4 : mesure du courant déposé sur le collimateur de 25 mm et sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron en fonction du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection.

La cohérence de la mesure n'est pas valable entre tous les points de mesure. Un exemple est présenté sur la Figure VII-5 entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (en bleu) et le collimateur instrumenté (en orange) : Sur la coupelle de Faraday, le maximum de courant n'est pas en accord avec le minimum de courant mesuré sur le collimateur. De plus, les variations d'intensité induites par la position du faisceau au niveau du collimateur ne sont pas perceptibles sur la coupelle de Faraday, ce qui en fait un indicateur complémentaire dans la ligne d'injection.

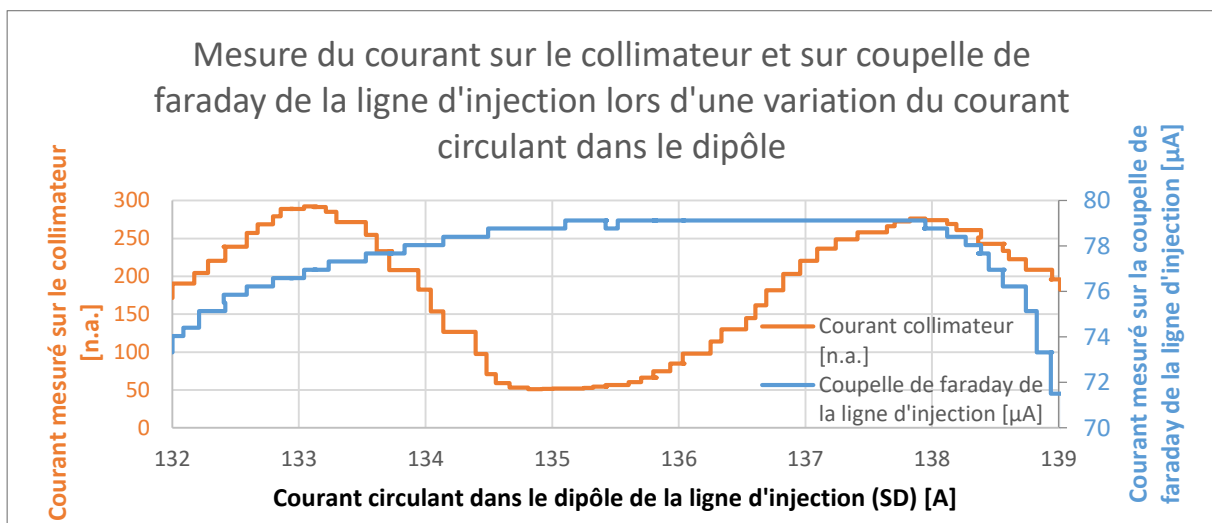


Figure VII-5 : mesure du courant déposé sur le collimateur de 25 mm et sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection en fonction du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection.

#### VII.B.1.c) Mesure des caractéristiques du faisceau

Lors d'une descente du vide dans la source et dans la ligne d'injection suite à l'installation d'un collimateur de 40 mm au-dessus du groupeur, plusieurs variations du solénoïde source sont effectuées. La mesure du courant est effectuée sur le collimateur et sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. La descente en vide dans la ligne d'injection et dans la source sont toutes deux corrélées, comme montré dans l'annexe 9.B.II. C'est pour cela que les données sont présentées en fonction de la pression dans la ligne d'injection.

Le rapport entre le courant mesuré sur la coupelle de Faraday injection et le courant mesuré sur le collimateur en fonction du solénoïde source est présenté sur la Figure VII-6. En ordonnée est présenté le rapport des courants mesurés et en abscisse le courant injectés dans le solénoïde source. La réduction



de la pression a un impact sur le faisceau visible via la réduction de la distance entre les deux valeurs les plus élevées sur une même courbe (valeurs pics). La réduction de la pression a aussi un impact sur le rapport des courants qui diminuent lorsque les pressions réduisent.

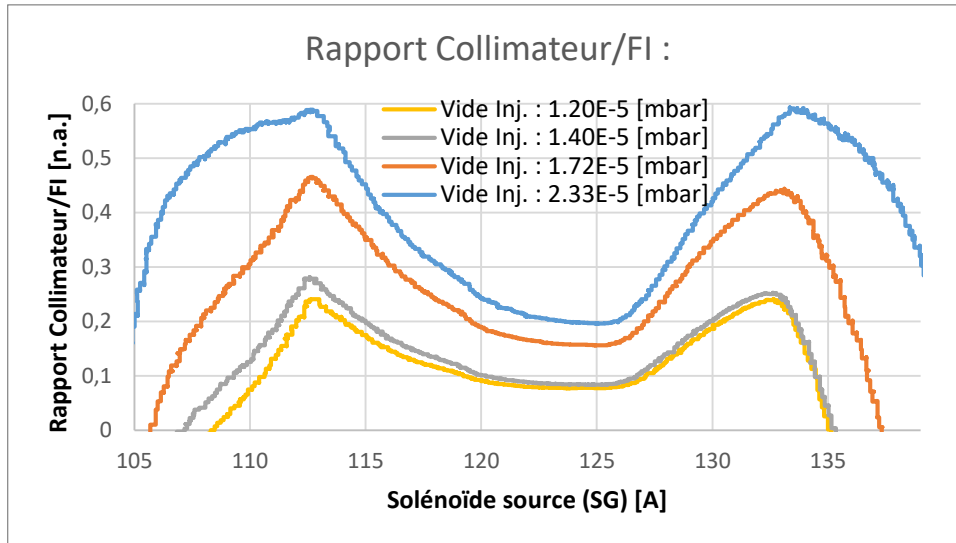


Figure VII-6 : rapport entre le courant mesuré sur le collimateur et la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. Le rapport est exprimé en fonction de la valeur du courant circulant dans le solénoïde source à plusieurs niveaux de vide dans la ligne d'injection et la source Multicusp.

Lorsque l'écart en A entre les valeurs pics est réuni en fonction de la pression dans la ligne d'injection, une corrélation linéaire est trouvée, comme montré sur la Figure VII-7. La figure présente la distance entre les pics (en ordonnée) en fonction de la pression dans la ligne d'injection (en abscisse). Le coefficient de Pearson au carré ( $r^2$ ) est très proche de 1, ce qui veut dire que la linéarité est presque atteinte.

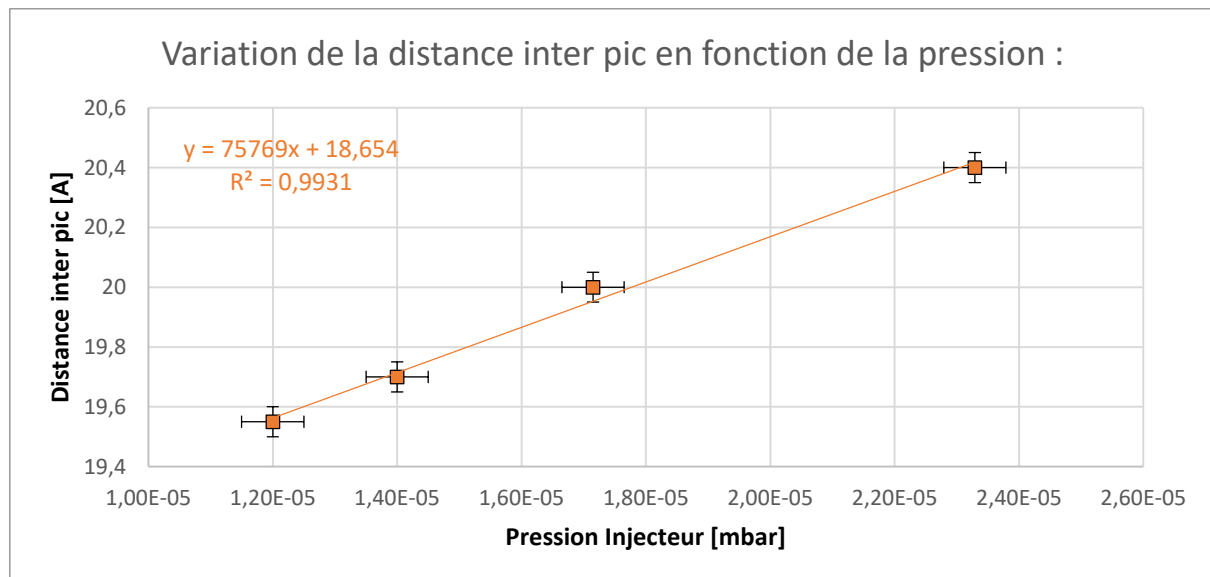


Figure VII-7 : corrélation linéaire entre la distance interpic et la pression dans la ligne d'injection.

Les réductions de la distance interpic s'expliquent par la réduction des interactions du faisceau avec le gaz résiduel et donc la réduction de l'émittance transverse du faisceau. Le collimateur circulaire dans sa forme actuelle ne permet pas de faire une mesure de l'émittance du faisceau en absolu, comme montré dans l'Annexe 2. Cependant, le collimateur permet d'indiquer des tendances du faisceau, comme

la réduction de l'émittance transverse. Le collimateur instrumenté a un pouvoir indicateur sur les caractéristiques du faisceau de manière relative.

#### VII.B.1.d) Outil de réglage

Les informations obtenues par le collimateur circulaire instrumenté peuvent être utilisées pour le réglage de la ligne d'injection via la mesure du courant déposé. Comme présenté dans la partie VII.B.1.b), le minimum de faisceau intercepté par le collimateur correspond à un faisceau passant dans l'ouverture du collimateur et pouvant être transmis dans l'accélérateur. Cette mesure est concordante avec la simulation réalisée lors de la conception de la ligne d'injection [80]. Le faisceau d'ions H<sup>-</sup>, dans son optimisation initiale dans la ligne d'injection, est prévu d'avoir deux minimums en dimension transverse. Un des deux minimums transverses est prévu au niveau du groupeur, ce qui concorde avec la recherche d'un minimum de dépôt sur le collimateur instrumenté.

Dans la partie VII.B.1.c) est présentée la capacité d'aligner les points de focalisation du faisceau en ajustant le solénoïde source. Le minimum de courant mesuré sur le collimateur correspond dans ce cas à un faisceau avec une faible dimension transverse et passant dans le collimateur.

Pour s'assurer du centrage du faisceau dans le plan du collimateur, le correcteur de trajectoire de la ligne d'injection peut être employé (ISX et ISY). Les mesures d'émittance dans le Chapitre V ont montré que les paramètres contrôlant le correcteur de trajectoire ont entre autres une incidence sur la position moyenne du faisceau selon  $x'$  et selon  $x$  (Annexe 7, page 261).

La fente de 4 mm permet de faire la mesure et impose le centrage du faisceau au niveau du collimateur. La fente peut être utilisée comme un instrument de réglage, comme présenté sur la Figure VII-8. La figure présente la variation de deux paramètres, le correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $x$  (ISX [A]) et selon  $y$  (ISY [A]). La mesure du courant est réalisée en simultanée sur la fente à gauche et sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron à droite. Les axes colorimétriques sur les graphiques présentent le courant mesuré par le BB8 [94] sur la figure de gauche et le courant mesuré par la sonde radiale sur la figure de droite. Le courant mesuré sur la fente avec un faisceau d'ions H<sup>-</sup> est un courant positif, comme sur le collimateur circulaire. Contrairement au collimateur circulaire, il n'apparaît pas de minimum lorsque le faisceau passe dans le collimateur, comme présenté sur la Figure VII-8 à gauche.

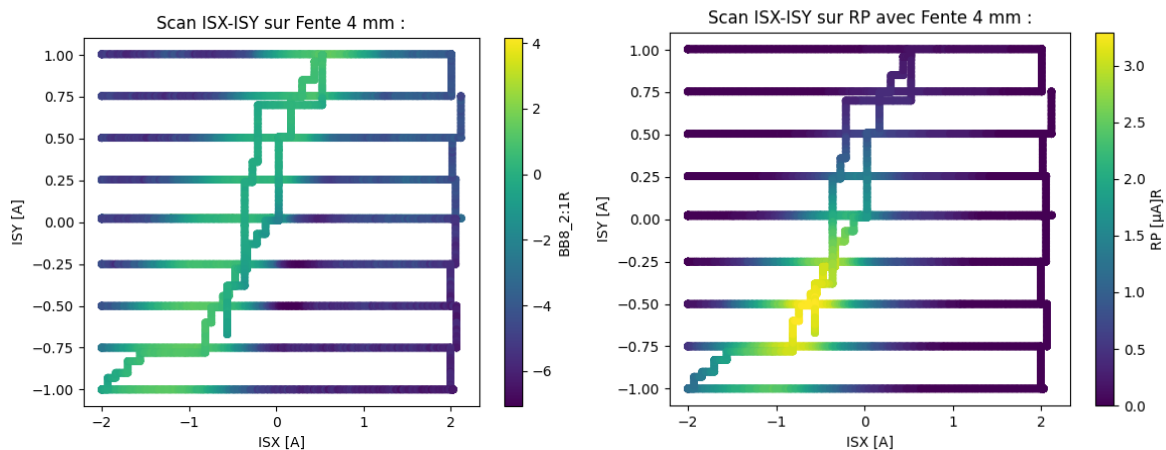


Figure VII-8 : mesure du courant sur la fente par le BB8 et sur la sonde radiale (RP) en fonction du correcteur de trajectoire de l'injection selon  $x$  (ISX [A]) et  $y$  (ISY [A]).

Lorsque le faisceau interagit avec le collimateur, il est visible un courant positif (VII.A). Sur la Figure VII-8, le maximum de courant mesuré sur le collimateur ressort comme une région en vert. Dans

cette région va se trouver le faisceau passant jusqu'à la sonde radiale. Sur l'infecteur spiral et le défecteur sont présents des maximums de courants déposés qui ne sont pas localisés aux mêmes coordonnées que le faisceau passant jusqu'à la sonde radiale dans l'espace de variation ISX-ISY. La différence de localisation dans l'espace (ISX-ISY) veut dire qu'il peut être utilisé ces organes pour aider aux réglages de la ligne d'injection. En l'absence du collimateur fente, l'emploi du courant mesuré sur l'infecteur et le défecteur pour le réglage du faisceau est plus compliqué, car le signal mesuré est moins discernable.

#### **VII.B.1.e) Récapitulatif de la partie VII.B**

Grâce à la cohérence de la mesure (VII.B.1.b)), une mesure relative du faisceau et de ces caractéristiques est possible (VII.B.1.c)) par le collimateur fixe instrumenté. La mesure des caractéristiques du faisceau va orienter les réglages de l'accélérateur en fonction du courant mesuré (VII.B.1.d)) vers une optimisation proche de l'optimisation initialement prévue pour le faisceau d'ions H<sup>-</sup> (II.C.2, page 15).

#### **VII.B.2. Le collimateur ajustable**

Le collimateur ajustable est conçu pour pouvoir faire la mesure du courant déposé sur les fentes (III.A.2.b), page 56) sans perturber le bon fonctionnement de la ligne d'injection. Durant la première expérience, seule la mesure thermique est disponible. Durant la seconde expérience, la mesure du courant est réalisée. Les résultats obtenus avec la mesure thermique ne sont pas étudiés par la suite.

La vérification du bon fonctionnement du pulseur en présence du collimateur est réalisée. Cette vérification est nécessaire pour la validation du positionnement et du dimensionnement du collimateur ajustable dans la ligne d'injection. La vérification est réalisée avec le collimateur ajustable en position ouverte (distance interfente de 50 mm), avec une fréquence moyenne du pulseur (< 50 H) et avec les trois principales particules accélérées (H<sup>-</sup>, D<sup>-</sup> et He<sup>2+</sup>). Le fonctionnement du pulseur dans cette configuration n'est pas perturbé par le collimateur ajustable.

La mesure du courant a permis de mettre en évidence la capacité à indiquer des caractéristiques du faisceau. Ainsi, la capacité du collimateur à réaliser une mesure de courant et à réaliser une mesure des caractéristiques du faisceau est vérifiée. Dans un premier temps, la capacité à mesurer les charges électriques suite à l'interaction du faisceau avec les fentes est vérifiée (VII.B.2.a)), ainsi que la cohérence du signal perçu (VII.B.2.b)). Dans un second temps, la capacité du collimateur à donner des informations sur le faisceau est étudiée. Plus particulièrement, la capacité du collimateur a estimé le positionnement du faisceau (VII.B.2.c)). De plus, le collimateur est capable d'estimer la dimension transverse relative du faisceau dans le plan  $x - y$  (VII.B.2.d)).

#### **VII.B.2.a) Capacité de mesure du courant électrique**

Le courant mesuré par chacune des fentes est un courant intégré sur la surface de chaque fente. Sur la Figure VII-9 est présenté un exemple d'une mesure de courant sur la fente de droite (en relatif) en bleu et de gauche (en relatif) en vert. La coupelle de Faraday de la ligne d'injection est présentée en noir (FI [ $\mu$ A]R). La mesure est réalisée avec un faisceau d'ions H<sup>-</sup> et en fonction du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $y$  (ISY [A]). Sur la Figure VII-9 est aussi présenté la somme des fentes qui correspond à l'addition des courants mesurés sur les deux fentes en rouge. Comme pour le collimateur fixe, la mesure du courant sur les fentes est un courant positif (VII.A, page 169).

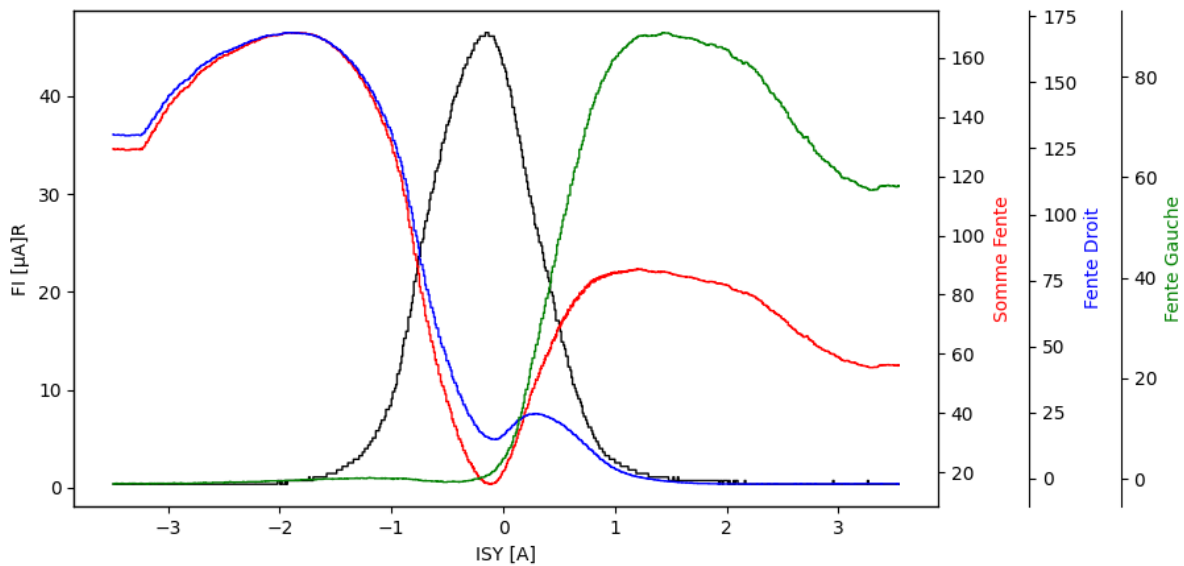


Figure VII-9 : exemple de mesure de courant sur les fentes droite, gauche et la coupelle de Faraday de la ligne d'injection ( $FI [\mu A]$ ) avec une distance interfente de 5 mm. La mesure est fonction du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $y$  ( $ISY [A]$ ).

La mesure par variation de l'intensité du correcteur de trajectoire selon  $y$  montre la capacité du système à exécuter une mesure d'intensité sur les fentes.

#### VII.B.2.b) Cohérence de la mesure du courant

Lors de la variation de la distance interfente, tous en conservant un réglage identique de la ligne d'injection, des variations du courant sont mesurés sur les fentes et sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. Un exemple des variations de courant est présenté sur la Figure VII-10, via un balayage du correcteur de trajectoire selon  $x$  de la ligne d'injection avec deux distances interfente. Sur la Figure VII-10, deux mesures du courant brut sur les fentes gauche et droite sont présentées, ainsi que leurs sommes et les courants mesurés sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection ( $FI [\mu A]$ ). Les deux mesures sont des mesures avec une distance interfente de 2 mm et 3 mm, dans des conditions expérimentales similaires et sur moins de deux heures. La variation de la distance interfente est obtenue par le déplacement de la fente de droite.

Sur la Figure VII-10, il est visible une valeur maximale du courant sur la coupelle de Faraday ( $FI$ ) de  $37 \mu A$  pour l'ouverture de 3 mm (à  $ISX -0,55 A$ ) et de  $26 \mu A$  pour l'ouverture de 2 mm (à  $ISX -0,65 A$ ). Cet écart d'intensité se retrouve dans la mesure du courant sur la fente de droite qui augmente lorsque les fentes sont refermées, il y a une augmentation maximale de  $7 \mu A$  entre les deux cas de figure. Les variations de courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et sur les fentes sont donc cohérentes entre elles.

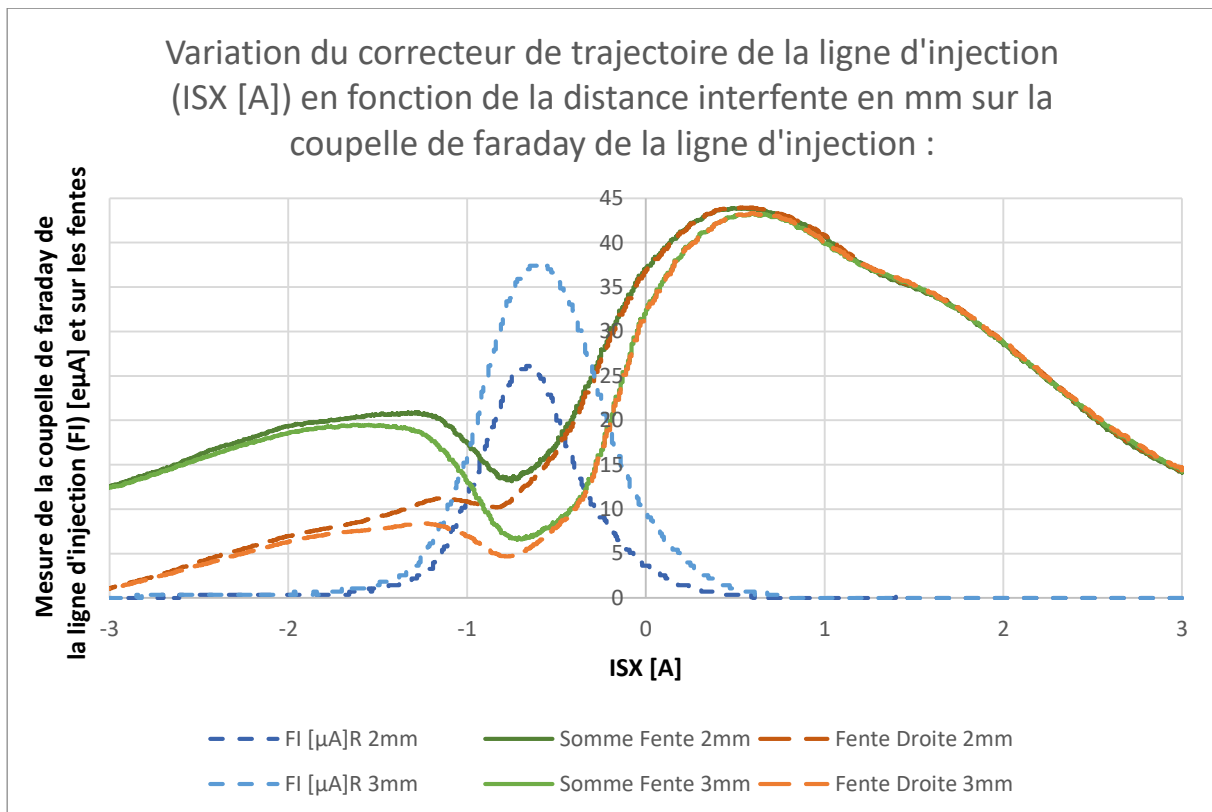


Figure VII-10 : mesure de courant avec variation du correcteur de trajectoire selon  $x$  (ISX [A]) en fonction de la distance interfente (2 et 3 mm) pour un même réglage de la ligne d'injection.

Une estimation du rapport linéaire entre le courant mesuré sur la coupelle de Faraday et le courant mesuré sur les fentes est possible. Pour y parvenir, il est possible de se baser sur la variation de la distance interfente, ainsi que sur les variations de courant mesuré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et sur les fentes. Une hypothèse doit être posée pour remonter au facteur de corrélation entre le courant mesuré sur les fentes et le faisceau intercepté. L'hypothèse est qu'aucune perte de faisceau n'est réalisée dans l'espace de glissement entre les fentes et entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. L'hypothèse est réaliste, car la distance entre ces deux points est inférieure à cinq centimètres et le collimateur est conçu pour ne pas intercepter de faisceau hormis par les fentes lorsque cela est souhaité. La capacité du collimateur à ne pas intercepter de faisceau en position ouverte (distance interfente de 50 mm) est vérifiée expérimentalement. La coupelle de Faraday de la ligne d'injection doit aussi être en mesure de faire la mesure intégrale de l'intensité du faisceau.

Le rapport d'intensité est présenté sur la Figure VII-11. Sur la Figure VII-11, l'écart d'intensité mesuré entre les deux distances interfentes est présenté pour la mesure sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. La mesure est présentée en fonction de l'écart d'intensité mesuré sur la fente de droite pour les mêmes données. Les données sont présentées dans deux cas. Le cas où la coupelle de Faraday de la ligne d'injection exécute la mesure de l'intensité du faisceau et dans le cas où la coupelle de Faraday n'exécute pas la mesure du faisceau.

Le rapport entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et la fente de droite est de 0,6533 lorsque la coupelle est insérée. À savoir qu'un  $1\mu\text{A}$  mesuré sur la coupelle de Faraday est équivalent à  $0,6533\mu\text{A}$  sur la fente de droite. Le rapport entre le courant mesuré évolue lorsque la coupelle de Faraday est retirée. Le rapport devient de 0,5897, donc  $1\mu\text{A}$  mesuré sur la coupelle de Faraday équivaut à  $0,5897\mu\text{A}$  sur le collimateur. Les réglages de la ligne d'injection n'ont pas changé, la ligne d'acquisition n'a pas été changée et les conditions expérimentales n'ont pas évolué, sauf pour la pression dans la ligne

d'injection qui a changé. La pression est passée de  $1,4 \cdot 10^{-5}$  mbar avec la coupelle de Faraday à  $1,3 \cdot 10^{-5}$  mbar lors de l'envoi du faisceau sur la sonde radiale.

L'écart des facteurs entre l'état avec et sans la coupelle de Faraday dans la ligne d'injection peut s'expliquer par un flux d'électron secondaire émanant de la coupelle de Faraday, lorsque le faisceau interagit avec. Les électrons sont capturés par les fentes dans cette hypothèse. Une autre hypothèse est que l'écart mesuré provient de la différence de pression dans la ligne d'injection présente entre les deux mesures.

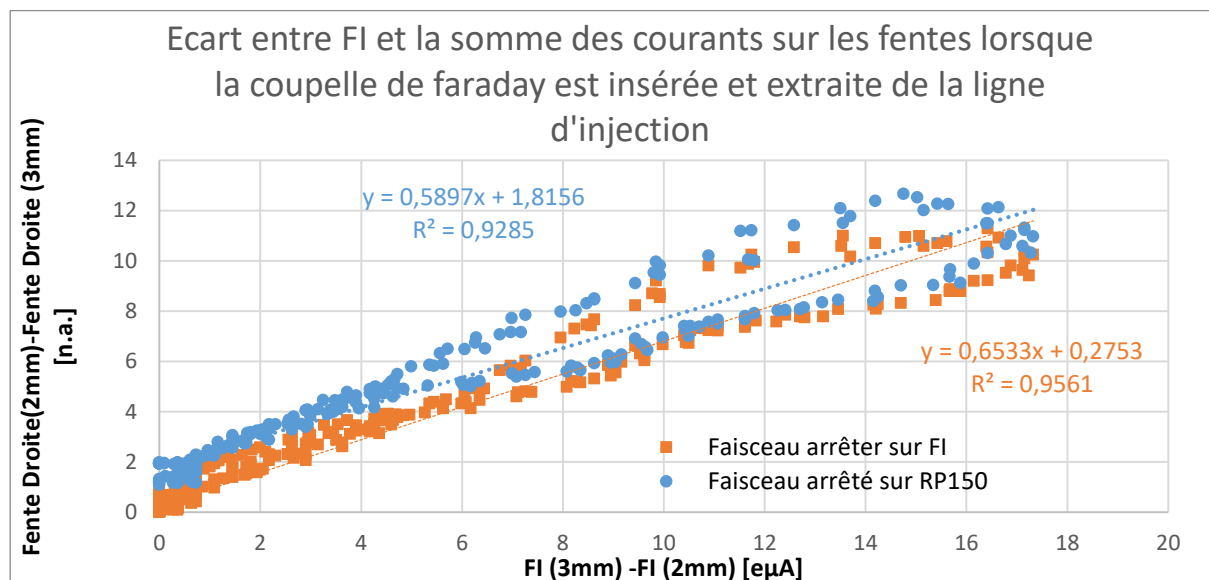


Figure VII-11 : écart d'intensité lors de la variation de la distance interfente sur la coupelle de Faraday (FI [eµA]) et sur la fente de droite. La mesure est réalisée dans le cas où la coupelle de Faraday est insérée et extraite de la ligne d'injection.

Les relations entre l'écart de courant mesuré sur les fentes et sur la coupelle de Faraday sont linéaires, ce qui permet de prendre la mesure relative du courant. De plus, une correction de la valeur du courant mesuré par les facteurs trouvés est possible. La corrélation permet l'accès à une valeur approchée du courant déposé sur les fentes vis-à-vis du courant mesuré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection.

#### VII.B.2.c) *Mesure des caractéristiques du faisceau*

La lecture du courant déposé sur le collimateur permet de situer le faisceau dans l'espace entre la fente de droite et la fente de gauche, comme présenté sur la Figure VII-12. Sur la Figure VII-12 est présenté deux balayages du correcteur de trajectoire selon  $x$  sur la coupelle de Faraday et sur les fentes en fonction de la distance interfente (2 et 3 mm). La Figure VII-12 présente les mêmes données que la Figure VII-10.

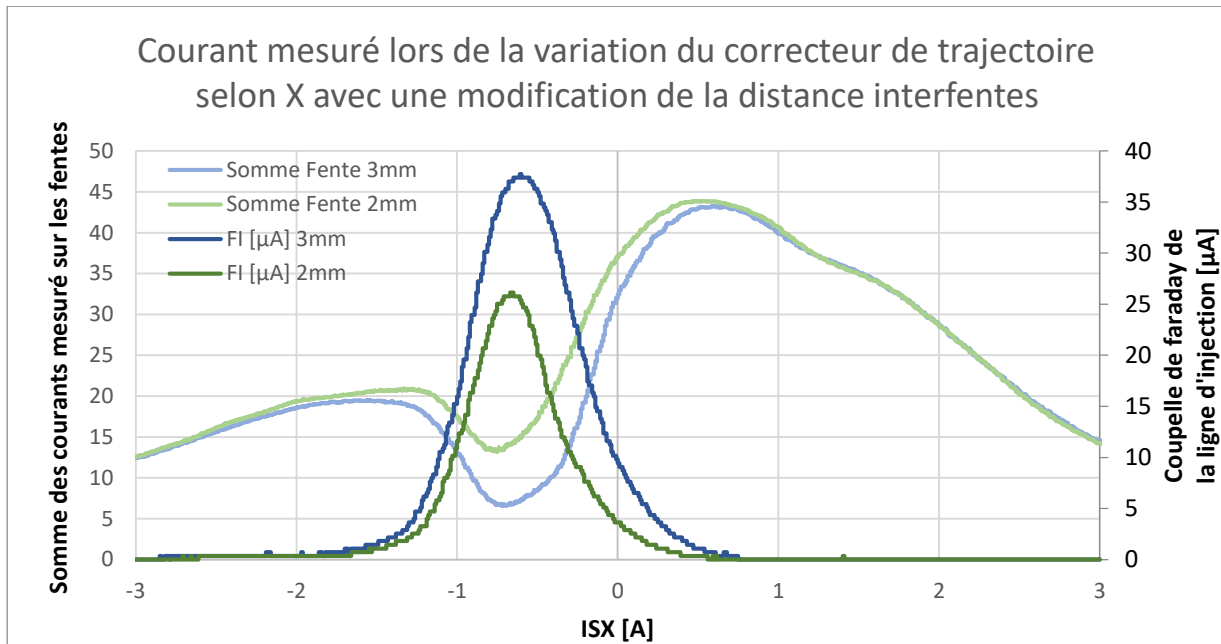


Figure VII-12 : variation du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $x$  ( $ISX [A]$ ) en fonction de la distance interfente (2 et 3 mm) sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection ( $FI [\mu A]$ ).

Sur la Figure VII-12, le maxima de transmission sur la coupelle de Faraday correspond à une région où le courant déposé sur les fentes est minimal avec les deux distances interfentes (2 et 3 mm). La mesure du courant sur les fentes permet de connaître où se situe le faisceau (à gauche, à droite ou entre les fentes) au niveau du collimateur. Le minima de courant déposé sur le collimateur ne correspond pas exactement au maxima de courant sur la coupelle de Faraday. Ce phénomène peut s'expliquer en cas de perte de particules en amont du collimateur. Les pertes seraient fonction du correcteur de trajectoire selon  $x$  où l'intégralité du faisceau dans le plan de mesure du collimateur ne soit pas mesurée par les fentes et n'atteint pas la coupelle de Faraday.

Un exemple similaire de la capacité à indiquer la position du faisceau grâce au courant lu sur les fentes du collimateur est présenté sur la Figure VII-9. Sur cette figure, les courants mesurés sur les fentes de droite et de gauche sont présentés.

#### VII.B.2.d) Outil de réglage

La capacité de mesure du collimateur permet de connaître où se situe le faisceau, comme présenté sur les précédentes mesures (Figure VII-9, Figure VII-10 et Figure VII-12). Durant les variations du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $x$  et  $y$  dont l'impact est mesuré par la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et les fentes, un minimum local apparaît sur les courbes sommes des collimateurs lorsque le courant se retrouve à être proche de sa valeur maximale sur la coupelle de Faraday. De plus, le courant mesuré sur la fente droite et gauche évolue en fonction de la variation du correcteur de trajectoire, ce qui est cohérent.

Un autre exemple des capacités du collimateur en tant qu'outil de réglage est sa capacité à indiquer la largeur du faisceau au point de mesure. La capacité du collimateur à estimer la largeur de la distribution du faisceau est démontrée lors de la variation du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $y$ , comme présenté sur la Figure VII-13. Sur la Figure VII-13 est présenté trois variations du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $y$  ( $ISY [A]$ ) avec trois intensités de courant (118 ; 126,4 ; 133 A) dans le solénoïde source (SG). Pour simplifier la visualisation des données, seulement le courant relevé sur la fente de gauche et sur la coupelle de Faraday est présenté, mais des

mesures similaires sont présentes sur la fente de droite. Le pic formé par le courant mesuré par la coupelle de Faraday lors de la variation du correcteur de trajectoire selon  $y$  s'élargit à mesure que l'intensité du courant circulant dans le solénoïde source augmente. L'élargissement du pic est un signe de l'élargissement de la distribution du faisceau au niveau du collimateur (les valeurs sont présentées dans la Table VII-1).

L'élargissement du faisceau au niveau du collimateur est aussi présent sur les fentes via la réduction de la pente formée par la mesure du courant intégré durant les variations du correcteur de trajectoire selon  $y$ . Cette mesure expérimentale est en accord avec les mesures expérimentales réalisées avec l'émittance-mètre du type Allison (V.A.2.a), page 103).

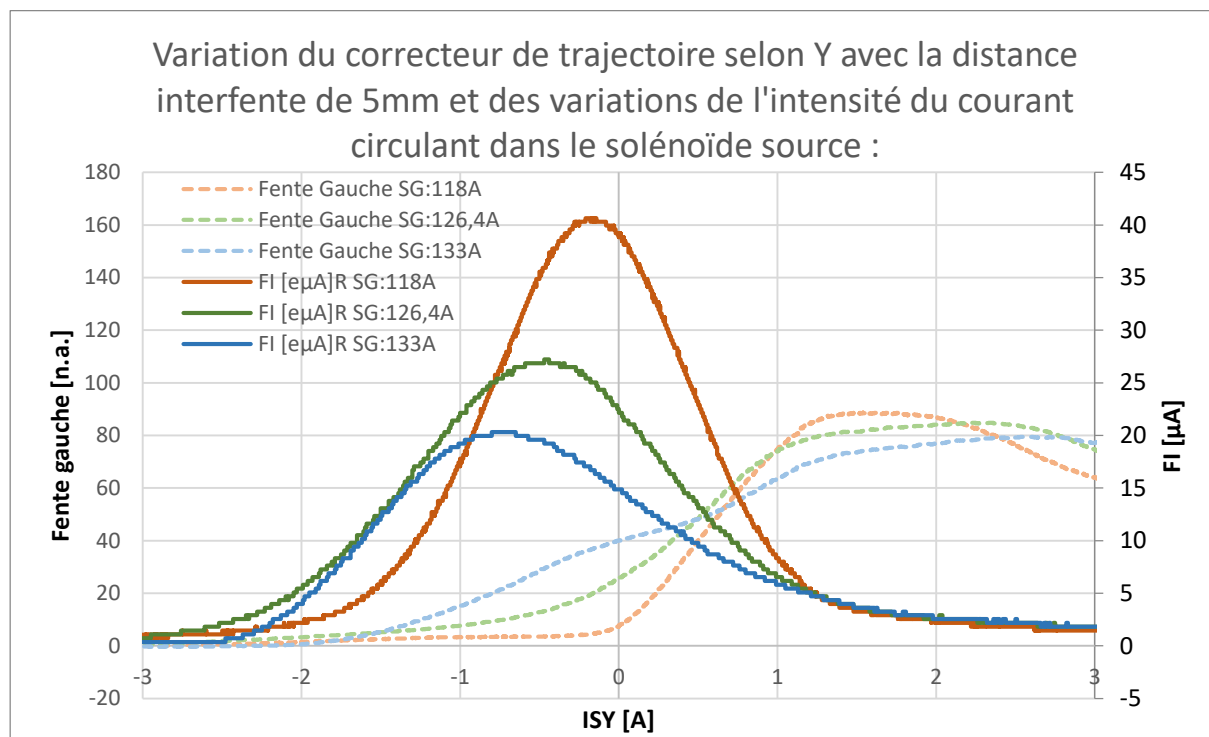


Figure VII-13 : variation du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $y$  (ISY [A]) sur le collimateur avec une distance interfente de 5mm avec des modifications du solénoïde source.

Table VII-1 : évolution de la largeur à mi-hauteur des courbes de courant mesuré sur FI lors de la variation de l'intensité du courant dans le correcteur de trajectoire selon  $y$  de la ligne d'injection (ISY) en fonction de trois valeurs du solénoïde source.

Solénoïde source (SG) [A]	mi-hauteur (FI) [ $\mu$ A]	Largeur à mi-hauteur (ISY) [A]
118,0	20,33	1,49
126,4	13,61	1,94
133,0	10,16	2,04

#### VII.B.2.e) Récapitulatif de la partie VII.B.2

Le collimateur instrumenté réglable a la capacité de mesurer le courant électrique engendré lors de l'interaction du faisceau avec les fentes (VII.B.2.a)). Le courant mesuré a pour avantage d'être proportionnel à l'intensité du courant arrivant à la surface du collimateur (VII.B.2.b)).

La capacité de lecture du courant déposé à la surface des fentes permet de donner une indication sur la position du faisceau au niveau du dispositif (VII.B.2.c)) selon l'axe  $y$ . Le collimateur ajustable



indique aussi lorsque le faisceau est passant entre les fentes, via la mesure du minimum local de dépôt électrique total (fente droite + fente gauche) (VII.B.2.b)). Dans sa version actuelle, le collimateur est aussi en mesure de faire la mesure relative de la taille du faisceau (VII.B.2.d)). Les capacités de mesure du collimateur permettent par conséquent de constater les répercussions des réglages et d'en faire un diagnostic.

### **VII.B.3. Récapitulatif de la partie VII.B**

Le collimateur fixe (VII.B.1) et le collimateur ajustable (VII.B.2) ont démontré leur capacité à aider au réglage de la ligne d'injection. Le collimateur fixe va orienter les réglages de la ligne d'injection vers l'optimisation de la ligne d'injection qui est prévue par la simulation initiale, via la réduction du dépôt électrique à la surface du collimateur. Le collimateur ajustable est quant à lui en mesure de donner des informations sur les caractéristiques relatives du faisceau.

### **VII.C. Apport d'un collimateur**

Un collimateur dans la ligne d'injection via la réalisation de coupures géométrique du faisceau va apporter un faisceau plus adapté en bout de ligne (VII.C.1), via l'augmentation du CBQSW<sub>x</sub> (défini dans la partie III.A.3, page 57). Le collimateur va aussi permettre la réduction du bruit de fond et l'augmentation de l'homogénéité du faisceau de par la sélection des zones de densités dans la ligne d'injection.

#### **VII.C.1. L'adaptation du faisceau en bout de ligne**

L'adaptation du faisceau en bout de ligne est estimée via le CBQSW selon  $x$  (noter CBQSW<sub>x</sub>) avec les collimateurs fixes et réglables. Plus le CBQSW<sub>x</sub> augmente, plus le faisceau est adapté en bout de ligne (III.A.4, page 58). Lorsque des coupures géométriques du faisceau sont réalisées, il est attendu que le CBQSW<sub>x</sub> devienne plus élevé en comparaison du cas sans collimateur.

##### **VII.C.1.a) Avec les collimateurs fixes**

Avec les collimateurs fixes, il est mesuré l'adaptation du faisceau en bout de ligne via le CBQSW<sub>x</sub> sur trois lignes distinctes (A1, P2 et P3). Entre chaque mesure, les conditions expérimentales peuvent évoluer. Pour cette raison, la valeur moyenne obtenue en fonction des collimateurs employés est calculée. La valeur moyenne est plus représentative statistiquement de l'influence du collimateur en bout de ligne. Les résultats sont présentés sur la Figure VII-14. Lorsque les mesures sont réalisées sur une même ligne et avec un même collimateur, les valeurs du CBQSW<sub>x</sub> sont moyennées. L'écart-type de la distribution est calculé et est présenté sous la forme de barre d'erreur ( $\pm 1 \sigma$ ). Lorsqu'une mesure est réalisée ponctuellement, les barres d'erreur sont absentes du point présenté. C'est le cas sur la ligne A1 (en bleu), des collimateurs à deux étages et du collimateur de 25 mm de diamètre d'ouverture (Figure VII-14).

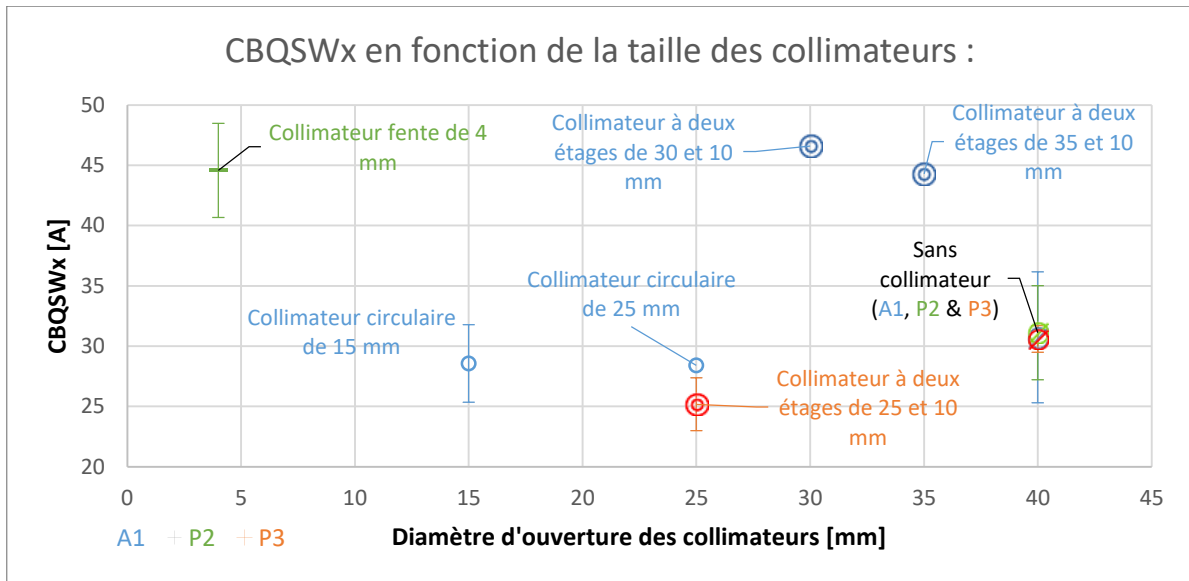


Figure VII-14 : mesure du CBQSWx avec le collimateur fixe dans la ligne d'injection sur trois lignes

Sur la Figure VII-14 est présenté les mesures réalisées avec et sans collimateur fixe installé dans la ligne d'injection au-dessus du groupeur et en dessous de la coupelle de Faraday (collimateur 10 mm de diamètre d'ouverture). Les données sont triées en fonction de la dimension du collimateur installé au-dessus du groupeur. Pour le cas sans collimateur, c'est le diamètre de l'ouverture du groupeur (40 mm) qui est indiqué.

Dans le cas sans collimateur, les valeurs mesurées sur les lignes A1, P2 et P3 tendent vers la même valeur moyenne, qui se trouve au alentour de 31 A. La valeur du CBQSWx sans collimateur n'est pas dépendante de la valeur de la puissance source, donc de l'émittance du faisceau selon x dans la ligne d'injection (Figure V-1, page 100). Si l'augmentation de l'émittance dans la ligne d'injection n'est pas perceptible en bout de ligne (Annexe 3), alors cela veut dire que : soit les paramètres de Courant-Snyder évoluent en simultanée de telle façon à compenser l'augmentation de l'émittance ; soit les limites en d'acceptance du cyclotron sont atteintes dès les plus faibles intensités de faisceau ; soit le cyclotron augmente suffisamment l'émittance pour que les variations d'émittance à l'entrée du cyclotron ne soient plus visibles en bout de ligne.

Les collimateurs circulaires simples installés dans la ligne d'injection lors de tir sur la ligne A1 n'ont pas donné d'amélioration du CBQSWx. Alors que les collimateurs doubles sur la même ligne ont donné un CBQSWx équivalent à ce qui est obtenu sur la ligne P2 avec le collimateur fente.

Sur la ligne P3, le collimateur double donne une mesure du CBQSWx plus faible que sans collimateurs, alors que c'est l'inverse qui apparaît sur la ligne A1. La différence dans la mesure du CBQSWx peut s'expliquer par une différence de réglage de l'accélérateur, comme présenté sur la Figure VII-15. La position azimutale de la feuille d'épluchage (Figure II-10, page 21) est hors de sa plage de fonctionnement habituel (normalement [-18 mm ; -20 mm] pour la ligne A1). Les deux mesures effectuées avec un double collimateur sur la ligne A1 sont réalisées avec la position azimutale de la feuille d'épluchage à -15 mm et à -5 mm. Sur la ligne P3, les valeurs sont dans leur intervalle de fonctionnement habituel. Ce sont les deux seuls cas où la feuille a une position azimutale hors de sa plage de fonctionnement habituel.

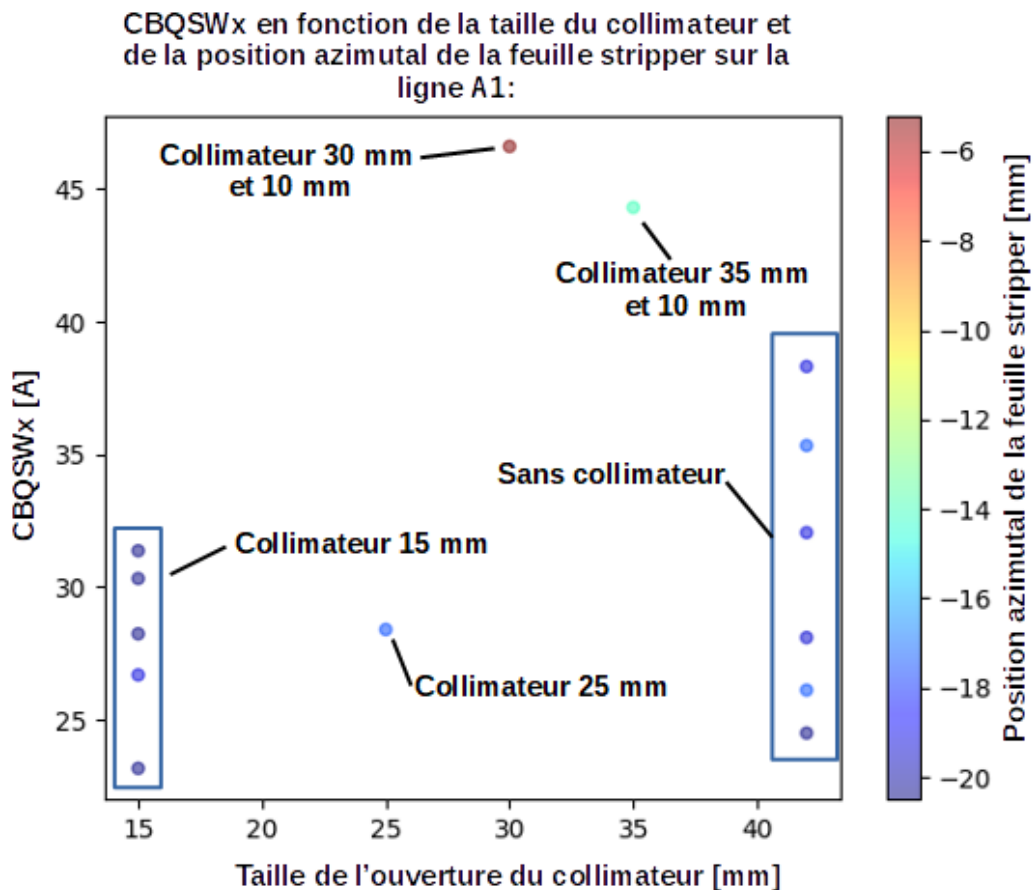


Figure VII-15 : CBQSW<sub>x</sub> en fonction de l'ouverture du collimateur et de la position azimutale de la feuille d'épluchage sur la ligne A1.

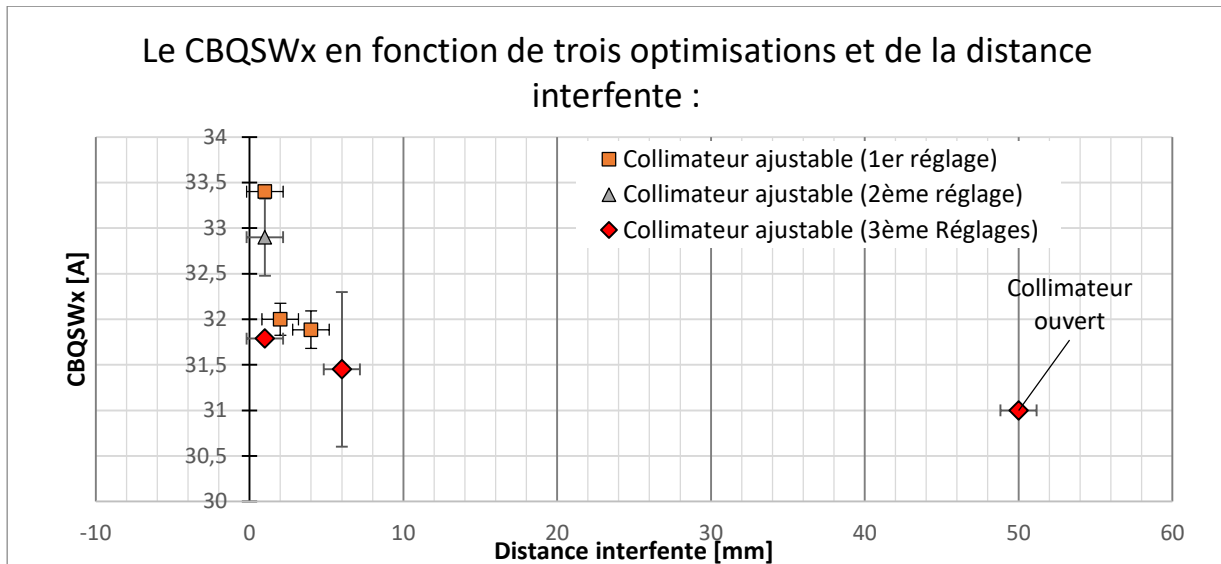
Sur la ligne P2, le collimateur fente donne des résultats qui sont meilleurs avec des réglages de l'accélérateur dans leur plage de fonctionnement habituelle. Le collimateur fente réalise bien une coupure géométrique du faisceau qui donne lieu à un faisceau plus adapté en bout de ligne.

#### VII.C.1.b) Avec le collimateur ajustable

Comme présenté avec les collimateurs fixes (VII.C.1.a)), une augmentation du CBQSW<sub>x</sub> est présente lors de la réduction de la distance interfente. Contrairement aux collimateurs fixes, les conditions expérimentales sont fixées lors de la variation de la distance interfente.

##### VII.C.1.b).(1) Première mesure

Lors de la mesure avec le collimateur ajustable, il y a bien une augmentation du CBQSW<sub>x</sub> lors de la réduction de la distance interfente. L'influence de l'ouverture est testée avec trois optimisations. Seulement la première optimisation et la troisième optimisation sont réalisées avec plusieurs distances interfentes, ce qui permet de comparer ces résultats comme présentés sur la Figure VII-16. La figure ci-dessous présente l'évolution du CBQSW<sub>x</sub> selon les trois optimisations avec des barres d'erreurs. Sur l'axe horizontal, les barres d'erreur représentent l'erreur sur la distance interfente. Sur l'axe vertical, les barres d'erreur représentent l'erreur sur le CBQSW<sub>x</sub>.



*Figure VII-16 : CBQSWx selon les trois optimisations.*

Lors de la première optimisation (en orange), une augmentation du CBQSWx est présente lors de la réduction de la distance interfente du collimateur. Ce constat est aussi présent lors de la troisième optimisation. Entre les deux optimisations, la valeur du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon  $x$  (ISX [A]), ainsi que la haute tension de la source (S1H [kV]) et la valeur du dipôle de la ligne d'injection (SD [A]) changent. Les changements des valeurs de réglage des paramètres affectent la forme et la position du faisceau dans la ligne d'injection d'après les mesures réalisées avec l'émittance-mètre (Chapitre V). Le changement de la forme et de la position du faisceau explique la différence de résultat du CBQSWx lors de la réduction de la distance interfente, car les coupures géométriques effectuées sont distinctes.

#### VII.C.1.b).(2) Deuxième mesure

Lorsque l'ouverture est réduite avec les collimateurs fixes (VII.C.1.a)) et que la distance interfente réduit avec le collimateur ajustable (VII.C.1.b)), l'augmentation du CBQSWx est attendue. Les résultats du CBQSWx selon deux optimisations et en fonction de la distance interfente sont présentés sur la Figure VII-17. Les mesures sont entachées de biais induits par des problèmes expérimentaux. Des instabilités de la source sont présentes et des instabilités de la tension du défecteur négatif (ID-) sont aussi présentes. La deuxième expérience est réalisée de façon à réduire les incertitudes sur la distance interfente ainsi que sur la mesure du CBQSWx. La réduction des incertitudes passe par la prise en compte du décalage systématique de la position des fentes au cours de l'expérience, ainsi qu'une correction de l'excentrage du faisceau dans le quadripôle lors de la mesure du CBQSWx.

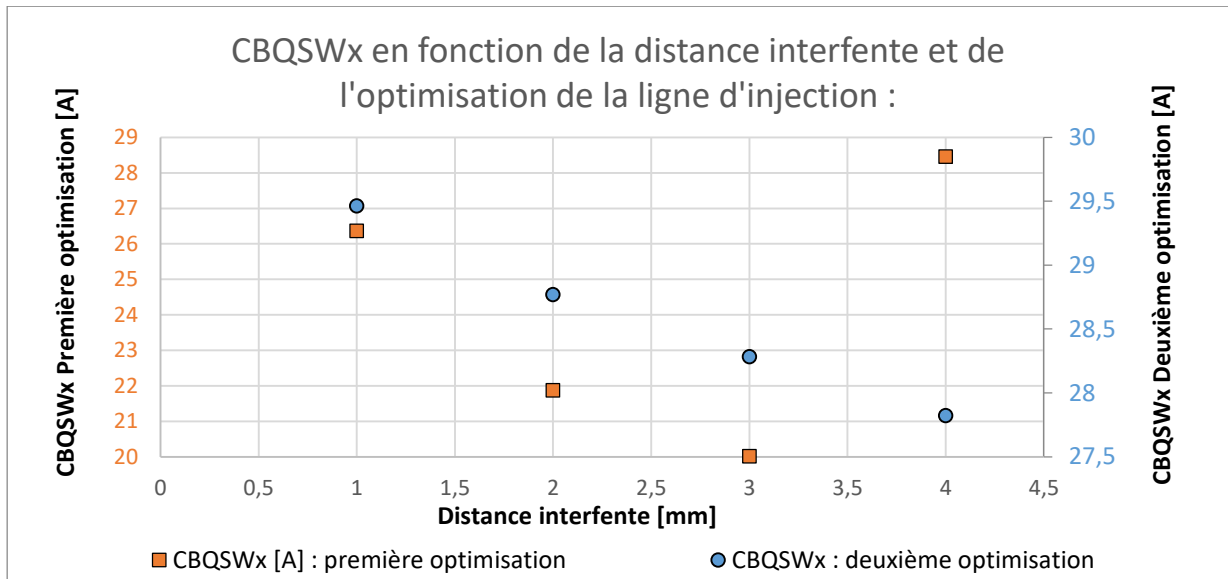


Figure VII-17 : CBQSWx selon les deux optimisations et la distance interfente.

Sur la Figure VII-17 est présenté la mesure du CBQSWx selon les deux optimisations. Les résultats obtenus ne sont pas identiques. Dans le cas de la 1<sup>re</sup> optimisation, il y a bien une augmentation du CBQSWx lors de la réduction de la fente sauf pour le cas à 4 mm. Pour le moment, aucune justification de la valeur du CBQSWx associé à ce point n'est trouvée.

Dans le cas de la 2<sup>e</sup> optimisation, il y a bien une réduction du CBQSWx lors de la réduction de la distance interfente. La réduction du CBQSWx est faible, mais constante.

#### VII.C.1.c) Récapitulatif de la partie VII.C.1

Sans collimateur, la mesure du CBQSWx tend vers la même valeur sur les lignes de faisceau. Le CBQSWx n'est pas dépendant de l'évolution de l'émittance du faisceau dans la ligne d'injection. L'indépendance du CBQSWx face à l'évolution de l'émittance (Figure V-1) dans la ligne d'injection peut être expliquée par trois phénomènes distincts. Soit l'impact de l'évolution de l'émittance sur le CBQSWx est compensé par l'évolution simultanée des paramètres de Courant-Snyder (Annexe 3). Soit les limites d'acceptance du cyclotron sont atteintes dès les plus faibles valeurs de courant. Soit le cyclotron fait augmenter l'émittance de manière suffisamment importante pour masquer toutes les variations d'émittance dans la ligne d'injection.

Avec les collimateurs fixes et ajustables, une augmentation du CBQSWx est possible. Les collimateurs fixes sont en mesure d'augmenter le CBQSWx sous la forme de la fente de 4mm (VII.C.1.a)). Le collimateur ajustable augmente le CBQSWx dès que des coupures géométriques sont réalisées. Les coupures géométriques sont présentes dès que la distance interfente réduit en dessous de 6 mm dans la 1<sup>re</sup> expérience et en dessous de 4 mm dans la deuxième (VII.C.1.b)). La réduction du CBQSWx est aussi dépendante de l'optimisation de la ligne d'injection.

#### VII.C.2. Homogénéité du faisceau

Au bout de la ligne expérimentale est installé à deux reprises des films Gafchromic™ [128] pour mesurer la distribution transverse du faisceau en présence et absence du collimateur fente dans la ligne d'injection. À ces deux reprises est comparée l'homogénéité du faisceau obtenu avec et sans le collimateur. Durant les expériences, des réglages favorables à l'apparition de plusieurs zones de densité dans la ligne d'injection sont explorés pour forcer l'apparition des zones de densité en bout de ligne. La différence entre les deux expériences est la distance séparant les films du bout de ligne. Durant la première expérience, la mesure d'homogénéité est réalisée à 50 cm du bout de ligne dans le sens de

propagation du faisceau. Durant la seconde expérience, la mesure est réalisée à 13 cm et 63 cm du bout de ligne dans le sens de propagation du faisceau.

#### VII.C.2.a) La première expérience

Durant la première expérience, en absence de collimateur, plusieurs zones de densité sont mesurées en bout de ligne via l'irradiation des films Gafchromic™. Les films sont installés 50 cm après la fin de la ligne AX3. La Figure VII-18 présente un scan d'un film Gafchromic™ irradié avec un faisceau de 70 MeV proton et un réglage du solénoïde source (SG) à 125 A. L'axe horizontal présente la dimension du faisceau selon  $x$ , l'axe vertical présente la dimension du faisceau selon  $y$  et l'axe colorimétrique présente la dose mesurée sur le film Gafchromic™ sans unité. Les axes horizontaux et verticaux des scans sont définis avec comme référence l'angle du film en bas à gauche. Les films Gafchromic™ peuvent avoir des dimensions distinctes, donc les axes sont utilisables pour donner une indication sur la dimension des taches faisceaux et non leurs positions.

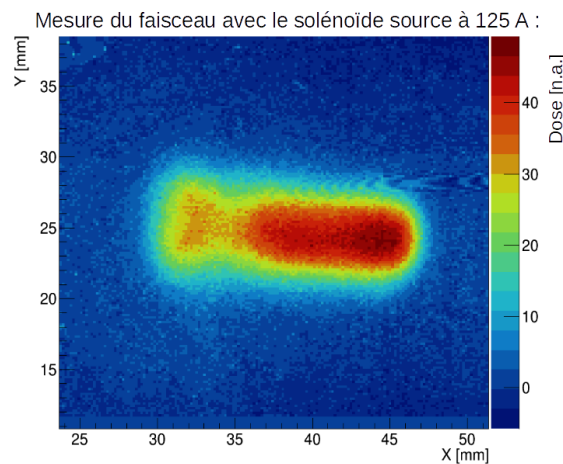


Figure VII-18 : mesure de l'homogénéité du faisceau sans le collimateur dans la ligne d'injection.

Sur la Figure VII-18 est présent sur le film plusieurs zones de densité, elles sont distinguables grâce à l'échelle colorimétrique à droite du graphique. Plus une région du film tend vers le rouge, plus la dose déposée dans cette même région est importante. Pour un faisceau spatialement homogène en énergie, cela correspond à avoir plus de particules dans cette même région, nommée zone de densité. Sur le scan figure deux zones de densité, une à gauche en orange et une à droite en rouge foncé.

Lorsque le collimateur fente est installé dans la ligne d'injection, une seule zone de densité mesurée en bout de ligne sur les films Gafchromic™ est trouvée. La Figure VII-19 présente le film, une seule zone de densité est présente sur le Gafchromic™.

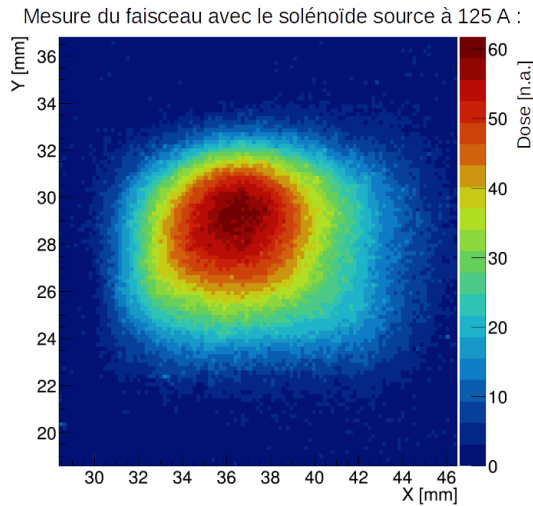


Figure VII-19 : mesure de l'homogénéité du faisceau avec le collimateur fente de 4mm installé dans la ligne d'injection.

La présence des zones de densité est étudiée en présence du collimateur à plusieurs intensités du solénoïde source, dans aucun cas, il n'est pas trouvé de faisceau possédant plusieurs zones de densité.

#### VII.C.2.b) La seconde expérience

Durant la seconde expérience, les mesures sont réalisées en deux points, un premier à 13 cm et un second à 63 cm de la fin de la ligne de faisceau AX3. Les mesures sont réalisées avec et sans le collimateur fente de 4 mm. Un faisceau avec plusieurs zones de densité en bout de ligne est recherché durant cette expérience. Contrairement à la précédente expérience, l'alignement des Gafchromic™ avec la ligne est indiqué par un marquage sur chaque film. Le marquage de chaque film permet le centrage du référentiel et le suivi du déplacement du faisceau sur les films Gafchromic™ en fonction des paramètres de l'accélérateur.

En absence du collimateur (Figure VII-20), la mesure à 13 cm donne plusieurs zones de densité, une principale en rouge à droite et deux autres à gauche en vert clair. Lorsque la distance est augmentée (63 cm), une distribution du faisceau sans zone de densité est mesurée. Ce phénomène est induit entre autres par les 50 cm d'air et le premier film traversé par le faisceau, ce qui augmente la dispersion angulaire du faisceau, donc la distribution spatiale et l'homogénéité du faisceau.

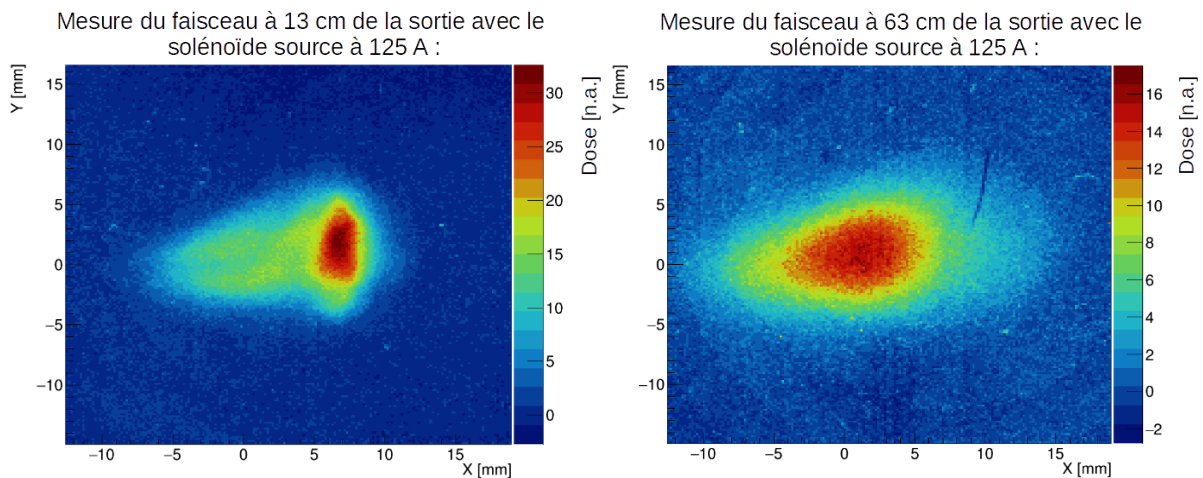


Figure VII-20 : mesure de l'homogénéité du faisceau sans le collimateur installé dans la ligne d'injection.



En présence d'un collimateur (Figure VII-21), plusieurs zones de densité à 13 cm sont toujours présentes. Les zones de densités sont indiquées en rouge sur la figure de droite. La taille de la tâche du faisceau a réduit en bout de ligne en comparaison de la précédente mesure sans collimateur. Sur la figure de gauche à 63 cm, la distribution ne comporte qu'une seule zone de densité, comme précédemment sur la mesure sans collimateur à la même distance.

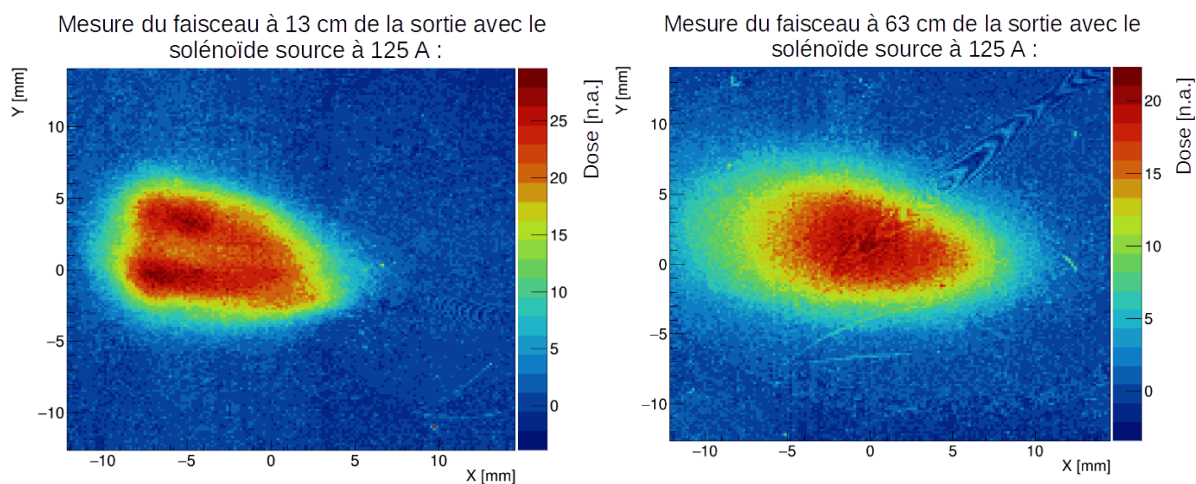


Figure VII-21 : mesure de l'homogénéité du faisceau avec le collimateur fente de 4mm installé dans la ligne d'injection.

Le collimateur fente n'est pas suffisant pour obtenir une seule zone de densité à 13 cm après la fin de la ligne de faisceau, mais il permet de réduire leur nombre de trois à deux. Comme dans la première expérience, plusieurs valeurs du solénoïde source sont employées pour faire la mesure. Les mesures indiquent que les zones de densité sont présentes sur les Gafchromic™ de 125 A à 145 A.

### VII.C.2.c) Récapitulatif de la partie VII.C.2

Les réglages employés pour les tirs sur les films Gafchromic™ sont choisis pour donner plusieurs zones de densité dans la ligne d'injection d'après les mesures expérimentales (Chapitre V). Les coupures géométriques effectuées par le collimateur fente permettent la réduction du nombre de zones de densité mesuré en bout de ligne, soit un faisceau plus homogène depuis le collimateur jusqu'au bout de ligne. Les dépendances spatiales présentes entre les zones de densité dans la ligne d'injection se retrouvent en bout de ligne dans la distribution transverse du faisceau.

### VII.C.3. Bruit de fond en mode stop

Avec le pulseur en mode stop ou entre les trains de particules sont mesurées des particules indiquées comme un bruit de fond (III.A.1, page 51) qui est fonction des réglages de la ligne d'injection. Expérimentalement, les collimateurs fixes ont montré leur capacité à réduire le bruit de fond lorsque l'ouverture du collimateur et les réglages de la ligne d'injection sont adéquats. Un exemple de résultats avec un faisceau de  $H^-$  est présenté dans la référence [115] et avec un faisceau de  $He^{2+}$  ci-dessous.

#### VII.C.3.a) Les collimateurs

Lorsqu'un collimateur est installé dans la ligne d'injection et que les réglages de celle-ci sont adéquats, il est possible d'avoir une augmentation du rapport du signal<sup>2</sup>/bruit de fond en mode stop en comparaison du cas sans collimateur. L'augmentation du rapport du signal<sup>2</sup>/bruit de fond en mode stop est présentée avec des ions  $He^{2+}$  sur la Figure VII-22. Sur cette figure sont présentées deux mesures, une mesure sans collimateur en bleu et une mesure avec un collimateur de 25 mm de diamètre d'ouverture (Figure III-5) en orange. Le collimateur de 25 mm a pour influence de réduire le bruit de fond en réalisant des coupures géométriques du faisceau. La réduction du bruit de fond est présente dans les basses intensités du solénoïde source durant sa variation (entre 60 et 110 A), ainsi qu'à partir de 128,9 A. Le



collimateur est aussi capable d'augmenter le rapport du signal<sup>2</sup>/bruit avec des ions H<sup>-</sup> dans les basses intensités du solénoïde source [115].

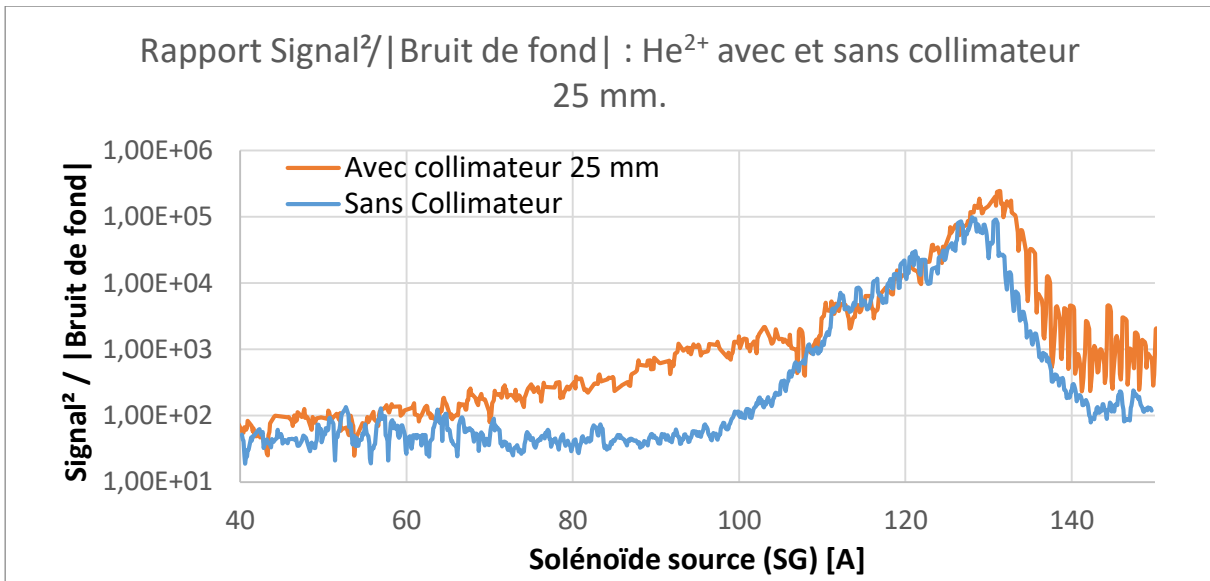


Figure VII-22 : rapport  $\text{Signal}^2/|\text{Bruit de fond}|$  lors d'une variation de l'intensité circulant dans le solénoïde source (SG) avec et sans collimateur 25 mm de diamètre.

#### VII.C.3.b) Hypothèse sur la réduction du bruit de fond

La distribution transverse du faisceau avec le pulseur en mode stop et continu est mesurée en bout de ligne durant la première mesure de l'homogénéité grâce à des films Gafchromic™. La mesure est réalisée en AX3 à 50 cm après la fin de ligne. L'intensité du solénoïde source (95 A) est choisie pour avoir une intensité en mode stop plus importante, tout en conservant un courant suffisamment important pour la mesure de la distribution transverse. La mesure est présentée sur la Figure VII-23. Sur la figure est présentée à gauche la mesure exécutée avec le pulseur en mode continu sans collimateur et à droite la mesure réalisée avec le pulseur en mode stop sans collimateur. Comme dans la partie VII.C.2.a), les axes  $x$  et  $y$  sont définis avec comme référence le bord à bas à gauche du film Gafchromic™. L'axe colorimétrique sur la Figure VII-23 représente la dose reçue par les films, sans unité.

Sur le film Gafchromic™ de gauche (en mode continu) est présentée une distribution d'une largeur à mi-hauteur environ 17 mm et sur le film Gafchromic™ de droite (en mode stop) d'environ 15 mm. Les profils selon  $x$  des faisceaux sont présentés sur la Figure VII-24. Sur les profils des faisceaux, la répartition des intensités entre la droite de la tache et la gauche de celle-ci est différente. En mode continu, l'intensité est plus élevée à droite de la tache, ce qui est l'inverse dans la tache en mode stop.

La différence de répartition des intensités des taches faisceaux peut être expliquée par la capacité du pulseur à dévier des particules en fonction de leur position dans l'espace de phase au sein du pulseur (VI.A.1.d), page 152). La partie de droite en mode stop est plus fortement atténuée que la partie de gauche dans le profil faisceau selon  $x$ . Cette explication permet de poser une hypothèse sur la raison de l'efficacité d'un collimateur installé au-dessus du groupeur à réduire le bruit de fond en mode stop. Le collimateur à cette position permet d'arrêter une partie du faisceau qui fait partie de l'espace de phase insuffisamment dévié par le pulseur pour être arrêté, d'où la réduction du bruit de fond en mode stop.

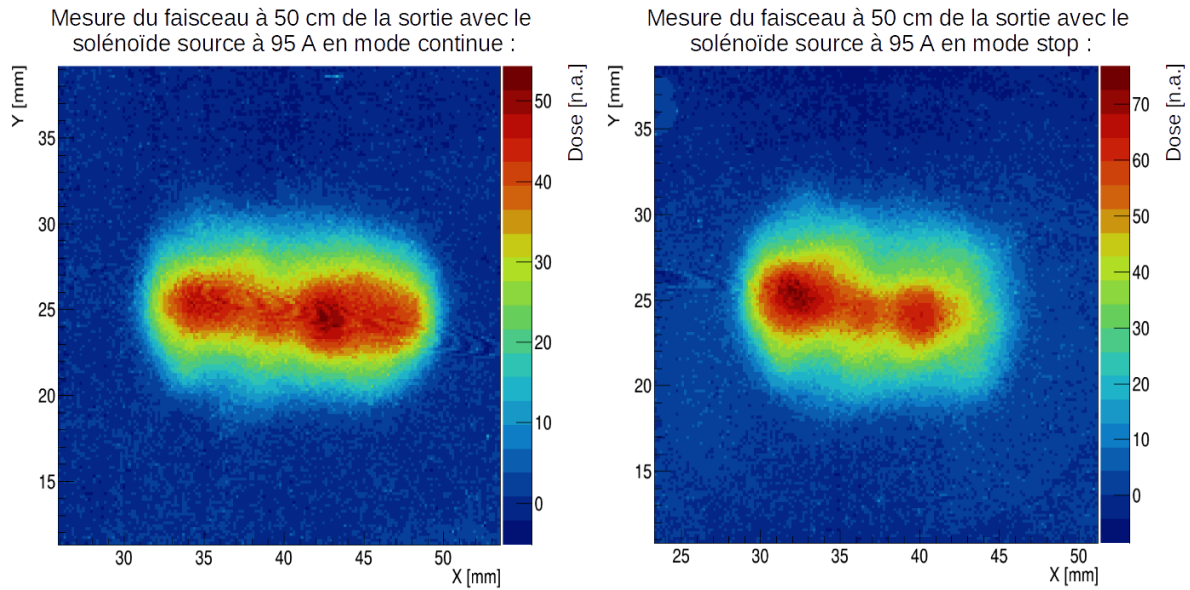


Figure VII-23 : Gafchromic™ de la distribution transverse du faisceau en mode continue à gauche et en mode stop à droite.

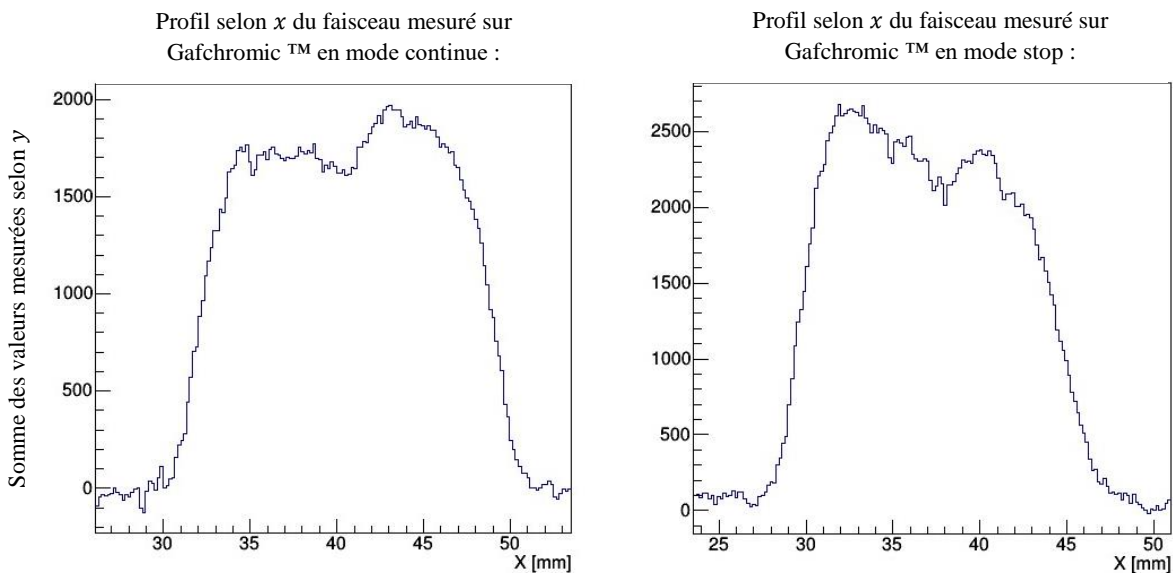


Figure VII-24 : profil des mesures selon  $x$  en mode continue (à gauche) et en mode stop (à droite).

Pour expliquer les résultats obtenus avec le collimateur de 25 et les ions  $\text{He}^{2+}$  (Figure VII-22), la même hypothèse que pour les ions  $\text{H}^-$  est prise en compte. L'hypothèse est prise, car le faisceau d'ions  $\text{He}^{2+}$  possède une distribution dans l'espace de phase plus large d'après les mesures avec l'émittance-mètre (V.B, page 138).

### VII.C.3.c) Récapitulatif de la partie VII.C.3

L'impact des collimateurs fixe et ajustable n'a pas pu être comparé sur leur capacité à obtenir un faisceau homogène en bout de ligne et à réduire le bruit de fond.

La réduction du bruit de fond est possible, car le faisceau semble posséder une dépendance entre la position des ions dans l'espace de phase au niveau du pulseur et la proportion de faisceaux passant dans l'accélérateur.

#### VII.C.4. Récapitulatif de la partie VII.C

Les collimateurs ont permis d'obtenir un faisceau plus adapté en bout de ligne (CBQSW<sub>x</sub>) via les coupures géométriques qu'ils réalisent (VII.C.1). Leurs capacités à rendre le faisceau plus homogène en bout de ligne (VII.C.2) est démontré, tout comme leur capacité à réduire le bruit de fond en mode stop (VII.C.3). La réduction du bruit de fond en mode stop et l'homogénéisation du faisceau peuvent s'expliquer par la sélection par les collimateurs de parties du faisceau, qui sont aussi des parties participant à ces deux phénomènes.

#### VII.C.5. Discussion

L'impact des collimateurs fixes et du collimateur ajustable n'a pas pu être comparé sur leur capacité à obtenir un faisceau homogène en bout de ligne et à réduire le bruit de fond.

Le collimateur ajustable lorsqu'il possédera des fentes sur l'axe  $x$  doit pouvoir réaliser des coupures géométriques permettant l'homogénéisation du faisceau en bout de ligne au vu des mesures d'émission (Chapitre V). L'homogénéisation est envisagée grâce à l'interception de certaines parties du faisceau participant à l'inhomogénéité du faisceau, comme les zones de densité présente sur les mesures d'émission.

L'utilisation de collimateurs fixes [109] a dévoilé la réduction du bruit de fond avec le faisceau d'ions H<sup>+</sup> et He<sup>2+</sup>. En ce qui concerne la réduction du bruit de fond en mode stop, le collimateur ajustable est aussi envisagé comme participant à la réduction du bruit de fond. La réduction du bruit de fond devrait apparaître grâce à la sélection des parties du faisceau participant au bruit de fond.

### VII.D. Protection de l'accélérateur

Les pertes de faisceau ayant une énergie de 70 MeV peuvent dégrader l'accélérateur et générer des radionucléides pouvant être une source d'exposition pour les travailleurs. Pour ces raisons, la capacité des collimateurs fixes et ajustables à réduire les pertes de faisceau via des coupures géométriques est examinée.

#### VII.D.1. Collimateur ajustable

Le collimateur ajustable a démontré sa capacité à aider et à orienter les pertes de faisceau dans les régions de plus basse énergie du cyclotron permettant ainsi la protection de l'accélérateur. L'accélérateur est ainsi protégé face à des endommagements et face à l'activation induits par des particules de plus forte énergie. Dans l'exemple donné dans la Table VII-2, l'énergie varie de 40 keV à 1,1 MeV puis à 70 MeV respectivement entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI), la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron (RP) et la cible. La Table VII-2 présente les taux de transmission entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI), la sonde radiale à 150 mm (RP) et la cible, ainsi que le courant mesuré sur la cible.

Lorsque le collimateur passe d'une ouverture de 3 mm à 4 mm. Le taux de transmission entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et la sonde radiale (FI-RP) augmente. Entre la sonde radiale à 150 mm et la cible, le taux de transmission va réduire. Le taux de transmission mesuré entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et la cible (FI-Cible) va aussi réduire, sans pour autant faire varier l'intensité mesurée sur la cible.

Table VII-2 : table des taux de transmission obtenus avec le collimateur entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI), la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron (RP) et la cible.

Ouverture [mm]	FI-RP [%]	RP-Cible [%]	FI-Cible[%]	Cible [ $\mu$ A]
3	36,55	83,56	30,55	15,3
4	39,57	71,50	28,29	15,3

Le collimateur ajustable a la capacité de réduire les pertes dans le cyclotron en arrêtant une partie du faisceau sur ses fentes qui serait perdue dans le cyclotron.

#### VII.D.2. Collimateur fixe

La protection de l'accélérateur apportée par les collimateurs fixes n'a pas pu être étudiée. Malgré cela, les collimateurs fixes ont montré leur capacité de décorréler le dépôt maximal réalisé sur l'infecteur spiral et le défecteur au maximum de transmission sur la sonde radiale à 150 mm en H<sup>-</sup> et He<sup>2+</sup>. La décorrélation du maximum de transmission est trouvée pour la fente de 4 mm (VII.B.1.d) avec un faisceau de H<sup>-</sup> et le collimateur circulaire avec un diamètre d'ouverture de 25 mm pour le faisceau de He<sup>2+</sup>.

#### VII.D.3. Récapitulatif de la partie VII.D

Le collimateur ajustable a démontré sa capacité à privilégier les pertes faisceaux sur ces fentes plutôt que dans l'accélérateur lorsque des réglages adéquats sont employés. Le collimateur fixe n'a pas pu démontrer sa capacité à protéger l'accélérateur. A contrario, le collimateur fixe permet de réduire les pertes sur l'infecteur spiral et le défecteur lorsque la transmission des particules est maximisée jusqu'à la sonde radiale.

#### VII.E. Récapitulatif de la partie VII.B à la VII.D

Les collimateurs fixes et ajustables sont en mesure de faire une mesure du faisceau interagissant avec et de donner des informations sur ce même faisceau (position, taille du faisceau, etc.). Les collimateurs peuvent aussi être employés pour aider au réglage de la ligne d'injection (VII.B).

Les collimateurs fixes ont démontré un impact bénéfique en bout de ligne via l'obtention d'un faisceau plus adapté en bout de ligne sur la ciblerie (VII.C.1), plus homogène (VII.C.2) et avec un bruit de fond inférieur en mode stop (VII.C.3).

Le collimateur ajustable a démontré sa capacité à préserver l'accélérateur en limitant les pertes de faisceau dans l'accélérateur (VII.D). Pour le moment, les collimateurs n'ont pas démontré leur capacité à réduire les déplacements du faisceau en bout de ligne lors de la mesure du CBQSW ou de l'allumage de la machine (Annexe 14).

#### VII.F. Discussion

Les collimateurs fixes et le collimateur ajustable sont dans le même espace de glissement, mais ne sont pas situés à la même position longitudinale. Malgré cette différence, il est attendu que les collimateurs aient un impact similaire sur l'homogénéité du faisceau en bout de ligne grâce à la séparation des zones de densité du faisceau (Chapitre V).

Les collimateurs sont attendus comme ayant un impact positif sur la protection de la machine lorsque les réglages de la ligne d'injection sont en adéquation avec les coupures qu'ils réalisent. Seul le collimateur ajustable a pu démontrer cet aspect.

## VII.G. Le collimateur idéal

Le collimateur idéal doit pouvoir reproduire les résultats obtenus avec les collimateurs fixes et le collimateur ajustable, ainsi que permettre d'orienter les réglages de la ligne d'injection vers une optimisation de la forme du faisceau dans la ligne d'injection et de la transmission du faisceau. Le collimateur doit pouvoir aussi réaliser des coupures géométriques permettant de réduire le nombre de zones de densité présente dans la mesure expérimentale (Chapitre V).

### VII.G.1. Cahier des charges

Le collimateur idéal doit pouvoir réaliser les mesures nécessaires pour guider vers l'optimisation de l'émittance et de la transmission du faisceau (Chapitre V) tous en répondant à des contraintes dimensionnelles et opérationnelles. Les résultats obtenus avec le collimateur ajustable (VII.E) doivent pouvoir être retrouvés, ce qui nécessite d'avoir des fentes ajustables selon  $y$ . De plus, comme présenté dans le Chapitre VI (VI.C.2.b)), le collimateur idéal peut mesurer l'émittance du faisceau par variation des champs magnétiques. Pour réaliser les mesures nécessaires à l'application des méthodologies présentées dans le Chapitre V, il est nécessaire d'avoir des fentes aussi installées selon l'axe  $x$ .

Le collimateur idéal doit pouvoir laisser le choix sur la réalisation des coupures géométrique à réaliser. Pour cette raison, le collimateur idéal doit pouvoir interférer avec le faisceau lorsque cela est souhaité. Le collimateur ajustable à sa position actuelle dans la ligne d'injection a démontré qu'une ouverture maximale de 50 mm par 50 mm dans le plan  $x - y$  est suffisante pour ne pas interférer avec les trois principaux faisceaux d'ions ( $H^+$ ,  $He^{2+}$  et  $D^-$ ). Le collimateur idéal doit aussi pouvoir se refermer entièrement selon  $x$  et  $y$  pour exécuter les coupures géométriques.

Le collimateur idéal doit permettre l'excentrage des fentes selon  $x$  et  $y$ . Les résultats obtenus dans le Chapitre V indiquent que les coupures géométriques provoquées par le collimateur selon  $x$  doivent être excentrées vis-à-vis du centre de la ligne faisceau pour réserver la trajectoire préférentielle du faisceau. Expérimentalement avec le collimateur ajustable, les coupures géométriques sont montrées comme devant être excentrée selon l'axe  $y$  a plus de 5 mm. Le décalage de 5 mm est cohérent avec la simulation du faisceau dans le plan de l'émittance-mètre (VI.C.2.a)).

Les techniques d'optimisation obtenue avec les mesures d'émittance (Chapitre V) doivent pouvoir être réemployées pour optimiser la transmission. Dans le cas de l'optimisation de l'émittance du faisceau, cela veut dire que le collimateur doit au minimum pouvoir contraindre le faisceau dans l'espace -4 mm à -2 mm selon l'axe  $x$  (1<sup>ère</sup> technique).

Lorsque la transmission entre la ligne d'injection et le cyclotron est recherchée comme maximale (Chapitre V, optimisation de la transmission), la mesure de l'écart-type et de la moyenne du faisceau selon  $x$  est nécessaire, ainsi que la mesure de l'écart-type de la distribution selon  $x'$ . La mesure de l'écart-type selon  $x$  et  $x'$  a pour avantage de permettre l'estimation de l'émittance du faisceau (Chapitre V, 3<sup>e</sup> technique). La mesure de l'écart-type selon  $x'$  nécessite qu'une paire supplémentaire de fentes soit installée selon l'axe  $x$ .

Pour isoler les zones de densité présente dans la ligne d'injection, une coupure géométrique du faisceau selon  $x$  est préférentielle au vu des résultats de la simulation à deux faisceaux (VI.C). Les coupures géométriques nécessitent que les fentes soient indépendantes. Les fentes des collimateurs doivent pouvoir être positionnées indépendamment dans la ligne d'injection.

Le collimateur idéal doit être utilisable dans des conditions de tir de production, des conditions de tir expérimentales et permettre la réalisation de mesure comme l'écart-type du faisceau dans le plan  $x - y$ . Actuellement, le collimateur ajustable nécessite l'arrêt du cyclotron pendant dix minutes pour

qu'un déplacement des fentes à la main soit réalisé. L'arrêt du cyclotron durant dix minutes peut compromettre des tirs de production ou de recherche. Les dix minutes correspondent à la durée entre l'arrêt et le redémarrage du cyclotron pour réaliser le déplacement des fentes. Ces contraintes temporelles nécessitent le contrôle à distance des fentes par des moteurs pas à pas pour ne pas arrêter le cyclotron.

Le collimateur idéal doit être instrumenté comme l'est le collimateur ajustable (VII.B.2), cela a pour intérêt de donner accès à des informations supplémentaires sur le faisceau.

Dans la ligne d'injection, peu d'espaces accessibles sont disponibles pour avoir un système pouvant être mécanisé. Pour cette raison, le collimateur instrumenté peut être installé aux mêmes coordonnées que l'actuel collimateur ajustable. C'est une position accessible dans la ligne d'injection, mais avec une contrainte forte sur la dimension longitudinale du collimateur, car entre le pulseur et la coupelle de Faraday, il y a environ 75 mm. Pour éviter de perturber les champs électriques du pulseur, l'éloignement au maximum de pulseur est préféré.

Le collimateur devrait ressembler aux croquis présentés sur la Figure VII-25, avec en bleu les six fentes, en rouge les axes de translation de chaque fente et en noir le référentiel.

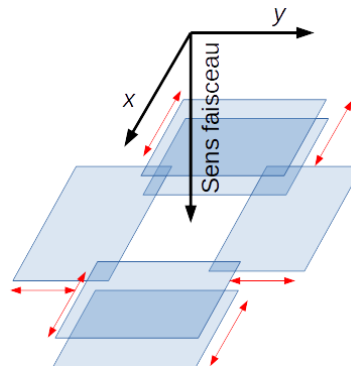


Figure VII-25 : illustration du collimateur idéal d'après les mesures expérimentales.

### VII.G.2. Mesure

Le collimateur idéal permet comme annoncé précédemment d'appliquer les méthodologies présentées dans le Chapitre V pour optimiser l'émittance et la transmission. Les capacités du collimateur idéal permettent de faire la mesure de l'écart-type, ainsi que de la moyenne selon  $x$ ,  $y$  et  $x'$  du faisceau, soit le profil du faisceau.

D'après les caractéristiques du collimateur idéal, la mesure de l'émittance du faisceau est possible, car la conception approche celle d'un émittance-mètre à doubles fentes [166]. Il est aussi possible de réaliser la mesure de la distribution du faisceau dans le plan  $x - y$ , ainsi que la mesure du mélange d'ions grâce à la séparation des charges électriques par le pulseur. De plus, le champ magnétique dans l'espace où sera installé le collimateur idéal a été mesuré partiellement (selon deux directions :  $B_y$  et  $B_z$ ) ce qui permet d'envisager l'impact du champ magnétique sur les particules dans cet espace. Le champ magnétique mesuré à une amplitude de variation selon  $B_y$  de 8,2 mT et selon  $B_z$  de 11 mT [139]. La mesure selon l'axe  $x$  est nécessaire pour prévoir la trajectoire des particules.

Pour mesurer les caractéristiques du faisceau, l'emploi de la mesure du courant par les fentes est envisagé, car la cohérence de la mesure expérimentale avec les fentes du collimateur ajustable est démontrée (VII.B). La mesure du courant est aussi réalisable sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection installée en dessous du dispositif. Entre le collimateur et la coupelle de Faraday, les pertes faisceau sont considérées comme négligeables.

### **VII.G.2.a) La mesure d'émittance**

La mesure de l'émittance par le collimateur idéal est possible via la mesure de l'écart-type du faisceau selon l'axe  $x$  et  $y$  lors de variation de champ magnétique ou lors de la mesure directe de la distribution du faisceau dans l'espace de phase  $x - x'$ .

La mesure de l'émittance avec le collimateur idéal est réalisée via des profils successifs du faisceau lors de variation successive du champ magnétique d'éléments comme un quadripôle (Annexe 1) ou un solénoïde (source ou injection) (Annexe 2). Lors de la mesure de l'émittance par la technique des trois gradients, la présence du solénoïde entre les quadripôles et le collimateur idéal doit être prise en compte dans les équations. Un autre moyen est de couper le solénoïde de la ligne d'injection, ce qui nécessite une optimisation de la ligne d'injection pour limiter les pertes.

Le collimateur idéal est conçu pour réaliser une mesure de l'écart-type et de la moyenne selon  $x$  et  $x'$ . Permettant l'accès à la mesure de l'émittance réalisée avec les fentes selon  $x - x'$  comme dans la référence [166] et à son approximation présentée dans le Chapitre V (troisième technique).

### **VII.G.2.b) Les autres mesures de caractérisation du faisceau envisagé**

D'autres mesures de caractérisation du faisceau avec le collimateur peuvent être envisagées : la mesure de la distribution transverse du faisceau, la mesure de la corrélation entre l'émittance  $x$  du faisceau et la position  $y$ , ainsi que la proportion d'ions négatifs, positifs et neutres dans le faisceau (VII.G.2.b).(2)) peuvent être envisagées.

La reconstruction de la distribution transverse du faisceau peut être envisagée avec une mesure pas à pas du courant avec le collimateur idéal. La mesure du courant est réalisable soit sur la coupelle de Faraday en aval du collimateur ajustable, ou directement sur les fentes du collimateur ajustable comme montré dans la partie VII.B.2.b). Un exemple de mesure de l'émittance par une série de coupure géométrique est présenté dans la référence [166].

#### **VII.G.2.b).(1).(a) Mesure avec les fentes ajustables**

Lorsque la mesure est réalisée avec les fentes ajustables, c'est la différence dans l'intégration du courant mesuré par chacune des fentes à chaque pas qui permet d'estimer la distribution initiale du faisceau. Un exemple de déroulement d'une mesure est présenté sur la Figure VII-26, sur cette mesure deux régions sont mesurées simultanément en violet.

Sur la Figure VII-26, les carrés jaunes représentent les points déjà mesurés, les carrés violets représentent les points venant d'être mesurés et les flèches rouges représentent le sens de déplacement des fentes dans l'exemple, avec leur précédente position en bleu et l'actuelle en pointillé rouge. Les flèches bleues sont quant à elles là pour indiquer le sens d'ouverture de la fente n°4, avec leur précédente position en bleu et l'actuelle en pointillé rouge. Les carrés verts représentent la ligne en cours de mesure.

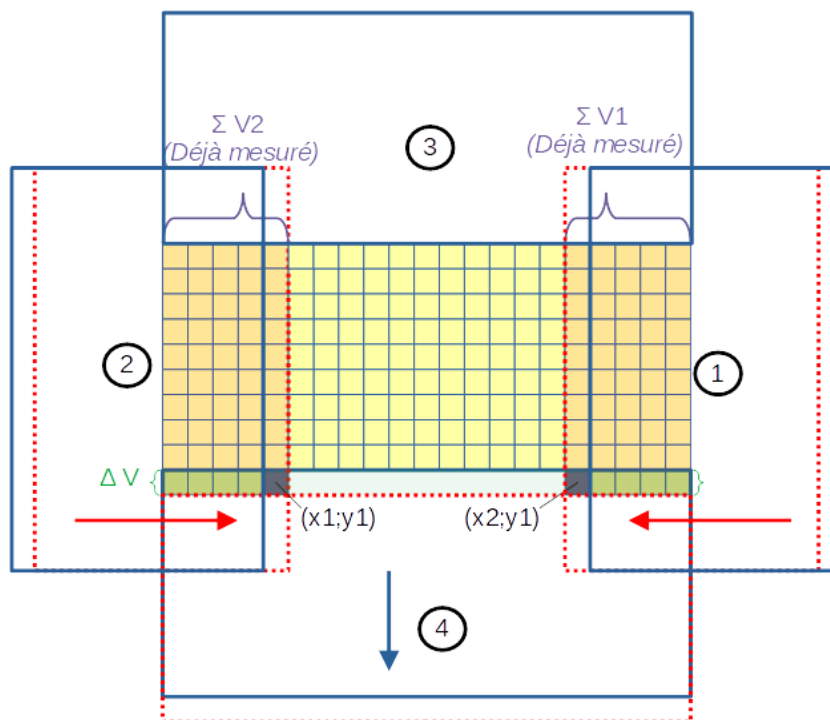


Figure VII-26 : déplacement des fentes pour la mesure de la distribution transverse du faisceau.

Les équations pour calculer le courant dans les carrés bleus sont les suivantes :

$$V_{x1;y1} = (I_{2Tot} - \Sigma V_2) \quad VII-1$$

$$V_{x2;y1} = (I_{1Tot} - \Sigma V_1) \quad VII-2$$

Avec  $I_{1Tot}$  le courant total déposé sur la fente n°1 et  $I_{2Tot}$  le courant total déposé sur la fente n°2 dans l'exemple.

#### VII.G.2.b).(1).(b) Mesure du courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection

Lorsque la mesure du courant est réalisée sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection, c'est la différence de courant entre le précédent point et le suivant qui est utilisé pour déterminer la valeur du courant mesuré dans un espace donné. La méthodologie de mesure est similaire à la méthodologie présentée sur la Figure VII-26, à la différence qu'un seul point est mesuré à la fois, ce qui double le temps de mesure théorique.

#### VII.G.2.b).(2) Mesure du mélange d'ions dans la ligne d'injection

Grâce à l'action du champ électrique formé par le pulseur installé au-dessus du collimateur, une séparation du faisceau d'ions en trois parties est envisageable. Les ions présents dans la ligne d'injection seront séparés en trois distributions d'un côté les ions négatifs, d'un autre côté les ions positifs et les ions sans charge qui ne seront pas déviés. Les distributions formées seront mesurables sur les fentes du dispositif grâce à l'émission d'électron secondaire de par l'interaction du faisceau avec les fentes (VII.B).

#### VII.G.2.c) Limitation de la mesure de la dispersion spatiale et angulaire du faisceau

Les mesures de l'émittance ou de la distribution transverse du faisceau sont limitées par le temps et par la précision des déplacements du collimateur idéal. Si une mesure de la distribution transverse du faisceau est réalisée avec le collimateur idéal sur un espace comprenant  $n_x * n_y$  points à une fréquence  $f$  de mesure, alors la valeur minimale de la durée de la mesure est de  $(n_x * n_y)/f$ , soit par exemple : pour une mesure transverse sur un espace de 10\*10 mm avec un pas de 0,2 mm selon  $x$  et  $y$  ainsi qu'une



fréquence de 2 Hz. La mesure devrait durer théoriquement 21,7 minutes et 10,8 minutes si la mesure est réalisée sur les fentes du collimateur idéal (les deux fentes en simultané).

Le problème est identique en cas de mesure de l'émittance  $x$  par les fentes, avec un pas selon  $x$  de 0,2 mm sur un espace de 10 mm et un pas en dispersion angulaire de 5 mrad selon  $x'$  sur un espace de -50 à +50 mrad, soit 21 points. La durée de mesure à 2 Hz est de 8,9 minutes.

Une autre limitation aux mesures expérimentales est la précision des déplacements, pour réaliser une sélection angulaire avec un pas de 5 mrad et avec une distance de 10 mm entre les paires de fentes réalisant la sélection angulaire, il faut réaliser un déplacement de 0,05 mm.

## VII.H. Conclusion

Les collimateurs fixes et le collimateur ajustable (prototype) ont démontré des capacités individuelles, qui sont rappelées plus bas, pour aider les réglages du faisceau dans la ligne d'injection via la mesure du courant électrique déposé sur leur surface. Ces systèmes sont uniques permettant, au vu de leur compacité, à servir de diagnostics et en même temps de sélectionner une partie du faisceau. Leur réglabilité leur confère une certaine adaptabilité aux besoins futurs des études (autant en intensité qu'en taille) et pour les opérations.

Les collimateurs fixes permettent d'avoir un faisceau se rapprochant de l'optimisation initiale du faisceau dans la ligne d'injection qui est aussi une caractéristique préférentielle pour la transmission du faisceau dans la ligne d'injection. Les collimateurs fixes permettent de tendre vers la focalisation du faisceau dans le groupeur et passant jusqu'à la sonde radiale. Les collimateurs fixes permettent aussi de centrer le faisceau dans le groupeur via la minimisation des dépôts électriques sur le collimateur. Dans ce cas, le centrage est fonction de la forme transverse du faisceau au niveau du collimateur fixe.

Le collimateur ajustable a montré sa capacité à permettre l'estimation des caractéristiques du faisceau, telle que la position du faisceau et la dimension transverse relative du faisceau, utiles pour l'optimisation du faisceau. Le collimateur ajustable permet actuellement d'avoir une mesure relative de la dimension transverse du faisceau et de connaître sa position relative aux fentes. Le collimateur ajustable a démontré par la même occasion qu'il était compatible avec son environnement, car il ne perturbe pas le pulseur à moyenne fréquence (< 50 Hz) et n'est pas un élément pouvant arrêter du faisceau en position ouverte.

Les collimateurs fixes et le collimateur ajustable ont permis de réduire le CBQSW $x$  via leurs coupures géométriques du faisceau, donc d'avoir un faisceau plus adapté à la ciblerie. Le collimateur ajustable a aussi permis de réduire les pertes de faisceau dans le cyclotron, ce qui n'a pas pu être étudié avec les collimateurs fixes. Le collimateur fixe fente de 4 mm à montrer que ses coupures géométriques permettent d'avoir un faisceau plus homogène en bout de ligne, ce qui n'a pu être vérifié avec le collimateur ajustable. Cette application est envisagée avec le collimateur idéal.

Une hypothèse sur l'origine du bruit de fond en mode stop avec le pulseur est établie. Il semblerait qu'il y est une dépendance entre la position des particules dans l'espace de phase au niveau du pulseur et la proportion des particules à passer en mode stop. Cette hypothèse permet de justifier de l'efficacité des collimateurs fixe à réduire le bruit de fond. Cette hypothèse peut être vérifiée via la sélection des particules en fonction de leur position dans l'espace de phase. Cela devrait être possible avec le collimateur idéal.

Les caractéristiques d'un collimateur idéal sont définies dans ce chapitre, il a pour objectif de permettre l'application des techniques présentées dans le Chapitre V pour réduire l'émittance et augmenter la transmission. Des caractéristiques du collimateur idéal découlera un futur collimateur. Le

collimateur idéal est un collimateur qui peut être difficilement réalisable de par la précision des déplacements demandés. Pour cette raison, le futur collimateur qui doit tendre vers le collimateur idéal. Le dessin du futur collimateur n'est pas encore établi, il est en cours de conception dans des bureaux d'étude mécanique.

## Conclusion générale

L'objectif de la thèse est de mettre en place des diagnostics et méthodes pour atteindre les hautes intensités en bout de ligne. La ligne d'injection a été choisie comme point d'étude pour plusieurs raisons : pour un diagnostic c'est un endroit privilégié de par la faible énergie du faisceau. La faible énergie du faisceau permet la mise en place d'une dissipation thermique réduite et le faisceau ne nécessite que peu de matière pour être arrêté, ce qui limite les dimensions d'un diagnostic. La modification des paramètres du faisceau d'ions dans la ligne d'injection permet de limiter les sources d'augmentation de l'émittance, par exemple : un décalage dans l'acceptance à l'entrée du cyclotron, peut être rectifié en adaptant la forme du faisceau et sa position dans l'espace des phases. Le travail du faisceau dans la ligne d'injection permet aussi de rechercher le minimum d'émittance lors de la variation de la pression dans la ligne d'injection. Le diagnostic aura aussi pour rôle d'aider au réglage de la ligne d'injection et d'aider à réduire les déformations du faisceau pouvant apparaître.

L'étude de la ligne d'injection se concentre sur les faisceaux d'ions  $H^-$  et  $He^{2+}$  qui sont les deux principaux faisceaux utilisés à ARRONAX pour la production et la recherche. Les deux faisceaux sont délivrés respectivement par une source Multicusp ( $H^-$ ) et une source SUPERNANOGAN ECR ( $He^{2+}$ ). Les deux sources sont toutes deux installées de part et d'autre de la ligne d'injection. La ligne d'injection est constituée d'éléments magnétiques et électriques, dont un système de pulsation (pulseur) sur lequel une partie de l'étude se porte. D'après la simulation initiale du cyclotron [80], seules les particules ne participant pas à la corrélation des émittances transverses sont accélérées jusqu'à 350 mm, ce qui donne un faisceau rond à l'entrée du cyclotron. D'après la simulation de la ligne d'injection, le faisceau redevient rond après la triplette de quadripôle correspondant ainsi au type de faisceau accepté par le cyclotron.

Avec l'émittance-mètre produit par la collaboration EmitM, des mesures d'émittance dans la ligne d'injection sont réalisées. Le faisceau d'ions  $H^-$  et  $He^{2+}$  a été observé comme pouvant présenter des déformations, soit respectivement plusieurs zones de densités et un faisceau creux (voir note de bas de page 39) dans l'espace de phase  $x - x'$ . Ces deux phénomènes augmentent l'émittance du faisceau dans l'espace  $x - x'$  et rendent le faisceau inhomogène. Les zones de densités présentes avec les ions  $H^-$  sont présentes jusqu'en bout de ligne, elles ont été observées via des films Gafchromic™ et sur des profileurs à fil en 2015. Ces déformations peuvent amener à des endommagements, ce qui a été observé sur la ciblerie lors de précédents tirs de production. A contrario, avec l'émittance-mètre, il est observé une réduction de l'émittance et des faisceaux qui tendent vers une distribution plus ronde lors de réglages dédiés de la ligne d'injection et des sources. La transmission du faisceau d'ions  $H^-$  jusqu'à la sonde radiale à 150 mm dans le cyclotron est plus favorable lorsque le faisceau tend vers une distribution gaussienne en  $x - x'$ , soit vers un faisceau qui tend vers ce que la simulation prévoit.

La source Multicusp est identifiée comme étant l'élément le plus susceptible d'être à l'origine des zones de densités. Cette hypothèse est supportée par des vérifications expérimentales : les instabilités des intensités des courants électriques sont restées équivalentes lors de l'apparition et la disparition des zones de densité et les paramètres employés pour réduire le nombre de densités, ainsi qu'augmenter le courant mesuré sur la sonde radiale sont des paramètres associés aux tensions électriques dans la source. L'hypothèse est aussi supportée par une simulation de la ligne d'injection avec G4bl : l'amplitude de variation des courants électriques (à deux écarts-types) est insuffisante pour déplacer le faisceau dans la simulation sur plus d'un millimètre (distance interzone de densités), par conséquent, l'obtention d'une définition de la source permettant la reproduction des déplacements des zones de densité mesurée par l'émittance-mètre est soumise à la définition de plusieurs zones de densité

en sortie de source. La simulation obtenue est comparable aux mesures d'émittances avec des variations des champs magnétiques à  $\pm 5\%$ . Un croquis, d'un collimateur à quatre fentes basées sur les résultats de la simulation, est proposé dans le Chapitre VI. Le collimateur aura comme objectif de réaliser les coupures selon l'axe  $x$  et  $y$ .

Pour homogénéiser le faisceau d'ions  $H^-$  dans l'espace  $x - x'$  et le faire tendre vers un faisceau gaussien dans cet espace, expérimentalement deux voies sont possibles. La première voie, qui a été trouvée dans des conditions de tir haute intensité (production), est l'optimisation des tensions du suppresseur d'électron et de la tension d'extraction de la source Multicusp jusqu'à obtenir des valeurs de courant particulières mesurées sur ces éléments. Les valeurs de courant devraient mener aussi à une plus faible émittance dans l'espace  $x - x'$  et permettre une meilleure transmission du faisceau entre la source et la sonde radiale à 150 mm. La deuxième voie trouvée dans des conditions de tir haute intensité ( $H^-$ ) est d'élargir le faisceau d'ions grâce à la modification des valeurs des quadripôles de la ligne d'injection. Cette deuxième voie peut être employée lorsque les réglages de la source sont fixés. Les quadripôles vont engendrer un déplacement du centroïde du faisceau dans l'espace des phases  $x - x'$ , pour compenser le déplacement, une compensation linéaire entre les quadripôles est possible. L'utilisation des quadripôles mène à une meilleure séparation des zones de densités. Une fois les zones de densité séparées, il faut les isoler via une coupure géométrique du faisceau. Il a été observé que des coupures géométriques du faisceau réalisées dans la ligne d'injection avec des collimateurs fixes et un collimateur ajustable permettaient d'augmenter l'homogénéité du faisceau en bout de ligne, rendaient le faisceau plus adéquat avec la cible sur l'axe  $x$  et réduisaient les dépôts de particule dans le cyclotron.

Pour contrôler que le faisceau est bien divisé en plusieurs zones de densité, une mesure de la forme du faisceau est nécessaire dans l'espace  $x - y$ . Pour cette raison, l'instrumentation du collimateur est nécessaire pour reconstruire la distribution  $x - y$  ou les profils faisceaux selon  $x$  et  $y$ . L'instrumentation du collimateur permet aussi de guider sur l'optimisation de la forme du faisceau dans le cas où l'accélérateur se trouve dans des conditions opérationnelles similaires à celles fixées avec l'émittance-mètre (tir haute intensité). Pour démontrer la faisabilité d'un futur collimateur destiné à mesurer les profils des faisceaux ou la distribution  $x - y$  des faisceaux, la capacité de mesure du prototype (collimateur ajustable) est testée. Le collimateur ajustable (prototype) a démontré qu'il était en mesure de réaliser une mesure en accord avec les mesures réalisées sur la coupelle de Faraday installé en dessous de celui-ci. Le collimateur ajustable a été en mesure de donner accès à des caractéristiques telles que la position du faisceau et la dimension relative du faisceau selon l'axe  $y$ .

Il a été identifié quatre techniques, qui se différencient par les paramètres faisceaux que l'on utilise, pour caractériser celui-ci puis appliquer des réglages dans la ligne d'injection. Avec un collimateur à quatre fentes, comme décrit dans le Chapitre VI, il est possible d'appliquer les deux premières techniques d'optimisation de l'émittance du faisceau d'ions  $H^-$  décrit dans le Chapitre V, soit : la réduction de l'émittance en fonction de la position moyenne du faisceau selon  $x$  et la réduction de l'émittance du faisceau, via la réduction du nombre de densités locales et de l'écart-type selon  $x$ . La reconstruction de la distribution du faisceau d'ions  $He^{2+}$  dans le plan  $x - y$  permet aussi de s'assurer de ne pas être en présence d'un faisceau creux, car il n'a pas pu être mis en évidence les paramètres responsables de l'apparition de celui-ci. Les collimateurs fixes ont aussi démontré une capacité à assister au réglage de la ligne d'injection, car lorsqu'ils sont installés au-dessus du groupeur, les collimateurs fixes, via la mesure du courant déposé à leur surface, permettent d'aider à l'apparition d'un minimum transverse dans le groupeur, comme prévu dans la simulation initiale [80]. Expérimentalement, cela se traduit par une réduction du courant déposé sur les collimateurs et une augmentation de la transmission du faisceau. La réduction du courant déposé sur les collimateurs fixes est aussi fonction de l'évolution

de la forme transverse du faisceau et de sa position. Le suivi seul du courant déposé sur le collimateur fixe pour optimiser la ligne d'injection n'est pas suffisant.

Pour employer les deux autres techniques d'optimisation de l'émittance du faisceau d'ions H décrit dans le Chapitre V, il est nécessaire de faire la mesure de la distribution angulaire du faisceau selon  $x$ . Ces techniques d'optimisation permettent de réduire l'émittance, via la mesure de l'écart-type angulaire et spatiale sur l'axe  $x$ . Le modèle d'un collimateur permettant la mesure de la distribution angulaire est proposé dans le Chapitre VII, celui-ci est inspiré d'un émittance-mètre à doubles fentes. La mesure de la distribution spatiale et angulaire du faisceau selon  $x$  peut-être utilisée pour placer le faisceau d'ions H et He<sup>2+</sup> à leur position préférentielle dans l'espace  $x - x'$  pour la transmission entre la ligne d'injection et le cyclotron. La position préférentielle des faisceaux a été relevée lors de l'étude avec l'émittance-mètre, soit avec des réglages opérationnels de tir haute intensité. La mesure de la distribution spatiale et angulaire du faisceau devrait aussi orienter vers les réglages du faisceau à adopter pour maximiser le rapport signal<sup>2</sup>/bruit avec le pulseur. Une dépendance entre la position des particules dans leur espace des phases respectif et l'efficacité du pulseur à dévier le faisceau a été remarquée en bout de ligne sur des films Gafchromic™.

Avec les collimateurs, il peut être espéré de retrouver des valeurs équivalentes ou supérieures à ce qui a pu être observé dans le cyclotron lors de l'étude avec l'émittance-mètre dans la région des hautes intensités. Actuellement, l'intensité maximale atteinte dans le cyclotron, à l'intensité du courant source (H) étudiée (S1C [A] : 3A) est de 277  $\mu\text{A}$  avec un faisceau homogène dans l'espace  $x - x'$ , soit quasiment le double de l'intensité employée pour la production de <sup>82</sup>Sr. Le faisceau permettra une montée en intensité en bout de ligne.

## Discussion

À chaque maintenance du cyclotron, les paramètres de réglage optimaux de l'accélérateur sont susceptibles d'évoluer. Cette évolution des paramètres optimaux empêche l'application des paramètres de réglage trouvés lors des mesures avec l'émittance-mètre. Les paramètres annoncés ne peuvent être pris que de manière relative.

Lors des études de la ligne d'injection et des sources, une tendance a été remarquée dans les courants mesurés dans la source Multicusp : lorsque les courants mesurés par le générateur de tension du suppresseur d'électron (S1E [mA]) et le générateur de la tension d'extraction (S1P [mA]) sont normés par le courant d'électron émis par les filaments (S1A [mA]), un maximum de transmission du faisceau apparaît en fonction des courants mesurés, pour plusieurs hautes intensités, aux mêmes valeurs de courant normées (Annexe 9, page 264). Ce phénomène ne dépend pas d'une réoptimisation de la ligne d'injection ni du cyclotron. Il est possible que le jeu des courants normés S1E et S1P permette de tendre vers la même forme de faisceau en sortie de source que celle sur laquelle l'optimisation de la ligne d'injection est basée. Les futurs collimateurs pourront être utilisés pour vérifier cette hypothèse.

Les futurs collimateurs instrumentés subissent une contrainte sur leur environnement : les collimateurs seront installés dans le vide, devront faire une mesure du courant électrique, être réglés et tenir dans l'espace qui leur sont réservés. Les futurs collimateurs à plusieurs fentes doivent tenir entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et les plaques du pulseur, soit un espace de quelques cm et sans perturber le champ électrique du pulseur. Les limites du dimensionnement du futur collimateur sont testées via le prototype (collimateur ajustable). Le collimateur ajustable a démontré qu'il ne perturbait pas le pulseur (à moyenne fréquence <50Hz) et qu'en position ouverte (50 mm), il n'intercepterait pas les quatre types de faisceau dans la ligne d'injection. Les contraintes de conception de ces derniers sont un défi technique qui devra être franchi pour espérer pouvoir tendre vers une mesure de la dispersion du faisceau.

## Perspective

Contrairement au collimateur ajustable (prototype), le futur collimateur est défini pour devenir un diagnostic permanent installé dans la ligne d'injection. Ce diagnostic, au-delà d'être un diagnostic fixe pour les réglages en opération standard, permettra de vérifier la stabilité et la répétabilité des mesures dans le temps entre chaque maintenance du cyclotron et dans différentes conditions expérimentales. Le futur collimateur permettra de vérifier l'applicabilité des techniques d'optimisation au cours du temps (Chapitre V), ainsi que le possible élargissement du domaine d'application aux intensités faisceau actuellement utilisées qui est inférieur aux intensités étudiées.

Les mesures réalisées avec l'émittance-mètre sur le faisceau d'ions H<sup>-</sup> pourront être réutilisées pour estimer l'émittance du faisceau via un modèle statistique (par exemple le MPR : « **M**ulti **P**olynomial **R**egression » en anglais) ou par intelligence artificielle (IA). Ces types de modèle pourront être en temps réel et prendront en entrée les paramètres de la ligne d'injection, de la source, les courants mesurés et les paramètres du faisceau mesuré par le futur collimateur. Le logiciel de rapatriement des données enregistré sur le serveur EPICS peut être réemployé pour accueillir l'analyse statistique ou l'IA.

L'étude des deux autres types de faisceau (HH<sup>+</sup> et D<sup>-</sup>) peut être envisagée pour augmenter leurs transmissions et ainsi réduire les pertes de particules. La réduction des pertes aura pour conséquence de réduire les échauffements des pièces non contrôlés, l'usure induite par ces irradiations et l'activation

des pièces en résultant. Peu d'étude de ces deux types de particules ont été réalisées, seules quelques observations du faisceau d'ions  $D^-$  ont eu lieu. Avec le faisceau d'ions  $D^-$ , plusieurs zones de densité locale en bout de ligne [160] ont été observées, ainsi qu'une relation entre les courants sur les éléments internes de la source Multicusp et le maximum de transmission. Ces observations sont similaires à ce qui a été observé avec le faisceau d'ions  $H^-$ . Le faisceau d'ions  $D^-$  semble partager les mêmes déformations que celles présentées avec le faisceau d'ions  $H^-$ . Les déformations pourront peut-être être rectifiées via l'ajustement des paramètres de la source Multicusp, de la même manière qu'avec le faisceau d'ions  $H^-$ .

Pour connaître les angles sélectionnés, dans le cas d'une mesure de la distribution angulaire  $x'$  par le futur collimateur, les différents champs magnétiques pouvant dévier les particules entre les paires de fentes doivent être connus. L'implémentation du champ magnétique en trois dimensions dans l'espace de glissement qui sépare les deux paires de fentes est nécessaire. La mesure du champ magnétique de bord généré par la bobine principale peut être étendue à l'intégralité de la ligne d'injection pour mettre en exergue les différents points de plus haute intensité du champ, comme aux extrémités du banc en acier supportant la ligne et les sources. La mesure du champ magnétique au sein de la ligne d'injection pourra être implémentée dans la simulation pour faire tendre celle-ci vers plus de réalisme.

Dans l'objectif de faire tendre la simulation de la ligne d'injection vers une description plus réaliste et une meilleure compréhension des phénomènes ayant cours au sein du pulseur, il peut être rajouté à la simulation de la ligne d'injection, une description du champ électrique généré par le pulseur. Le champ électrique est calculé en se basant sur les plans de la ligne d'injection et du pulseur. La déviation réelle des particules par le champ électrique simulé peut apporter un début de réponse à la dépendance entre l'efficacité du pulseur en mode stop et la position des particules dans leur espace de phase qui apparaît expérimentalement en bout de ligne sur les films Gafchromic™.

Avec le futur collimateur, il est espéré retrouver des résultats similaires voir supérieurs en termes d'intensité à ce qui a été obtenu dans le cyclotron et un faisceau homogène, ce qui devrait mener à une augmentation significative de l'intensité du faisceau en bout de ligne. La montée en intensité permettra d'accélérer et d'augmenter la productivité, mais également d'accéder à de nouveaux radionucléides qui ont une section efficace de production faible tel que le  $^{67}\text{Cu}$ .

## Table des figures

<i>Figure II-1 : puissance des cyclotrons et linacs participant à la production de radionucléide dans le monde [78].</i>	14
<i>Figure II-2 : le cyclotron C70XP avec ses lignes de faisceau et sa ligne d'injection, figure adaptée de [57].</i>	15
<i>Figure II-3 : schéma de la ligne d'injection du C70XP, tirée de [85].</i>	15
<i>Figure II-4 : photo de la ligne d'injection du C70XP prise par R Drone View (Jean Sabot).</i>	16
<i>Figure II-5 : l'inflecteur spiral et le défecteur, prise par le Service GAMO.</i>	16
<i>Figure II-6 : schéma de principe du cyclotron avec une représentation de la trajectoire des particules (en noir) dans la région centrale.</i>	18
<i>Figure II-7 : changement de la forme du champ magnétique moyen en jouant sur le champ magnétique principal et les bobines de compensation pour la conservation de l'isochronisme du cyclotron</i>	19
<i>Figure II-8 : présentation des deux systèmes d'extraction du C70XP avec un exemple de trajectoires des ions au niveau de l'extraction, figure adaptée de [88].</i>	19
<i>Figure II-9 : schéma du défecteur électrostatique.</i>	20
<i>Figure II-10 : schéma représentant le changement de l'angle azimutal de la canne qui supporte la feuille d'épluchage dans le cyclotron.</i>	21
<i>Figure II-11 : vue de l'alumine depuis la caméra installée sur la sonde radiale, photo prise par le Service GAMO.</i>	22
<i>Figure II-12 : schéma d'une ligne haut courant (toute identique).</i>	23
<i>Figure II-13 : photos de la ligne haute intensité (P3 en casemate CC et A1 en casemate) prise par R Drone View (Jean Sabot).</i>	23
<i>Figure II-14 : collimateur quatre doigts ouvert avec le sens de propagation du faisceau matérialisé par la flèche rouge [99].</i>	24
<i>Figure II-15 : schéma des lignes bas courant</i>	25
<i>Figure II-16 : ligne d'irradiation horizontale (AX4) et verticale (AX5), prise par R Drone View (Jean Sabot).</i>	25
<i>Figure II-17 : emplacement des points de mesure du courant pour le calcul des taux de transmission, 1<sup>re</sup> figure adaptée de [85].</i>	26
<i>Figure II-18 : particule en mouvement dans l'espace avec sa projection dans l'espace des phases <math>x - x'</math>.</i>	28
<i>Figure II-19 : projection de plusieurs particules (1) formant une zone de densité (2), puis mesure de l'émittance (3) : espace recouvert par l'ellipse en rouge.</i>	28
<i>Figure II-20 : représentation de l'ellipse qui relie l'émittance et les paramètres de Courant-Snyder. Sont aussi représentés les points d'intérêt comprenant l'expression des paramètres de Courant-Snyder et de l'émittance (noté ici <math>\epsilon</math>).</i>	30
<i>Figure II-21 : exemple de translation (<math>\Delta x</math>) dans l'espace induit par un angle <math>x'</math> lors d'une propagation d'une longueur L selon z.</i>	31
<i>Figure II-22 : champ magnétique d'un solénoïde et description des dimensions principales de celui-ci.</i>	31
<i>Figure II-23 : trajectoire d'une particule chargée positivement dans un champ magnétique parallèle à la trajectoire. La particule va tourner d'un angle de Larmor <math>\vartheta_L</math> autour de son axe de propagation dans le plan perpendiculaire au champ <math>B_z</math>.</i>	32
<i>Figure II-24 : dipôle général pour des ions négatifs.</i>	33
<i>Figure II-25 : schéma d'un quadripôle avec ces quatre pôles, avec les lignes équipotentiels en bleu, les forces résultantes pointées par des flèches en rouge et le rayon de référence « a ».</i>	35
<i>Figure II-26 : schéma d'une source ECR, figure inspirée de [108].</i>	37
<i>Figure II-27 : configuration d'un champ magnétique d'une source ECR, à gauche le champ magnétique longitudinal en fonction de z, au centre le montage de l'hexapôle avec des lignes isotentiels du champ magnétique en son centre et à droite le champ radial en fonction de r dans l'hexapôle.</i>	38



Figure II-28 : exemple d'une source ECR vue en coupe, la surface de résonance est indiquée en pointillés rouges avec la plus grande densité de plasma au centre de la bouteille magnétique en jaune et en rouge les surfaces internes de la source soumise à une forte densité de plasma [107].	38
Figure II-29 : dans le plan $x - y$ : à gauche la forme du faisceau lorsque la fréquence de résonance de la source est correctement réglée avec trois élongations induites par hexapôle et à droite un faisceau lorsque la fréquence de résonance de la source est dérégulée [106].	39
Figure II-30 : configuration du champ magnétique longitudinal de la source ECR installée à ARRONAX en fonction de $z$ [106].	39
Figure II-31 : schéma d'une source Multicusp.	40
Figure II-32 : schéma électrique de la source Multicusp.	41
Figure II-33 : mesure du courant déposé sur la coupelle de Faraday ( $I$ [ $\mu A$ ]) en fonction de l'intensité appliquée sur les filaments (courant d'arc), autrement nommé courant d'électron ou $S1C$ [ $A$ ].	41
Figure II-34 : schéma de principe du fonctionnement d'un cyclotron.	42
Figure II-35 : schéma de l'inversion de la polarité des ions.	44
Figure II-36 : exemple de l'efficacité d'une feuille de carbone à arracher les électrons de l'ion $H^+$ , pour obtenir l'ion $H^0$ et l'ion $H^+$ pour un faisceau de 80 MeV [119].	44
Figure II-37 : l'augmentation de la distribution angulaire après passage à travers la feuille de stripper dans l'espace de phase associée $x - x'$ .	48
Figure II-38 : décalage entre l'acceptance dans l'espace de phase et le faisceau injecté.	49
Figure III-1 : dimension et schéma de fonctionnement du pulseur.	52
Figure III-2 : exemple de trois réglages des paramètres $dt$ et $dit$ .	52
Figure III-3 : capacité du pulseur à délivrer une dose en Gray par train pour les $H^-$ .	53
Figure III-4 : vérification de la linéarité dans la diminution du courant entre le collimateur quatre doigts et la cible.	54
Figure III-5 : les collimateurs fixes installés dans la ligne d'injection au-dessus du groupeur et en dessous de la coupelle de Faraday.	55
Figure III-6 : positionnement des collimateurs dans la ligne d'injection, figure adaptée de [85].	55
Figure III-7 : à gauche, le collimateur avec son support vu de côté en CAO et à droite, le collimateur monté dans la ligne d'injection au-dessus du groupeur (démonté pour la photo).	56
Figure III-8 : collimateur ajustable après irradiation installée sur sa bride (lors de la première expérience). Les distances mesurées sont faites avec un pied à coulisse.	56
Figure III-9 : schéma simplifié de la mesure sur un collimateur 4 doigts.	57
Figure III-10 : exemple d'une mesure du CBQSW à 10%.	58
Figure III-11 : exemple de l'analyse d'une mesure de la distribution transverse.	59
Figure III-12 : exemple de données extraites du serveur EPICS et la représentation graphique associée.	60
Figure III-13 : présentation de la géométrie de la ligne d'injection avec les éléments magnétiques placés et les éléments pouvant réaliser des coupures faisceau.	62
Figure III-14 : en bleu, la mesure du champ magnétique $B_z$ le long de l'axe central du solénoïde et en rouge, la simulation du champ. Les courbes simulées obtenues au vu des contraintes géométriques de la simulation avec le plus faible $\chi^2$ sont présentées ci-dessus.	63
Figure III-15 : champ magnétique mesuré moins le champ magnétique réel.	63
Figure III-16 : sur le graphique se trouve en rouge la mesure expérimentale (Réel, Real en anglais) et en bleu simulé (Simulated en anglais). Sur l'image se trouve la représentation visuelle des deux solénoïdes se superposant.	64
Figure III-17 : axe de mesure du champ magnétique en rouge dans le dipôle en gris, tous centré selon l'axe $y$ dans ce référentiel. En vert, le dipôle simulé.	65
Figure III-18 : champ magnétique mesuré et simulé selon les cinq axes de mesure de celui-ci.	65
Figure III-19 : champ magnétique mesuré moins le champ magnétique simulé, pour les cinq axes de mesure.	66

Figure III-20 : génération du modèle du dipôle de la ligne d'injection en vert. En rouge est présenté un exemple de déplacement de particule chargé dans le champ magnétique et en bleu, le champ magnétique parasite généré par le modèle du dipôle, perturbant la simulation.....	66
Figure III-21 : représentation du quadripôle selon le référentiel de la mesure (en rouge) avec les deux mesures effectuées dans le quadripôle (en vert).....	67
Figure III-22 : représentation en orange des mesures du champ $B_y$ selon l'axe Z et R et en bleu celles de la simulation du champ magnétique dans la simulation G4bl.....	67
Figure III-23 : écart entre la simulation et la modélisation en [T]. .....	68
Figure III-24 : représentation du produit scalaire du champ magnétique mesuré sur la culasse à 145 mm de hauteur, exprimé en mT, image de fond fournie par IBA. ....	69
Figure III-25 : mesure du champ magnétique en fonction de la hauteur, le long de la ligne d'injection en fonction de la hauteur. ....	70
Figure III-26 : mesure d'un faisceau de $H^-$ avec et sans le champ magnétique principal sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) et sur le collimateur installé au-dessus du groupeur. ....	71
Figure IV-1 : schéma d'un émittance-mètre du type Allison. ....	74
Figure IV-2 : exemple d'une mesure expérimentale réalisée à ARRONAX sur la ligne d'injection avec la position selon sur l'axe des abscisses $x$ [mm], l'angle $x'$ [mrad] sur l'axe des ordonnées et l'intensité mesurée selon l'axe colorimétrique.....	75
Figure IV-3 : schéma de la fente d'un émittance-mètre et l'impact de celle-ci sur les trajectoires sélectionnées, schéma inspirée de [145]. ....	76
Figure IV-4 : exemple de l'impact des fentes et de leur épaisseur sur la transmission du faisceau en fonction de $x'$ ( $Tx'$ ). ....	78
Figure IV-5 : représentation de la répartition des charges dans l'espace de phase, suite à une simulation balistique du faisceau [145] pour le cas d'une fente fine et d'une fente épaisse.....	78
Figure IV-6 : exemple de la transmission du faisceau en fonction de $x'$ ( $Tx'$ ) avec des ions $H^-$ à 40 keV et un pas de la tension de déviation de 20V (à gauche) et 5V (à droite). ....	79
Figure IV-7 : exemple de l'évolution des termes de $Ex'$ en fonction de l'erreur dimensionnelle et de l'erreur sur les instabilités électriques. ....	81
Figure IV-8 : exemple de variation du seuil attendu avec en rouge l'ajustement linéaire .....	83
Figure IV-9 : ellipse de l'émittance avec les principales relations. ....	84
Figure IV-10 : exemple d'intégration dans l'espace des phases d'un parallélogramme par un tirage aléatoire des valeurs.....	85
Figure IV-11 : mesure du bruit de fond en absence de faisceau à ARRONAX. ....	86
Figure IV-12 : histogramme des valeurs mesurées.....	86
Figure IV-13 : exemple d'application de l'algorithme. ....	87
Figure IV-14 : espace d'étude en rouge autour d'un point de mesure $(i, j)$ en vert. ....	88
Figure IV-15 : exemple d'application du filtre moyenneur sur les données.....	89
Figure IV-16 : schéma de la ligne ARIBE tiré de la simulation Trace-Win [154] avec le montage expérimental à l'extrémité de l'installation [144]. ....	90
Figure IV-17 : photo du montage expérimental à la fin de la ligne ARIBE durant la première partie de l'expérience, figure adaptée de la publication [143]. ....	90
Figure IV-18 : schéma du fonctionnement de l'émittance-mètre de type Pepperpot [110]. ....	91
Figure IV-19 : masque 1D de l'émittance-mètre du type Pepperpot.....	91
Figure IV-20 : comparaison des deux méthodes de calcul pour l'émittance-mètre du type Allison.....	93
Figure IV-21 : mesures d'émittance avec deux réglages de focalisation (valeur d'intensité circulant dans le dernier quadripôle de -1,65 A à gauche et de -1,35 A à droite). ....	93
Figure IV-22 : position de l'émittance-mètre sur la ligne d'injection du C70XP, figure adaptée de [85]. ....	95
Figure IV-23 : échantillons représentatifs de l'émittance-mètre (inox 316L, cuivre et tungstène). ....	96
Figure V-1 : mesures d'émittance systématique en début de journée. ....	100
Figure V-2 : mesures de référence avec la fente et sans la fente de 4 mm. ....	101

Figure V-3 : liste des paramètres de réglage étudiés : en rouge les paramètres de réglages étudiés avec le faisceau de H <sup>-</sup> et en bleu ceux avec le faisceau d'ions He <sup>2+</sup> , figure adaptée de [85].	102
Figure V-4 : exemple de mesures d'émittance réalisées avec des variations du champ magnétique du solénoïde source.	104
Figure V-5 : évolution de l'écart-type et du centroïde selon x durant la variation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]).	105
Figure V-6 : évolution de l'émittance et du nombre de zones de densité locale mesuré durant la variation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]).	105
Figure V-7 : évolution de l'écart-type et du centroïde selon x' durant la variation du courant circulant dans le solénoïde source (SG [A]).	106
Figure V-8 : mesure d'émittance x – x' selon les réglages opérationnels à gauche et optimisés à droite.	108
Figure V-9 : la mesure du courant sur la sonde radiale à 150 mm (noté RP [μA]R) en fonction des courants mesurés dans la source, sur la tension d'extraction (noté S1P [mA]R) et sur le supresseur d'électron (noté S1E [mA]R).	110
Figure V-10 : nombre de maximums locaux (NumMax) en fonction des courants mesurés dans la source, sur la tension d'extraction (noté S1P [mA]R) et sur le supresseur d'électron (noté S1E [mA]R).	110
Figure V-11 : l'émittance mesurée (68%) en fonction des courants mesurés dans la source, sur la tension d'extraction (noté S1P [mA]R) et sur le supresseur d'électron (noté S1E [mA]R).	111
Figure V-12 : mesure du courant sur la sonde radiale à 150 mm avec une valeur de S1A [mA] ∈ [2,9 ;3,1] mA (le 16 décembre 2022), en fonction des courants mesurés dans la source, sur l'élément supportant la tension d'extraction (noté S1P [mA]R) et sur l'élément supportant la tension du supresseur d'électron (noté S1E [mA]R).	112
Figure V-13 : influence des paramètres S1E [V]R et S1P [kV]R sur les courants S1E [mA]R et S1P [mA]R.	113
Figure V-14 : quatre mesures mettant en évidence quatre maximum locaux, présents dans les mesures d'émittance. Les ellipses, présentes sur les figures, symbolisent l'emplacement et la taille de l'ajustement bi-gaussien 2D réalisés sur les données.	115
Figure V-15 : quatre mesures mettant en évidence la relation qui unit les valeurs de Q1 [A] et Q3 [A].	116
Figure V-16 : quatre mesures mettant en évidence la relation qui unit les valeurs des deux premiers quadripôles (Q2 [A] et Q3 [A]).	117
Figure V-17 : affichage du paramètre S1A [mA] (noté S1A [mA]R sur le graphique) en fonction de l'émittance (68%) et de SigmaX mesurés par l'émittance-mètre.	119
Figure V-18 : mesure d'émittance en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale (RP [μA]R) à l'intensité d'électrons émis par les filaments source (S1A [mA]) ∈ [2,9 ;3,1] mA.	120
Figure V-19 : affichage de l'émittance (68%) en fonction de σ <sub>xp</sub> (SigmaX [mm]R).	121
Figure V-20 : affichage de l'émittance (68%) en fonction de σ <sub>xp'</sub> (SigmaX' [mrad]) et de μ <sub>x'</sub> (MeanX' [mrad]).	122
Figure V-21 : l'émittance mesurée (68%) en fonction de σ <sub>xp</sub> (SigmaX [mm]R) et NumMax.	123
Figure V-22 : présentation de l'émittance mesurée (68%) en fonction du produit de σ <sub>xp</sub> *σ <sub>xp'</sub> et de μ <sub>x</sub> .	124
Figure V-23 : σ <sub>xp</sub> (SigmaX [mm]R) et σ <sub>xp'</sub> (SigmaX' [mrad]R) en fonction de μ <sub>x'</sub> (MeanX' [mrad]).	126
Figure V-24 : les mesures d'émittance en fonction de σ <sub>xp</sub> (SigmaX [mm]R), σ <sub>xp'</sub> (SigmaX' [mrad]R) et μ <sub>x</sub> (MeanX [mm]).	127
Figure V-25 : les mesures d'émittance en fonction de μ <sub>x</sub> (MeanX [mm]), de σ <sub>xp</sub> (SigmaX [mm]) et de leur émittance.	128
Figure V-26 : affichage de l'émittance en fonction de σ <sub>xp'</sub> (SigmaX' [mrad]R), du courant sur la sonde radiale (RP [μA]R) et de leur propre émittance.	131
Figure V-27 : affichage de l'émittance en fonction de σ <sub>xp'</sub> (SigmaX' [mrad]R), du courant sur la sonde radiale (RP [μA]R) et de μ <sub>x'</sub> (MeanX' [mrad]).	132
Figure V-28 : données présentées sur la Figure V-27 dans le cadre vert. La μ <sub>x'</sub> (MeanX' [mrad]) est affichée en fonction du courant sur la sonde radiale (RP [μA]R).	133
Figure V-29 : les mesures d'émittance en fonction de μ <sub>x</sub> (MeanX [mm]), le courant mesuré sur la sonde radiale (RP [μA]R) et l'émittance en mm.mrad.	134

Figure V-30 : données présentées sur la Figure V-27 dans le cadre vert. Les données sont présentées en fonction de $\mu_x'$ (MeanX' [mrad]), $\mu_x$ (MeanX [mm]) et le courant mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R). .....	135
Figure V-31 : position de tous les maximums locaux, sans sélection puis sélectionnés en fonction du courant mesuré sur la sonde radiale, soit avec un courant supérieur à 200 et 260 $\mu$ A. ....	136
Figure V-32 : émittance du faisceau d'ions $He^{2+}$ en fonction de la puissance de l'onde RF injectée dans la source (S2P [dB]).....	139
Figure V-33 : comparaison d'une mesure type d'émittance avec le faisceau d'ions $He^{2+}$ (à gauche) et d'ions H (à droite).....	140
Figure V-34 : mesures d'émittance ( $He^{2+}$ ) sans (à gauche) et avec (à droite) une optimisation de la source et de la ligne d'injection. ....	140
Figure V-35 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction du centroïde du faisceau. ....	141
Figure V-36 : relation entre le courant mesuré sur la sonde radiale (RP [ $\mu$ A]R) et le courant intégré par l'émittance-mètre. ....	142
Figure VI-1 : modèle de la simulation décrit dans la partie III.B avec les détecteurs virtuels D0 à D5 désigné en vert. ....	145
Figure VI-2 : modèle de la simulation décrit dans la partie III.B, les points d'étude dans le solénoïde IG sont présentés en vert.....	146
Figure VI-3 : écart-type (Sigma X et Y) du faisceau dans le détecteur virtuel en fonction de l'intensité appliquée au solénoïde. ....	147
Figure VI-4 : nombre de particules mesuré en fonction du solénoïde source. ....	147
Figure VI-5 : mesure du courant déposé sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) avec et sans le champ principal (MC). La mesure est fonction de la variation de l'intensité du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection (SD).....	149
Figure VI-6 : distribution des particules obtenue dans la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI) pour 100 000 particules injectées dans la simulation en fonction de l'écart-type angulaire ( $\sigma'$ [mrad]) et de la valeur du courant injecté dans le solénoïde source (SG [A]). ....	150
Figure VI-7 : distribution des particules normées par le maximum de particules mesurées à un $\sigma'$ constant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI). ....	151
Figure VI-8 : mesure de l'impact de la variation du solénoïde source (SG [A]) sur le courant mesuré par la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI [ $\mu$ A]). ....	151
Figure VI-9 : mesure sur la coupelle de Faraday du courant en comparaison des résultats de la simulation. ....	152
Figure VI-10 : mesure du courant de $He^{2+}$ sur la coupelle de Faraday cellule en AX4 avec le pulseur en mode continue et stop en fonction du solénoïde source. ....	153
Figure VI-11 : visualisation de la simulation avec une partie du faisceau (en bleu) passant à gauche du groupeur (sur la figure à gauche) et une partie du faisceau passant à droite du groupeur (sur la figure à droite). ....	154
Figure VI-12 : mesure du courant de $He^{2+}$ sur la coupelle de Faraday cellule en AX4 avec le pulseur en mode stop et plusieurs tailles de diamètre d'ouverture des collimateurs circulaire (25 & 40 mm). La mesure est fonction du courant dans le solénoïde source (SG). Le courant mesuré en mode stop sur la coupelle de Faraday cellule est normé par la valeur maximale mesurée en mode continue. ....	155
Figure VI-13 : résultat de la simulation normée avec le collimateur de 40 mm de diamètre, les particules mesurées sur la coupelle de Faraday. ....	157
Figure VI-14 : résultat de la simulation normée avec le collimateur de 40 mm de diamètre, les particules arrêtées dans le collimateur. ....	157
Figure VI-15 : mesure expérimentale de l'intensité du solénoïde source sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et sur le collimateur de la ligne d'injection.....	158
Figure VI-16 : comparaison de la mesure d'émittance (à gauche) avec la simulation au même point de mesure (à droite). La valeur du solénoïde est de 118,4 A et les autres paramètres sont fixes. ....	159
Figure VI-17 : la définition du faisceau à la sortie de la source dans la simulation : la distribution spatiale $x - y$ , l'émittance dans le plan $x - x'$ et l'émittance dans le plan $y - y'$ . ....	161

Figure VI-18 : la définition du faisceau à la sortie de la source dans la simulation : l'émittance dans le plan $x - y'$ , l'émittance dans le plan $y - x'$ et l'émittance dans le plan $y' - x'$ .	162
Figure VI-19 : espace des phases avec le solénoïde source à 113,4 A et S1C à 3,0 A au niveau de l'émittance-mètre.	163
Figure VI-20 : espace des phases avec le solénoïde source à 118,4 A et S1C à 3,0 A au niveau de l'émittance-mètre.	163
Figure VI-21 : espace des phases avec le solénoïde source à 123,4 A et S1C à 3,0 A au niveau de l'émittance-mètre.	163
Figure VI-22 : simulation du faisceau dans le plan transverse, solénoïde source : 113,4 A	165
Figure VI-23 : simulation du faisceau dans le plan transverse, solénoïde source : 118,4 A	165
Figure VI-24 : simulation du faisceau dans le plan transverse, solénoïde source : 123,4 A	165
Figure VI-25 : schéma d'un collimateur double fente vue de côté à gauche et vue de dessus dans le tube de la ligne à droite.	166
Figure VII-1 : données expérimentales obtenues dans la référence [165].	169
Figure VII-2 : écart en pourcentage de l'émission des électrons secondaire en comparaison de l'énergie prévue pour le faisceau d'ions H <sup>-</sup> (40 keV).	170
Figure VII-3 : mesure du courant sur le collimateur de 40 mm de diamètre lors d'une variation de la puissance RF du groupeur en présence de faisceau.	171
Figure VII-4 : mesure du courant déposé sur le collimateur de 25 mm et sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron en fonction du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection.	172
Figure VII-5 : mesure du courant déposé sur le collimateur de 25 mm et sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection en fonction du courant circulant dans le dipôle de la ligne d'injection.	172
Figure VII-6 : rapport entre le courant mesuré sur le collimateur et la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. Le rapport est exprimé en fonction de la valeur du courant circulant dans le solénoïde source à plusieurs niveaux de vide dans la ligne d'injection et la source Multicusp.	173
Figure VII-7 : corrélation linéaire entre la distance interpic et la pression dans la ligne d'injection.	173
Figure VII-8 : mesure du courant sur la fente parle BB8 et sur la sonde radiale (RP) en fonction du correcteur de trajectoire de l'injection selon $x$ (ISX [A]) et $y$ (ISY [A]).	174
Figure VII-9 : exemple de mesure de courant sur les fentes droite, gauche et la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI [ $\mu$ A]) avec une distance interfente de 5 mm. La mesure est fonction du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon $y$ (ISY [A]).	176
Figure VII-10 : mesure de courant avec variation du correcteur de trajectoire selon $x$ (ISX [A]) en fonction de la distance interfente (2 et 3 mm) pour un même réglage de la ligne d'injection.	177
Figure VII-11 : écart d'intensité lors de la variation de la distance interfente sur la coupelle de Faraday (FI [ $\mu$ A]) et sur la fente de droite. La mesure est réalisée dans le cas où la coupelle de Faraday est insérée et extraite de la ligne d'injection.	178
Figure VII-12 : variation du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon $x$ (ISX [A]) en fonction de la distance interfente (2 et 3 mm) sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI [ $\mu$ A]).	179
Figure VII-13 : variation du correcteur de trajectoire de la ligne d'injection selon $y$ (ISY [A]) sur le collimateur avec une distance interfente de 5mm avec des modifications du solénoïde source.	180
Figure VII-14 : mesure du CBQSWx avec le collimateur fixe dans la ligne d'injection sur trois lignes.	182
Figure VII-15 : CBQSWx en fonction de l'ouverture du collimateur et de la position azimutale de la feuille d'épluchage sur la ligne A1.	183
Figure VII-16 : CBQSWx selon les trois optimisations.	184
Figure VII-17 : CBQSWx selon les deux optimisations et la distance interfente.	185
Figure VII-18 : mesure de l'homogénéité du faisceau sans le collimateur dans la ligne d'injection.	186
Figure VII-19 : mesure de l'homogénéité du faisceau avec le collimateur fente de 4mm installé dans la ligne d'injection.	187
Figure VII-20 : mesure de l'homogénéité du faisceau sans le collimateur installé dans la ligne d'injection.	187

Figure VII-21 : mesure de l'homogénéité du faisceau avec le collimateur fente de 4mm installé dans la ligne d'injection.....	188
Figure VII-22 : rapport $\text{Signal}^2/ \text{Bruit de fond} $ lors d'une variation de l'intensité circulant dans le solénoïde source (SG) avec et sans collimateur 25 mm de diamètre. ....	189
Figure VII-23 : Gafchromic™ de la distribution transverse du faisceau en mode continue à gauche et en mode stop à droite. ....	190
Figure VII-24 : profil des mesures selon $x$ en mode continue (à gauche) et en mode stop (à droite). ....	190
Figure VII-25 : illustration du collimateur idéal d'après les mesures expérimentales. ....	194
Figure VII-26 : déplacement des fentes pour la mesure de la distribution transverse du faisceau. ....	196
Figure 1-1 : schéma de la mesure d'émittance par variation du gradient de champ magnétique dans un quadripôle. ....	227
Figure 3-1 : projection de la gaussienne sur le collimateur quatre doigts dans le plan $(x,y)$ . ....	233
Figure 3-2 : résultat de la simulation en fonction des deux variables $\epsilon_x$ et $\epsilon_y$ . ....	234
Figure 3-3 : résultat de la simulation en fonction des deux variables $\beta^T x_0$ et $\beta^T y_0$ . ....	235
Figure 3-4 : résultat de la simulation en fonction des deux variables $\gamma^T x_0$ et $\gamma^T y_0$ . ....	236
Figure 4-1 : interface d'accueil du logiciel.....	238
Figure 4-2 : exemple de rapatriement de deux PV sur une fenêtre temporelle d'étude formant un seul tableau de valeur. ....	240
Figure 4-3 : fiche de paramètre type (tir sur la ligne AX3). ....	243
Figure 4-4 : exemple de graphique sur des données brut : à gauche sous forme de courbe, au centre de graphique 3D et à droite sous la forme de graphique 3D en vue isométrique. ....	244
Figure 4-5 : exemple de graphique paramétrique.....	244
Figure 4-6 : exemple de résultat du calcul de corrélation par la méthode de Spearman.....	245
Figure 4-7 : exemple d'ajustement automatique sur un jeu de donnée extraite. ....	246
Figure 5-1 : illustration de l'erreur systématique et de l'erreur aléatoire. ....	247
Figure 5-2 : les huit mesures de bruit de fond sans faisceau.....	248
Figure 5-3 : les parties moyennées et les parties en absolu moyennées. ....	248
Figure 5-4 : pondération aléatoire de la partie réelle .....	249
Figure 5-5 : exemple d'un bruit de fond généré avec une bi-gaussienne 2D injectée. Le signal injecté à une amplitude de 0,080 V et une émittance à 39,35 % de 20 mm.mrad. ....	250
Figure 5-6 : exemple des résultats obtenus pour une émittance de 20 mm.mrad injecté avec une amplitude de 0,080 V. ....	251
Figure 5-7 : erreur systématique et erreur aléatoire pour les deux techniques, exprimée en mm.mrad. ....	252
Figure 6-1 : distribution des valeurs de bruit de fond sur huit mesures sans faisceau en mars 2021 (Figure 5-2). ....	253
Figure 6-2 : exemple de décomposition d'une mesure par FFT2D en une partie réel et complexe. Encadré en rouge les parties correspondant au signal. ....	254
Figure 6-3 : exemple de l'évolution du facteur de pondération (6-1) et du $\text{Khi}^2$ en fonction de l'itération. ....	255
Figure 6-4 : exemple de résultat obtenu après convergence. ....	256
Figure 6-5 : exemple de résultat obtenu suite à la séparation du bruit de fond et du signal et à la recherche des maximums locaux. ....	256
Figure 9-1 : linéarité des courants mesurés dans la source Multicusp. ....	264
Figure 9-2 : superposition de trois mesures à S1A [mA] : 2,3 et 4 mA (16-12-2022).....	265
Figure 9-3 : superposition de mesure réalisée sur la sonde radiale à 150 mm (RP) à S1A 1,891 mA et 2,606 mA et normée par le courant d'électron émis par les filaments dans la source (S1A [mA]). ....	266
Figure 9-4 : exemple de la mesure du courant d'ions $\text{H}^+$ par la coupelle de Faraday et la haute tension de la source.....	267
Figure 9-5 : exemple de mesure du courant d'ions $\text{H}^+$ sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI [ $\mu\text{A}$ ]) et de l'évolution du courant de la puissance source (S1A [mA]) pendant une heure. ....	267

<i>Figure 9-6 : les constantes de temps mesurées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection en fonction de l'intensité consigne des électrons émis par les filaments de la source (S1C).</i> .....	268
<i>Figure 9-7 : intensité mesurée sur la sonde radiale en fonction des valeurs de courant injecté dans le solénoïde central (CG) et le solénoïde de l'injection (IG).</i> .....	269
<i>Figure 9-8 : relation entre le vide mesuré dans la source Multicusp et la ligne d'injection (12-04-2022).</i> .....	270
<i>Figure 9-9 : illustration de la complétude de la mesure au bout de la ligne d'injection sur l'infecteur et le déflecteur.</i> .....	271
<i>Figure 10-1 : distribution des valeurs des paramètres de Courant-Snyder.</i> .....	273
<i>Figure 10-2 : distribution des écarts-types selon <math>x</math> et <math>x'</math> et du produit des écarts-types.</i> .....	274
<i>Figure 10-3 : distribution de l'émittance du faisceau tiré aléatoirement en fonction de l'écart-type selon <math>x</math> et <math>x'</math> (noté <math>Y</math>).</i> .....	275
<i>Figure 11-1 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position du maximum local dans l'espace <math>x - x'</math>, cas d'un faisceau avec un maxima local.</i> .....	277
<i>Figure 11-2 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position des maximums locaux dans l'espace <math>x - x'</math>, cas d'un faisceau avec deux maximums locaux.</i> .....	277
<i>Figure 11-3 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position des maximums locaux dans l'espace <math>x - x'</math>, cas d'un faisceau avec trois maximums locaux.</i> .....	278
<i>Figure 11-4 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position des maximums locaux dans l'espace <math>x - x'</math>, cas d'un faisceau avec quatre maximums locaux.</i> .....	278
<i>Figure 12-1 : présentation des résultats des tirages aléatoires en fonction des balayages.</i> .....	280
<i>Figure 12-2 : distribution des <math>\text{Khi}^2</math> réduits (degré de liberté : 9997) entre les distributions spatiales et la distribution spatiale moyenne pour chaque cas de figure.</i> .....	281
<i>Figure 12-3 : distribution des <math>\text{Khi}^2</math> réduits (degré de liberté : 25597) entre les distributions angulaires et la distribution angulaire moyenne pour chaque cas de figure.</i> .....	281
<i>Figure 12-4 : relation entre le taux de transmission et l'écart-type normé de chaque distribution.</i> .....	282
<i>Figure 12-5 : à gauche, le faisceau obtenu après analyse et à droite, avec un collimateur. La mesure est réalisée 2,5 mm après la position du collimateur.</i> .....	283
<i>Figure 12-6 : à gauche, le faisceau obtenu après analyse et à droite, le cas avec un collimateur. La mesure est réalisée 217 mm après la position du collimateur.</i> .....	283
<i>Figure 13-1 : mesure d'émittance avec l'intensité du solénoïde source à 113,4 A.</i> .....	284
<i>Figure 13-2 : mesure d'émittance avec l'intensité du solénoïde source à 118,4 A.</i> .....	284
<i>Figure 13-3 : mesure d'émittance avec l'intensité du solénoïde source à 123,4 A.</i> .....	285
<i>Figure 13-4 : évolution du facteur de pondération des espaces de tirage aléatoire.</i> .....	286
<i>Figure 13-5 : amplitude de l'intervalle du tirage aléatoire de la position moyenne de chaque faisceau.</i> .....	286
<i>Figure 14-1 : amplitude de déplacement en bout de ligne en fonction de l'ouverture du collimateur.</i> .....	287
<i>Figure 14-2 : amplitude de variation sur le collimateur quatre doigts en fonction de l'amplitude de variation du courant d'électron émis par les filaments de la source (noté S1A [mA]) normée par sa valeur consigne (S1C [A]).</i> .....	288
<i>Figure 14-3 : exemple de déplacement du faisceau sur le collimateur quatre doigts de lors de variation du dernier quadripôle pour la mesure du CBQSWx, avec et sans collimateur.</i> .....	289
<i>Figure 14-4 : amplitude de déplacement en bout de ligne avec et sans le collimateur fente 4mm</i> .....	289

## Table des tables

<i>Table II-1 : radionucléides produits, étudiés à ARRONAX et leurs applications. †Les temps de demi-vie et les voies de désintégration sont récupérés sur NUDat 3.0 [61] et NUBASE2020 [62].</i>	12
<i>Table II-2 : générateur produit à ARRONAX</i>	12
<i>Table II-3 : particules accélérées dans le cyclotron, l'intensité moyenne et leurs modes d'extraction, †avec l'utilisation du système de pulsation, *valeur contractuelle IBA [77].</i>	13
<i>Table IV-1 : équation définissant la répartition des charges pour chaque point de mesure.</i>	77
<i>Table IV-2 : pourcentage du signal contenu en fonction du nombre de sigma [149].</i>	84
<i>Table IV-3 : résultats obtenus avec les émittance-mètres sur les trois séries de mesure [143].</i>	94
<i>Table IV-4 : spécification de l'émittance-mètre. †Les données proviennent de la source [152].</i>	95
<i>Table V-1 : table des courants mesurés à S1C 4,0 et 5,0 A, en fonction du <math>\chi^2/NDF</math>, de l'émittance et du courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm (RP).</i>	109
<i>Table V-2 : calculs des corrélations entre les paramètres faisceau via le test de Spearman en bleu et par le test de Pearson en noir. La colorimétrie des cellules met en évidence les corrélations les plus fortes en vert foncé et les plus faibles en rouge foncé, avec une transition en blanc pour les valeurs modérément corrélées.</i>	129
<i>Table VII-1 : évolution de la largeur à mi-hauteur des courbes de courant mesuré sur FI lors de la variation de l'intensité du courant dans le correcteur de trajectoire selon <math>y</math> de la ligne d'injection (ISY) en fonction de trois valeurs du solénoïde source.</i>	180
<i>Table VII-2 : table des taux de transmission obtenus avec le collimateur entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI), la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron (RP) et la cible.</i>	192
<i>Table 8-1 : optimisation initiale de la ligne d'injection du C70XP durant la campagne de mesure avec l'émittance-mètre du type Allison [142] avec le faisceau d'ions H<sup>+</sup>.</i>	263
<i>Table 9-1 : les constantes de temps mesurées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection.</i>	268
<i>Table 10-1 : corrélation entre les paramètres étudiés tirés aléatoirement.</i>	276



## Référence bibliographique

- [1] T. Roberts, G4beamline Validation, 2012.
- [2] Agence pour l'énergie nucléaire, «Usages bénéfiques et production des isotopes (Mise à jour en 2004),» OCDE, 2004.
- [3] D. H. Sloan et E. O. Lawrence, «The Production of Heavy High Speed Ions without the Use of High Voltages,» *Phys. Rev.*, pp. 1, DOI: 10.1103/PhysRev.38.2021, 1931.
- [4] E. Lawrence et S. Livingston, «The Production of High Speed Light Ions WithOut the Use of High Voltage,» *Phys. Rev.*, pp. 1, DOI: 10.1103/PhysRev.40.19, 1932.
- [5] «DISTINGUISHED NUCLEAR PIONEER-1970 JOHN HUNDALE LAWRENCE, M. D.,» *M.D. J Nucl Med.*, pp. 292-293, PMID: 4912150, 1970.
- [6] J. H. Lawrence, B. V. A. Low-Beer et J. W. J. Carpender, «A Study of 100 Patients Treated with Radioactive Phosphorus,» *JAMA*, pp. 585-588, DOI: 10.1001/jama.1949.02900420005002, 1949.
- [7] J. H. Lawrence, L. Dobson et B. V. A. Low-Beer, «A Study of 129 Cases in Which Treatment Was With Radioactive Phosphorus,» *JAMA*, pp. 672-677, DOI: 10.1001/jama.1948.02890270014004, 1948.
- [8] L. A. Erf et J. H. Lawrence, «CLINICAL STUDIES WITH THE AID OF RADIOACTIVE PHOSPHORUS. I. THE ABSORPTION AND DISTRIBUTION OF RADIO-PHOSPHORUS IN THE BLOOD AND ITS EXCRETION BY NORMAL INDIVIDUALS AND PATIENTS WITH LEUKEMIA,» *JCI*, pp. 567-575, DOI: 10.1172/JCII101249, 1941.
- [9] S. J. Adelstein et F. J. Manning, *Isotopes for Medicine and the Life Sciences*, 1995, ISBN: 978-0-309-05190-3, DOI: 10.17226/4818.
- [10] «Mallinckrodt Institue of Radiology,» Washington University School of Medicine in St Louis, [En ligne]. Available: <https://www.mir.wustl.edu/milestones/>. [Accès le 01 07 2024].
- [11] S. Shewchuck, «Bibliography of particle accelerators - January to Decembre 1951,» *Technica Information Service, Oak Ridge, Tennessee*, pp. 1-46, OCLC: 882153711, 1952.
- [12] M. M. Ter-Pogossian et H. N. Wagner, «A New Look at the Cyclotron for Making Short-Lived Isotopes,» *Nucleonics*, vol. 24, pp. 50-62, DOI: 10.1016/S0001-2998(98)80026-3, 1966.
- [13] D. E. Kuhl, «Rotational Scanning of the Liver,» *The Radiological Society of North America*, pp. 875-876, DOI: 10.1148/71.6.875, 1958.

- [14] D. E. Kuhl et R. Q. Edwards, «Image Separation Radioisotope Scanning», *Radiology*, pp. 653-662, DOI: 10.1148/80.4.653, 1963.
- [15] Y. Yano, P. Chu, T. F. Budinger, P. M. Grant, A. E. Ogard, J. W. Barnes, H. A. O'Brien et B. Hoop, «Rubidium-82 Generators for imaging Studies», *Journal of Nuclear Medicine*, n°118, pp. 46-50, PMID: 830828, 1977.
- [16] R. S. Tilbury et J. S. Laughlin, «Cyclotron Production of Radioactive Isotopes for Medical Use», *Seminars in Nuclear Medicine*, vol. 4, pp. 245-255, DOI: 10.1016/S0001-2998(74)80012-7, 1974.
- [17] I. A. E. Agnecy, *Alternative Radionuclide Production with a Cyclotron*, Vienna: IAEA, 2021.
- [18] C. Olivier, «Compact and Efficient Accelerator for the Radioisotope Production», *JaCoW - IPAC2017*, pp. FRXBA1 ISBN 978-3-95450-182-3, 2017.
- [19] W. Yiwei, C. Daiyuan, R. d. S. Augusto, J. Liang, Q. Zhi, L. Juntao et Z. Liu, «Production Review of Accelerator-Based Medical Isotopes», *Molecules*, vol. 5294, pp. 27, DOI: 10.3390/molecules27165294, 2022.
- [20] B. Van Der Schaaf, K. Broekhaus, N. Vna Der Linden et F. Wijtsma, «The infrastructure for PALLAS, the new nuclear reactor in the Netherlands», *European Research Reactor Conference*, pp. 21-25, ISBN: 978-92-95064-11-9, 2011.
- [21] P. Y. Thro, C. Jean Pierre, K. Grzegorz, S. Ronald, L. Hermen van der, M. Jan, L. Sannen, B. Ponsard, W. Petry et H. Gerstenberg, «EUROPEAN RESEARCH REACTOR POSITION PAPER BY CEA, NCBJ, PALLAS, NRG, SCK•CEN, TUM, AND RCR 15 JUNE 2018», 2018.
- [22] G. Crisan, N. S. Moldovean-Cioroianu, D.-G. Timaru, G. Andries, C. Cainap et V. Chis, «Radiopharmaceuticals for PET and SPECT Imaging: A Literature Review over the Last Decade», *International Journal of Molecular Sciences*, pp. 1-52, DOI: 10.3390/ijms23095023, 2022.
- [23] C. Hoehr, F. Bénard, K. Buckley, J. Crawford, A. Gottberg, V. Hanemaayer, P. Kunz, K. Ladouceur, V. Radchenko, C. Ramogida, A. Robertson, T. Ruth, N. Zacchia, S. Zeisler et P. Schaffer, «Medical isotope production at TRIUMF – from imaging to treatment», *ScienceDirect*, pp. 201-208, DOI: 10.1016/j.phpro.2017.09.059, 2016.
- [24] Y. M. Palenzuela, V. Barozier, E. Chevally, T. E. Cocolios, C. Duchemin, P. Fernier, M. Huyse, L. Lambert, R. Lopez et A. Vorozhtsov, «The CERN-MIDICIS Isotope Separator Beamline», *Frontiers in Medicine*, pp. 1-8, DOI: 10.3389/fmed.2021.689281, 2021.
- [25] J. L. McCarter, J. Harvey, M. Brennan, S. Burns, S. Kelley, T. A. Montenegro et Q. Schiller, «Accelerator Production of Mo-99 Using Mo-100\*», *JACoW IPAC2021*, pp. 1237-1239, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB412, 2021.

- [26] C. Nagel, *IBA TT300-HE for radioisotopes production*, ARIES Annula Metting, Riga: IBA, 2018.
- [27] Agence pour l'énergie nucléaire, «Usages bénéfiques et production des isotopes,» OCDE, 2000.
- [28] R. Michnoff, Z. Altinbas et P. Cerniglia, «THE BROOKHAVEN LINAC ISOTOPE PRODUCTION (BLIP) FACILITY RASTER SCANNING SYSTEM FIRST YEAR OPERATION WITH BEAM,» *IBIC2016*, pp. 105-107, MOPG28, 2016.
- [29] V. Maurizio, «Linear accelerators,» *CERN*, pp. 225-249, DOI: 10.5170/CERN-2014-009.295, 2013.
- [30] M. Vretenar, Écrivain, *The radio-frequency quadrupole*. [Performance]. CERN, 2013.
- [31] M. Vretenar, A. Mamaras, G. Bisoffi et P. Foka, «Production of radioisotopes for cancer imaging and treatment with compact linear accelerators,» *IPAC22, IOP Publishing*, pp. DOI: 10.1088/1742-6596/2420/1/012104, 2022.
- [32] M. Vretenar, «Linear accelerators,» *CERN-CAS*, pp. 225-249, DOI: 10.5170/CERN-2013-001.225, 2013.
- [33] B.-H. Choi, «HIGH POWER PROTON ACCELERATOR IN KOREA,» *APAC*, pp. 315-319, WEZMA03, 2007.
- [34] D. Raparia, G. Atoian, D. Gassner, D. Goldberg, D. O. Gould, T. Lehn, V. Lodestro, I. Marneris, M. Mapes, S. Polizzo, J. Ritter, A. Zaltsman et A. Zelenski, «UPGRADES FOR SUBSYSREMS OF 200 MeV H- LINAC AT BNL,» *IPAC2019*, pp. 1152-1154, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPTS114, 2019.
- [35] K. F. Johnson, H. Alvestad, W. Barkley, D. Barlow, D. Barr, G. Bennett, L. Bitteker Jr et E. Bjorkland, «COMMISSIONING AND INITIAL OPERATION OF THE ISOTOPE PRODUCTION FACILITY AT THE LOS ALAMOS NEUTRON SCIENCE CENTER (LANSCE),» *EPAC 2004*, pp. 2816-2818, 2004.
- [36] B. L. Zhuikov, V. M. Kokhanyuk et N. A. Konyakhin, «Target irradiation facility and targetry development at 160 MeV proton beam of Moscow linac,» *Nuclear instrument & methods in physics reasearch*, vol. A, pp. 173-179, DOI: 10.1016/S0168-9002(99)00672-5, 1999.
- [37] T. J. Ruth, *World View of Radioisotope Production*, Vancouver, Canada: TRIUMF, 2008.
- [38] F. Hinterberger, «Electrostatic accelerators,» *CAS - CERN Accelerator School : small accelerators*, pp. 95-112, DOI: 10.5170/CERN-2006-012.95, 2006.
- [39] P. Beasley, O. Heid et T. Hughes, «A NEW LIFE FOR HIGH VOLTAGE ELECTROSTATIC ACCELERATORS,» *IPAC10*, pp. 711, MOPD018, 2010.

- [40] D. S. Sheehy, «FFAG Accelerators, CERN Introductory Accelerator School,» CAS, Prague, 2014.
- [41] D. Bruton, R. Barlow, T. Edgecock, R. Seviour et C. Jonhstone, «A Compact And High Current FFAG For The Production Of Radioisotopes For Medical Application,» *IPAC2016*, pp. 1957-1959, TUPOY023, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2016-TUPOY023, 2016.
- [42] S. L. Smith, «EMMA, THE WORLD'S FIRST NON-SCALING FFAG ACCELERATOR,» *PAC09*, pp. 1947, WE4PBI01, DOI: 10.1016/j.nima.2010.08.109, 2009.
- [43] IAEA, «Cyclotrons used for Radionuclide Production DataBase,» [En ligne]. Available: [https://nucleus.iaea.org/sites/accelerators/Pages/Cyclotron.aspx#InplviewHashd5afe566-18ad-4ac0-8aeb-ccf833dbc282=Paged%3DTRUE-PagedPrev%3DTRUE-p\\_Country%3DFrance-p\\_ID%3D317-SortField%3DCountry-SortDir%3DAsc-PageFirstRow%3D301-](https://nucleus.iaea.org/sites/accelerators/Pages/Cyclotron.aspx#InplviewHashd5afe566-18ad-4ac0-8aeb-ccf833dbc282=Paged%3DTRUE-PagedPrev%3DTRUE-p_Country%3DFrance-p_ID%3D317-SortField%3DCountry-SortDir%3DAsc-PageFirstRow%3D301-) [Accès le 27 07 2023].
- [44] W. Kleeven, S. Lucas, S. Zaremba, W. Beeckman, D. Vandeplassche, M. abs, P. Verbruggen et Y. Jongen, «THE SELF-EXTRACTING CYCLOTRON,» *Cyclotron and their applications*, pp. 69-73, DOI: 10.1063/1.1435200, 2001.
- [45] J. Esposito, D. Bettoni, A. Boschi, M. Calderolla, S. Cisternino, G. Fiorentini, G. Keppel, P. Martini, M. Maggiore, L. Mou, M. Pasquali, L. Pranovi, G. Pupillo, C. R. Alvarez, L. Sarchiapone, G. Sciacca, H. Skliarova, P. Favaron, A. Lombardi, P. Antonini et A. Duatti, «LARAMED: A Laboratory for Radioisotopes of Medical Interest,» *Molecules*, vol. 24, pp. 1-14, DOI:10.3390/molecules240110020, 2019.
- [46] P. V. Grundler, R. Eichler, Z. Talip, P. Schubiger, R. Schibli et N. van der Meulen, «The Metamorphosis of Radionuclide Production and Development at Paul Scherrer Institute,» *Radiochemistry*, pp. 1, DOI: 10.2533/chimia.2020.1, 2020.
- [47] D. Habs et U. Köster, «Production of medical radioisotopes with high specific activity in photonuclear reactions with  $\gamma$ -beams of high intensity and large brilliance,» *Applied Physics B*, pp. 501-509, DOI: 10.1007/s00340-010-4278-1, 2011.
- [48] «États-Unis: achèvement d'une usine de production de molybdène 99 destiné au diagnostic du cancer,» *Forum Nucléaire Suisse*, 2022.
- [49] S. Howard et Valeriia N. Starovoitova, «Target optimization for the photonuclear production of radioisotopes,» *Applied Radiation and Isotopes*, pp. 162-167, DOI: 10.1016/j.apradiso.2014.12.003, 2015.
- [50] V. N. Starovoitova, L. Tchelidze et D. P. Wells, «Production of medical radioisotopes with linear accelerators,» *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 85, pp. 39-44, DOI: 10.1016/j.apradiso.2013.11.122, 2014.
- [51] Wan-ting Pan, Hao-yang Lan, Zhi-guo Ma, Zhi-chao Zhu et Wen Luo, «Photo-excitation production of medically interesting isomers using high-intensity  $\gamma$ -ray

- source,» *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 168, pp. 1-7, DOI: 10.1016/j.apradiso.2020.109534, 2021.
- [52] Hao-Yang Lan, Di Wu, Jia-Xin Liu, Jian-Yao Zhang, Huan-Gang Lu, Jian-Feng Lv, Xue-Zhi Wu, Wen Luo et Xue-Qing Yan, «Photonuclear production of nuclear isomers using bremsstrahlung induced by laser-wakefield electrons,» *SPRINGER*, vol. 74, pp. 1, DOI: 10.1007/s41365-023-01219-x, 2023.
- [53] A. Nguyen, K. Umiastovski, J. Pottier, F. Capdevila et J. Nicolai, «RHODOTRON FIRST OPERATIONS,» *CERN*, vol. <https://cds.cern.ch/record/964127>, pp. 1840-1841, 1990.
- [54] L. M. Romao, M. Abs, J.-C. Amelia, W. Beeckman, J. L. Delvaux, Y. Jongen, W. Kleeven, Y. Paradis, D. Vandeplassche et S. Zaremba, «Iba C70 Cyclotron Development,» *CYCLOTRONS 07*, 2007.
- [55] C. Hérault et A. Le Penneç, «Exposition « Sous le faisceau d'Arronax »,» 2021. [En ligne]. Available: <https://www.aronax-nantes.fr/formation/thematique/exposition-sous-le-faisceau-darronax/>. [Accès le 25 08 2023].
- [56] F. Haddad, L. Ferrer, A. Guertin, T. Carlier, N. Michel, J. Barbet et J.-F. Chatal, «ARRONAX, a high-energy and high-intensity cyclotron,» *PubMed*, pp. 215-218, DOI: 10.2174/1874471011104030186, 2008.
- [57] ARRONAX, «[www.aronax-nantes.fr](http://www.aronax-nantes.fr),» [En ligne]. Available: <https://www.aronax-nantes.fr/production-des-radionucleides/thematique/isotopes/>. [Accès le 08 04 2023].
- [58] T. Sounalet, C. Alliot, N. Audouin, N. Bozovic, F. Brelet, R. Dureau, A. Guertin, F. Haddad, K. Kamalakannan, E. Nigron et M. Tarinas, «Manufacture of Tl targets by electrodeposition for the study of excitation functions of  $^{203}\text{Pb}$ ,» *EPJWeb*, pp. 1-4, DOI: 10.1051/epjconf/202328509001, 2023.
- [59] M. Sitarz, E. Nigron, A. Guertin, F. Haddad et J. Jastrzębski, *Production of medically interesting  $^{97}\text{Ru}$  via  $\text{natMo}(\alpha,x)$  above 40 MeV at ARRONAX*, 15th Varena Conference, 2018.
- [60] C. Alliot, N. Audouin, A. Bonraisin, V. Bossé, J. Laizé, C. Bourdeau, B. Mokili, N. Michel et F. Haddad, « $^{82}\text{Sr}$  purification procedure using Chelex-100 resin,» *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 74, pp. 56-60, DOI: 10.1016/j.apradiso.2012.10.020, 2013.
- [61] R. R. Kinsey, «The NUDAT/PCNUDAT Program for Nuclear Data, Data extracted from the NUDAT database, version 3.0,» *9th International Symposium of Capture-Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, 1996.
- [62] F. Kondev, M. Wang, W. Huang, S. Naimi et G. Audi, «The NUBASE2020 evaluation of nuclear physics properties,» *Chinese Physics C*, vol. 45, pp. 1-180, DOI: 10.1088/1674-1137/abddae, 2021.

- [63] F. Guérard, C. Maingueneau, L. Liu, R. Eychenne, J.-F. Gestin, G. Montavon et N. Galland, «Advances in the Chemistry of Astatine and Implications for the Development of Radiopharmaceuticals,» *ACS Publications*, vol. 54, pp. 3246-3275, DOI: 10.1021/acs.accounts.1c00327, 2021.
- [64] C. Alliot, N. Michel, A.-C. Bonraisin, V. Bossé, J. Laizé, C. Bourdeau, B. M. Mokili et F. Haddad, «One step purification process for no-carrier-added  $^{64}\text{Cu}$  produced using enriched nickel target,» *Radiochimica Acta*, vol. 99, pp. 627-630, DOI: 10.1524/ract.2011.1821, 2011.
- [65] E. Nigrón, A. Guertin, F. Haddad et T. Sounalet, «Is  $^{70}\text{Zn}(d,x)^{67}\text{Cu}$  the Best Way to Produce  $^{67}\text{Cu}$  for Medical Applications?,» *frontiers in Medicine*, vol. 8, pp. , DOI: 10.3389/fmed.2021.674617, 2021.
- [66] M. Sitarz, K. Szkliniarz, J. Jastrzębski, J. Choiński, A. Guertin, F. Haddad, . A. Jakubowski, K. Kapinos, M. Kisieliński, A. Majkowska, E. Nigrón, M. Rostampour, A. Stolarz, A. Trzcińska, R. Walczak, J. Wojtkowska, W. Zipper et A. Bilewicz, «Production of Sc medical radioisotopes with proton and deuteron beams,» *Applied Radiation and Isotopes*, pp. 104-112, DOI: 10.1016/j.apradiso.2018.09.025, 2018.
- [67] W. Yizheng, F. HADDAD, T. SOUNALET et N. MICHEL, *Développement et optimisation d'une cible de gadolinium enrichi en nombre isotopique spécifique pour la mesure de sections efficaces de production de terbium radioactif à visée médicale*, JRJC, tel-04047001, 2021.
- [68] E. Nigrón, A. Guertin, F. Haddad, L. Granger, M. Rayer et A. Rintaud, «Can we reach suitable  $^{161}\text{Tb}$  purity for medical applications using the  $^{160}\text{Gd}(d,n)$  reaction?,» *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 200, pp. 1-8, DOI: 10.1016/j.apradiso.2023.110927, 2023.
- [69] T. Sounalet, *Élaboration et optimisation de cibles dédiées à la production de radio-isotopes innovants pour la recherche médicale (Cu-67, Ge-68/Ga-68) au cyclotron ARRONAX*, St Herblain: HAL, ID: tel-011382, 2015.
- [70] C. Thiebaut, L. Bernardi, F. Gastaldi, Y. Geerebaert, R. Guillaumat, F. Magniette, P. Manigot, M. Verderi, E. Delagnes, F. Gebreyohannes, O. Gevin, F. Haddad, C. Koumeir, F. Poirier et N. Servagent, «FIRST RESULTS OF PEPITES A NEW TRANSPARENT PROFILER BASED ON SECONDARY ELECTRON EMISSION FOR CHARGED PARTICLE BEAMS,» *IBIC2022*, pp. 80-83, DOI: 10.18429/JACoW-IBIC2022-MOP21, 2022.
- [71] S. Curtoni, M.-L. Gallin-Martel, S. Marcatili, L. Abbassi, A. Bes, G. Bosson, J. Collot, T. Crozes, D. Dauvergne, W. De Nolf, P. Eveaere et L. Gallin-Martel, «Performance of CVD diamond detectors for single ion beam-tagging applications in hadrontherapy monitoring,» *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, pp. 1-10, DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165757>, 2021.

- [72] CNES, «DORN, l'instrument Français de la mission change 6,» 18 12 2019. [En ligne]. Available: <https://sciences-techniques.cnes.fr/fr/dorn-linstrument-francais-de-la-mission-change-6>. [Accès le 06 09 2023].
- [73] Y. Thomas, ARRONAX Le Cyclotron, Coiffard, ISBN-10: 2919339389, ISBN-13: 978-2919339389, 2016.
- [74] F. Poirier, S. Girault, S. Auduc, F. Gomez, C. Huet, E. Mace et L. Lamouric, «C70 ARRONAX IN THE HANDS-ON PHASE,» *IPAC2012*, pp. 418-420, ISBN 978-3-95450-115-1, 2012.
- [75] W. Kleeven et S. Zarembo, «Définition de l'énergie des faisceaux extraits dans le cyclotron C70,» *Note interne à IBA*, 2009.
- [76] F. Poirier, T. Durand, C. Koumeir, J. Christophe, S. M. B. Abdillah, D. Nicola, H. Guler, A. T., E. Bouquerel et C. Maazouzi, «Beam Instrumentation, Challenging Tools For Demanding Projects : a Snapshot From The French Assigned Network,» *JaCoW HIAT2022*, pp. 57-62, TU3I2, DOI: 10.18429/JACoW-HIAT2022-TU3I2, ISBN: 978-3-95450-240-0, 2022.
- [77] F. Haddad, J. Barbet et J.-F. Chatal, «The ARRONAX project,» *PubMed*, pp. 1377–1387, DOI:10.2174/1874471011104030186, 2011.
- [78] F. Poirier, F. Bulteau-harel, J. Etienne, S. Girault, X. Goiziou, F. Gomez, A. Herbert, C. Huet, L. Lamouric, E. Mace, D. Poyac, H. Trichet et S. Girault, «Présentation : "Studies and Upgrades on the cyclotron C70 ARRONAX",» *cyclotrons 2016*, 2016, TUD02.
- [79] C. Bieth, J.-I. Delvaux, F. Varenne, M. Duval, M. P. Bourgarel et J. Fermé, «Studies and Design of a Dual Beam Axial Injection System Using H- Cusp Source and ECR Ion Source for He for IBA C70 Cyclotron,» *High Energy Physics And Nuclear Physics*, 2007.
- [80] W. Kleeven, M. Abs, W. Beeckman, J. L. Delvaux, Y. Jongen, L. Medeiros-Romao, D. Vandeplassche et S. Zarembo, «Injection And Central Region Design For The IBA C70,» *CYCLOTRONS 07*, pp. 66-68, 2007.
- [81] S. Zarembo, W. Beeckman, J. L. Delvaux, Y. Jongen, W. Kleeven, L. Medeiros-Romao et D. Vandeplassche, «Magnetic Field Design And Calculation For The IBA C70 Cyclotron,» *CYCLOTRONS 07*, pp. 75-77, 2007.
- [82] D. Vandeplassche, W. Beeckman, W. Kleeven, S. Zarembo, J. L. Delvaux, L. Medeiros-Romao, J. C. Amélia, Y. Jongen et J. Fermé, «Extraction Simulations For The IBA C70 Cyclotron,» *CYCLOTRONS 07*, pp. 63-65, 2007.
- [83] PANTECHNIK, «[www.pantechnik.com](http://www.pantechnik.com),» Mars 2013. [En ligne]. Available: <https://www.pantechnik.com/wp-content/uploads/2020/07/Supernanogan.pdf>. [Accès le 06 Novembre 2024].

- [84] F. Poirier, «The Pulsing Chopper-Based System of the Arronax C70XP Cyclotron,» *JaCoW - IPAC19*, pp. 1948-1950, TUPTS008, DOI:10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPTS008, ISBN: 978-3-95450-208-0, 2019.
- [85] T. Durand, «Installation et utilisation d'un émittance-mètre au sein de la ligne d'injection du cyclotron C70XP d'ARRONAX,» chez *Journée Accélérateur de la SFP*, Roscoff, 2021.
- [86] S. Chel, «Thèse : Étude de l'injection axiale d'un faisceau d'ions lourds dans un cyclotron compact,» HAL, HAL Id: tel-01697617, Caen, 1988.
- [87] W. Beeckman, J.-C. Amelia, J.-L. Delvaux, W. Kleeven, L. Medeiros-Romao, D. Vandeplassche et S. Zaremba, «MACHINING AND ASSEMBLY OF THE IBA C70 CYCLOTRON MAGNET,» *CYCLOTRONS 07*, 2007.
- [88] W. Kleeven, «PART II : Cyclotrons for radioisotope production,» chez *JUAS*, Archamps, 2015.
- [89] F. McDaniel, «2006 PART II: Cyclotrons for radioisotope production, MID 42329,» 2006. [En ligne]. Available: <https://slideplayer.com/slide/5684372/>. [Accès le 11 07 2023].
- [90] R. Gardner, «Cyclone 70 IBA Radiopharma's high energy, high current cyclotron.,» 2007. [En ligne]. Available: <https://slideplayer.com/slide/10173767/>. [Accès le 11 07 2023].
- [91] S. Korenev, R. Dishman, A. Yerba, N. Mesheriakov, I. Smirnov et I. Pavlovsky, «The Use Of Graphene As Stripper Foils In Siemens Eclipse Cyclotrons,» *CYCLOTRONS 16*, pp. 181, ISBN 978-3-95450-167-0 TUP08, 2016.
- [92] B. Jones, D. Adams, S. Jago, H. Smith et C. Warsop, «Injection Upgrade On The ISIS Synchrotron,» *IPAC'10*, p. MOPEC074, 2010.
- [93] MICROMATTER Technologies Inc., «Foils For Beam Stripping,» [En ligne]. Available: <https://www.micromatter.com/FoilsforBeamStripping.aspx>. [Accès le 17 07 2023].
- [94] A. Sengar, Development of beam diagnostics and studies of transverse beam dynamics towards high-intensity operations in the beamlines of the C70XP cyclotron at ARRONAX, Nantes: Université de Nantes, 2021.
- [95] R. TOSHIMA, H. MIYAMARU, J. ASAHARA, T. MURASAWA et A. TAKAHASHI, «Ion-induced Luminescence of Alumina with Time-resolved Spectroscopy,» *Journal of NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY*, pp. 15 - 18, DOI: 10.3327/jnst.39.15, 2002.
- [96] F. Poirier, S. Girault, S. Auduc, C. Huet, E. Mace, J.-L. Delvaux et F. Haddad, «The C70 Arronax And Beam Lines Status,» *JaCoW IPAC2011*, pp. 2661-2663, hal-01378849, 2011.



- [97] H. J. Hilke et W. Riegler, «Chapter 4, Gaseous Detector,» *Springer Link*, pp. 91-136, DOI: 10.1007/978-3-030-35318-6\_4, 2020.
- [98] L. Mausner, R. Michnoff, C. Cullen et D. Raparia, «The new BLIP Raster system and associated target modifications,» *Workshop on Targetry and Target Chemistry*, pp. 1-5, BNL-112216-2016-CP, DOI: 10.1063/1.4983545, 2016.
- [99] A. Joly, «Optimisation de la ligne AX5 pour des études Radiobiologiques,» Université de Nantes, Nantes, 2014.
- [100] J. Buon, «Beam Phase Space And Emittance,» *LAL/RT 90-15*, pp. 89-116, DOI: 10.5170/CERN-1994-001.89, 1990.
- [101] W. Joho, «Representation Of Beam Ellipses For Transport Calculations,» *PSI-Report*, pp. 1. TM-11-14, 2011.
- [102] K. Floettmann, «Some basic features of the beam emittance,» *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, pp. 1-7, DOI:10.1103/PhysRevSTAB.6.034202, 2003.
- [103] F. Zimmermann et M. G. Minty, «Measurement and control of charged particle beams,» *Springer Verlag*, pp. 99. DOI:10.1007/978-3-662-08581-3, 2003.
- [104] K. L. Brown, «A First- and Second-Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers,» *SLAC Report-75*, pp. 1, UC-28, Rev. 4, Juin 1982.
- [105] PANTECHNIK, Sources d'ion (Cours), 2023.
- [106] Pantechnik, Basics of ECR ion sources (cours), 2023.
- [107] T. Thuillier, «ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE ION SOURCES - I,» CAS, 2012.
- [108] D. Attia, «Piégeage d'ions très chargés pour la mesure de durée de vie d'états métastables,» *HAL*, pp. 1-182, ID HAL: tel-00194354, 2007.
- [109] S. Gammino, «Production of High-Intensity, Highly Charged Ions,» *CAS - CERN Accelerator School : Ion Source*, pp. 123-164, DOI: 10.5170/CERN-2013-007.123, 2012.
- [110] PANTECHNIK. [En ligne]. Available: <https://www.pantechnik.com..> [Accès le 08 11 2022].
- [111] K. Jayamanna, F. Ames, I. Bylinskii, M. Lovera et B. Minato, «A 60 mA DC H<sup>-</sup> multi cusp ion source developed at TRIUMF,» *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research*, vol. 895, pp. 150-157, DOI:10.1016/j.nima.2018.03.073, 2018.
- [112] A. George, T. Kalvas, S. Melanson, M. Dehnel et N. G. R. Broderick, «H<sup>-</sup> beam emittance analysis in a multicusp ion source,» *International Conference on Ion Source - ICIS2021*, pp. 1-5, DOI: 10.1088/1742-6596/2244/1/012038, 2022.

- [113] Y. Haba, K. Nagaoka, K. Tsumori, M. Kasaki, H. Nakano, K. Ikeda et M. Osakabe, «Characterisation of negative ion beam focusing based on phase space structure,» *New Journal of Physics*, pp. 1, vol°22, n°023017, DOI: 10.1088/1367-2630/ab6d41, 2020.
- [114] M. Kasaki, K. Nagaoka, J. Slief, Y. Haba, R. Nakamoto, K. Tsumori, H. Nakano, K. Ikeda et M. Osakabe, «Nonuniform plasma meniscus modelling based on backward calculation of negative ion beamlet,» *Fusion*, pp. 1 - 8, DOI: 10.1088/1741-4326/ac8604, 2022.
- [115] F. Poirier, F. Bulteau-harel, C. Koumeir, C. Lassalle, H. Trichet et T. Durand, «INVESTIGATION ON THE INJECTION OF THE ARRONAX CYCLOTRON 70XP,» *JACoW Publishing - IPAC2021*, pp. 874-876, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB276, 2021.
- [116] M. Craddock, «AG FOCUSING IN THE THOMAS CYCLOTRON OF 1938,» *PAC09*, pp. A12, Numéro de rapport: PAC09-FR5REP113, Mai 2009.
- [117] S. Zarembo et W. Kleeven, «Cyclotrons: Magnetic Design and Beam Dynamics,» *CERN Yellow Report CERN-2017-004-SP*, pp. 177-239, DOI:10.23730/CYRSP-2017-001.177, 2017.
- [118] W. Chou, J. Lackey, Z. Tang, P. Yoon et M. Kostin, «Some Physics Issues Of Carbon Stripping Foils,» *PAC07*, pp. 1679-1681, TUPAS013, 2007.
- [119] P. K. Saha, M. Yoshimoto, Y. Yamazaki, H. Hotchi, H. Harada, K. Okabe, M. Kinsho et Y. Irie, «Measurement of 181 MeV H<sup>-</sup> ions stripping cross sections by carbon stripper foil,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 776, pp. 87 -93, DOI:10.1016/j.nima.2014.12.068, 2015.
- [120] J. Kim, S. Hong, J. Kim, Y. Choi et Y. Kim, «Investigation Of Cyclotron Carbon Foil Lifetime In Relation To Its Thickness,» *CYCLOTRONS 13*, pp. 227-229, TUPSH005, OSTI ID: 22243452, 2013.
- [121] M. Ferrario, M. Migliorati et L. Palumbo, «Space Charge Effects,» *CAS*, pp. 331-356, DOI: 10.5170/CERN-2014-009.331, 2013.
- [122] T. Yoshimoto, K. Fukushima, S. M. Lidia, P. Ostroumov, E. Pozdeyev et H. Ren, «ION BEAM STUDIES IN THE FRIB FRONT END,» *9th International Particle Accelerator Conference, IPAC2018*, vol. 04 Hadron Accelerator , pp. 1094-1096, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2018-TUPAL040, 2018.
- [123] D. A. Edwards et M. J. Syphers, *An Introduction To The Physics Of High Energy Accelerators*, Wiley, 2017.
- [124] D. P. Moehs, P. Jens et J. Sherman, «Negative Hydrogen Ion Sources for Accelerators,» *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, pp. 1786-1798, DOI: 10.1109/TPS.2005.860067, 2005.

- [125] S. X. Peng, A. L. Zhang, H. T. Ren, T. Zhang, J. F. Zhang, Y. Xu, J. M. Wen, W. B. Wu, Z. Y. Guo et J. E. Chen, «STUDY ON SPACE CHARGE COMPENSATION OF LOW ENERGY HIGH INTENSITY ION BEAM IN PEKING UNIVERSITY,» *HB2016*, pp. 453-457, WEPM6Y01, DOI: 10.18429/JACoW-HB2016-WEPM6Y01, 2016.
- [126] «REVIEW OF PARTICLE PHYSICS,» *Particle Data Group*, pp. 328, DOI: 10.1103/PhysRevD.86.010001, 2012.
- [127] T. Roberts, «G4beamline Users Guide,» *Muons, Inc.*, vol. 3.08, 2022.
- [128] Ashland, *GAFCHROMIC (TM) DOSIMETRY MEDIA, TYPE HD-V2, documentation technique*.
- [129] «EPICS control,» [En ligne]. Available: <https://epics-controls.org/>. [Accès le 10 Juillet 2023].
- [130] Ansys, «[www.ansys.com](http://www.ansys.com),» [En ligne]. Available: <https://www.ansys.com/fr-fr>. [Accès le 11 07 2024].
- [131] F. Poirier, S. Girault, F. Bulteau Harel, J. Etienne, X. Goiziou, F. Gomez, A. Herbert, L. Lamouric, D. Poyac, H. Trichet, C. Huet et E. Mace, «Studies And Upgrade On The C70 Cyclotron ARRONAX,» *CYCLOTRONS 16*, pp. 235-237, TUD02, 2016.
- [132] Q. Mouchard, N. Servagent, C. Koumeir, G. Blain, A. Bongrand, S. Chiavassa, S. Deffet, G. Delpon, M. Evin et A. Guertin, «Upgrade of the flash beam monitoring system at ARRONAX cyclotron,» *HAL*, pp. 1, DOI: hal-03885576, 2022.
- [133] N. Servagent, C. Koumeir, G. Blain, A. Bongrand, S. Chiavassa, S. Deffet, G. Delpon, A. Guertin, S. Lucas, V. Metivier, Q. Mouchard, F. Poirier, V. Potiron, L. Schoenauen, E. Sterpin, D. Villoing, R. Labarbe, S. Rossomme et F. Haddad, «FLASH Modalities Track (Oral Presentations) PROTON BEAM FLASH ONLINE MONITORING AT ARRONAX CYCLOTRON,» *Physica Medica: European Journal of Medical Physics*, vol. 94, n°10078, pp. 1, DOI: 10.1016/S1120-1797(22)01529-0, 2022.
- [134] D. Villoing, C. Koumeir, A. Bongrand, A. Guertin, F. Haddad, V. Métivier, F. Poirier, V. Potiron, N. Servagent, S. Supiot, G. Delpon et S. Chiavassa, «Technical note: Proton beam dosimetry at ultra-high doserates (FLASH): Evaluation of GAFchromic™(EBT3,EBT-XD) and OrthoChromic (OC-1) film performances,» *Medical Physics*, pp. 2732-2745, DOI: 10.1002/mp.15526, 2022.
- [135] A. Kozubal, D. Kerstiens, J. Hill et L. Dalesio, «RUN-TIME ENVIRONMENT AND APPLICATION TOOLS FOR THE GROUND TEST ACCELERATOR CONTROL SYSTEM,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. A293, pp. 288-291, DOI: 10.1016/0168-9002(90)91446-I, 1990.
- [136] S. Agotinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrant, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracsek, G.

- Cooperman et D. Zschiesche, «Geant4 - a simulation toolkit,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, pp. 250-303, DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8, ISSN 0168-9002, 2003.
- [137] R. Brun et F. Rademakers, «ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework,» *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997)*, pp. 81-86, DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X, 1997.
- [138] PCE American Inc., *PCE-MFM 3500 AC/DC Gaussmeter : Manuel d'utilisation*, PCE, 2022.
- [139] N. Clement, Mesure de champs magnétique autour du cyclotron C70XP et simulation de l'influence du champ sur un défecteur électrostatique., ARRONAX, 2022.
- [140] E. Bouquerel et C. Maazouzi, «IPHC Emittance-meters: Design and Development,» *JINST*, pp. 1-12, DOI:10.1088/1748-0221/16/06/T06009, 2021.
- [141] F. Osswald, «Le projet EmitM,» 04 Octobre 2021. [En ligne]. Available: [https://indico.ijclab.in2p3.fr/event/6256/contributions/19966/attachments/17239/22592/EmitM\\_Osswald\\_Diffusion.pdf](https://indico.ijclab.in2p3.fr/event/6256/contributions/19966/attachments/17239/22592/EmitM_Osswald_Diffusion.pdf). [Accès le 06 Novembre 2024].
- [142] F. Poirier, R. Bellamy, F. Bulteau-Harel, C. Castel, X. Goiziou, C. Koumeir, L. Perrigaud, R. Lelievre, G. Mechin, J. Poudevigne, H. Trichet, S. Wurth, A. Dinkov, T. Adam, P. G. Graehling, M. Heine, C. Maazouzi, F. R. Osswald, E. K. Traykov, T. Durand et F. Haddad, «INSTALLATION, USE AND FOLLOW-UP OF AN EMITTANCE-METER AT THE ARRONAX CYCLOTRON 70XP,» *JACoW, IPAC2021*, pp. 877 - 880, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB277, 2021.
- [143] F. Osswald, T. Durand, M. Heine, J. Michaud, F. Poirier, J. C. Thomas et E. Traykov, «Transverse emittance measurement in 2D and 4D performed on a Low Energy Beam Transport line: benchmarking and data analysis,» *HAL*, pp. 1-19, DOI: 10.48550/arXiv.2211.04863, 2022.
- [144] F. Osswald, E. Traykov, T. Durand, M. Heine, J. Michaud et J. Thomas, «BEAM LOSS MONITORING THROUGH EMITTANCE GROWTH CONTROL AND FEEDBACK WITH DESIGN,» *JACoW*, pp. 1510-1513, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC-23-TUPA082, 2023.
- [145] J. C. Wong, S. M. Lund et T. Maruta, «High Resolution Phase Space Measurements With Allison-Type Emittance Scanners,» *Phys. Rev. Accel. Beams*, n°122, pp. 1-17, DOI:10.1103/PhysRevAccelBeams.22.072801, 2019.
- [146] F. Gerardin, «Etude de la compensation de charge d'espace dans les lignes basse énergie des accélérateurs d'ions légers de haute intensité,» *HAL*, pp. 1-294, HAL Id: tel-01818883, 2018.
- [147] H. R. Kremers, J. Beijers et S. Brandenburg, «A pepper-pot emittance meter for low-energy heavy-ion beams,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, pp. 1-15, DOI:10.1063/1.4793375, 2013.

- [148] A. Dumancic, «Conception et réalisation d'un émittancemètre 4D,» *HAL*, pp. 1-184, HAL Id: tel-02506617, NNT : 2019SACLS315, 2019.
- [149] S. Wenzhong, W. Bin et M. Zelang, «Confidence Analysis of Standard Deviation Ellipse and Its Extension into Higher Dimensional Euclidean Space,» *Plos One*, pp. 1-17, DOI: 10.1371/journal.pone.0118537, 2015.
- [150] N. Senin, S. Catalucci, M. Moretti et R. K. Leach, «Statistical point cloud model to investigate measurement uncertainty in coordinate metrology,» *Precision Engineering*, pp. 44-62, n°70, DOI: 10.1016/j.precisioneng.2021.01.008, 2021.
- [151] J. Tukey, *Exploratory Data Analysis*, Boston: Pearson, 1977.
- [152] F. Osswald, T. Adam, P. Graehling, M. Heine et C. Maazouzi, «Transverse Phase Space Scanner Development At IPHC,» *JACoW*, pp. 293 - 296, IBIC2019, DOI:10.18429/JACoW-IBIC2019-TUPP007, 2019.
- [153] V. Toivanen, C. Barué, C. Feierstein, P. Jardin, F. Lemagnen, L. Maunoury, F. Noury et P. Rousseau, «Upgrade of the GTS Electron Cyclotron Resonance Ion Source at GANIL,» *AIP Conference Proceedings*, pp. 1-3, DOI: 10.1063/1.5053282, 2011.
- [154] D. Uriot et N. Pichoff, «STATUS OF TRACEWIN CODE,» *IPAC2015*, pp. 92-94, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2015-MOPWA008, 2015.
- [155] F. Osswald, B. Cheymol, R. Ferdinand, C. Jamet, H. Lefort, D. Lunney, C. Maazouzi, L. Serani, B. Thomas, J. Thomas, T. Thuillier et O. Tuske, «Emittance-mètres à l'IN2P3 et à l'IRFU,» 2021.
- [156] FEMTO, «[www.femto.de](https://www.femto.de/),» [En ligne]. Available: <https://www.femto.de/en/>. [Accès le 07 Novembre 2024].
- [157] T. Vidmar, «EFFTRAN - A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated*, pp. 603-608, DOI: 10.1016/j.nima.2005.05.055, 2005.
- [158] T. Vidmar, «EFFTRAN—A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry,» *Nucl. Instrum. Methods*, vol. 550, pp. 603-608, DOI: 10.1016/j.nima.2005.05.055., 2005.
- [159] F. Poirer, F. Bulteau-harel, T. Durand, X. Goiziou, C. Koumeir, H. Trichet, A. Sengar, G. Blain, M. Fattahi, F. Haddad, J. Vandenborre, S. Chiavassa et G. Delpon, «The Injection and Chopper-Based System at Arronax C70XP Cyclotron,» *22nd Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications*, pp. 159 - 161, DOI: 10.18429/JACoW-Cyclotrons2019-TUP006, 2019.
- [160] F. Poirier et GAMO, «Communication interne : Etudes machine préliminaires avec Smith & Garren et scans,» ARRONAX, St Herblain, 2015.

- [161] K. Pearson, «Note on Regression and Inheritance in the Case of Two Parents,» *University College*, p. 240, 1895.
- [162] C. E. Spearman, «The Proof And Measurement of Association between Two Things,» *JSTOR*, pp. 72-101, n°1, vol 15, DOI: 10.2307/1412159, 1904.
- [163] K. Brown, D. Carey, C. Iselin et F. Rothacker, «Transport, a Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems,» *Report CERN 73-16*, pp. 1-113, DOI: 10.5170/CERN-1973-016, 1973.
- [164] T. Durand, F. Poirier et F. Haddad, «THE C70XP INJECTION LINE TRANSVERSE DISTRIBUTION STUDY AND IMPACT,» *JACoW*, pp. 2277 - 2280, DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2023-TUPM037, 2023.
- [165] A. Fazlul Haque, «Proton-induced secondary electron emission from elemental solids over the energy domain 1 keV–1000 MeV,» *Results in physics*, pp. 1-9, DOI: 10.1016/j.rinp.2019.102519, 2019.
- [166] L. Yu, J. Zhao, Y. Sui et D. Zhu, «DESIGN AND APPLICATION OF DOUBLE-SLIT EMITTANCE METER FOR C-ADS PROTON BEAMS,» *IPAC2016*, pp. 164-166, DOI:10.18429/JACoW-IPAC2016-MOPMB034, 2016.
- [167] S. M'Garrech, «Etude de la mesure des émittances transverses d'un faisceau par la méthode des gradients. Application au cas d'une focalisation par solénoïde,» *HAL*, pp. 1-28, HAL Id: in2p3-00019973, 2002.
- [168] M. C. J. Z. M. a. C. J. Berger, «ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 2.01). [Online],» National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, Juillet 2017. [En ligne]. Available: <http://physics.nist.gov/Star>. [Accès le 14 Décembre 2023].
- [169] J. F. Ziegler, M. Ziegler et J. Biersack, «SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010),» *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, pp. 1818-1823, DOI: 10.1016/j.nimb.2010.02.091, June 2010.
- [170] CNRS, «CNRTL (Centre National de Ressources Textuelles et Lexicales),» 2005. [En ligne]. Available: <https://www.cnrtl.fr/>. [Accès le 2024].
- [171] J. G. Calvert, «Glossary of atmospheric chemistry terms,» *Pure & Applied Chemistry*, vol. 62, n° 111, pp. 2167-2219, DOI: 10.1351/pac199062112167, 1990.
- [172] M. B. Ewing, T. H. Lilley, O. G. M., M. T. Rätzsch et G. Somsen, «Standard quantities in chemical thermodynamics. Fugacities, activities and equilibrium constants for pure and mixed phases,» *Pure & Applied Chemistry*, vol. 66, n° 13, pp. 533-552, DOI: 10.1351/pac199466030533, 1994.

## Annexe 1. Technique des trois gradients

La mesure indirecte de l'émittance par la technique des trois gradients (variation du gradient de champ magnétique formé par un quadripôle) se réalise sur un dispositif permettant la mesure de la dimension transverse du faisceau telle qu'un profileur à fil [103] (Figure 1-1). La dimension transverse mesurée est exprimée en fonction de l'intensité du gradient du champ magnétique dans le quadripôle, soit en Tesla par mètre  $\left(\frac{dB}{dx}\right)$  et est divisée par la rigidité magnétique  $B\rho$  (1-1).

$$k^2 \text{ [m}^{-2}\text{]} = \frac{\left(\frac{dB}{dx}\right)}{B\rho} \text{ avec } B\rho = \frac{p}{q} = \frac{m\vec{V}}{ne} = 3,3356. p \text{ [GeV/c]} \quad 1-1$$

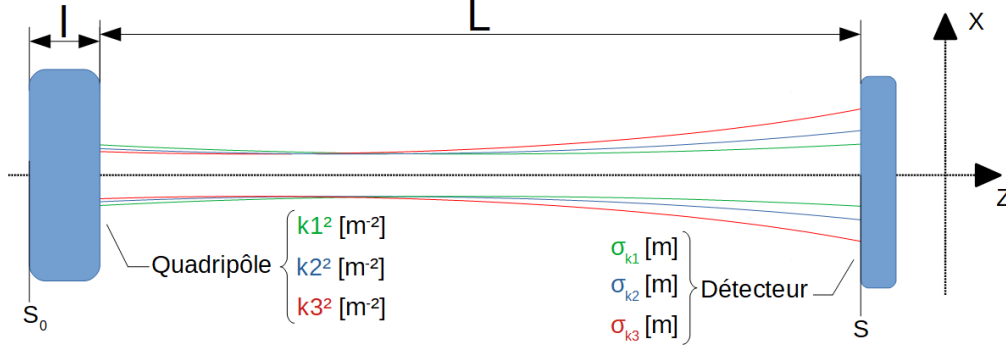


Figure 1-1 : schéma de la mesure d'émittance par variation du gradient de champ magnétique dans un quadripôle.

Pour calculer l'émittance du faisceau, il est nécessaire de propager le faisceau entre l'entrée du quadripôle et le dispositif de mesure par propagation matricielle (II.E.2, page 31), avec  $M$  la matrice de transfert (1-2). L'approximation de la lentille mince pour le quadripôle est prise avec un faisceau sans corrélation entre les plans. Les matrices faisceau sont donc écrites sans décorrélation entre les émittances transverses.

$$M(s) = M_{\text{glissement}}(L) \cdot M_{\text{quadripôle}}(kl) \quad 1-2$$

Le calcul général est décrit comme étant :

$$M = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad 1-3$$

$$\Sigma_{beam}^x = \begin{bmatrix} \Sigma_{11} & \Sigma_{12} \\ \Sigma_{21} & \Sigma_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Sigma_{11_0} & \Sigma_{12_0} \\ \Sigma_{21_0} & \Sigma_{22_0} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} \quad 1-4$$

$$\Sigma_{beam}^x = \begin{bmatrix} S_{11}(S_{11}\Sigma_{11_0} + \Sigma_{21_0}S_{12}) & S_{21}(S_{11}\Sigma_{11_0} + \Sigma_{21_0}S_{12}) \\ +S_{12}(S_{11}\Sigma_{12} + \Sigma_{22_0}S_{21}) & +S_{22}(S_{11}\Sigma_{12_0} + \Sigma_{22_0}S_{21}) \\ S_{11}(S_{21}\Sigma_{11_0} + S_{22}\Sigma_{21_0}) & S_{21}(S_{21}\Sigma_{11_0} + S_{22}\Sigma_{21_0}) \\ +S_{12}(S_{21}\Sigma_{12} + S_{22}\Sigma_{22_0}) & +S_{22}(S_{21}\Sigma_{12_0} + S_{22}\Sigma_{22_0}) \end{bmatrix} \quad 1-5$$

$$\Sigma_{11} = S_{11}(S_{11}\Sigma_{11_0} + \Sigma_{21_0}S_{12}) + S_{12}(S_{11}\Sigma_{12} + \Sigma_{22_0}S_{21}) \quad 1-6$$

L'application des matrices de transfert sur l'équation 1-4 et 1-6 donne 1-7 et 1-8.

$$\Sigma_{beam}^x = \begin{bmatrix} 1 + Lk^2l & L \\ k^2l & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Sigma_{11_0} & \Sigma_{12_0} \\ \Sigma_{21_0} & \Sigma_{22_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + Lk^2l & k^2l \\ L & 1 \end{bmatrix} \text{ avec } \Sigma_{21_0} = \Sigma_{12_0} \quad 1-7$$

$$\langle x^2 \rangle = (\Sigma_{11_0} + 2.L.\Sigma_{21_0} + L^2.\Sigma_{22_0}) + |k|l.(2.L.\Sigma_{11_0} + 2.L^2.\Sigma_{21_0}) + (|k|l)^2(L^2.\Sigma_{11_0}) \quad 1-8$$

Pour chaque mesure à une intensité «  $k^2$  » donnée,  $\langle x^2 \rangle$  est calculé. Un ajustement par une parabole d'équation  $f(K) = A(K - B)^2 + C$  avec  $K = |k^2|l$  sur les  $\langle x^2 \rangle$  calculés (minimum trois points) est réalisé.

$$f(K) = AK^2 - 2ABK + (C + AB^2) = \langle x^2 \rangle \quad 1-9$$

L'équation 1-8 par comparaison termes à termes à l'équation 1-9, donne les relations suivantes (1-10) :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = L^2.\Sigma_{11_0} \\ -2AB = 2.L.\Sigma_{11_0} + 2.L^2.\Sigma_{21_0} \\ C + AB^2 = \Sigma_{11_0} + 2.L.\Sigma_{21_0} + L^2.\Sigma_{22_0} \end{array} \right. \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Sigma_{11_0} = \frac{A}{L^2} \\ \Sigma_{21_0} = -\frac{A}{L^2}\left(B + \frac{1}{L}\right) \\ \Sigma_{22_0} = \frac{1}{L^2}\left[AB^2 + C\right] + 2AB\left(\frac{1}{L}\right) + A\left(\frac{1}{L^2}\right) \end{array} \right. \quad 1-10$$

Pour calculer l'émittance du faisceau, il faut calculer le déterminant de la matrice  $\Sigma_{beam}^x$  (1-11):

$$\Sigma_{beam}^x = \begin{bmatrix} \frac{A}{L^2} & -\frac{A}{L^2}\left(B + \frac{1}{L}\right) \\ -\frac{A}{L^2}\left(B + \frac{1}{L}\right) & \frac{1}{L^2}\left[AB^2 + C\right] + 2AB\left(\frac{1}{L}\right) + A\left(\frac{1}{L^2}\right) \end{bmatrix} \quad 1-11$$

$$\sqrt{\det \Sigma_{beam}^x} = \sqrt{\Sigma_{11_0}\Sigma_{22_0} - \Sigma_{21_0}^2} = \varepsilon_x \quad 1-12$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_x = \sqrt{AC}/L^2 \\ \alpha_{Tx_0} = -\Sigma_{21_0}/\varepsilon_x = \sqrt{A/C}\left(B + 1/L\right) \\ \beta_{Tx_0} = \Sigma_{11_0}/\varepsilon_x = \sqrt{A/C} \\ \gamma_{Tx_0} = \Sigma_{22_0}/\varepsilon_x = \sqrt{A/C}\left[(B^2 + C/A) + 2B/L + 1/L^2\right] \end{array} \right. \quad 1-13$$

Le calcul du déterminant de la matrice 1-11 donne accès à l'ensemble des paramètres de Courant-Snyder du faisceau en plus de son émittance à l'entrée du quadripôle, comme montré dans la série d'équations 1-13.



## Annexe 2. Étude de la possibilité de mesure de l'émittance par un collimateur fixe dans la ligne d'injection

Pour vérifier la faisabilité d'une mesure de l'émittance sur un collimateur fixe instrumenté, une variation de l'intensité dans un solénoïde source est réalisée en amont du collimateur via une simulation d'un faisceau dans une ligne de transport. La ligne de faisceau est modélisée par une série de matrices de transformation d'écrit ci-dessous (II.E.2).

### 2.A. La mesure dans nos conditions expérimentales

Dans nos conditions expérimentales, la mesure est effectuée sur un collimateur circulaire de plusieurs diamètres d'ouverture, installé au-dessus du groupeur. Entre la source et le collimateur, il y a dans l'ordre : la source, le premier solénoïde, un correcteur de trajectoire, un dipôle, trois quadripôles, un second correcteur de trajectoire, un solénoïde et le collimateur.

#### 2.A.I. Hypothèse

Pour faire la projection de l'émittance en sortie de source jusqu'au collimateur fixe de la ligne d'injection. Des hypothèses sont nécessaires d'être posées.

- Un faisceau rond sort de source avec la même définition des paramètres de Courant-Snyder et d'émittance en  $x$  et  $y$ .
- Le faisceau suit une distribution gaussienne.
- Un faisceau centré sur le centre géométrique du collimateur.
- Pas de perte faisceau entre la sortie de la source et le point de mesure durant la variation du solénoïde.
- Un impact négligeable de la part des correcteurs de trajectoire.
- Un impact négligeable du champ magnétique de la bobine principale du cyclotron.
- Le collimateur à un rayon d'ouverture  $R$  et un rayon externe plus grand que le faisceau donc peut être considéré comme infinis.

Le courant reçu par le collimateur en pourcent est :

$$I [\%] (R ; +\infty ; 0 ; 2\pi) = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{\Sigma_{33} \cdot \Sigma_{11}}} \int_R^{+\infty} \int_0^{2\pi} r e^{-\frac{r^2}{2} \left( \frac{\cos^2 \theta}{\Sigma_{11}} + \frac{\sin^2 \theta}{\Sigma_{33}} \right)} dr d\theta \quad 2-1$$

Avec  $\Sigma_{11}(\text{collimateur}) = \langle x^2 \rangle = \sigma_x^2$  et  $\Sigma_{33}(\text{collimateur}) = \langle y^2 \rangle = \sigma_y^2$ .

#### 2.A.II. Au point de mesure

Au point de mesure, l'émittance du faisceau est recherchée via la mesure du courant déposé sur le collimateur circulaire (2-1). Pour simplifier l'équation, l'expression  $\sigma_x^2 = \sigma_y^2$  est recherché afin de pouvoir intégrer le courant et avoir une solution analytique à ce problème.

$$\Sigma_{beam}(\text{collimateur}) = M_T(\text{source} - \text{collimateur}) \cdot \Sigma_{beam}(\text{source}) \cdot M_T^T(\text{source} - \text{collimateur})$$

$$\begin{aligned} M_T(\text{source} - \text{collimateur}) &= M_{glissement}(l_1) \cdot M_{sol}(k_1, l_2) \cdot M_{glissement}(l_3) \cdot M_{dipole}(B_y, \theta, \theta_1) \cdot \\ &M_{glissement}(l_4) \cdot M_{quad}(l_q, k) \cdot M_{glissement}(l_5) \cdot M_{quad}(l_q, k) \cdot M_{glissement}(l_6) \cdot \\ &M_{quad}(l_q, k) \cdot M_{glissement}(l_7) \cdot M_{sol}(k, l_8) \cdot M_{glissement}(l_9) \end{aligned}$$

Dans notre cas, le passage dans l'espace de Larmor n'est pas intéressant. Les quadripôles et le dipôle sont fixés selon le référentiel cartésien, ce qui fera apparaitre des corrélations entre le plan  $x$  et  $y$ .

Tous les termes au-delà du 1<sup>er</sup> solénoïde sont des constantes, donc la matrice  $V_i$  est posée pour les représenter.

$$V_i = \begin{bmatrix} V1 & V2 & V3 & V4 \\ V5 & V6 & V7 & V8 \\ V9 & V10 & V11 & V12 \\ V13 & V14 & V15 & V16 \end{bmatrix}$$

$$M_T(\text{source} - \text{collimateur}) = M_{\text{glissement}}(l_1) \cdot M_{\text{sol}}(k_1, l_2) \cdot \begin{bmatrix} V1 & V2 & V3 & V4 \\ V5 & V6 & V7 & V8 \\ V9 & V10 & V11 & V12 \\ V13 & V14 & V15 & V16 \end{bmatrix}$$

$$M_T(\text{source} - \text{collimateur}) = M_{\text{glissement}}(l_1) \cdot M_T(\text{solénoïde} - \text{collimateur})$$

En conséquence, pour simplifier l'expression de  $\Sigma_{11}$  et  $\Sigma_{33}$ , le faisceau à l'entrée du solénoïde est étudié :

$$\Sigma_{\text{beam}}(\text{collimateur}) = M_T(\text{solénoïde} - \text{collimateur}) \cdot \Sigma_{\text{beam}}(\text{solénoïde}) \cdot M_T^T(\text{solénoïde} - \text{collimateur})$$

$$\Sigma_{11}(\text{collimateur})$$

$$\begin{aligned} &= (\cos(KL)^2 \cdot V1 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V5 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V9 \\ &+ \sin(KL)^2/K \cdot V13) \cdot (\varepsilon \cdot \beta \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V1 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V5 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V9 + \sin(KL)^2/K \cdot V13) + (-\varepsilon \cdot \alpha) \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V2 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V6 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V10 + \sin(KL)^2/K \cdot V14)) \\ &+ (\cos(KL)^2 \cdot V2 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V6 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V10 \\ &+ \sin(KL)^2/K \cdot V14) \cdot ((-\varepsilon \cdot \alpha) \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V1 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V5 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V9 + \sin(KL)^2/K \cdot V13) + \varepsilon \cdot \gamma \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V2 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V6 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V10 + \sin(KL)^2/K \cdot V14)) \\ &+ (\cos(KL)^2 \cdot V3 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V7 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V11 \\ &+ \sin(KL)^2/K \cdot V15) \cdot (\varepsilon \cdot \beta \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V3 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V7 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V11 + \sin(KL)^2/K \cdot V15) + (-\varepsilon \cdot \alpha) \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V4 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V8 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V12 + \sin(KL)^2/K \cdot V16)) \\ &+ (\cos(KL)^2 \cdot V4 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V8 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V12 \\ &+ \sin(KL)^2/K \cdot V16) \cdot ((-\varepsilon \cdot \alpha) \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V3 + \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V7 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V11 + \sin(KL)^2/K \cdot V15) + \varepsilon \cdot \gamma \cdot (\cos(KL)^2 \cdot V4 \\ &+ \cos(KL) \cdot \sin(KL)/K \cdot V8 + \cos(KL) \cdot \sin(KL) \cdot V12 + \sin(KL)^2/K \cdot V16)) \end{aligned}$$

$\Sigma_{33}$  (collimateur)

$$\begin{aligned}
&= ((-\cos(KL). \sin(KL)). V1 + (-\sin(KL)^2/K). V5 + \cos(KL)^2. V9 \\
&+ \cos(KL). \sin(KL)/K. V13). (\varepsilon. \beta. ((-\cos(KL). \sin(KL)). V1 \\
&+ (-\sin(KL)^2/K). V5 + \cos(KL)^2. V9 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V13) \\
&+ (-\varepsilon. \alpha). ((-\cos(KL). \sin(KL)). V2 + (-\sin(KL)^2/K). V6 + \cos(KL)^2. V10 \\
&+ \cos(KL). \sin(KL)/K. V14)) + ((-\cos(KL). \sin(KL)). V2 + (-\sin(KL)^2/K). V6 \\
&+ \cos(KL)^2. V10 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V14). ((-\varepsilon. \alpha). ((-\cos(KL). \sin(KL)). V1 \\
&+ (-\sin(KL)^2/K). V5 + \cos(KL)^2. V9 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V13) \\
&+ \varepsilon. \gamma. ((-\cos(KL). \sin(KL)). V2 + (-\sin(KL)^2/K). V6 + \cos(KL)^2. V10 \\
&+ \cos(KL). \sin(KL)/K. V14)) + ((-\cos(KL). \sin(KL)). V3 + (-\sin(KL)^2/K). V7 \\
&+ \cos(KL)^2. V11 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V15). (\varepsilon. \beta. ((-\cos(KL). \sin(KL)). V3 \\
&+ (-\sin(KL)^2/K). V7 + \cos(KL)^2. V11 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V15) \\
&+ (-\varepsilon. \alpha). ((-\cos(KL). \sin(KL)). V4 + (-\sin(KL)^2/K). V8 + \cos(KL)^2. V12 \\
&+ \cos(KL). \sin(KL)/K. V16)) + ((-\cos(KL). \sin(KL)). V4 + (-\sin(KL)^2/K). V8 \\
&+ \cos(KL)^2. V12 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V16). ((-\varepsilon. \alpha). ((-\cos(KL). \sin(KL)). V3 \\
&+ (-\sin(KL)^2/K). V7 + \cos(KL)^2. V11 + \cos(KL). \sin(KL)/K. V15) \\
&+ \varepsilon. \gamma. ((-\cos(KL). \sin(KL)). V4 + (-\sin(KL)^2/K). V8 + \cos(KL)^2. V12 \\
&+ \cos(KL). \sin(KL)/K. V16))
\end{aligned}$$

La dissymétrie de la matrice du solénoïde et de la dissymétrie de la matrice  $V_i$  induite par l'expression du dipôle empêche l'apparition d'une solution analytique. Il n'existe pas de relation unissant l'émittance et le courant électrique déposé sur le collimateur, car le calcul de l'émittance en fonction du courant déposé nécessite que  $\Sigma_{11} = \Sigma_{33}$ . Lorsque des valeurs réalistes de champ magnétique sont inscrites dans la matrice  $V_i$ ,  $\Sigma_{11}$  et  $\Sigma_{33}$  ne sont pas de valeur approchée (d'après des mesures de calibration sur les éléments magnétiques). Par conséquent, il n'est pas possible d'estimer l'expression de l'émittance en fonction du courant déposé.

### 2.A.III. Conclusion

La méthode la plus simple pour mesurer l'émittance est de mesurer directement  $\sigma_x^2$  et  $\sigma_y^2$  [167], car estimer l'émittance avec un collimateur fixe n'est pas possible. Même avec l'approximation d'un faisceau identique selon  $x$  et  $y$  à la sortie de la source et en prenant l'approximation de la lentille mince pour les solénoïdes. Le dipôle de la ligne empêche de retrouver la symétrie rotationnelle nécessaire à la mesure de l'émittance par un collimateur circulaire fixe.

Avec un collimateur ajustable selon  $x$  et  $y$ , la mesure d'émittance est réalisable, car la symétrie n'est plus une condition nécessaire pour réaliser la mesure. De plus, ce modèle peut être utilisé pour réaliser pour estimer l'enveloppe du faisceau et la forme de celui-ci en sortie de source.

## Annexe 3. Étude de l'impact d'un des paramètres de Courant-Snyder sur la mesure du CBQSW

Dans cette étude, l'impact des paramètres de Courant-Snyder en amont du quadripôle ( $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  et  $\varepsilon$ ) sur la mesure du CBQSW (III.A.3) sont étudiés. Plus précisément, c'est le CBQSW sur l'axe x, soit le CBQSW<sub>x</sub> qui est étudié. L'étude est exécutée via un modèle simplifié du faisceau et de la ligne faisceau. Le calcul du courant déposé sur chaque doigt du collimateur est déterminé par un tirage aléatoire des particules suivant une répartition gaussienne (3.A).

Des variations des paramètres de Courant-Snyder sont exécutées pour voir leurs impacts (3.B) sur le CBQSW<sub>x</sub>, les résultats obtenus sont mis en comparaison avec ce qui devrait être obtenu en cas de mesure de l'émittance par la technique des trois gradients (Annexe 1).

Une étude expérimentale similaire est réalisée dans la thèse d'Atul Sengar [94], des mesures d'émittance sont réalisées par la technique des trois gradients (Annexe 1) qui sont comparés à des mesures du CBQSW<sub>x</sub> exécuté en simultanée. Une relation de proportionnalité entre le CBQSW<sub>x</sub> et l'émittance du faisceau mesuré est trouvée. La relation entre ces deux grandeurs est vérifiée dans cette étude, via un modèle simplifié.

### 3.A. Construction du modèle

Comme dans l'Annexe 1, le faisceau est propagé par calcul matriciel (II.E.2) entre l'entrée du quadripôle et le point de mesure (collimateur quatre doigts). Le modèle est simplifié par la prise d'hypothèses. Les hypothèses concernent le faisceau et la forme de celui-ci, ainsi que le centrage de celui-ci (Hypothèse 3.i). Des approximations sur la forme du collimateur réalisant la mesure du courant (Hypothèse 3.ii) et sur la ligne de faisceau (Hypothèse 3.iii) sont aussi prises.

#### 3.A.i. Les hypothèses

Les hypothèses prises pour le faisceau, le collimateur, la ligne faisceau et le quadripôle sont décrites dans les tableaux ci-dessous.

*Hypothèse 3.i : hypothèse sur le faisceau :*

- 
- Le faisceau simulé est un faisceau de protons à une énergie de 70 MeV.
  - Dans la simulation, l'enveloppe faisceau est considéré comme n'évoluant pas dans l'espace de glissement que constitue le collimateur quatre doigts (170 mm) (Figure II-14, page 24).
  - L'espace des charges du faisceau est considéré comme ayant un impact négligeable. Ce constat est vérifié via simulation [94].
  - Le faisceau est considéré comme suivant une distribution gaussienne dans le plan  $x, y$  sans corrélation entre l'émittance  $x$  et l'émittance  $y$  (3-1).

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} \right)} \text{ ou } f(r, \theta) = \frac{1}{2\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} r e^{-\frac{r^2}{2} \left( \frac{\cos^2 \theta}{\sigma_x^2} + \frac{\sin^2 \theta}{\sigma_y^2} \right)} \quad 3-1$$

- Le faisceau est considéré comme centré sur le collimateur 4 doigts et centré dans le quadripôle.
-

*Hypothèse 3.ii : hypothèse sur le collimateur quatre doigts :*

- L'ouverture pour la cible est définie comme circulaire avec un diamètre de 20 mm.
- Le collimateur quatre doigts est considéré comme infini selon  $x$  et  $y$ .
- Tous les doigts du collimateur réalisent une mesure parfaite.
- L'angle d'ouverture de chaque face est défini à  $90^\circ$  avec une rotation de  $45^\circ$  selon  $\theta$ . Il se situe dans le plan  $x - y$ . La forme du collimateur est définie comme présenté sur la Figure 3-1.

*Hypothèse 3.iii : hypothèse sur la ligne et le quadripôle :*

- La distance entre le quadripôle et le collimateur est définie à 3,0 mètres.
- La fonction de conversion du courant  $I$  [A] vers un gradient de champ dans le quadripôle est définie comme :  $0,0761 [\text{T.m}^{-1}.\text{A}^{-1}]*I [\text{A}] + 0,1984 [\text{T.m}^{-1}]$  [94].
- Le quadripôle à une longueur définie de 256 mm [94].

Sur la Figure 3-1 est présenté à gauche le modèle de la projection du faisceau gaussien entre l'entrée du quadripôle ( $Z_0$ ) et la cible. Le collimateur est présenté à droite dans le sens de propagation du faisceau, le collimateur présenté ne possède pas de symétrie rotationnelle.

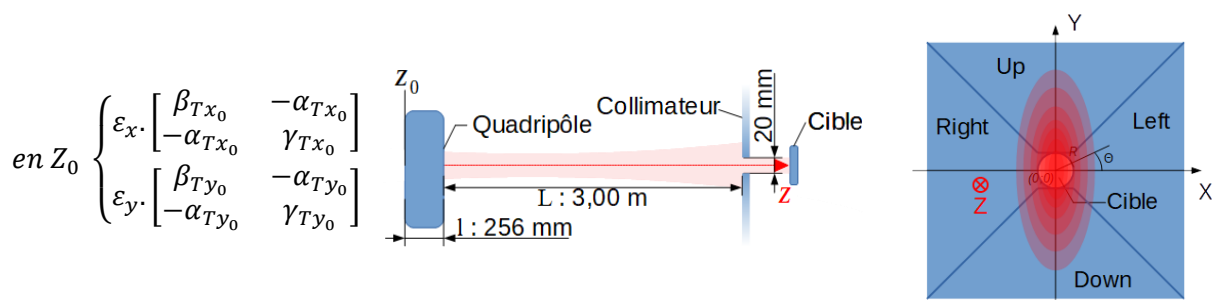


Figure 3-1 : projection de la gaussienne sur le collimateur quatre doigts dans le plan  $(x,y)$ .

La répartition des charges sur le collimateur est générée via un tirage aléatoire suivant la répartition des charges précédemment définie (3-1). Entre  $1.10^5$  et  $1.10^6$  particules qui sont comptées sur les parties du collimateur et exprimées en pourcentage.

### 3.B. Variation des paramètres de Courant-Snyder

Pour exécuter une mesure, l'écart à une hauteur de 10% du signal total avec le collimateur droit + gauche est mesuré, via un ajustement d'un polynôme ou par interpolation linéaire entre deux points (III.A.3). Dans les deux cas, l'ajustement polynomial et l'interpolation linéaire sont utilisés pour réduire l'impact du bruit dans les mesures.

#### 3.B.1. Impact de la variation de $\epsilon_x$ et $\epsilon_y$ sur le CBQSWx

La détermination de l'impact de la variation de  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_y$  sur la mesure du CBQSWx est étudié sur un intervalle de variation de l'émittance RMS allant de 0,1 mm.mrad à 1 mm.mrad. Les matrices définissant le faisceau sont présentées dans l'équation 3-2.

$$\begin{aligned} \epsilon_x \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Tx_0} & -\alpha_{Tx_0} \\ -\alpha_{Tx_0} & \gamma_{Tx_0} \end{bmatrix} &= \epsilon_x \cdot \begin{bmatrix} 10 & -31,6 \\ -31,6 & 100 \end{bmatrix} \\ \epsilon_y \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Ty_0} & -\alpha_{Ty_0} \\ -\alpha_{Ty_0} & \gamma_{Ty_0} \end{bmatrix} &= \epsilon_y \cdot \begin{bmatrix} 15 & -38,7 \\ -38,7 & 100 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad 3-2$$

La Figure 3-2 présente les résultats obtenus suite à l'ajustement polynomial sur le CBQSWx lors de la variation de  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_y$  (en bas), ainsi que le résultat obtenu par la technique des trois gradients (Annexe 1) (en haut), s'il était possible de réaliser la mesure au niveau du collimateur.

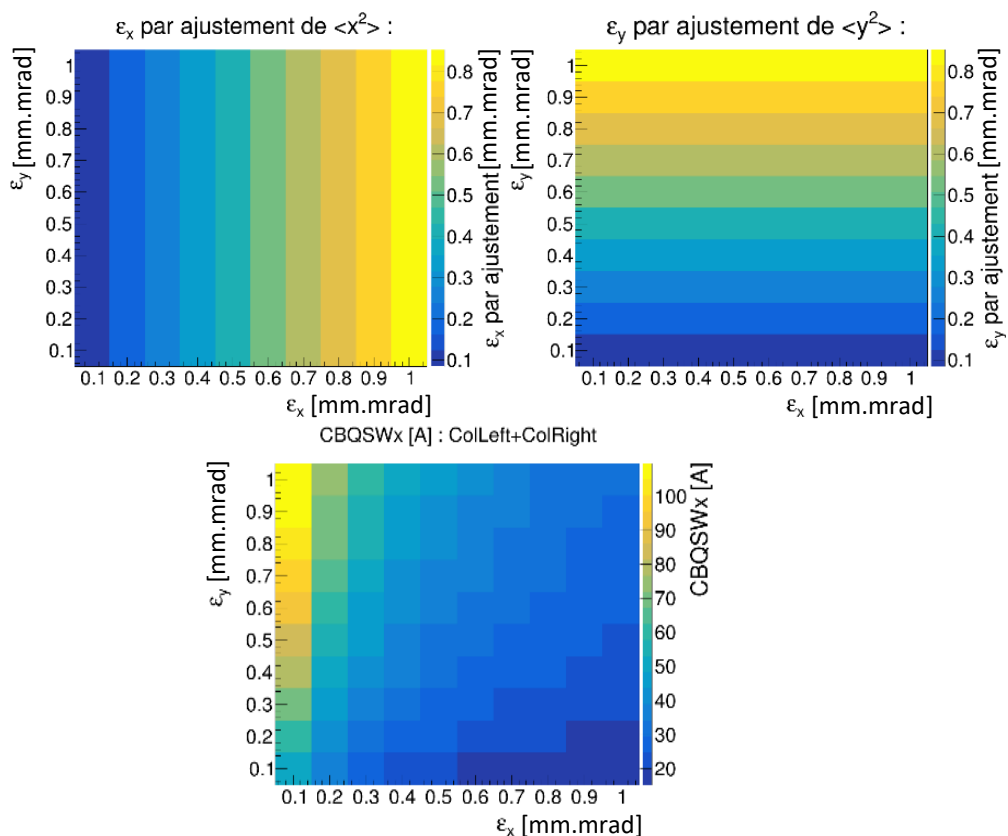


Figure 3-2 : résultat de la simulation en fonction des deux variables  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_y$ .

On peut voir sur les figures ci-dessus que lorsqu'une mesure du CBQSWx,  $\epsilon_x$  n'est pas indépendante de  $\epsilon_y$ . Ainsi quand  $\epsilon_y$  augmente, le CBQSWx augmente et inversement pour  $\epsilon_x$ . Alors que par la méthode des trois gradients (Annexe 1), il est retrouvé une indépendance des paramètres. Cette dernière est calculée via le calcul de l'écart-type selon  $x$  et  $y$  de la distribution des particules

injectées dans la simulation (ce qui donne une erreur dans le résultat induit par le tirage aléatoire et l'ajustement).

### 3.B.II. Impact de la variation du coefficient $\beta_{Tx_0}$ et $\beta_{Ty_0}$ sur le CBQSWx

La détermination de l'impact de la variation de  $\beta_{Tx_0}$  et  $\beta_{Ty_0}$  sur la mesure du CBQSWx est étudiée sur un intervalle de variation du paramètre bêta allant de 10 à 50. Les matrices définissant le faisceau sont présentées dans l'équation 3-3 et 3-4.

$$\varepsilon_x \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Tx_0} & -\alpha_{Tx_0} \\ -\alpha_{Tx_0} & \gamma_{Tx_0} \end{bmatrix} = 0,2 \cdot 10^{-6} \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Tx_0} & -\sqrt{\beta_{Tx_0} * 10 - 1} \\ -\sqrt{\beta_{Tx_0} * 10 - 1} & 10 \end{bmatrix} \quad 3-3$$

$$\varepsilon_y \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Ty_0} & -\alpha_{Ty_0} \\ -\alpha_{Ty_0} & \gamma_{Ty_0} \end{bmatrix} = 1,0 \cdot 10^{-6} \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Ty_0} & -\sqrt{\beta_{Ty_0} * 100 - 1} \\ -\sqrt{\beta_{Ty_0} * 100 - 1} & 100 \end{bmatrix} \quad 3-4$$

Avec :

$$\alpha_T = \sqrt{\beta_T \cdot \gamma_T - 1}$$

$$1 = \beta_T \cdot \gamma_T - \alpha_T^2$$

La Figure 3-3 présente les résultats obtenus suite à l'ajustement polynomial sur le CBQSWx lors de la variation de  $\beta_{Tx_0}$  et  $\beta_{Ty_0}$  (en bas), ainsi que les résultats obtenus par la technique des trois gradients (Annexe 1) (en haut), s'il était possible de réaliser la mesure au niveau du collimateur.

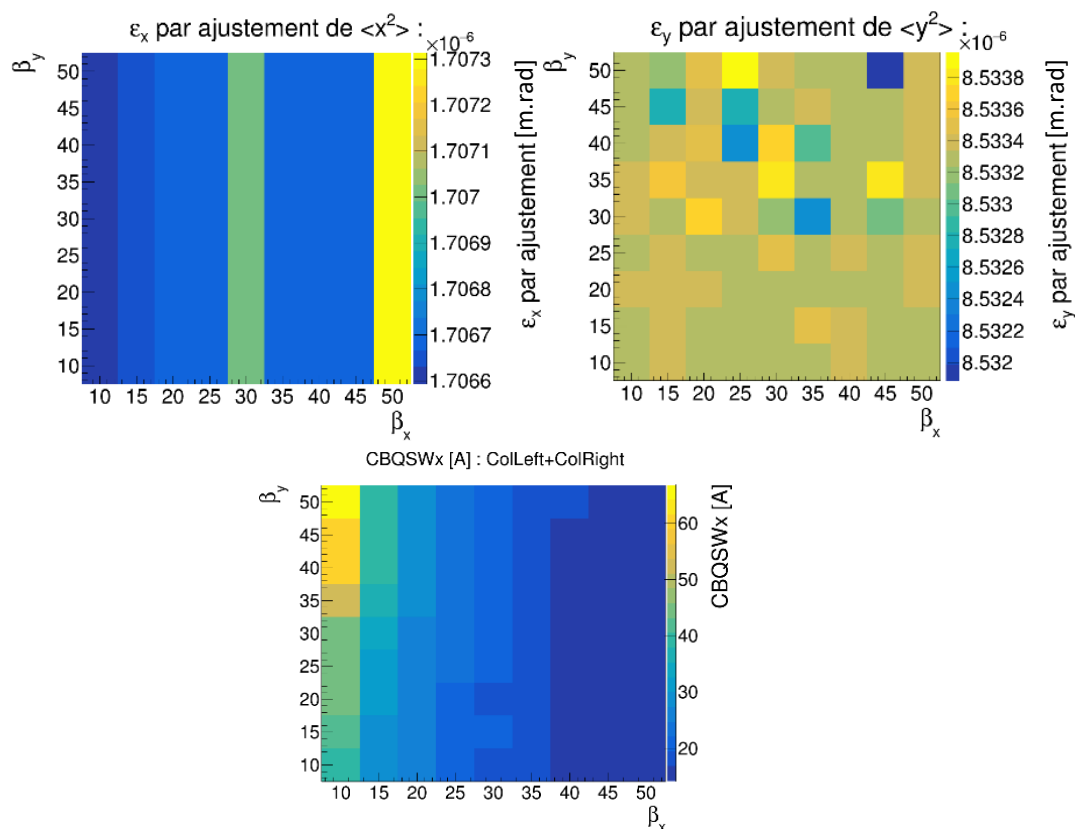


Figure 3-3 : résultat de la simulation en fonction des deux variables  $\beta_{Tx_0}$  et  $\beta_{Ty_0}$ .

Une corrélation est présente dans les résultats par la mesure du CBQSW<sub>x</sub>, alors que les résultats devraient être indépendants de ces deux paramètres, ce qui est vrai dans la mesure de  $\epsilon_x$  et  $\epsilon_y$  par l'ajustement de  $\langle x^2 \rangle$  et  $\langle y^2 \rangle$ .

### 3.B.III. Impact de la variation du coefficient $\gamma_{Tx_0}$ et $\gamma_{Ty_0}$ sur le CBQSW<sub>x</sub>

La détermination de l'impact de la variation de  $\gamma_{Tx_0}$  et  $\gamma_{Ty_0}$  sur la mesure du CBQSW<sub>x</sub> est étudiée sur un intervalle de variation du paramètre gamma allant de 20 à 100. Les matrices définissant le faisceau sont présentées dans l'équation 3-5 et 3-6.

$$\epsilon_x \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Tx_0} & -\alpha_{Tx_0} \\ -\alpha_{Tx_0} & \gamma_{Tx_0} \end{bmatrix} = 0,2 \cdot 10^{-6} \cdot \begin{bmatrix} 20 & -\sqrt{20 * \gamma_{Tx_0} - 1} \\ -\sqrt{20 * \gamma_{Tx_0} - 1} & \gamma_{Tx_0} \end{bmatrix} \quad 3-5$$

$$\epsilon_y \cdot \begin{bmatrix} \beta_{Ty_0} & -\alpha_{Ty_0} \\ -\alpha_{Ty_0} & \gamma_{Ty_0} \end{bmatrix} = 1,0 \cdot 10^{-6} \cdot \begin{bmatrix} 2 & -\sqrt{2 * \gamma_{Ty_0} - 1} \\ -\sqrt{2 * \gamma_{Ty_0} - 1} & \gamma_{Ty_0} \end{bmatrix} \quad 3-6$$

La Figure 3-4 présente les résultats obtenus suite à l'ajustement polynomial sur le CBQSW<sub>x</sub> lors de la variation de  $\gamma_{Tx_0}$  et  $\gamma_{Ty_0}$  (en bas), ainsi que les résultats obtenus par la technique des trois gradients (Annexe 1) (en haut), s'il était possible de réaliser la mesure au niveau du collimateur.

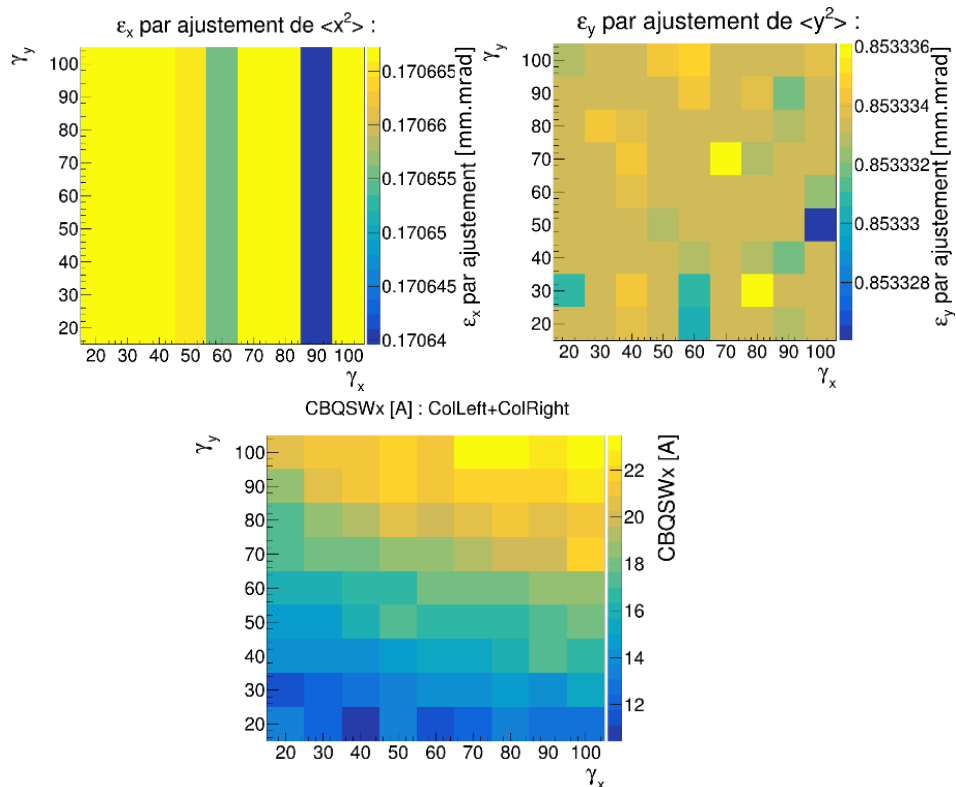


Figure 3-4 : résultat de la simulation en fonction des deux variables  $\gamma_{Tx_0}$  et  $\gamma_{Ty_0}$

Une corrélation dans le CBQSW<sub>x</sub> est présente, cette corrélation est absente dans la mesure de l'émission par l'ajustement de  $\langle x^2 \rangle$  et  $\langle y^2 \rangle$ .



Le travail sur le dernier paramètre de Courant-Snyder  $\alpha_T$  n'est pas nécessaire, car d'après la relation :  $1 = \beta_T \cdot \gamma_T - \alpha_T^2$ , une corrélation apparaîtra entre  $\alpha_{Tx_0}$  et  $\alpha_{Ty_0}$  lors de la mesure du CBQSWx.

Toutes ces corrélations nous indiquent qu'il faut prendre en compte le faisceau sur  $y$  pour essayer de mesurer l'émittance en  $x$ , et inversement.

### 3.B.IV. Conclusion

Le CBQSWx ne permet pas de faire une mesure de  $\epsilon_x$  ou de  $\epsilon_y$ , tous les paramètres de Courant-Snyder du faisceau influencent le CBQSWx. Dans ce modèle, ce qui peut être interprété comme une diminution du CBQSWx, peut-être induit par :

- Une augmentation du paramètre  $\epsilon_x$ , ainsi qu'une diminution du paramètre  $\epsilon_y$
- Une augmentation du paramètre  $\beta_{Tx_0}$ , ainsi qu'une diminution du paramètre  $\beta_{Ty_0}$ .
- Une diminution du paramètre  $\gamma_{Tx_0}$ , ainsi qu'une diminution du paramètre  $\gamma_{Ty_0}$ .

Un résultat non présenté ici, mais important, est que le produit du CBQSWx par le CBQSWy n'est pas non plus une constante proportionnelle aux valeurs des émittances.

Or expérimentalement, lorsque des coupures géométriques sont effectuées sur le faisceau en amont du dernier quadripôle, il n'est pas possible de prévoir comme va évoluer le résultat du CBQSWx, car malgré le changement de la valeur du  $\beta_T$  du faisceau, les autres paramètres de Courant-Snyder évoluent aussi. Le CBQSWx permet donc de démontrer l'adéquation du faisceau avec la cible, en fonction des réglages de la machine.

## Annexe 4. Le programme de récupération des données

Un programme de récupération des données est utilisé pour récupérer (4.B) et prétraiter (4.C) les données archivées sur le serveur EPICS. Ce programme est écrit en python<sup>16</sup> pour permettre une transmission et un partage plus facile de celui-ci (langage de programmation la plus connue à ARRONAX). Toutes les données expérimentales analysées sont extraites et prétraitées par ce programme.

L'interface d'accueil du programme est présentée sur la Figure 4-1. L'interface d'accueil du logiciel présente les fonctionnalités du programme, soit la sélection de la fenêtre temporelle d'étude et les fonctionnalités présentées sous la forme de case à cocher. La sélection de l'intervalle temporelle se fait grâce aux deux lignes qui se situent en haut de l'interface d'accueil, elle se présente sous la forme de deux lignes écrites au format « année/mois/jour heure:minute:seconde ». La première ligne est le temps de début d'acquisition « Start Time » et la seconde est le temps de fin d'acquisition « End Time », ce qui forme une fenêtre temporelle sur laquelle sont acquises les données. La fenêtre temporelle est enregistrable via la case à cocher « Save Time ». La précédente fenêtre temporelle sauvegardée est rechargeable via la case à cocher « Read previous save time », la fenêtre temporelle enregistrée est indiquée sous la même case à cocher. Une série de fenêtres temporelle est sélectionnable via leur inscription dans le fichier « ListTime.txt ». Ce sont les fonctionnalités contenant le nom du fichier « ListTime.txt » (deux dernières cases à cocher) qui vont permettre ceci.

Les principales fonctionnalités présentées sous la sélection de la fenêtre temporelle allant de « AllVide » à « BruteData ListTime.txt » sont présentées dans les parties suivantes.

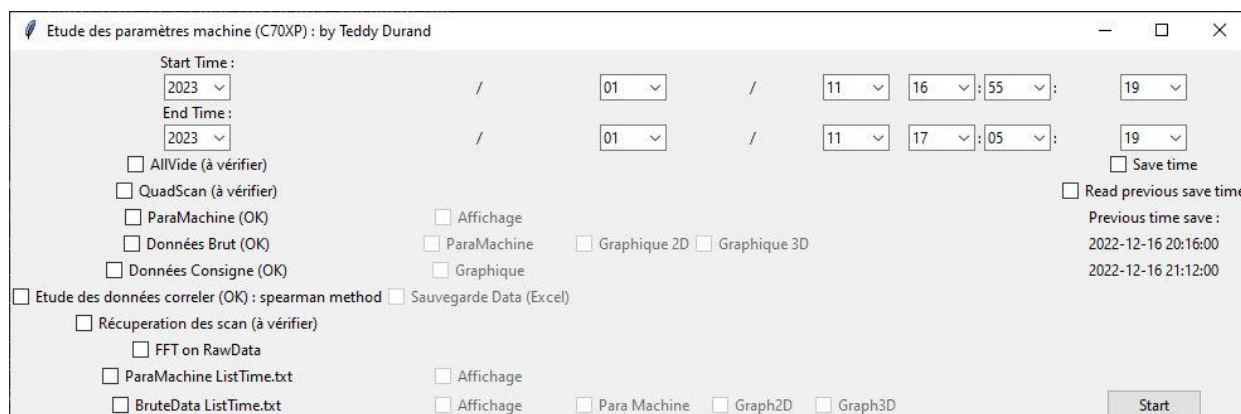


Figure 4-1 : interface d'accueil du logiciel

<sup>16</sup> Python : Langage de programmation interprété, multiparadigme et multiplateformes. Il favorise la programmation impérative, structurée, fonctionnelle et orientée objet.

#### 4.A. Les « Process Variable »

Comme énoncé dans la partie III.A.5.a), les « **Process Variable** » (PV) sauvegardés sont au nombre de 925 sur le serveur EPICS. Les PV sont répartis en trois catégories, les paramètres de consigne, les paramètres de retour et les paramètres d'état.

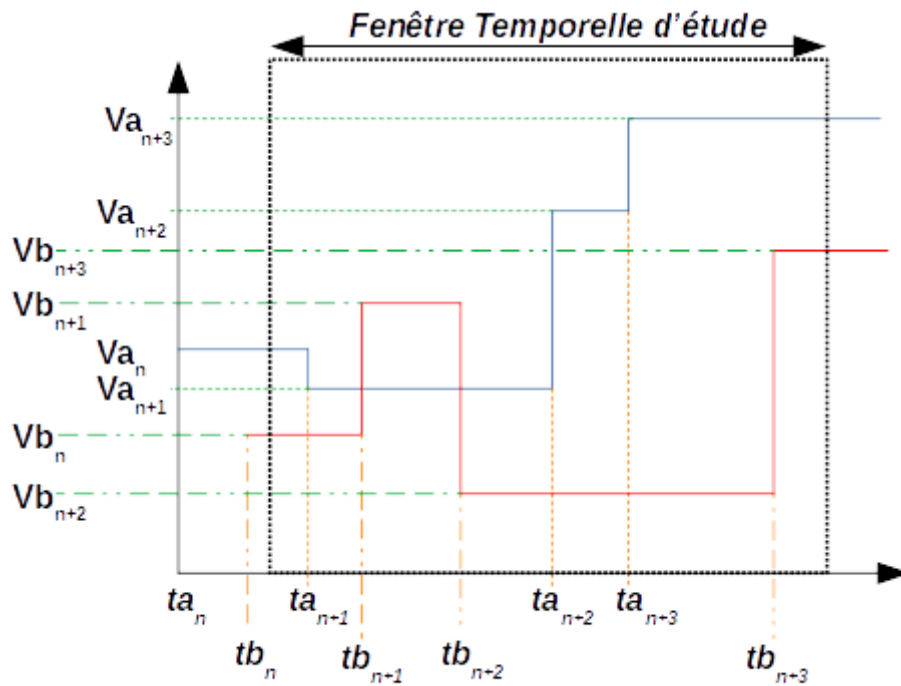
- Les paramètres de consigne sont les paramètres commandés par le pilote du cyclotron.
- Les paramètres retours sont les valeurs retours associés aux paramètres consignes pour vérifier l'accord entre les paramètres consignes et la valeur mesurée. Parmi les paramètres retours, il est aussi inscrit la mesure de la tension et de l'ampérage appliqué sur les organes de la machine (mesure effectuée par les alimentations), les mesures de courant sur les coupelles Faraday et collimateur, ainsi que les mesures du vide dans la machine par les jauges Penning et jauges Pirani. Les paramètres retours ont pour particularité de présenter des fluctuations continues.
- Les paramètres d'état correspondent à l'état de fonctionnement des éléments du cyclotron, ainsi qu'à la position des coupelles de Faradays.

Les PV sont traités différemment par le programme de récupération des données en fonction de leur catégorie lors des calculs.

#### 4.B. Rapatriement des données

Pour accéder aux données enregistrées sur le serveur EPICS, les PV sélectionnés sont appelés sur une fenêtre temporelle. Le serveur EPICS retourne un tableau de valeur comprenant les informations du PV, tel que la valeur et l'heure de changement de la valeur, ainsi que l'état du PV. Seule la valeur des PV et l'heure associée aux changements de valeur sont conservées, comme montré sur la Figure III-12. Les fenêtres temporelles peuvent être inscrites, soit à la main dans le menu déroulant prévue à cet effet (Figure 4-1), soit via un fichier texte contenant une série de fenêtres temporelle d'extraction (« ListTime.txt »).

Plusieurs PV sont rapatriés sur la même fenêtre temporelle pour former un tableau unique de valeur contenant toutes les valeurs des PV avec un axe temporel unique. Les valeurs sont triées et les valeurs manquantes sont ajoutées, comme présenté sur la Figure 4-2.



<i>PV a :</i>	
Temps	Valeur
$ta_n$	$Va_n$
$ta_{n+1}$	$Va_{n+1}$
$ta_{n+2}$	$Va_{n+2}$
$ta_{n+3}$	$Va_{n+3}$

+

<i>PV b :</i>	
Temps	Valeur
$tb_n$	$Vb_n$
$tb_{n+1}$	$Vb_{n+1}$
$tb_{n+2}$	$Vb_{n+2}$
$tb_{n+3}$	$Vb_{n+3}$

=

<i>PV a &amp; PV b :</i>		
Temps	Valeur a	Valeur b
$tb_n$	$Va_n$	$Vb_n$
$ta_{n+1}$	$Va_{n+1}$	$Vb_n$
$tb_{n+1}$	$Va_{n+1}$	$Vb_{n+1}$
$tb_{n+2}$	$Va_{n+1}$	$Vb_{n+2}$
$ta_{n+2}$	$Va_{n+2}$	$Vb_{n+2}$
$ta_{n+3}$	$Va_{n+3}$	$Vb_{n+2}$
$tb_{n+3}$	$Va_{n+3}$	$Vb_{n+3}$

Figure 4-2 : exemple de rapatriement de deux PV sur une fenêtre temporelle d'étude formant un seul tableau de valeur.

Sur la Figure 3-2 est présenté un exemple de deux PV avec des temps de mesure distincts, qui sont pris pour former un seul tableau de valeur, avec un seul axe temporel. Les valeurs manquantes sont ajoutées comme la répétition de la précédente valeur du PV enregistré (en rouge). Le rapatriement des données par les fonctions « BrutData », « Données Consigne », « BrutData ListTime » et « AllVide » (sur la Figure 4-1) fonctionne sur le même principe.

#### 4.C. Le prétraitement des données

Le prétraitement des données consiste avec ce logiciel à trier les données selon des conditions qui sont définies initialement avant l'acquisition des données. Le prétraitement peut consister en l'application d'équation à satisfaire, dépendante de l'état des éléments du cyclotron, dépendante de la position des coupelles de Faraday, dépendante des lignes sélectionnées ou de la source sélectionnée. Le

prétraitement est une option qui est utile lorsqu'un travail avec beaucoup de données est réalisé ou lorsque l'accélération de l'analyse des données est souhaitée.

Le prétraitement des données peut être aussi le calcul de la moyenne, de la variance, l'intégration de paramètres, du lissage de valeur, de l'analyse par transformée de Fourier rapide ou encore de la recherche d'événement.

#### 4.C.I. La moyenne et la variance

La moyenne ( $\mu_V$ ) et la variance ( $\sigma_V$ ) sont calculées sur un intervalle de temps  $T$  comprenant  $[1; n]$  valeurs en pondération les valeurs  $V_i$  par  $\Delta t_i$  associé.

$$T = \sum_{i=1}^{i=n-1} \Delta t_i = \sum_{i=1}^{i=n-1} (t_{i+1} - t_i) = t_n - t_1 \quad 4-1$$

$$\mu_V = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^{i=n-1} \Delta t_i \cdot V_i \quad 4-2$$

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=n-1} \Delta t_i \cdot (V_i - \mu_V)^2}{T}} \quad 4-3$$

#### 4.C.II. L'intégration des valeurs

L'intégration des valeurs ( $A_V$ ) peuvent être employées pour calculer des valeurs telles que la durée de vie de certains consommables (filament, feuille d'épluchage ...) ou la valeur totale de courant déposée sur cible. Entre deux points enregistrés, la valeur est considérée comme n'évoluant pas.

L'approximation précédente peut être considérée comme vrai pour les paramètres consignés et les paramètres d'état, mais moins pour les paramètres retours, hormis si les fluctuations deviennent négligeables ou si les fluctuations suivent une répartition d'un bruit blanc gaussien.

$$A_V = \sum_{i=1}^{i=n-1} V_i \cdot \Delta t_i \quad 4-4$$

#### 4.C.III. Lissage des valeurs

Un lissage des valeurs permet de retenir les tendances et les variations sur de longue période temporelle, ce qui consiste dans le cas présent à réduire la précision des mesures et à supprimer les valeurs successives proches pour réduire la taille du tableau de données. Un lissage des données a aussi pour avantage de permet une réduction de l'impact des variations. Le lissage des données est utile pour les variables retours qui sont assujetties à des variations constantes (bruit) telles que la mesure de la position de la sonde radiale.

#### 4.C.IV. La recherche d'événement

La recherche d'événement (« Récupération des scans » sur la Figure 4-1) passe par la sélection des variables d'étude et des variables résultat. Les variables d'étude sont les variables qui seront scrutées pour déterminer si un événement a eu lieu. Un événement est déterminé par :

- Une durée minimum et maximum d'une variation.
- Une amplitude minimale de variation.
- Avec en option un seuil maximal et minimal.

De plus, des options d'état de l'accélérateur sont possiblement applicables :

- La sélection de l'état des coupelles de Faradays (ouverte, fermé ou état transitoire).

- La sélection des lignes sur lesquelles les tirs sont effectués.
- La source actuellement utilisée (Multicusp ou ECR).

Les variables résultats correspondent aux variables qui sont conservées sur la plage horaire où l'événement aura eu lieu. Si des variables relatives à une mesure de courant sont sélectionnées, alors il est vérifié que le faisceau peut parvenir jusqu'à ces points de mesure, via la vérification de la position des coupelles de Faraday.

#### 4.D. L'analyse

L'analyse des données passe par des fiches de paramètres (4.D.I), par des graphiques allant de courbe 2D à des graphiques paramétriques (4.D.II), l'étude des corrélations entre les paramètres (4.D.III) et l'ajustement de courbe (4.D.IV).

##### 4.D.I. Les fiches de paramètres

Les fiches de paramètre permettent d'obtenir sur une fenêtre temporelle définie, la valeur des paramètres consignés et retour sauvegardé en fonction de la ligne sélectionnée et de la source. La valeur moyenne est retournée sous la forme d'une valeur avec la déviation standard dans le cas où celle-ci n'est pas nulle, ce qui apparaît sous la forme de  $\mu \pm \sigma$ . Un exemple d'une feuille de paramètre est présenté sur la Figure 4-3. Sur la Figure 4-3, chaque élément magnétique, électrique et point de mesure (vide et courant) étant sur le trajet du faisceau sont affichés sous la forme de leur  $\mu \pm \sigma$  avec leur état de fonctionnement. Un code couleur est assigné aux valeurs moyennes et à la déviation standard reflète l'état du paramètre :

- En noir : pas de variation du paramètre consigné sur la fenêtre temporelle sélectionnée.
- En rouge : le paramètre ne retourne pas la valeur actuelle, car la valeur à mesurer est hors de sa plage de mesure (« Out of range » ou « Out ») ou la valeur retournée n'est pas mesurable, car l'élément associé au paramètre est éteint ou dysfonctionnel.
- En vert : lorsque qu'il y a une variation du paramètre consigné associée à la variable sur la fenêtre temporelle sélectionnée.

Parametre Consigne :

Parametre SuperNanogam :			Parametre Ligne d'injection :			Parametre Cyclotron :			Parametre RF :			Ligne Ax3 :		
	Consigne	Retour		Consigne	Retour		Consigne	Retour		Consigne	Retour		Consigne	Retour
S2P [dB] :	-18.0	-	SG [A] :	160.5	160.518 ± 4.025e-04	MC [A] :	205.413	205.586 ± 1.534e-03	FPA Screen [V] :	1050.0	1050.107 ± 0.0	SMA [A] :	-74.235	-74.23 ± 0.0
S2A [mm] :	8.8	8.776 ± 3.864e-06	SG [V] :	-	25.731 ± 5.420e-06	MC [V] :	-	186.941 ± 2.042e-03	FPA Grid [V] :	200.0	200.0 ± 5.201e-08	SMA [V] :	-	-35.133 ± 2.585e-03
S2F [GHz] :	-3.6	-	SSX [A] :	1.476	-	MC [°C] :	-	52.51 ± 0.466	FPA Reflect PW [kW] :	-	3.349 ± 3.873e-04	CoIG SMA [µA] :	-	-4.788e-04 ± 8.476e-06
S2G [scom] :	4.5	-	SSY [A] :	-1.404	-	CCI [A] :	-319.364	319.394 ± 1.864e-02	FPA Forward PW [kW] :	-	19.093 ± 5.268e-03	CoID SMA [µA] :	-	-2.324e-04 ± 4.172e-06
S2H [kV] :	21.312	21.344 ± 6.207e-06	SD [A] :	138.112	138.361 ± 1.951e-03	CCI [V] :	-	8.445 ± 6.873e-03	FPA Tube [A] :	-	3.625 ± 7.279e-05	CoIE SMA [µA] :	-	-9.578e-03 ± 8.241e-05
S2H [mA] :	-	1.767 ± 8.864e-06	SD [V] :	-	10.234 ± 3.640e-06	CCM [A] :	-213.851	213.823 ± 8.654e-03	FPA Anode [kV] :	-	12.291 ± 4.986e-05	SXA [A] :	1.2	1.2 ± 0.0
S2PWD [W] :	-	32.767 ± 0.0	Q1 [A] :	-30.799	30.788 ± 9.868e-05	CCM [V] :	-	15.117 ± 2.906e-03	FPA Anode [A] :	-	3.674 ± 4.487e-05	SYA [A] :	0.11	0.109 ± 0.0
S2RFL [W] :	-	32.767 ± 0.0	Q1 [V] :	-	3.161 ± 8.509e-07	CCE [A] :	-244.474	244.334 ± 2.025e-03	VDE [kV] :	65.0	64.949 ± 3.192e-06	QAA [A] :	63.78	63.726 ± 1.319e-06
S1 Pr [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0	Q2 [A] :	-41.512	41.454 ± 2.638e-03	CCE [V] :	-	34.796 ± 2.142e-03	TuneM [mm] :	-	69.3 ± 0.253	QBA [A] :	-57.07	57.046 ± 1.487e-06
S1 Se [mbar] :	Mesure	1.200e-07 ± 0.0	Q2 [V] :	-	4.299 ± 1.147e-06	HI1 [A] :	-0.65	0.648 ± 3.969e-07	TuneS1 [mm] :	-	69.219 ± 0.253	FL-Ax [µA] :	Out	1.013e-04 ± 1.830e-06
S2 Back Pr [mbar] :	Out of range	9900.0 ± 0.0	Q3 [A] :	-35.488	35.47 ± 3.586e-03	HI1 [V] :	-	2.58 ± 9.024e-06	TuneS2 [mm] :	-	69.296 ± 0.252	CoLDA [µA] :	-	3.534e-03 ± 5.177e-05
S2 Back Se [mbar] :	Mesure	1.100e-05 ± 0.0	Q3 [V] :	-	3.695 ± 1.818e-06	HI2 [A] :	0.017	3.224e-03 ± 2.804e-07	TuneS3 [mm] :	-	69.304 ± 0.251	CoLGA [µA] :	-	-2.844e-03 ± 4.362e-05
S2 Front Pr [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0	ISX [A] :	-2.074	-	HI2 [V] :	-	3.620e-02 ± 1.092e-05	Défecteur Alpha :			QCA [A] :	47.26	47.181 ± 4.511e-07
S2 Front Se [mbar] :	Mesure	2.000e-07 ± 0.0	ISY [A] :	-2.783	-	HE1 [A] :	2.46	2.482 ± 3.935e-07	Defin [mm] :	1131.001	1131.626 ± 2.811e-08	QDA [A] :	-51.88	51.874 ± 9.701e-07
			IG [A] :	122.963	123.018 ± 5.177e-04	HE1 [V] :	-	10.844 ± 1.086e-05	DefOut [mm] :	1144.601	1145.326 ± 8.567e-09	SMX [A] :	82.68	82.68 ± 0.0
			IG [V] :	-	18.743 ± 4.886e-06	HE2 [A] :	0.209	0.202 ± 4.389e-07	DefHT [kV] :	64.676	-	SMX [V] :	-	39.645 ± 5.001e-03
Time Start :	2023-08-17 17:43:23.000000		BU [V] :	7.777	-	HE2 [V] :	-	0.937 ± 4.158e-05	DefHT [mA] :	-	5.057e-02 ± 1.961e-06	CoIG SMX [µA] :	-	-6.811e-04 ± 1.192e-05
Time End :	2023-08-17 17:53:23.000000		BUIn [W] :	-	-4.572 ± 7.104e-04	Neutre [µA] :	-	8.621e-04 ± 2.389e-05	DefPre-Sep [µA] :	-	-2.198e-04 ± 3.949e-06	CoID SMX [µA] :	-	-1.299e-04 ± 2.332e-06
Line select :	Ax3		BUOut [W] :	-	-0.716 ± 2.061e-04	RP [mm] :	Out	1308.297 ± 1.334e-09	DefCol [µA] :	-	-4.524e-04 ± 8.020e-06	CoIE SMX [µA] :	-	9.275e-03 ± 8.261e-05
			FI [µA] :	Out	7.26 ± 0.0	RP [µA] :	-	5.165e-02 ± 1.481e-03	QEA [A] :	77.25	77.224 ± 3.045e-06	QFA [A] :	-91.49	91.398 ± 4.904e-06
			CG [A] :	50.0	49.971 ± 4.344e-06	RP2 [µA] :	-	-3.949e-04 ± 7.023e-06	FC-Ax3 [µA] :	Out	0.134 ± 9.207e-05	CoI-A Up [µA] :	-	-3.865e-04 ± 1.696e-05
			CG [V] :	-	5.908 ± 1.568e-06	T1 [°C] :	-	25.711 ± 6.185e-03	CoI-A Down [µA] :	-	-2.955e-03 ± 5.277e-05	CoI-A Left [µA] :	-	-1.228e-02 ± 7.902e-05
			I+ [kV] :	4.102	4.097 ± 4.792e-09	T2 [°C] :	-	26.686 ± 1.013e-02	CoI-A Right [µA] :	-	1.448e-03 ± 3.325e-05	CoI-A Tot [µA] :	-	-1.418e-02 ± 1.766e-04
			I+ [mA] :	-	3.033e-03 ± 3.911e-10	T3 [°C] :	-	24.838 ± 7.521e-03	Target-A [µA] :	-	7.974e-05 ± 3.894e-05	VAX CCyclo PrPompe [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0
			I- [kV] :	6.546	6.536 ± 2.146e-09	T4 [°C] :	-	25.581 ± 4.371e-03	VAX CCyclo Se [mbar] :	Mesure	1.970e-06 ± 0.0	VAX PrLigne [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0
			I- [mA] :	-	3.040e-03 ± 8.535e-10	T5 [°C] :	-	24.607 ± 5.090e-03	VAX CCible Se [mbar] :	Mesure	3.815e-06 ± 0.0	VAX3 PrPompe [mbar] :	Mesure	8.174e-03 ± 3.386e-09
			ID- [kV] :	5.562	5.548 ± 4.003e-10	T6 [°C] :	-	25.468 ± 5.877e-03	VAX3 Se [mbar] :	Mesure	3.410e-06 ± 0.0	VAX3 PrLigne [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0
			ID- [mA] :	-	1.423e-03 ± 9.164e-10	T7 [°C] :	-	26.108 ± 9.245e-03	VAX3 Target Pr [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0			
			Inj Pr [mbar] :	Out of range	9900.0 ± 0.0	T8 [°C] :	-	26.964 ± 5.222e-03						
			Inj Se [mbar] :	Mesure	4.861e-07 ± 0.0	T9 [°C] :	-	27.415 ± 7.016e-03						
						T10 [°C] :	-	28.371 ± 8.100e-03						
						Vcyc Dessus Pr [mbar] :	Mesure	35.998 ± 1.583e-03						
						Vcryo Dessous Se [mbar] :	Mesure	569.889 ± 5.459						
						HV Dessous [mbar] :	Mesure	1.702e-06 ± 0.0						
						Vide P Enceinte [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0						
						Dessus cryo 1 [mbar] :	Mesure	3.010e-06 ± 0.0						
						Dessus cryo 2 [mbar] :	Mesure	5.439e-07 ± 0.0						
						BaV extract A [mbar] :	Mesure	7.593e-07 ± 0.0						
						BaV extract P [mbar] :	Mesure	6.729e-07 ± 0.0						

Figure 4-3 : fiche de paramètre type (tir sur la ligne AX3).

Sur la Figure 4-3 est présenté en rouge les paramètres qui n'effectuent pas de mesure ou qui sont défectueux (coupelle de Faraday hors de la ligne, sonde à vide hors de leur plage de mesure et groupeur noté « BU » coupé). Sur cette même figure, la plage temporelle de mesure désignée par « Time Start » et « Time End » est présentée. La plage de mesure correspond réciproquement au début et à la fin de la plage de mesure, avec en dessous la ligne sélectionnée (« Line select »). La fiche de paramètre obtenu est possiblement imprimable (« Print ») et enregistrable au format « PNG » (« Save »). Les fiches de paramètres consignés sont obtenue via les fonctions « ParaMachine » et « ParaMachine List Time ».

#### 4.D.II. Les graphiques

Les graphiques permettent d'analyser rapidement des données et d'estimer de possible corrélation ou relation entre les paramètres de la machine et de visualiser les résultats obtenus durant des expériences.

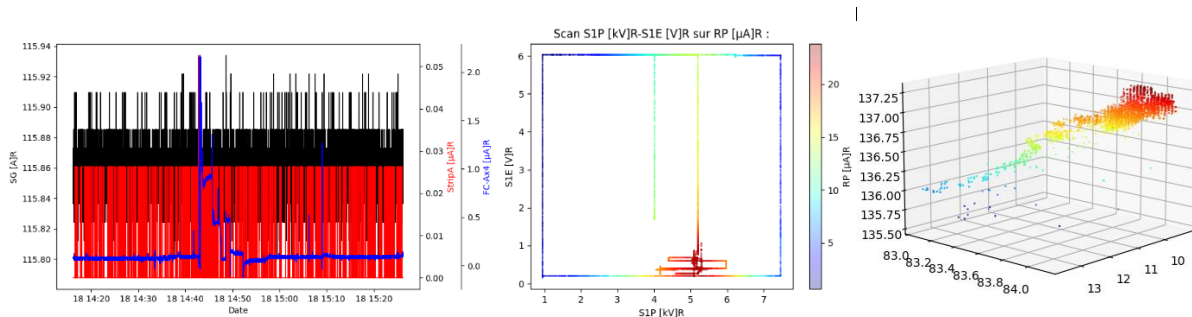


Figure 4-4 : exemple de graphique sur des données brut : à gauche sous forme de courbe, au centre de graphique 2D et à droite sous la forme de graphique 3D en vue isométrique.

Un autre moyen de faire des analyses multidimensionnelles rapides est par un affichage des données sous la forme de graphique paramétrique (Figure 4-5). Dans ce type de graphique, chaque colonne est un paramètre affiché qui est relié entre eux via des lignes colorées. La couleur des lignes est définie en fonction de la valeur du paramètre sélectionnée pour être l'axe colorimétrique, dans l'exemple sur la Figure 4-5 c'est la valeur du courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm (RP) normés par l'intensité retour du paramètre de puissance de la source (S1A). Une ligne entre les paramètres relie la valeur des paramètres à un moment donné. La superposition de toutes les lignes de couleur permet la mise en exergue de la valeur préférentielle des paramètres en fonction de l'optimisation recherchée. Pour aider à la mise en exergue des valeurs préférentiel, une sélection des données à la main est possible. La sélection des données se matérialise par des zones en rose sur le graphique qui sont sélectionnées. Pour qu'une ligne soit retenue (ligne colorée selon l'axe colorimétrique), il est nécessaire qu'elle passe par toutes les régions sélectionnées, sinon elle devient grise.

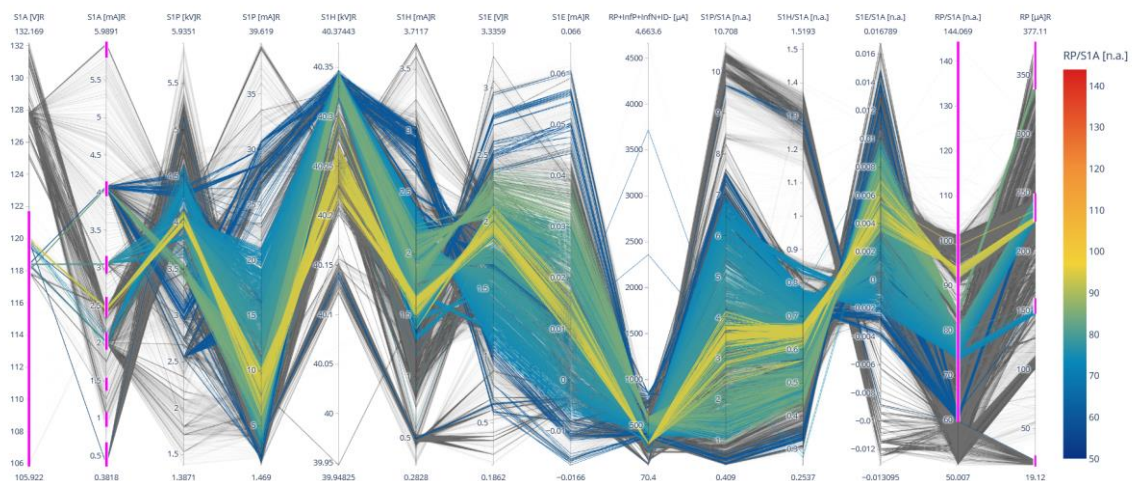


Figure 4-5 : exemple de graphique paramétrique.

#### 4.D.III. L'étude des paramètres corrélée

Entre les paramètres, les corrélations apparaissent sur des séries de données sélectionnées sont étudiées. L'évaluation de la corrélation passe par un test de Spearman, car les données ne suivent pas toutes une distribution gaussienne, ce qui interdit de faire ce calcul par la méthode de Pearson. Parmi les corrélations obtenues entre les paramètres, les corrélations les plus fortes sont recherchées, soit 1 ou



-1, ce qui correspond respectivement à une corrélation positive et une corrélation négative. Un exemple des résultats obtenus est présenté sur la Figure 4-6. L'exemple présenté est obtenu par l'application de la fonction « Étude des données corrélées », sur la Figure 4-1.

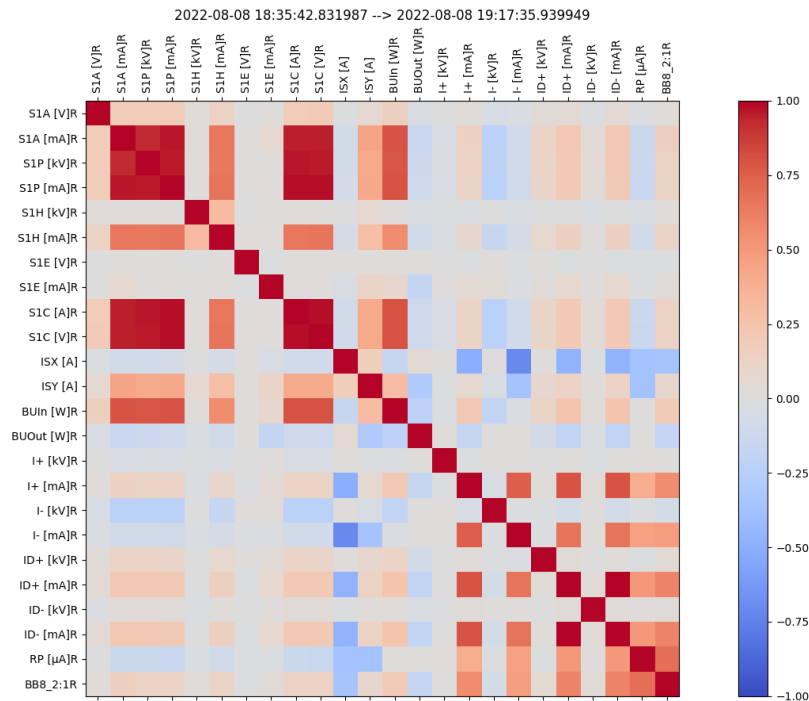


Figure 4-6 : exemple de résultat du calcul de corrélation par la méthode de Spearman.

Sur la Figure 4-6 est présentée le résultat du calcul de la corrélation entre une série de paramètres (en abscisse et en ordonnée) sur une fenêtre temporelle sélectionnée (en titre) avec en axe colorimétrique le résultat du calcul de corrélation de Spearman. Dans l'exemple, des corrélations fortes sont présentes entre les paramètres retour de la source Multicusp (en haut à gauche), ainsi qu'entre les courants mesurés sur l'infecteur et le défecteur au bout de la ligne d'injection (en bas à droite).

#### 4.D.IV. L'ajustement de courbe

Un ajustement de courbe automatique est possible pour en déterminer les caractéristiques de certaines mesures physiques sur des données sélectionnées, comme présentées sur la Figure 4-7. Sur la figure ci-dessous est présenté un ajustement polynomial (en rouge) d'une mesure du CBQSW (III.A.3) sur la fenêtre temporelle affiché en titre de la figure. Dans ce cas de figure, l'ajustement polynomial est utilisé comme une fonction de lissage des données pour l'estimation du CBQSW. Cet exemple découle de l'application de la fonction « QuadScan » présentée sur la Figure 4-1.

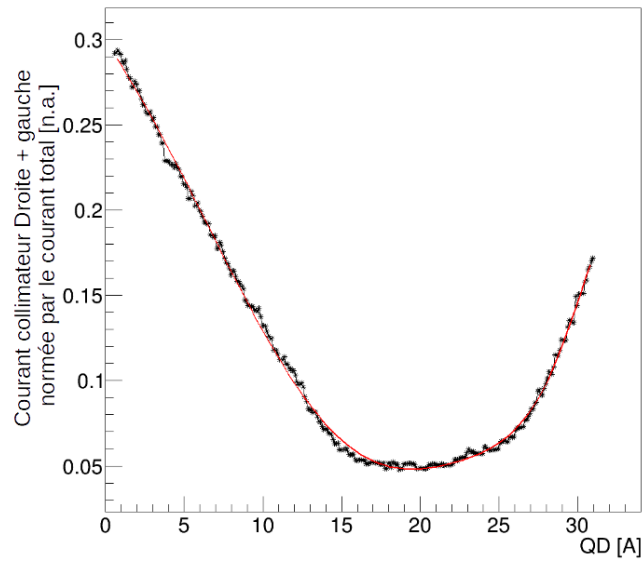


Figure 4-7 : exemple d'ajustement automatique sur un jeu de donnée extraite.

#### 4.D.V. Conclusion

Cet outil a pour objectif de permettre une analyse simplifiée et rapide des données expérimentales. Tous les modules présentés sont utilisés sur des données expérimentales pour vérifier des hypothèses ou réaliser de l'exploration et de l'exploitation des données expérimentales.

## Annexe 5. Benchmark dans des conditions de bruit simulé

Pour évaluer l'avantage à calculé l'émittance d'un faisceau par l'ajustement d'une bi-gaussienne 2D (IV.B.1.a).(3)) plutôt que par variation de seuil (IV.B.1.a).(2)). Une comparaison des deux méthodes est effectuée sur un cas d'un faisceau gaussien avec du bruit. Le faisceau gaussien est simulé par une bi-gaussienne 2D et le bruit est une reproduction du bruit mesuré dans les mesures sans faisceau à ARRONAX (5.A).

Pour la comparaison, deux paramètres d'évaluation sont définis : l'amplitude de la bi-gaussienne 2D et la valeur de l'émittance injectée. À chaque variation des paramètres, 1000 tirages aléatoires sur la position de bi-gaussienne 2D, son angle et la forme sont réalisés (5.B).

La valeur moyenne des 1000 valeurs d'émittance obtenue (5.C) est comparée à la valeur d'émittance injectée, donnant l'erreur systématique (Figure 5-1) et la déviation standard des 1000 valeurs d'émittance est défini comme l'erreur aléatoire (Figure 5-1). La capacité des deux algorithmes à calculer l'émittance est évaluée via la comparaison de leurs erreurs aléatoires et de leurs erreurs systématiques lors de la variation des deux paramètres (5.D).

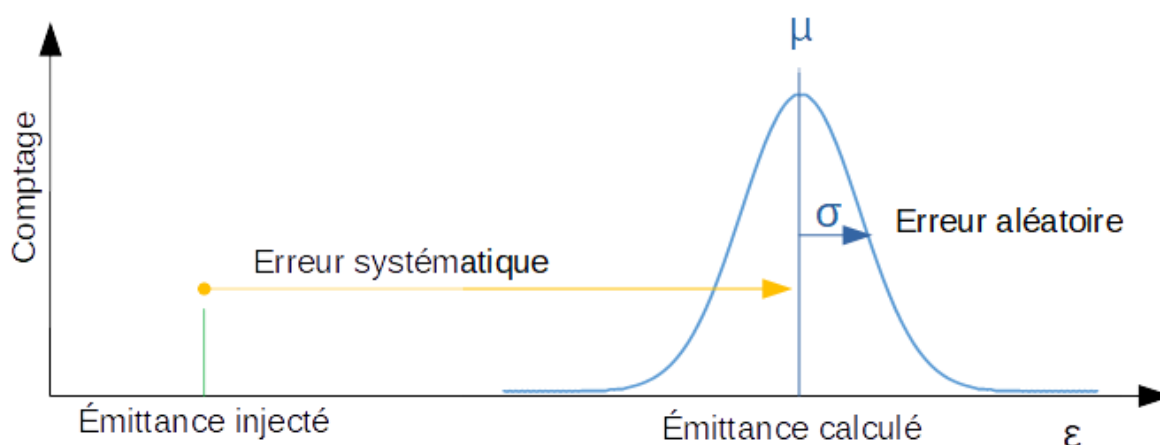


Figure 5-1 : illustration de l'erreur systématique et de l'erreur aléatoire.

Sur la Figure 5-1, l'erreur systématique est représentée par l'écart séparant la valeur d'émittance injectée dans le bruit de fond et la moyenne des valeurs d'émittance calculée par une des deux méthodologies (en jaune). L'erreur aléatoire représente la déviation standard des valeurs calculées par une des deux méthodologies (en bleu).

### 5.A. Simulation du bruit de fond

Pour simuler le bruit de fond expérimental, tout en conservant les corrélations pouvant apparaître dans les mesures, une décomposition de huit mesures sans faisceau (Figure 5-2) par FFT2D est exécutée. Les huit mesures sélectionnées ont les mêmes dimensions. De la FFT2D est extrait une partie réelle et une partie complexe dans  $L^2$  (espace des résultats de la FFT2D). Les parties réelles sont moyennées pour obtenir le signe préférentiel assigné à chaque point. Les parties réelles en absolue sont moyennées pour obtenir l'amplitude moyenne associée à chaque point. Il en est de même pour la partie complexe, pour les mêmes raisons (Figure 5-3).

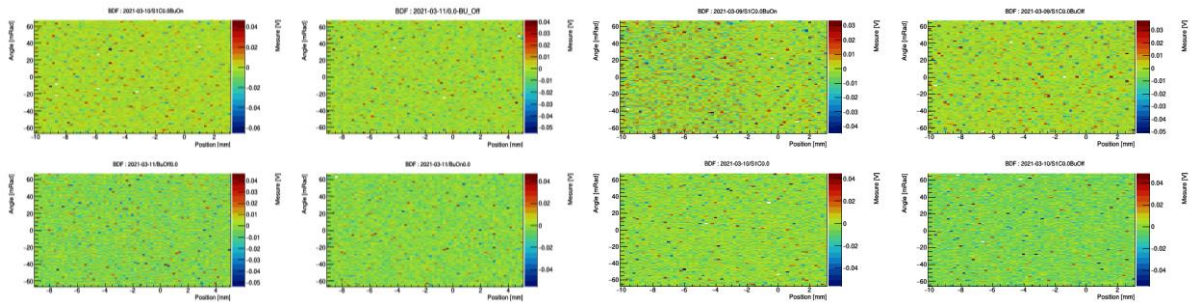


Figure 5-2 : les huit mesures de bruit de fond sans faisceau.

Sur la Figure 5-2, les huit bruits de fond mesurés entre le 09 mars 2021 et le 11 mars 2021 sont présentés. Leurs mesures sont effectuées dans des conditions expérimentales proches. Les mesures de bruit de fond sont réalisées avec les sources coupées et le vide dans la ligne d'injection similaire. La Figure 5-3 présente le résultat l'assemblage des parties réel et complexe décrit précédemment. En haut sont présentés les parties réelles (à droite) et complexes (à gauche) moyennés servant à déterminer le signe préférentiel de la partie complexe et réelle. En bas est présentée la moyenne des parties réelle (à droite) et complexe (à gauche) en absolu servant à exprimer l'amplitude moyenne assigné à chaque point.

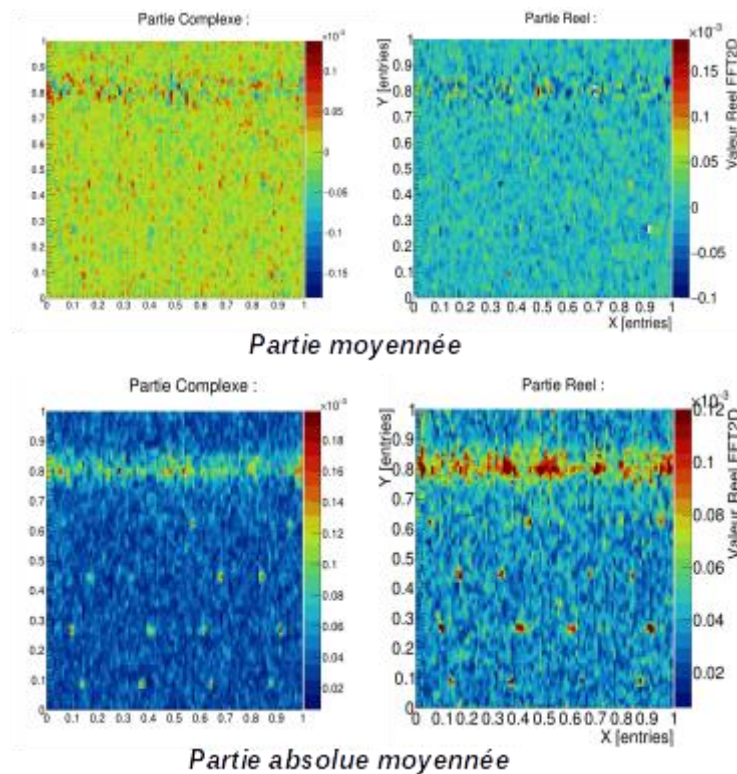


Figure 5-3 : les parties moyennées et les parties en absolu moyennées.

Les parties réelles et complexes obtenues sont associées par une pondération aléatoire (Figure 5-4), dans le but de générer des parties réelles et complexes uniques, qui par FFT2D inverse deviendront des bruits de fond aléatoire suivant la distribution initiale des valeurs du bruit de fond (Figure IV-12).

La Figure 5-4 présente la méthode (au centre) pour associer la partie réelle moyenne et la partie réelle en absolu moyennée (à gauche), pour obtenir une partie réelle unique (à droite). Pour obtenir une partie réelle unique, chaque valeur (nommé pixel sur la Figure 5-4) est examinée et si la valeur absolue moyenne des pixels est supérieure ou inférieure au seuil de  $7,883.10^{-7}$ , alors un traitement distinct est appliqué. Si la valeur est inférieure, alors un signe est assigné aléatoirement aux valeurs absolues



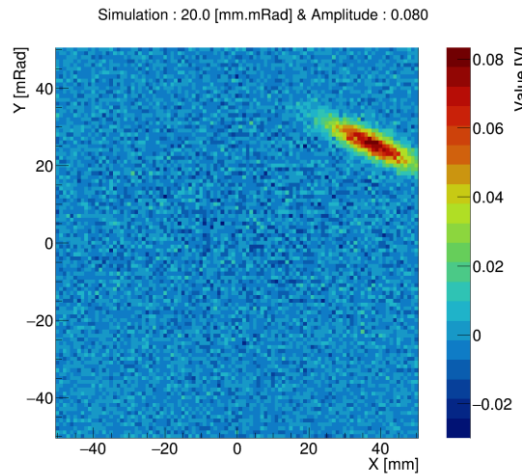


Figure 5-5 : exemple d'un bruit de fond généré avec une bi-gaussienne 2D injectée. Le signal injecté à une amplitude de 0,080 V et une émittance à 39,35 % de 20 mm.mrad.

### 5.C. Analyse des émittances

À chaque génération aléatoire d'une nouvelle figure d'émittance, l'émittance du faisceau est calculée par ajustement d'une bi-gaussienne 2D (IV.B.1.a).(3)) et par variation du seuil (IV.B.1.a).(2)). Ces calculs sont appliqués suite à une séparation du « bruit de fond » et du « signal » (IV.B.3).

Le calcul de l'émittance par l'ajustement bi-gaussien 2D nécessite une initialisation de l'ajustement. L'initialisation des paramètres est réalisée par des ajustements de la partie « bruit » par  $C$ , dans le cas présent constant (IV.B.1.a).(3)) et l'ajustement de la partie « signal » par la bi-gaussienne 2D. L'initialisation a pour objectif de faciliter la convergence de l'ajustement lorsque de la réalisation de celui-ci sur l'ensemble des points, les résultats obtenus suite à l'ajustement serviront à calculer l'émittance mesurée.

Le calcul de l'émittance par variation du seuil (IV.B.1.a).(2)) est réalisé sur la partie « signal » de la figure. L'ajustement est réalisé sur l'espace [x% ; 99%] avec comme contrainte que celui-ci doit avoir un  $\text{Khi}^2$  de Pearson  $< 50$ . La valeur de x% augmentera tant que la contrainte n'est pas validée, x% pouvant appartenir à [19% ; 97%].

Tous les résultats obtenus par les deux méthodes pour une amplitude et une émittance donnée sont regroupés dans un histogramme (Figure 5-6), ce qui permet de calculer l'erreur systématique et l'erreur aléatoire associées au tirage aléatoire avec émittance et amplitude fixe. Sur la Figure 5-6 est présenté en noir l'émittance réelle, en vert l'émittance calculée par l'ajustement bi-gaussien 2D et en bleu, l'émittance calculée par variation du seuil. L'erreur systématique pour l'ajustement bi-gaussien 2D est estimée à 0,01 mm.mrad (20,00 – 19,99) et l'erreur aléatoire à 1,16 mm.mrad. Par variation du seuil, l'erreur systématique est estimée à 0,72 mm.mrad (20,00 – 19,28) et l'erreur aléatoire à 2,06 mm.mrad. Ces valeurs sont justes à  $\pm 3,16\%$ , suite aux 1000 tirages aléatoires ( $1/\sqrt{1000} = 0,0316$ ).



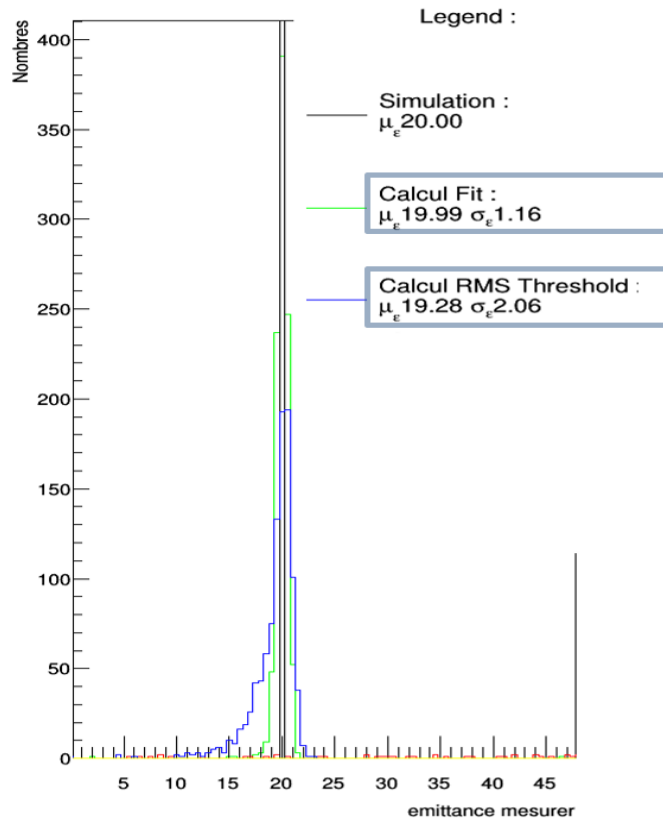


Figure 5-6 : exemple des résultats obtenus pour une émittance de 20 mm.mrad injecté avec une amplitude de 0,080 V.

#### 5.D. Compilation des résultats

Pour les amplitudes et émittances étudiées, les erreurs sont récupérées et compilées sous la forme d'un graphique. 176 Points sont présents sur la Figure 5-7, entre les points, une interpolation des valeurs intermédiaires est réalisée par la méthode de Delaunay implémentée dans le code ROOT [137]. Les graphiques présentent sur l'axe horizontal l'émittance de la bi-gaussienne 2D (39,35%), sur l'axe vertical l'amplitude maximale de la bi-gaussienne 2D et sur l'axe colorimétrique l'erreur systématique ou l'erreur aléatoire assignée à chaque technique. L'amplitude de la bi-gaussienne 2D et les variations du bruit de fond peuvent être traduites en un rapport signal sur bruit par l'équation 5-1.

$$S/N_{dB} = 20 * \log_{10} \left( \frac{\text{Amplitude maximal du signal [V]}}{\text{Ecart type du bruit de fond} = 0,006266 [V]} \right) \quad 5-1$$

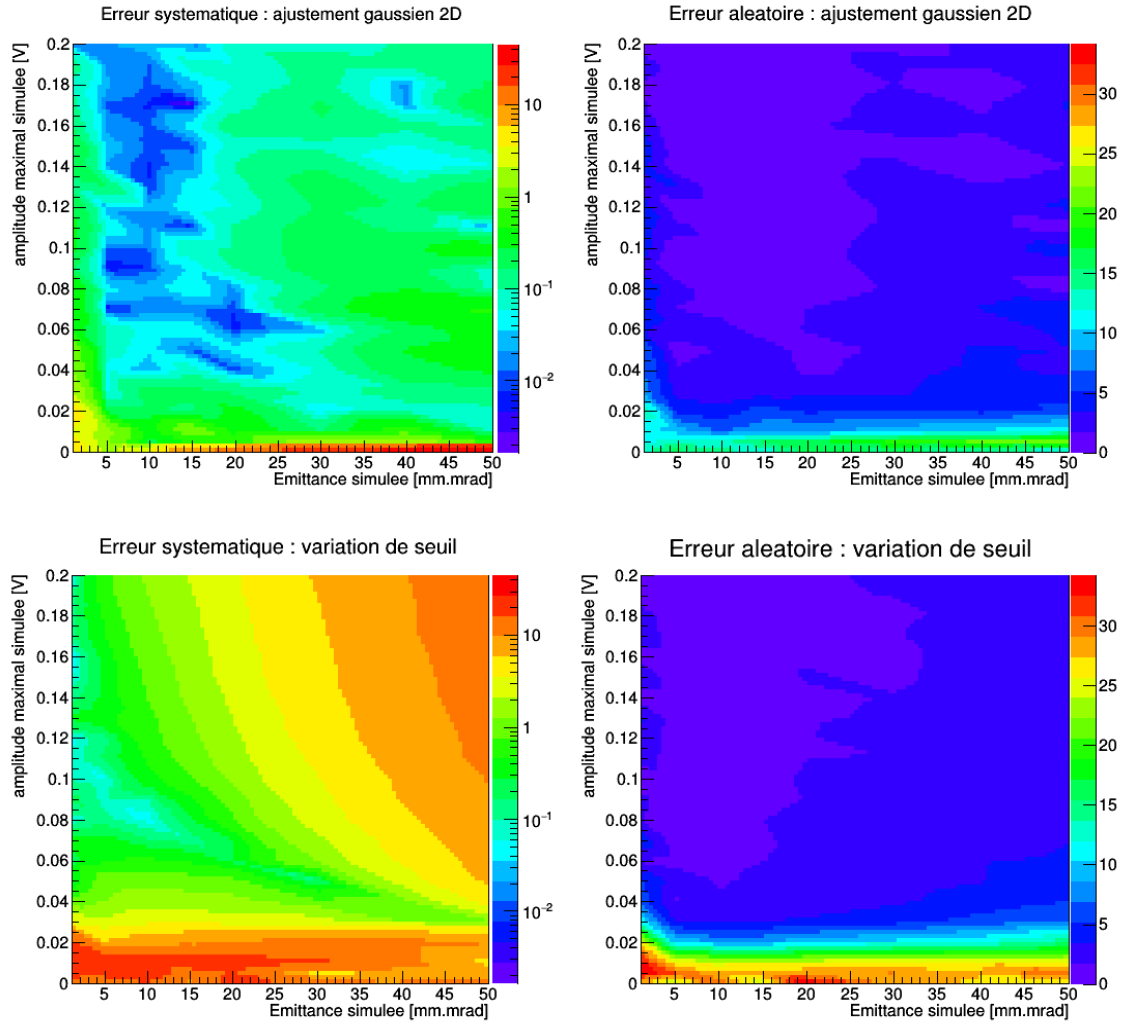


Figure 5-7 : erreur systématique et erreur aléatoire pour les deux techniques, exprimée en mm.mrad.

La Figure 5-7 présente quatre graphiques. L'erreur systématique associée à l'ajustement de la bi-gaussienne 2D est présentée en haut à droite et l'erreur systématique associée à la variation de seuil en bas à droite. L'erreur aléatoire associée à l'ajustement de la bi-gaussienne 2D est présentée en haut à gauche et l'erreur aléatoire associée à la variation de seuil en bas à gauche.

Sur la Figure 5-7, l'erreur systématique assignée à l'ajustement 2D est plus faible que l'erreur systématique par variation de seuil, sauf dans la région des très faibles valeurs entre 30 et 50 mm.mrad où l'erreur systématique est plus faible par variation de seuil. Cette région s'explique par le fait que dans le cas d'une figure d'émission sans bi-gaussienne 2D (d'amplitude nulle), l'ajustement de la bi-gaussienne 2D va converger vers la valeur de 5 mm.mrad. Par opposition, la technique par la variation de seuil ne converge pas vers une valeur unique en l'absence de bi-gaussienne 2D. La technique par la variation de seuil a plus de difficulté à estimer l'émission des bi-gaussiennes 2D de faible amplitude en dessous de 0,02 V. Pour juger de la capacité, de la technique à estimer l'émission, l'erreur aléatoire est un bon indicateur. Dans le cas de la technique par variation de seuil, un seuil arbitraire peut être estimé à 0,02 V, car en dessous de ce seuil, l'émission estimée est à une erreur aléatoire de 10 mm.mrad. Pour le cas de la technique par ajustement bi-gaussien 2D donne un seuil aux alentours de 0,01 V.

Les résultats obtenus permettent de dire que dans le cadre de cette comparaison, la technique par ajustement d'une bi-gaussienne 2D est plus sensible et à une erreur systématique plus faible lors du calcul de l'émission avec un signal bi-gaussien 2D.



## Annexe 6. Extraction du bruit de fond par FFT2D

Pour soutirer le bruit sans réduire le signal, un masque de données est recherché aléatoirement pour permettre d'avoir une extraction du bruit de fond de l'image qui a un  $\chi^2$  de Pearson faible lors de sa comparaison à la distribution attendu du bruit de fond. Sur la Figure 6-1 est présentée la distribution du bruit de fond des huit mesures présenté sur la Figure 5-2 en bleu, sur laquelle un ajustement d'une bi-gaussienne est effectué. L'ajustement bi-gaussien est la distribution attendu du bruit de fond lors de l'extraction du bruit de fond sur les mesures suivantes.

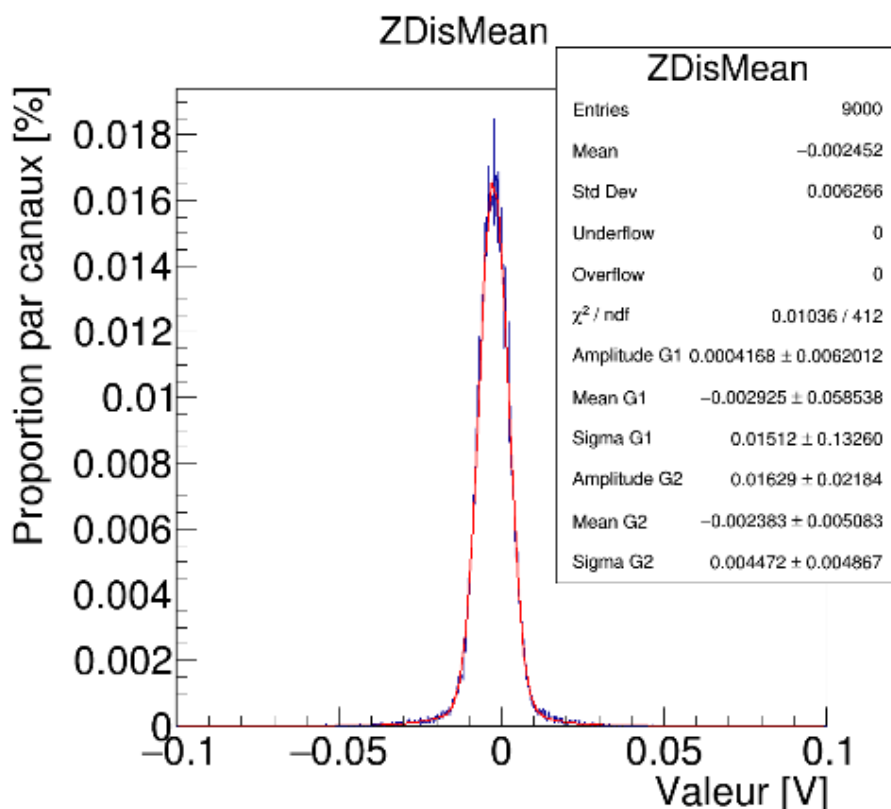


Figure 6-1 : distribution des valeurs de bruit de fond sur huit mesures sans faisceau en mars 2021 (Figure 5-2).

Sur la Figure 6-1 est présenté l'ajustement des valeurs des huit bruits de fond mesurés par une bi-gaussienne (addition de deux gaussiennes 1D) avec les paramètres de l'ajustement et les paramètres du bruit de fond dans la fenêtre de droite. La moyenne et l'écart-type du bruit de fond (en bleu) sont présentés respectivement en haut de la fenêtre sur la ligne « Mean » et « Std Dev ». Les paramètres de l'ajustement de la bi-gaussienne (en rouge) sont présentés sur les lignes « Amplitude G1 », « Mean G1 » et « Sigma G1 », ce qui correspond réciproquement à l'amplitude de la première gaussienne, sa moyenne et à son l'écart-type. La seconde gaussienne « G2 » a les mêmes paramètres, ils sont nommés avec le suffixe « G2 ».

Pour réaliser le masque de données, les mesures sont décomposées par FFT2D en une partie complexe et une partie réelle, comme illustrer sur la Figure 6-2. La Figure 6-2 présente une mesure d'émittance à gauche, sur laquelle une FFT2D est appliquée, donnant une partie réelle en haut à droite et complexe en bas à droite.

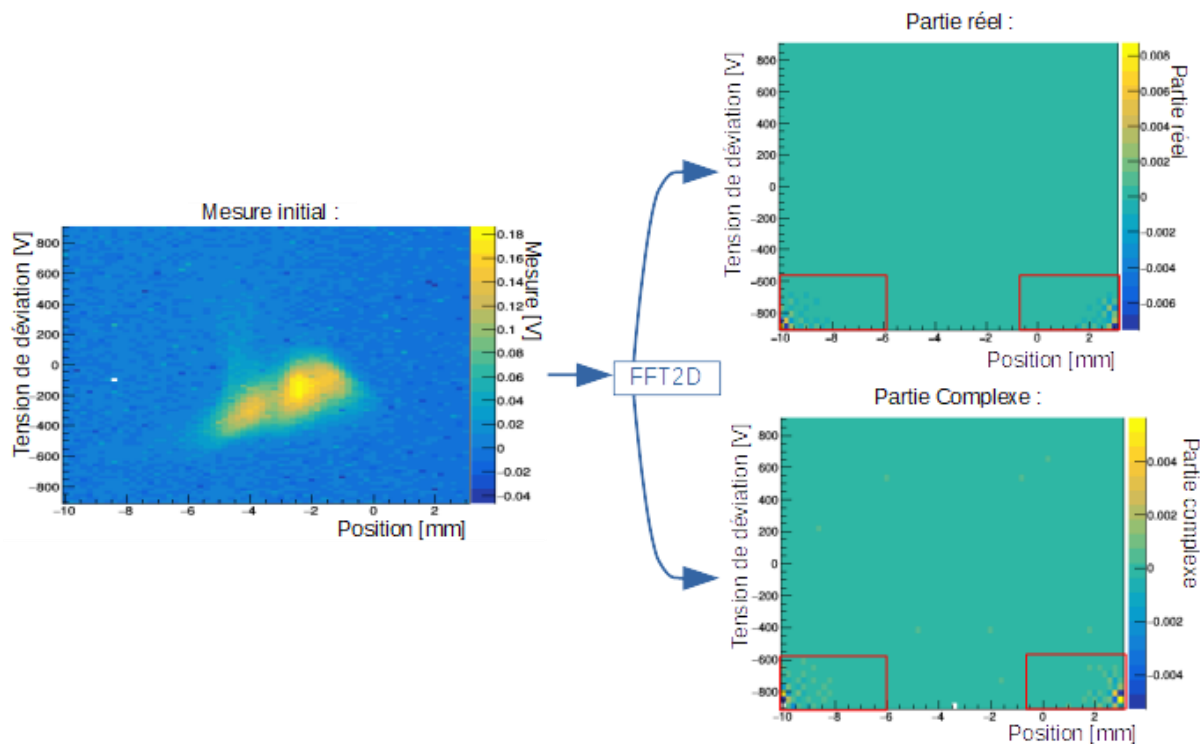


Figure 6-2 : exemple de décomposition d'une mesure par FFT2D en une partie réel et complexe. Encadré en rouge les parties correspondant au signal.

Pour isoler la partie signal, sur la partie complexe et réelle sont appliquées deux matrices de pondération des données. Les matrices sont initialisées selon les régions comprenant les composantes relatives au signal et celle au bruit. Les régions des parties complexes et réelles comprenant les composantes relatives au signal sont initialisées à 1 soit sans pondération (partie encadrée en rouge sur la Figure 6-2), contrairement à toutes les autres valeurs de la matrice de pondération réelle initialisée à 0,193 et 0,168 pour la matrice de pondération complexe. Les valeurs sont définies empiriquement pour faciliter la convergence. Les matrices sont appliquées par la multiplication terme à terme des valeurs de la matrice sur leurs parties correspondantes. Les régions comprenant les composantes relatives au signal sont identifiées suite à la comparaison des parties réelle et complexe associée à des mesures comprenant du signal et des mesures ne comprenant pas de signal.

Par un tirage aléatoire, la valeur de chaque composante des matrices est ajustée pour réduire le  $\text{Khi}^2$  de Pearson entre la double gaussien définissant le bruit de fond (Figure 6-1) et la distribution des valeurs du bruit de fond soutiré.

L'algorithme réalisant la convergence est inspiré du « Stochastic Gradient Descent » sans calcul du gradient, car par le Stochastic Gradient Descent, si le pas n'est pas adapté à notre espace, il ne n'est pas possible de sortir d'un minimum local ou de trouver le minimum global. Pour éviter un enfermement dans un minimum local lors de la convergence, le pas évolue durant le tirage (6-1) passant successivement d'un pas de faible amplitude lorsque la valeur du  $\text{Khi}^2$  réduit, puis augmentant progressivement jusqu'à la prochaine réduction du  $\text{Khi}^2$  (Figure 6-3).

L'équation IV-32 présente comment évolue le pas par le changement de pondération en diviseur. L'équation repose sur le tirage aléatoire uniforme d'une valeur comprise entre zéros et un moins le facteur de 0,5, soit un tirage uniforme entre -0,5 et 0,5. Le tout multiplié par la valeur du paramètre ayant obtenu le meilleur  $\text{Khi}^2$  lors de la comparaison de la distribution du bruit de fond à la distribution

attendue (bi-gaussien). Il y a autant de paramètres qu'il n'y a de point de mesure, soit en moyenne plus de 3000.

$$Pas = \frac{Loi_{uniforme}[0; 1] - 0,5}{Pondération} \cdot Paramètre_{BestKhi^2} \quad 6-1$$

La Figure 6-3 présente l'évolution du facteur de pondération qui est appliqué lors du calcul du pas aléatoire (IV-32). Lorsque le Khi<sup>2</sup> de Pearson entre la distribution des valeurs du bruit de fond et la distribution des valeurs attendues (bi-gaussienne, Figure 6-1) réduit, le facteur de pondération augmente, puis diminue de linéairement jusqu'à la prochaine réduction du Khi<sup>2</sup>. Lorsque la valeur du Khi<sup>2</sup> ne réduit plus, un balayage de l'espace est réalisé à la recherche d'un plus faible Khi<sup>2</sup>, ce qui permet de se rassurer sur l'obtention d'un minimum local proche du minimum global ou du minimum global.

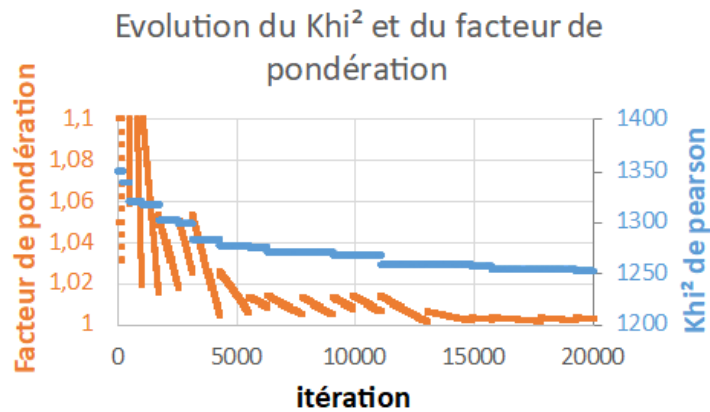


Figure 6-3 : exemple de l'évolution du facteur de pondération (6-1) et du Khi<sup>2</sup> en fonction de l'itération.

Une autre contrainte est appliquée sur la convergence. Pour éviter une surévaluation des parties appartenant au bruit de fond durant la phase de convergence, les valeurs moyennes de chaque ligne et colonne de la partie bruit de fond sont comprises dans un intervalle défini empiriquement [Moyenne du bruit de fond-0,0025 ; Moyenne du bruit de fond+0,025] (Figure 6-4). Au-delà de cet intervalle, des effets indésirables peuvent apparaître. Des parties non négligeables du signal peuvent ce retrouvé comme étant considéré comme du bruit.

La convergence est considérée comme valide si le Khi<sup>2</sup> de Pearson entre la distribution des valeurs du bruit de fond et celle attendue, divisé par les degrés de liberté, atteint la valeur de 0,5 (Figure 6-4).

Sur la Figure 6-4 est présenté un exemple de la séparation du bruit de fond du signal. Les parties réelles et complexes du bruit sont présentées en haut à gauche. Par FFT2D inverse, il est obtenu la figure du bruit de fond au centre à droite qui est comparée à la distribution attendue du bruit de fond en bas à droite. La partie signal en haut à droite est obtenue par la soustraction de la partie bruit à la mesure initiale. La vérification que la moyenne des lignes et colonne du bruit de fond appartient bien à l'intervalle défini est présentée en bas à gauche et en bas au centre. Les deux lignes rouges présentes sur les graphiques sont les bornes inférieures de l'intervalle défini empiriquement.

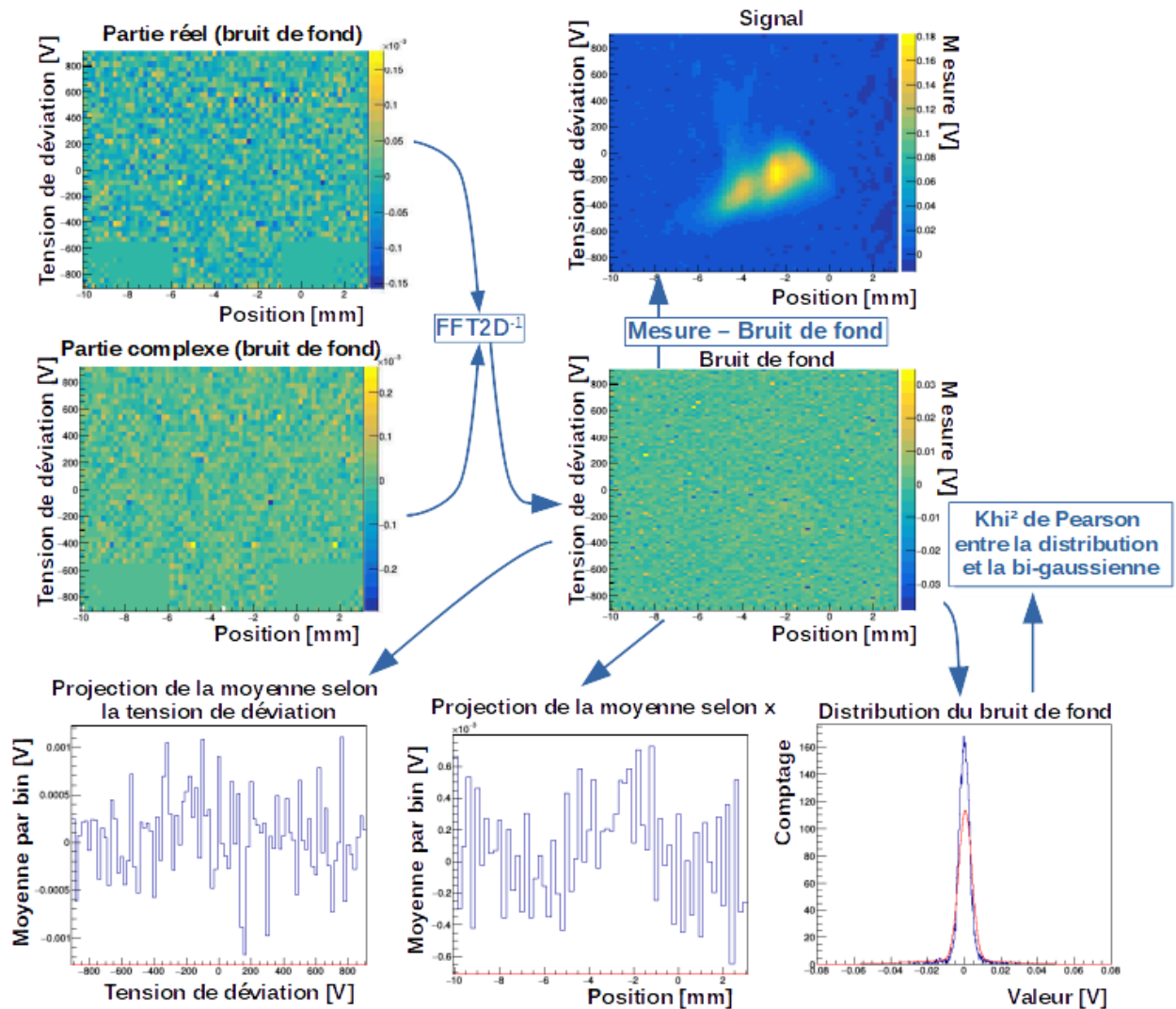


Figure 6-4 : exemple de résultat obtenu après convergence.

Suite à l'obtention d'une figure comprenant le signal sans la composante bruit, il est déterminé le nombre de maximums locaux par l'algorithme présenté en amont (IV.B.4.a). Un exemple est présenté sur la Figure 6-5. La figure présente la mesure initiale à gauche qui par la séparation du bruit du signal donne la partie signal à droite, sur laquelle une recherche des maximums locaux est effectuée.

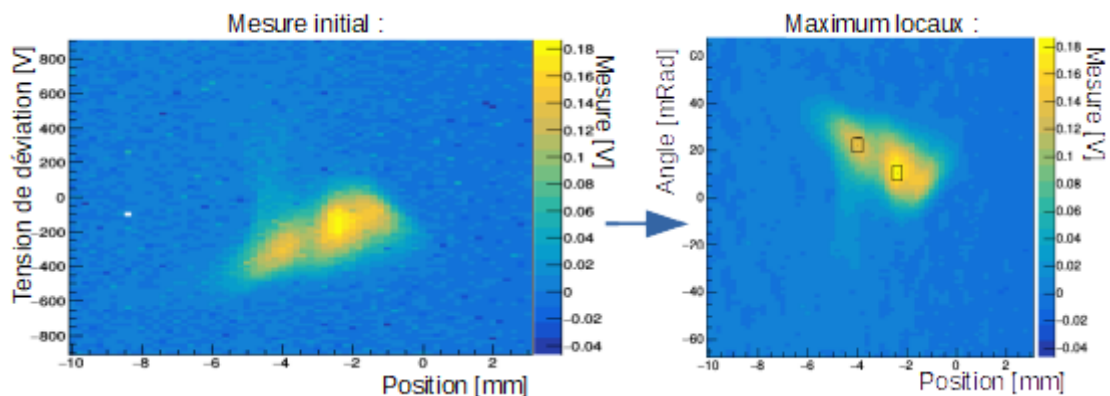


Figure 6-5 : exemple de résultat obtenu suite à la séparation du bruit de fond et du signal et à la recherche des maximums locaux.

Cette première méthode a pour contrainte d'être relativement longue, elle peut prendre plusieurs heures avant de trouver un masque réel et complexe qui satisfait le  $\chi^2$ . Cette première méthode a pour avantage de rendre l'analyse plus sensible aux maxima locaux, car elle a pour but d'éliminer le bruit de fond tout en conservant les variations locales associées au signal, même de faible amplitude. Cette méthode n'est pas employée pour faire une réelle séparation du bruit de fond du signal et une estimation de l'émittance du faisceau, car cette méthode repose sur des valeurs définies empiriquement et aucune étude de la fiabilité de cette méthode n'est réalisée.

## Annexe 7. Influence des paramètres étudiés sur les paramètres faisceau

Une description associée à chaque paramètre de la ligne d'injection présentée sur la Figure V-3 est décrite dans cette annexe. La description technique est utile, car c'est la description associée à chaque dénomination de paramètre utilisé sur les figures du Chapitre V. Dans cette annexe, l'influence de chaque paramètre de réglage sur les paramètres faisceau, l'émittance et le courant mesuré sur la sonde radiale (Mesure d'intensité radiale sur la Figure V-3) est détaillée synthétiquement.

Chaque paramètre de réglage présenté a une valeur retour associée. Une valeur retour correspond à la valeur mesurée par les alimentations chargées d'appliquer la valeur consigne associée. La valeur retour de chaque paramètre de réglage est désignée par le nom du paramètre suivi d'un « R ». Cette dénomination est valable pour tous les paramètres, sauf pour le paramètre « S1C [A] », qui a sa valeur retour désignée sous le nom de « S1A [mA] ».

### 7.A. La source Multicusp

Comme présentée dans le Chapitre II (II.E.3.b), page 39), la source Multicusp est constituée de filaments émettant des électrons qui vont être utilisés pour ioniser un gaz et former des ions négatifs. Ces électrons sont accélérés au sein de la source par une différence de potentiel entre le filament émetteur d'électron et la paroi de la source. Les ions négatifs formés seront accélérés par une différence de potentiel de plusieurs kV, répartie entre la tension d'extraction et la tension d'accélération.

- **S1A [V]** : tension d'accélération des électrons, elle se situe aux alentours des 120 V (valeur maximale de l'alimentation). Le paramètre S1A [V] n'a pas d'influence sur les paramètres mesurés par l'émittance-mètre. Il a une influence seulement sur l'intensité du faisceau, lorsque le paramètre augmente, l'intensité du faisceau augmente aussi.
- **S1P [kV]** : tension d'extraction des ions, elle se situe pour des ions H<sup>-</sup> aux alentours de 3kV. La tension S1P [kV], comme décrite dans la partie V.A.2.b).(1).(d) a une influence sur  $\mu_x$  ;  $\mu_x'$  ;  $\sigma_{xp}$  ;  $\sigma_{xp}'$  ; NumMax ; l'émittance et la valeur de courant sur la sonde radiale lors de la variation du paramètre consigne associée.
- **S1E [V]** : tension du suppresseur d'électron se situant dans une plage de quelques volts allant de zéro à dix volts. La tension S1E [V], (comme décrit dans la partie V.A.2.b).(1)) a une influence lors de sa variation sur le NumMax ; le courant mesuré sur la sonde radiale et surtout sur  $\mu_x$ .
- **S1C [A]** : courant d'électron exprimé en ampère. Le courant retour associé est S1A, exprimé en mA. La valeur S1A est égale à un millième du paramètre S1C [A]. S1C est le paramètre de réglage qui est augmenté lorsqu'il est souhaité augmenter le courant sortant de la source. Le paramètre de réglage S1C [A] va avoir une influence sur l'émittance du faisceau (comme montré sur la Figure V-1) ; sur le courant mesuré sur la sonde radiale ; sur  $\sigma_{xp}$  ;  $\sigma_{xp}'$  ;  $\mu_x$  ;  $\mu_x'$  et sur le nombre de maximums locaux. Opérationnellement, il se situe classiquement dans une région allant de 0,1 A à 3,0 A.
- **S1H [kV]** : tension d'accélération totale des ions, elle se situe aux alentours de 40 kV pour les ions H<sup>-</sup>. Le paramètre de réglage de la tension d'accélération S1H [kV], (comme décrit dans la partie V.A.2.b).(1)) va avoir une influence non négligeable sur  $\sigma_{xp}$  ;  $\sigma_{xp}'$  ;  $\mu_x$  ;  $\mu_x'$  ; sur l'émittance du faisceau ; le NumMax et la mesure du courant sur la sonde radiale.
- **Molette de gaz** : la molette de gaz est l'organe qui va contrôler le débit gaz entrant dans la source. L'impact de ce paramètre de la source n'est pas significatif sur les paramètres du faisceau mesuré. Seule l'intensité du faisceau va croître ou décroître (corrélation positive monotone).

## 7.B. La source SUPERNANOGAN ECR

Comme présenté dans le Chapitre II (II.E.3.a), page 37), la source SUPERNANOGAN ECR a pour but de générer un faisceau d'ions de charge positive. Les paramètres de réglage pouvant être modifiés au sein de la source sont au nombre de cinq. Seulement trois paramètres de réglage sont étudiés avec l'émittance-mètre. Le paramètre de réglage S2P [dB] contrôlant la puissance de l'onde radiofréquence servant à réaliser la résonance cyclotronique dans la source. Le paramètre de réglage S2H [kV] contrôle la tension d'extraction des ions servant à réaliser une première accélération des ions. Le paramètre de réglage S2A [mm] contrôle la position de l'accord cavité permettant d'ajuster l'impédance de la cavité. Cette source n'est pas autant étudiée que la source Multicusp avec le faisceau de H<sup>-</sup>, malgré cela, des informations sont extractibles des mesures d'émittances.

- **S2P [dB]** : puissance de l'onde radiofréquence exprimée en dB. Ce paramètre de réglage va avoir un impact sur l'intensité délivrée par la source. Le paramètre de réglage S2P [dB] va avoir une influence sur l'intensité mesurée sur la sonde radiale ; sur l'émittance du faisceau ; sur la distribution des NumMax ; sur la position de  $\mu_x$  ;  $\sigma_{xp}$  et  $\sigma_{xp}'$ .
- **S2A [mm]** : la position de l'accord cavité allant de 0 à 120 mm. Le paramètre de réglage S2A [mm] va avoir une influence sur le courant mesuré sur la sonde radiale via le placement du faisceau selon  $\mu_x$  et  $\mu_x'$ .
- **S2H [kV]** : tension d'accélération des ions exprimés en kV, placé autour de 20kV. Le paramètre de réglage S2H [kV] va avoir une influence sur l'émittance du faisceau ;  $\sigma_{xp}$  ;  $\sigma_{xp}'$  ;  $\mu_x$  et  $\mu_x'$  lorsque celui-ci est modifié. L'effet du paramètre de réglage S2H [kV] est présent dès des variations de 100 V.
- **S2F [MHz]** : variation en MHz de la fréquence injectée dans la source vis-à-vis de la fréquence initiale de 14,5 GHz. Ce paramètre de réglage n'est pas étudié indépendamment durant la campagne de mesure, il n'est pas possible de tirer de conclusion sur l'impact de ce paramètre de réglage. Sur d'autres sources ECR (Figure II-29, page 39), ce paramètre va permettre d'éliminer les faisceaux creux.
- **S2G [sccm]** : débit de gaz indiqué en cm<sup>3</sup>/minute, pour un gaz dans les conditions normales de température et de pression (définition détaillée dans le pied de page 106). Sur l'intervalle exploré : [3,45 ; 4,05] sccm, le centroïde du faisceau se déplace dans l'espace des phases  $x - x'$  ( $\mu_x, \mu_x'$ ) et la valeur de courant mesuré par l'émittance-mètre et la sonde radiale évolue.

## 7.C. Le solénoïde source

Comme présenté dans les chapitres Chapitre II et Chapitre III, c'est un solénoïde installé juste après la source permettant de générer un champ magnétique parallèle à l'axe de propagation du faisceau. Le solénoïde est alimenté par un courant continu et est contrôlé par le paramètre noté SG [A].

- **SG [A]** : l'intensité injectée dans le solénoïde est exprimée en A. La valeur de ce paramètre de réglage se situe généralement aux alentours de 120 A pour les ions H<sup>-</sup>. L'effet du paramètre de réglage avec un faisceau de H<sup>-</sup> et de He<sup>2+</sup> comme décrit dans le Chapitre II (II.E.2.b), page 31) va faire tourner le faisceau dans le plan  $x - y$  (rotation de Larmor, II-24, page 32), ce qui va coupler les émittances transverses. Les mesures sont présentées dans la partie V.A.2.a). Les mesures donnent accès partiellement ou totalement à l'émittance transverse du faisceau. Comme décrit dans la partie V.A.2.a), le paramètre SG [A] fait évoluer l'émittance du faisceau,  $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}'$ ,  $\mu_x$ ,  $\mu_x'$  et le nombre de maximums locaux.

## 7.D. Le correcteur de trajectoire source

Le correcteur de trajectoire source est un élément générant un champ magnétique de faible intensité. Le correcteur de trajectoire est constitué de quatre bobines permettant de générer deux champs magnétiques transverses selon  $x$  et  $y$ , ayant pour but de corriger la trajectoire du faisceau.

- **SSX [A]** : l'intensité du courant employé pour générer le champ magnétique exprimé en A corrigeant la trajectoire des particules en faisant tourner le faisceau selon  $x$ . Sa valeur se situe aux alentours de quelques A. Le paramètre de réglage SSX [A] va avoir une influence sur le faisceau ( $H^-$ ) selon  $\mu_x$ ' (corrélation négative), ainsi qu'une influence sur le courant mesuré par la sonde radiale. Il a une influence faible sur les autres paramètres faisceau.
- **SSY [A]** : l'intensité du courant employé pour générer le champ magnétique exprimé en A corrigeant la trajectoire des particules en faisant tourner le faisceau selon  $y$ . Le paramètre de réglage SSY [A] va avoir une influence quasi identique sur le faisceau ( $H^-$ ) que le paramètre SSX [A]. Les paramètres faisceau les plus évoluant sont le  $\mu_x$  et le courant mesuré sur la sonde radiale. Les autres paramètres faisceau sont stationnaires.

## 7.E. Le dipôle source

Le dipôle est un élément magnétique générant un champ magnétique transverse d'une intensité de plusieurs mT. Le dipôle a pour rôle de faire tourner le faisceau, comme présenter dans les chapitres Chapitre II et Chapitre III.

- **SD [A]** : l'intensité du courant électrique utilisé pour générer le champ magnétique dans le dipôle exprimé en A. Sa valeur fonctionnelle va se trouver aux alentours de 134 A ( $H^-$ ). Le paramètre de réglage SD [A] va avoir une influence importante sur tous les paramètres faisceau (avec un faisceau de  $H^-$ ) dans l'espace  $x - x'$  ( $\sigma_{xp}$ ,  $\sigma_{xp}'$ ,  $\mu_x$ ,  $\mu_x'$ , l'émittance, NumMax), ainsi que sur le courant mesuré par la sonde radiale.

## 7.F. Les quadripôles

Les quadripôles sont des éléments magnétiques générant des champs magnétiques transverses selon deux axes (présentés dans les chapitres Chapitre II et Chapitre III).

- **Q1 [A]** : l'intensité du courant électrique utilisé pour générer le champ magnétique dans le premier quadripôle. Le paramètre de réglage Q1 [A] va voir une influence importante sur la position du  $\mu_x$  du faisceau ( $H^-$ ) ;  $\sigma_{xp}$  ; l'émittance ; le courant mesuré sur la sonde radiale et le NumMax.
- **Q2 [A]** : l'intensité du courant électrique utilisé pour générer le champ magnétique dans le deuxième quadripôle. Le paramètre de réglage Q2 [A] va voir une influence sur  $\sigma_{xp}$  ;  $\sigma_{xp}'$  ;  $\mu_x$  ;  $\mu_x'$  du faisceau ( $H^-$ ) ; le NumMax ; l'émittance du faisceau et sur le courant mesuré sur la sonde radiale.
- **Q3 [A]** : l'intensité du courant électrique utilisé pour générer le champ magnétique dans le troisième quadripôle. Le paramètre de réglage Q3 [A] étudié avec un faisceau de  $H^-$ , va avoir une influence plus faible que les deux précédents quadripôles sur le  $\sigma_{xp}$  et  $\mu_x$ , ainsi qu'une influence plus forte que les deux précédents quadripôles sur  $\sigma_{xp}'$  et  $\mu_x'$ . Le paramètre de réglage Q3 [A] a aussi une influence sur le NumMax et le courant mesuré sur la sonde radiale.

Des relations expérimentales existantes entre les valeurs des trois quadripôles, elles sont présentées plus en détail dans la partie V.A.2.c), page 113.



### 7.G. Le correcteur de trajectoire de la ligne d'injection

Le correcteur de trajectoire de la ligne d'injection est identique au correcteur de trajectoire source, présent avant le dipôle.

- **ISX [A]** : l'intensité du courant employé pour générer le champ magnétique exprimé en A. Le paramètre ISX [A] est étudié avec un faisceau de  $H^-$ . Ce paramètre va avoir une influence importante sur le  $\mu_x$ , le NumMax et le courant mesuré sur la sonde radiale. Il va avoir une influence négligeable sur les autres paramètres mesurés par l'émittance-mètre.
- **ISY [A]** : l'intensité du courant employé pour générer le champ magnétique exprimé en A. Le paramètre ISY [A] est étudié avec un faisceau de  $H^-$ . Ce paramètre va avoir une influence fort sur l'émittance du faisceau,  $\sigma_{xp}$ ,  $\mu_x$ ,  $\mu_x'$ , ainsi que le courant mesuré sur la sonde radiale. Il va avoir une influence plus limitée sur  $\sigma_{xp}'$  et NumMax.

### 7.H. L'injecteur solénoïde

L'injecteur solénoïde est un solénoïde identique au solénoïde source.

- **IG [A]** : l'intensité injectée dans le solénoïde est exprimée en A. La valeur de ce paramètre de réglage se situe généralement aux alentours de 100 – 110 A. Quelques mesures avec le faisceau de  $H^-$  sont réalisées sur un intervalle de faible amplitude du paramètre de réglage IG [A]. Les variations sont de trop faible amplitude pour pouvoir émettre une information concernant l'influence de IG [A] sur les paramètres faisceaux. Les variations mesurées sont comprises dans les fluctuations des mesures.

### 7.I. Le groupeur

Le groupeur a pour rôle de former des paquets d'ions (longitudinalement) qui sont injectés dans le cyclotron en accord avec la phase de l'onde radiofréquence, pour que les paquets soient accélérés. C'est un élément important pour la transmission du faisceau entre la ligne d'injection et le cyclotron, car sans celui-ci une grande partie du faisceau serait perdue à cause de sélectivité du système RF.

- **BU [V]** : la tension appliquée est comprise entre zéro et dix volts. Cette tension est transcrite en une puissance radiofréquence injectée dans le groupeur. La fréquence injectée dans le groupeur est identique à la fréquence du cyclotron, soit 30,45 MHz. Le signal est injecté avec un déphasage proportionnel au temps de vol entre le groupeur et le centre du cyclotron, qui n'est pas ajustable. Par conséquent, la tension d'extraction des sources doit être ajustée à la valeur du déphasage du groupeur. Le signal injecté dans le groupeur est un signal RF d'une quarantaine de watts pour une tension d'environ 8-9 volts.  
Le paramètre BU [V] ne semble pas avoir d'influence notable sur l'émittance du faisceau de  $H^-$  ou sur les autres paramètres mesurés par l'émittance-mètre. Par contre, ce paramètre va avoir une influence proportionnelle sur le piédestal (Chapitre II) dans les mesures d'émittance. Lorsque la valeur du paramètre BU [V] augmente, le paramètre va avoir pour conséquence d'augmenter la valeur du piédestal après le faisceau (d'après le sens de déplacement de l'émittance-mètre).

### 7.J. Solénoïde central

Le solénoïde central est un solénoïde composé de deux parties qui vont générer un champ magnétique parallèle à l'axe de propagation du faisceau, comme décrit dans les chapitres Chapitre II et Chapitre III.

- **CG [A]** : l'intensité du courant continu injectée dans le solénoïde exprimé en A. La valeur de ce paramètre se situe aux alentours de 200 A.

Malgré le fait que le solénoïde GC se trouve en aval de l'émittance-mètre, il va avoir une influence sur les paramètres faisceau mesurés par l'émittance-mètre, cela est dû à son champ de bord. Le paramètre CG [A] va avoir une influence sur  $\mu_x$ , il va avoir aussi une influence sur le courant mesuré sur la sonde radiale.

### 7.K. Les paramètres du cyclotron

Le cyclotron est composé d'une bobine principale générant un champ magnétique principal allant jusqu'à 1,6 mT, ainsi que des bobines de compensation réglables (comme décrit dans le Chapitre II). L'objectif des bobines de compensation est d'adapter le champ magnétique principale aux multiples types de particules et de conserver l'isochronisme du cyclotron, comme décrit dans le Chapitre II. Chacun de ces éléments est contrôlé par un paramètre détaillé ci-dessous.

- **MC [A]** : l'intensité du courant circulant dans la bobine principale. La valeur du paramètre de réglage MC [A] se situe aux alentours des 227 A (H<sup>-</sup>). Le champ magnétique de bord de la bobine principale va avoir une influence sur les paramètres faisceau. Les variations de MC [A] vont engendrer principalement des déplacements de  $\mu_x$ ,  $\mu_x'$  en plus de jouer sur la mesure de courant sur la sonde radiale. Les effets des variations du courant circulant dans la bobine principale sont visibles dès les premiers ampères.
- **CC1 [A]** : l'intensité du courant circulant dans la troisième bobine de compensation, exprimée en A. Cette bobine de compensation se nomme aussi bobine de compensation externe (CCE). Aucune mesure d'émittance combinée à des variations de la valeur de courant traversant cette bobine de compensation n'est réalisée. Ce paramètre n'est pas étudié, car considéré comme n'ayant pas d'influence sur le faisceau mesuré par l'émittance-mètre.
- **CC2 [A]** : l'intensité du courant circulant dans la deuxième bobine de compensation, exprimée en A. Cette bobine de compensation se nomme aussi bobine de compensation centrale (CCM). Pour les mêmes raisons que CC1 [A], l'influence du paramètre CC2 [A] n'est pas étudiée avec l'émittance-mètre.
- **CC3 [A]** : l'intensité du courant circulant dans la première bobine de compensation, exprimée en A. Cette bobine de compensation se nomme aussi bobine de compensation interne (CCI). Pour les mêmes raisons que CC1 [A] et CC2 [A], l'influence du paramètre CC3 [A] n'est pas étudiée avec l'émittance-mètre.

### 7.L. Récapitulatif de l'Annexe 7

Dans cette annexe, il est présenté l'influence de chaque paramètre de réglage de la ligne d'injection. Seuls quelques paramètres de réglage ont une influence sur un seul paramètre faisceau. La plupart des paramètres de réglage de la ligne d'injection ont une influence sur plusieurs paramètres faisceaux, ce qui ne permet pas d'utiliser ces observations telles quelles pour une optimisation ou un réglage de la ligne d'injection. C'est pour cette raison que les paramètres faisceau sont étudiés sous un angle de vue statistique dans la partie V.A.3. L'étude statistique a pour but de permettre la détermination des corrélations et des paramètres permettant de maximiser la transmission entre la ligne d'injection et la sonde radiale.

# Annexe 8. Paramètre de réglage initial de la ligne d'injection durant les mesures avec l'émittance-mètre.

Table 8-1 : optimisation initiale de la ligne d'injection du C70XP durant la campagne de mesure avec l'émittance-mètre du type Allison [142] avec le faisceau d'ions H.

Paramètre Consigne :		Paramètre Ligne d'injection :		Paramètre Cyclotron :		Paramètre RF :		Ligne P3 :						
	Consigne	Retour		Consigne	Retour		Consigne	Retour		Consigne	Retour			
S1C [A] :	1.999	146.358 ± 5.544e-04	SG [A] :	118.4	118.435 ± 4.089e-04	MC [A] :	226.296	226.511 ± 4.975e-04	FPA Screen [V] :	1050.0	1050.107 ± 0.0	SMP [A] :	82.54	82.54 ± 0.0
S1C [V] :	-	10.233 ± 1.773e-05	SG [V] :	-	18.825 ± 4.780e-06	MC [V] :	-	211.421 ± 2.673e-03	FPA Grid [V] :	200.0	199.999 ± 2.081e-06	SMP [V] :	-	39.225 ± 5.784e-03
S1A [V] :	118.1	118.022 ± 1.047e-04	SSX [A] :	1.84	-	MC [°C] :	-	29.472 ± 1.992e-03	FPA Reflect PW [kW] :	-	4.627 ± 3.410e-04	ColG SMP [µA] :	-	-4.097e-04 ± 3.424e-05
S1A [mA] :	-	1.977 ± 9.844e-06	SSY [A] :	0.27	-	CCI [A] :	237.325	237.654 ± 1.704e-02	FPA Forward PW [kW] :	-	17.796 ± 1.052e-03	ColD SMP [µA] :	-	-5.275e-04 ± 9.313e-06
S1P [kV] :	4.26	4.252 ± 5.069e-08	SD [A] :	134.2	134.457 ± 1.289e-03	CCI [V] :	-	6.238 ± 4.199e-03	FPA Tube [A] :	-	3.147 ± 5.954e-07	ColE SMP [µA] :	-	1.719e-02 ± 2.077e-05
S1P [mA] :	-	9.439 ± 6.136e-04	SD [V] :	-	9.897 ± 5.934e-06	CCM [A] :	-4.473	4.947 ± 8.024e-03	FPA Anode [kV] :	-	12.454 ± 2.258e-04	SXP [A] :	-0.05	4.800e-02 ± 0.0
S1E [V] :	1.69	1.693 ± 0.0	Q1 [A] :	-4.283	4.283 ± 1.424e-04	CCM [V] :	-	0.35 ± 4.131e-03	FPA Anode [A] :	-	3.185 ± 8.614e-06	SYP [A] :	0.205	0.204 ± 0.0
S1E [mA] :	-	-7.264e-04 ± 9.304e-09	Q1 [V] :	-	0.431 ± 8.157e-07	CCE [A] :	5.518	8.03 ± 1.564e-03	VDE [kV] :	64.999	64.98 ± 9.410e-05	QAP [A] :	-81.91	61.904 ± 2.187e-06
S1H [kV] :	40.4	40.463 ± 4.030e-05	Q2 [A] :	17.067	17.028 ± 1.275e-04	CCE [V] :	-	0.837 ± 3.718e-03	TuneM [mm] :	-	47.306 ± 3.845e-03	QBP [A] :	67.45	67.379 ± 1.696e-06
S1H [mA] :	-	1.457 ± 8.022e-05	Q2 [V] :	-	1.742 ± 9.549e-07	H11 [A] :	-0.231	0.224 ± 6.700e-07	TuneS1 [mm] :	-	47.247 ± 4.291e-03	FL-P3 [µA] :	In	3.808e-02 ± 5.047e-06
S1 Pr [mbar] :	Mesure	1.300e-03 ± 0.0	Q3 [A] :	12.787	12.765 ± 1.380e-04	H11 [V] :	-	0.902 ± 1.037e-05	TuneS2 [mm] :	-	47.394 ± 3.872e-03	BLM-CC-P3 [V] :	-	-
S1 Se [mbar] :	Mesure	2.200e-05 ± 0.0	Q3 [V] :	-	1.333 ± 9.129e-07	H12 [A] :	-1.083	1.065 ± 3.687e-07	TuneS3 [mm] :	-	47.493 ± 3.921e-03	BLM-CC-U-P3 [nA] :	-	0.781 ± 6.267e-03
S2 Back Pr [mbar] :	Out of range	9900.0 ± 0.0	ISX [A] :	-0.715	-	H12 [V] :	-	4.043 ± 1.183e-05	Striper P :			BLM-CC-D-P3 [nA] :	-	0.517 ± 1.627e-02
S2 Back Se [mbar] :	Mesure	1.500e-06 ± 0.0	ISY [A] :	0.278	-	HE1 [A] :	-2.224	2.244 ± 4.437e-07		Consigne	Retour	BLM-CC-R-P3 [nA] :	-	0.502 ± 0.285
S2 Front Pr [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0	IG [A] :	107.815	107.917 ± 3.713e-04	HE1 [V] :	-	9.897 ± 9.554e-06	PosXStrip [mm] :	1166.4	1166.4 ± 3.897e-09	BLM-CC-L-P3 [nA] :	-	0.602 ± 0.239
S2 Front Se [mbar] :	Mesure	6.500e-06 ± 0.0	IG [V] :	-	16.347 ± 6.186e-06	HE2 [A] :	-1.782	1.797 ± 4.695e-07	PosAzIP [mm] :	-21.95	-21.95 ± 3.379e-08	CoILD [µA] :	-	-7.640e-05 ± 1.383e-06
			BU [V] :	7.9	-	HE2 [V] :	-	7.986 ± 4.742e-05	StripP [µA] :	-	6.179e-04 ± 1.589e-05	CoILGP [µA] :	-	-3.391e-04 ± 6.797e-06
			BUIn [W] :	-	48.745 ± 0.117	Neutre [µA] :	-	1.121e-02 ± 3.099e-04				BLM-Wall-P3 [V] :	-	-
			BUOut [W] :	-	6.457 ± 3.233e-03	RP [mm] :	In	150.0 ± 2.534e-08				BLM-Wall-U-P3 [nA] :	-	0.13 ± 5.187e-03
Time Start :	2021-01-16 16:08:00.000000		FI [µA] :	In	-0.348 ± 5.148e-03	RP [µA] :	-	167.469 ± 16.574				BLM-Wall-D-P3 [nA] :	-	0.741 ± 1.025e-02
Time End :	2021-01-16 16:14:00.000000		CG [A] :	195.436	195.034 ± 1.814e-04	RP2 [µA] :	-	1.702e-05 ± 3.092e-07				BLM-Wall-R-P3 [nA] :	-	-1.668 ± 1.042e-02
Line select :	P3		CG [V] :	-	23.689 ± 1.908e-05	T1 [°C] :	-	30.482 ± 2.474e-02				BLM-Wall-L-P3 [nA] :	-	1.486 ± 1.257e-02
			I+ [kV] :	10.035	10.025 ± 4.700e-09	T2 [°C] :	-	25.118 ± 2.479e-02				QCP [A] :	-51.99	51.938 ± 1.076e-06
			I+ [mA] :	-	0.585 ± 0.173	T3 [°C] :	-	24.801 ± 1.827e-02				QDP [A] :	43.23	43.144 ± 1.153e-06
			I- [kV] :	9.944	9.932 ± 2.290e-03	T4 [°C] :	-	25.342 ± 1.766e-02				ACMP [On/Off] :	-	-
			I- [mA] :	-	6.140e-02 ± 8.576e-03	T5 [°C] :	-	24.653 ± 2.338e-02				FC-P3 [µA] :	In	1.289e-04 ± 2.733e-06
			ID- [kV] :	0.653	0.653 ± 1.692e-04	T6 [°C] :	-	25.16 ± 2.307e-02				Col-P Up [µA] :	-	-3.647e-04 ± 6.499e-06
			ID- [mA] :	-	1.428e-03 ± 8.252e-10	T7 [°C] :	-	25.717 ± 2.991e-02				Col-P Down [µA] :	-	1.637e-04 ± 1.620e-05
			Inj Pr [mbar] :	Out of range	9900.0 ± 0.0	T8 [°C] :	-	26.903 ± 1.903e-02				Col-P Left [µA] :	-	-3.241e-04 ± 5.787e-06
			Inj Se [mbar] :	Mesure	1.100e-05 ± 0.0	T9 [°C] :	-	27.945 ± 2.407e-02				Col-P Right [µA] :	-	-3.204e-04 ± 5.722e-06
						T10 [°C] :	-	28.213 ± 1.940e-02				Col-P Tot [µA] :	-	-8.540e-04 ± 3.435e-05
						Voyo Dessus Pr [mbar] :	Mesure	5.499 ± 1.441e-04				Target-P [µA] :	-	4.277 ± 0.165
						Voyo Dessus Se [mbar] :	Out of range	9900.0 ± 0.0				VP3 CCyclo PrPompe [mbar] :	Mesure	7.866e-03 ± 2.239e-09
						HV Dessous [mbar] :	Mesure	1.949e-06 ± 0.0				VP3 CCyclo Se [mbar] :	Mesure	1.503e-06 ± 0.0
						Vide P Enceinte [mbar] :	Out of range	8.000e-04 ± 0.0				VP3 PrLigne [mbar] :	Mesure	1.396e-03 ± 1.999e-10
						Dessus cryo 1 [mbar] :	Mesure	1.158e-06 ± 0.0				VP3 CCible Se [mbar] :	Mesure	1.002e-06 ± 0.0
						Dessus cryo 2 [mbar] :	Mesure	6.536e-07 ± 0.0				VP3 CCible PrPompe [mbar] :	Mesure	1.800e-02 ± 0.0
						BaV extract A [mbar] :	Mesure	9.823e-06 ± 0.0				VP3 Target Pr [mbar] :	Mesure	1.400e-02 ± 0.0
						BaV extract P [mbar] :	Mesure	1.206e-06 ± 0.0						

## Annexe 9. Les corrélations expérimentales

Des corrélations expérimentales sont mesurées sur la ligne d'injection, elles viennent compléter les corrélations expérimentales réalisées avec l'émittance-mètre (V.A.2, page 103). Les mesures des corrélations expérimentales sont réalisées avec et sans les collimateurs.

### 9.A. Dans la source Multicusp

Dans la source, les courants retours présents ont des corrélations entre eux. Les courants retour peuvent aussi informer sur la durée que met la source à ce stabilisé, l'usure du filament et l'intensité attendue sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection.

#### 9.A.I. La linéarité des courants retour dans la source Multicusp

Dans la source Multicusp avec le faisceau d'ions H<sup>-</sup>, les courants mesurés par les générateurs de la tension et de courant sont corrélés linéairement au courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) et entre eux lorsqu'aucune modification des paramètres de la source n'est effectuée. Les corrélations sont présentées en exemple sur le graphique ci-dessus sur la Figure 9-1. Sur la figure sont présentés les courants retours mesurés en fonction du courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]). Le courant retour de la tension d'accélération est présentée par S1H [mA] en bleu, le courant retour de la tension d'extraction est présentée par S1P [mA] en vert et le courant du suppresseur d'électron est présenté par S1E [mA] en orange.

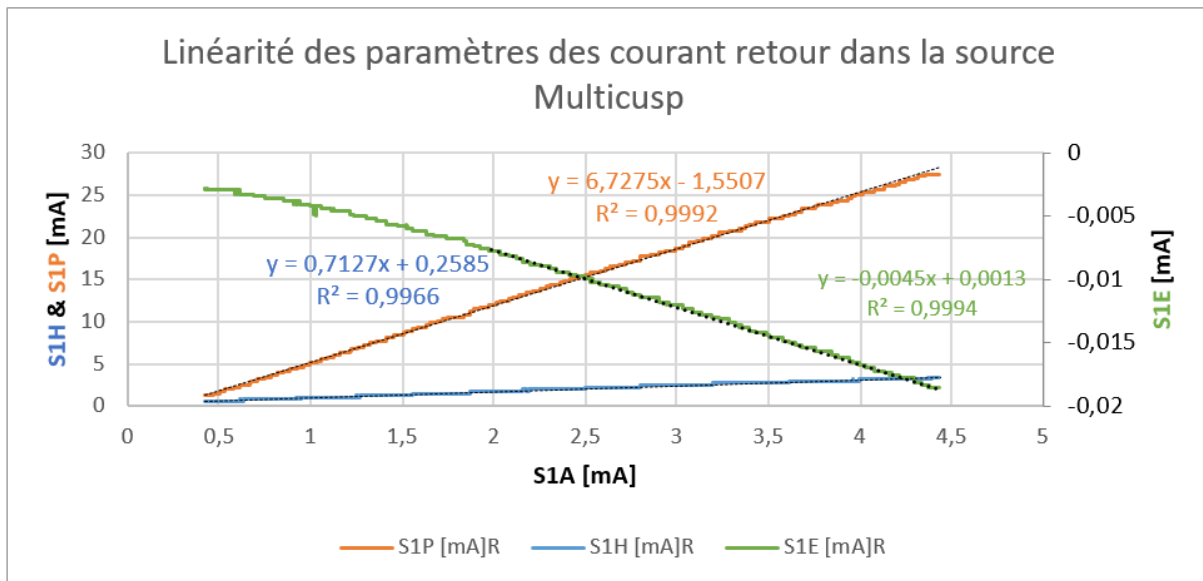


Figure 9-1 : linéarité des courants mesurés dans la source Multicusp.

Lorsqu'aucune modification du réglage de la source n'est réalisée. Les courants mesurés sont corrélés linéairement entre eux à partir de S1A égale 0,5 mA pour S1P et S1H, ainsi qu'à partir de S1A égale 2 mA pour S1E.

Cette corrélation permet de mettre en comparaison les mesures expérimentales comprenant les courants mesurés dans la source Multicusp une fois normée par le courant S1A [mA] (dans le régime linéaire). Dans le cadre de la recherche de l'optimisation de la source Multicusp, il est possible de superposer les résultats à distinctes valeurs de S1A [mA]. Par la même occasion, les courants mesurés sur la sonde radiale à 150 mm (RP [ $\mu$ A]) sont normés par S1A [mA] pour rendre comparables les valeurs mesurées.

Lorsqu'il est étudié le maximum de courant mesuré sur la sonde radiale par S1A [mA] avec le même réglage de la ligne d'injection, durant des variations des courants consigne S1P[kV] et S1E[V]. La Figure 9-2 est obtenue suite à la normalisation de trois mesures à S1A [mA] ∈ [1,9 ; 2,1], [2,9 ; 3,1] et [3,9 ; 4,1] mA. La valeur maximale de RP [μA]/S1A [mA] mesuré sur les trois mesures est de 75 [n.a.] avec S1A [mA] ∈ [1,9 ; 2,1] mA, 82 [n.a.] avec S1A [mA] ∈ [2,9 ; 3,1] mA et 80 [n.a.] avec S1A [mA] ∈ [3,9 ; 4,1] mA, soit des valeurs proches. La mesure à S1A appartenant à [2,9 ; 3,1] mA est présenté sur la Figure V-12 sans normalisation.

Sur la Figure 9-2, il est présenté des courants normés par la valeur de S1A [mA]. Sur l'axe des ordonnées est présenté le courant mesuré par le générateur de tension du suppresseur d'électron (S1E [mA]) normée par le courant d'électron émis par les filaments source (S1A [mA]). Sur l'axe des abscisses est présenté le courant mesuré par le générateur de la tension d'extraction (S1P [mA]) normée par le courant d'électron émis par les filaments source (S1A [mA]). Sur l'axe colorimétrique est présenté le courant mesuré sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron. Sur la figure, les trois mesures se superposent et leurs valeurs maximales (en rouge foncé) respectives tendent vers la même région.

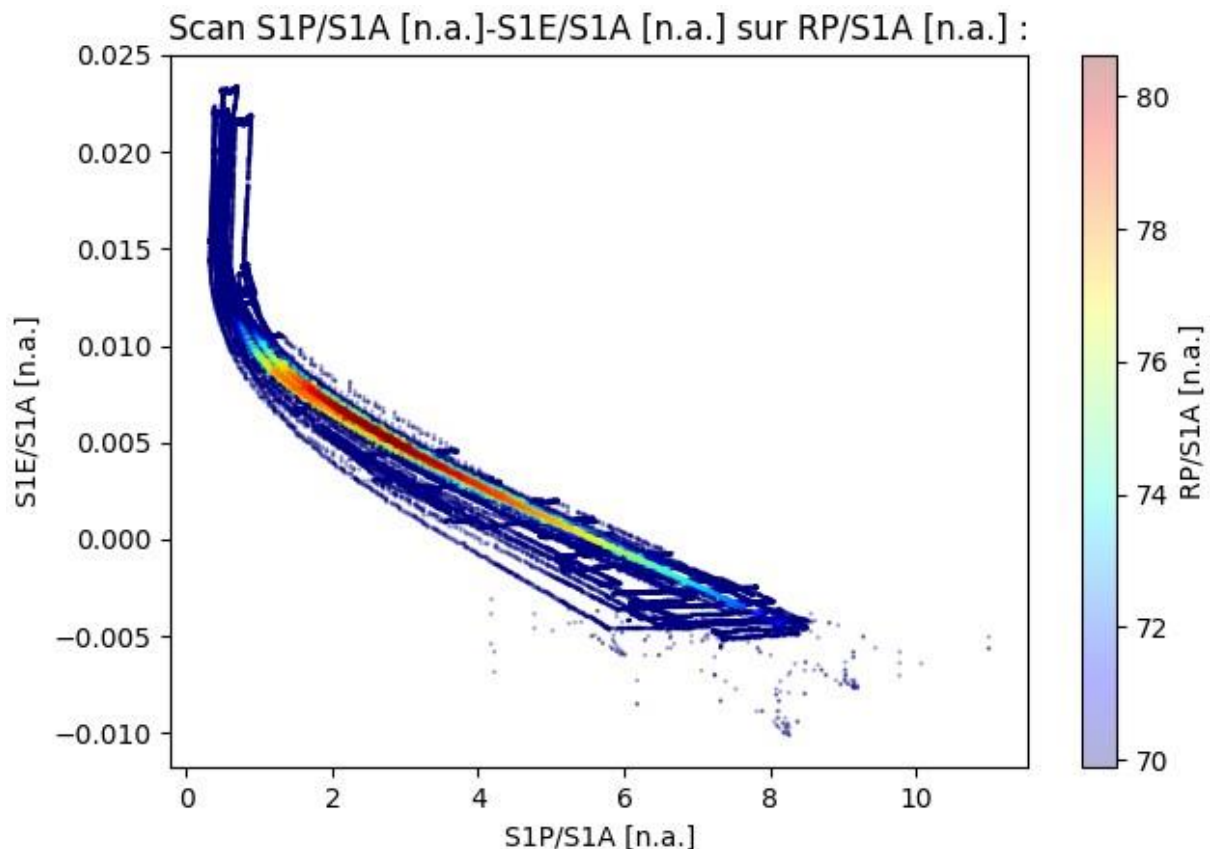


Figure 9-2 : superposition de trois mesures à S1A [mA] : 2,3 et 4 mA (16-12-2022).

Ces mesures expérimentales montrent qu'il est possible de régler la source pour retrouver une valeur maximale de transmission en suivant l'évolution du courant mesuré dans la source. Dans les faits, ce qui correspond à optimiser directement le faisceau sortant de la source pour qu'il corresponde à au faisceau sur lequel est basé l'optimisation, soit la forme de l'enveloppe plasma dans la source [112] et à le faire possiblement tendre vers une distribution à une zone de densité.

Avec la même source, mais les ions D<sup>-</sup>, il est obtenu une relation similaire sur la sonde radiale. Dans ce cas (le 17-01-2023), l'optimisation utilisée est une optimisation de la ligne d'injection et de la source pour un tir de production. La mesure est réalisée à un courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) de 0,742, 1,891 et 2,606 mA. Seules les mesures réalisées au-dessus de 1,5

mA sont normalisable par S1A et présenté sur la Figure 9-3, car elles sont dans le domaine linéaire des courants sources.

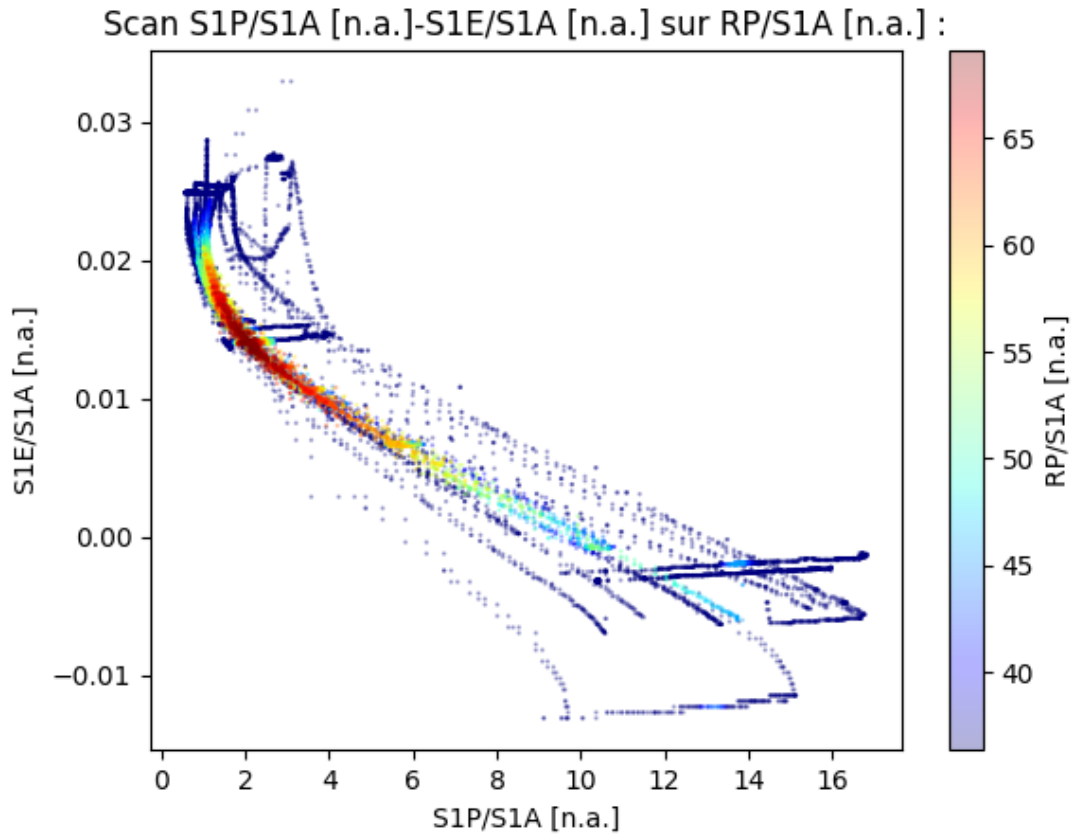


Figure 9-3 : superposition de mesure réalisée sur la sonde radiale à 150 mm (RP) à S1A 1,891 mA et 2,606 mA et normée par le courant d'électron émis par les filaments dans la source (S1A [mA]).

La région de courant maximale est désignée en rouge et elle tend vers les mêmes coordonnées une fois la normalisation réalisée. Les coordonnées des courants maximaux sont différentes de ceux avec les ions H<sup>+</sup>. Cela est induit par le changement de particule et d'optimisation de la ligne d'injection.

#### 9.A.II. La coupelle de Faraday et le courant mesuré par l'alimentation haute tension de la source Multicusp

En plus des corrélations linéaires entre les courants mesurés dans la source avec le faisceau d'ions H<sup>+</sup>, il existe une corrélation linéaire entre le courant mesuré par la haute tension de la source Multicusp (S1H [mA]) et le courant mesuré par la coupelle de Faraday de la ligne d'injection. Lorsque le courant d'électron débité par les filaments de la source est augmenté (S1A [mA]). Le courant mesuré par S1H augmente proportionnellement, ce qui peut permettre d'estimer le courant présent dans la ligne d'injection dès lors que la relation entre ces deux paramètres est connue. Sur la Figure 9-4 est présenté un exemple de la relation entre S1H et S1A. Sur la figure, une relation linéaire en bleu est présentée avec un coefficient de Pearson au carré proche de 1.

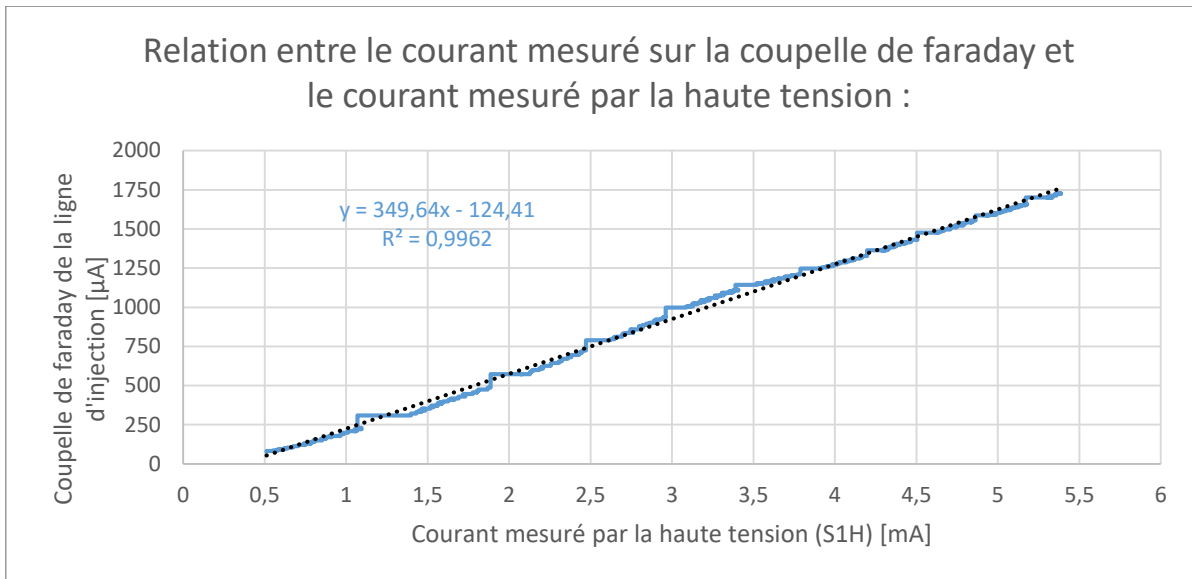


Figure 9-4 : exemple de la mesure du courant d'ions  $H^-$  par la coupelle de Faraday et la haute tension de la source.

La mesure est réalisée sur un intervalle de temps de quelques minutes, ce qui ne laisse pas le temps à la source de se stabiliser.

### 9.A.III. La stabilité de la source

La stabilité du courant est considérée atteinte lorsqu'il n'y a plus de variation de l'intensité sur les coupelles de Faraday ni de déplacement du faisceau en bout de ligne de notable. La stabilité du courant est concordante avec la mesure du courant d'électron émis par les filaments de la source ( $S1A$  [mA]) dans le temps. Un exemple de la relation entre le courant d'ions  $H^-$  mesuré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et le courant  $S1A$  [mA] est présenté sur la Figure 9-5. La figure présente en orange le courant mesuré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et en bleu, la corrélation entre les deux courbes est de 0,977 d'après le test de Pearson et de Spearman.

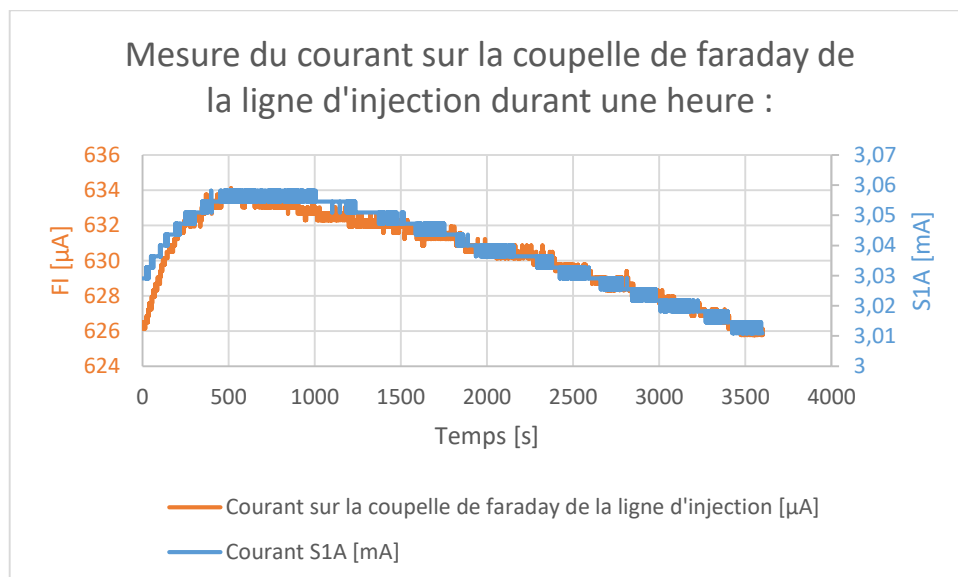


Figure 9-5 : exemple de mesure du courant d'ions  $H^-$  sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection ( $FI$  [µA]) et de l'évolution du courant de la puissance source ( $S1A$  [mA]) pendant une heure.



Les durées de stabilisation mesurée sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection sont fonction de la puissance S1C [A] consigne (paramètre consigne du courant S1A [mA]). Les constantes de temps du courant sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (noté  $\tau_1$  et  $\tau_2$ ) sont mesurées par l'ajustement d'une biexponentielle, lors de mesure réalisée durant une heure. Les résultats des mesures sont présentés dans la Table 9-1 et sur la Figure 9-6. La figure présente en plus des données présentes dans la table, la relation linéaire unissant les constantes de temps et la puissance source. Plus la puissance source augmente, plus le temps nécessaire pour la stabilisation de la source augmente, cette relation semble linéaire au vu des mesures.

Table 9-1 : les constantes de temps mesurées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection.

S1C [A]	$\tau_1$ [s]	$\tau_2$ [s]
0,5	22,79	576,93
2,0	155,32	5537,63
3,0	276,47	7455,22

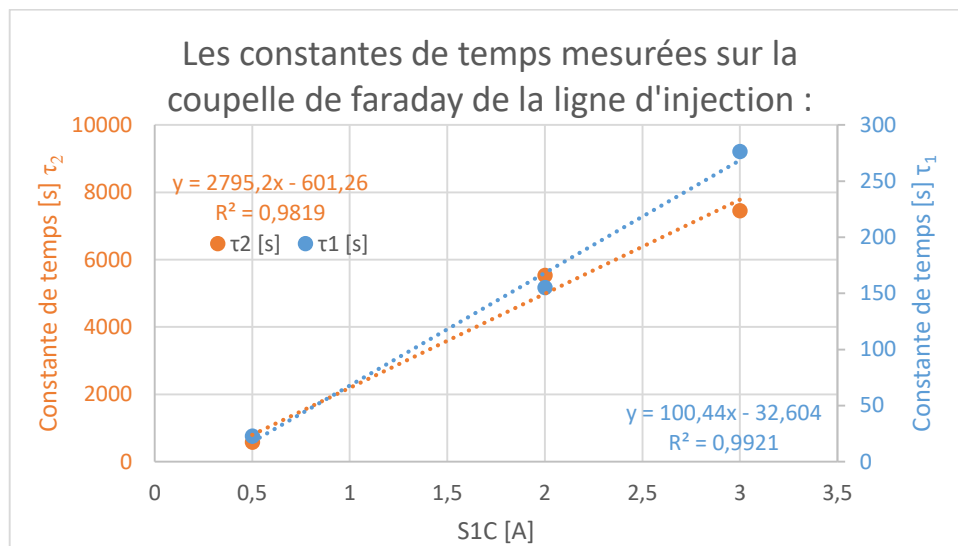


Figure 9-6 : les constantes de temps mesurées sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection en fonction de l'intensité consigne des électrons émis par les filaments de la source (S1C).

#### 9.A.IV. Usure des filaments de la source Multicusp

Pour estimer l'usure des filaments dans la source Multicusp, la progression de la résistance des filaments est étudiée sur plusieurs semaines durant des tirs de production. La résistance des filaments va augmenter au fur et à mesure de la vaporisation des filaments, car la section des fils va réduire dans le temps. Réduisant la puissance nécessaire pour atteindre la température nécessaire pour avoir l'émission d'électron. La mesure de la résistance du filament peut être estimée une fois que la stabilité source est atteinte. La quantification de la progression de l'usure nécessite une mesure sur plusieurs semaines, car l'augmentation de la résistance du filament est lente et bruitée.

#### 9.B. Dans la ligne d'injection

Dans la ligne d'injection, des corrélations supplémentaires entre les éléments magnétiques en plus des données présentées dans le Chapitre V et Chapitre VII existent. Elles sont présentées ci-dessous. Une corrélation entre les pressions mesurées dans la ligne d'injection est aussi présentée.



### 9.B.I. Relation unissant le solénoïde central et de la ligne d'injection

Une relation unissant le solénoïde de la ligne d'injection peu compensée le solénoïde central, comme présentée sur la Figure 9-7. Sur la Figure 9-7 sont présentées des mesures de courant sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron en pointillé noir. Les données associées à l'échelle colorimétrique (courant associé à la sonde radiale) sont des données extrapolées par la triangulation de Delaunay.

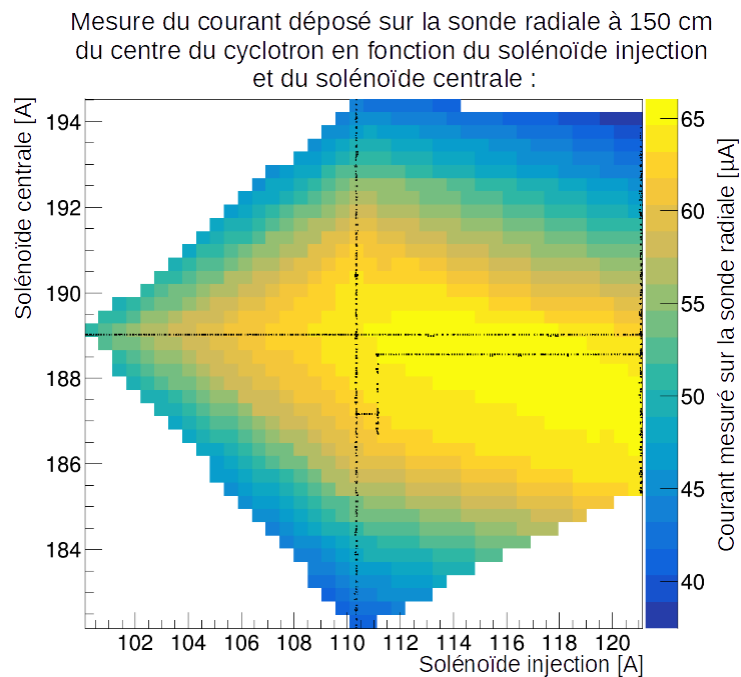


Figure 9-7 : intensité mesurée sur la sonde radiale en fonction des valeurs de courant injecté dans le solénoïde central (CG) et le solénoïde de l'injection (IG).

Sur la figure, une bande de plus haute intensité relevée sur la sonde radiale est présente en jaune par extrapolation. La bande à une pente d'environ  $-0,25$  A. Au-delà de l'intervalle d'étude, aucune indication particulière sur la possibilité de compenser le solénoïde injection par le solénoïde central n'est indiquée.

### 9.B.II. Relation unissant les valeurs de vide dans la ligne d'injection

Dans la ligne d'injection, lors de la descente en vide, il existe une relation entre le vide mesurable dans la source Multicusp et dans la ligne d'injection. Il est présenté sur la Figure 9-8 une mesure de la corrélation entre les deux points de mesure étudiés pendant une heure.

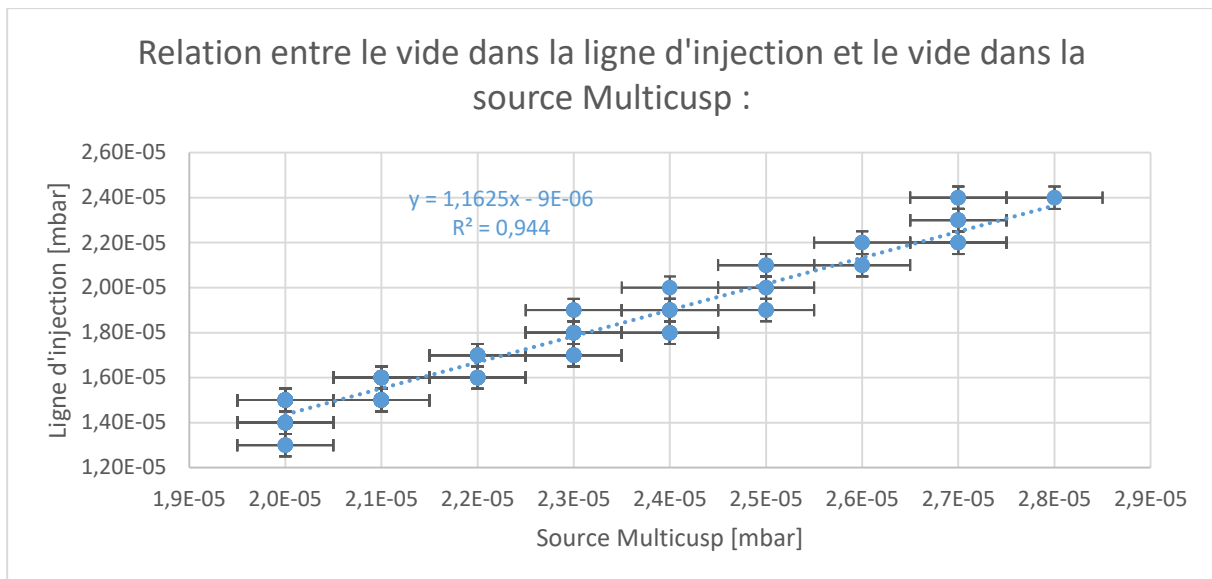


Figure 9-8 : relation entre le vide mesuré dans la source Multicusp et la ligne d'injection (12-04-2022).

### 9.C. Au bout de la ligne d'injection

Lors de variation du courant d'électron émis par le filament de la source (S1A [mA]) et de la mesure du courant sur la sonde radiale à 150 mm du centre du cyclotron (RP), le courant d'ions H<sup>-</sup> subit une réduction de sa pente à partir du moment où des pertes sont réalisées sur l'infecteur et le déflecteur. Un exemple est présenté sur la Figure 9-9. Sur la figure est présent en gris le courant mesuré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection (FI), en jaune le courant mesuré sur RP et en bleu la somme des courants mesurés sur RP, l'infecteur et le déflecteur. Les pertes dans le cas de figure présenté ci-dessous apparaissent sur l'infecteur et le déflecteur au-delà de S1A égale à 3,0 mA.

La somme des courants mesurés sur RP, l'infecteur et le déflecteur permet d'obtenir le profil de la courbe de courant mesuré sur RP en fonction de S1A [mA] avant que des pertes faisceau apparaissent. C'est le profil de courant attendu, car le même profil est mesuré sur la coupelle de Faraday de la ligne d'injection en fonction de S1A [mA]. Ce résultat permet de réaliser une estimation de la valeur maximale sur la RP.

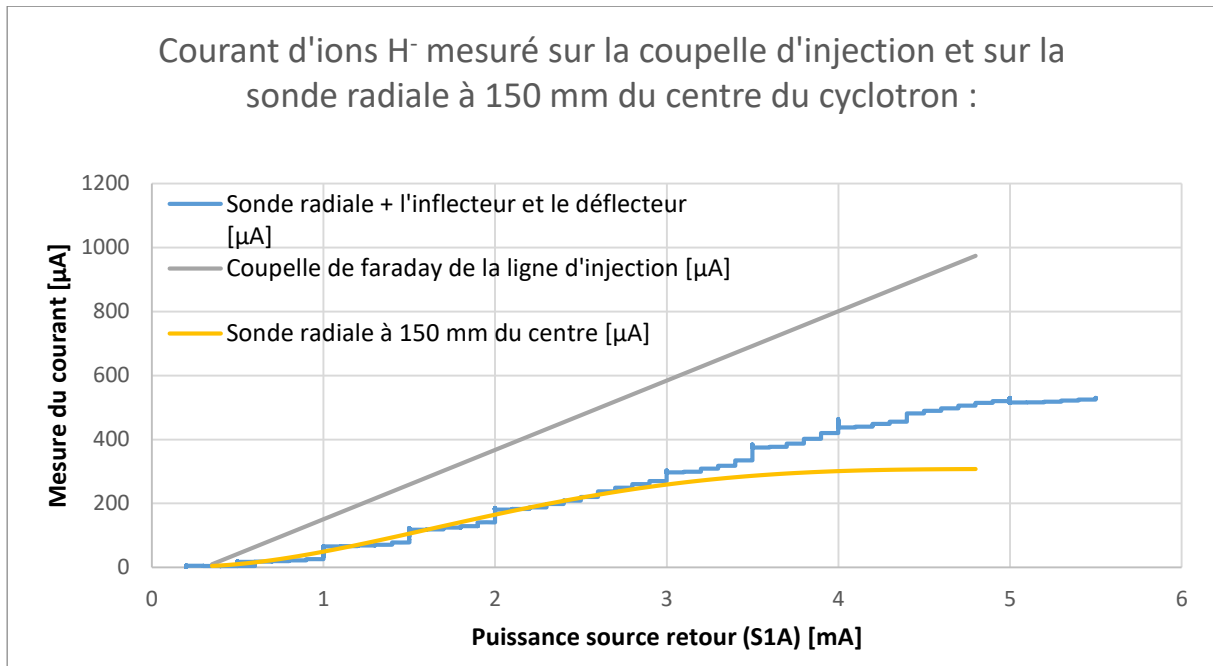


Figure 9-9 : illustration de la complétude de la mesure au bout de la ligne d'injection sur l'infecteur et le défecteur.

Les courants mesurés sur l'infecteur et le défecteur peuvent être utilisés pour aider aux réglages de la ligne d'injection, car comme énoncés dans la partie VII.B.1.d). Le courant mesuré sur l'infecteur et le défecteur permettaient de situer si le faisceau parvient jusqu'à ce point dans la ligne d'injection.

## Annexe 10. Calcul des corrélations attendues

Dans cette annexe, il est étudié qu'elles sont les corrélations entre les paramètres de Courant-Snyder (II.E.1.e), page 29) attendue dans un plan de mesure de l'émittance. Les résultats obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux présents dans Table V-2. Dans le modèle théorique, seule la dimension transverse du faisceau est simulée. Le faisceau est simulé par une gaussienne en quatre dimensions duquel est extrait la valeur de l'émittance dans le plan de mesure  $x - x'$ .

### 10.A. Théorie

Dans la ligne d'injection, des corrélations entre les paramètres de Courant-Snyder sont observées. Les corrélations apparaissent lors des variations de l'intensité du courant circulant dans les éléments magnétiques et la variation de la tension dans les éléments électriques de la ligne d'injection. Les éléments magnétiques et électriques utilisés dans la ligne d'injection ont pour la plupart un impact seulement sur l'émittance transverse (les solénoïdes, quadripôles, correcteur de trajectoire (II.E.2, page 31)). Les éléments magnétiques et électriques pouvant affecter l'émittance selon  $z$  sont le dipôle, les paramètres de la source et le groupeur. Les mesures avec une variation du courant ou de la tension d'un élément perturbant l'émittance selon  $z$  représentent peu de mesure, ce qui permet d'étudier seulement les corrélations dans un espace à quatre dimensions. Pour l'étude, une distribution gaussienne en quatre dimensions est retenue puisque découlant de la loi normale toute comme le calcul de l'émittance. La gaussienne en quatre dimensions est générée grâce à la formule générique 10-1. La formule générique permet de générer des gaussiennes à  $n$  dimensions.

$$f_X(x_1, \dots, x_n) = \frac{e^{-1/2 (X-\mu_X)^T \Sigma^{-1} (X-\mu_X)}}{\sqrt{(2\pi)^n |\Sigma|}} \quad 10-1$$

Dans la formule générique est définie la moyenne de la distribution selon l'axe d'intérêt ( $\mu_X$ ), ainsi que la matrice de covariance ( $\Sigma$ ). La matrice de covariance doit être pourvoir être décomposable par des vecteurs propres qui sont définis positivement, cette caractéristique est vérifiée via un calcul de son déterminant qui doit lui aussi être strictement positif. La notation  $|\Sigma|$  correspond au déterminant de la matrice de covariance. La matrice de covariance, dans le cas d'une gaussienne à quatre dimensions (noté  $x, x', y, y'$ ) est définie comme dans l'équation 10-2.

$$\Sigma_{4D} = \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & \rho_{xx'} \sigma_x \sigma_{x'} & \rho_{xy} \sigma_x \sigma_y & \rho_{xy'} \sigma_x \sigma_{y'} \\ \rho_{xx'} \sigma_x \sigma_{x'} & \sigma_{x'}^2 & \rho_{x'y} \sigma_{x'} \sigma_y & \rho_{x'y'} \sigma_{x'} \sigma_{y'} \\ \rho_{xy} \sigma_x \sigma_y & \rho_{x'y} \sigma_{x'} \sigma_y & \sigma_y^2 & \rho_{yy'} \sigma_y \sigma_{y'} \\ \rho_{xy'} \sigma_x \sigma_{y'} & \rho_{x'y'} \sigma_{x'} \sigma_{y'} & \rho_{yy'} \sigma_y \sigma_{y'} & \sigma_{y'}^2 \end{bmatrix} \quad 10-2$$

Dans la matrice  $\Sigma_{4D}$  est défini l'écart-type de la distribution selon les quatre dimensions ( $\sigma$ ), ainsi que le coefficient de corrélation entre les différentes dimensions ( $\rho$ ). L'écart-type de la distribution est défini sur l'intervalle  $\mathbb{R}_+^*$  et le coefficient de corrélation est défini sur l'intervalle  $[-1 ; 1]$ .

### 10.B. Méthode

Les valeurs de la matrice de covariance sont tirées aléatoirement de manière uniforme sur les espaces précédemment nommés, jusqu'à ce que le déterminant de la matrice soit positif. La valeur des écarts-types appartient à l'espace  $]0 ; 1]$  pour simplifier l'étude. La matrice de covariance obtenue est normalisée par le déterminant (multiplié par  $(1/\sqrt[4]{|\Sigma_{4D}|})$ ) pour obtenir un déterminant égal à un. La normalisation permet de s'assurer d'avoir un volume constant en quatre dimensions, soit une émittance transverse constante. L'émittance et les paramètres de Courant-Snyder sont calculés en partant des valeurs contenues dans la matrice  $\Sigma_{4D}$ . Dans cette étude, seule l'émittance selon  $x - x'$  ( $\epsilon_x$ ).  $\epsilon_x$  est calculé grâce à l'équation 10-3 et les paramètres de Courant-Snyder sont définis de l'équation 10-4 à

l'équation 10-6. Dans les équations 10-4 à 10-6, des termes de la matrice  $\Sigma_{4D}$  sont utilisés et désignés selon leurs coordonnées. Le point de référence ( $\Sigma_{4D}[1,1]$ ) est en haut à gauche de la matrice au croisement de la première ligne et de la première colonne.

$$\varepsilon_x = \sqrt{\Sigma_{4D}[1,1] * \Sigma_{4D}[2,2] - \Sigma_{4D}[1,2] * \Sigma_{4D}[2,1]} = \sqrt{\sigma_x^2 * \sigma_{x'}^2 - (\rho_{xx'} \sigma_x \sigma_{x'})^2} \quad 10-3$$

$$\alpha_T = \frac{-\Sigma_{4D}[1,2]}{\varepsilon_x} = \frac{-\rho_{xx'} \sigma_x \sigma_{x'}}{\varepsilon_x} \quad 10-4$$

$$\beta_T = \frac{\Sigma_{4D}[1,1]}{\varepsilon_x} = \frac{\sigma_x^2}{\varepsilon_x} \quad 10-5$$

$$\gamma_T = \frac{\Sigma_{4D}[2,2]}{\varepsilon_x} = \frac{\sigma_{x'}^2}{\varepsilon_x} \quad 10-6$$

L'écart-type de la distribution selon  $x$  et  $x'$  est défini comme d'après les équations V-1 et V-2. L'écart-type selon  $x$  et  $x'$  est noté respectivement  $\sigma_x$  et  $\sigma_{x'}$  par la suite. En tous, 50 000 matrices sont tirées aléatoirement pour exécuter le calcul de corrélation entre les paramètres de Courant-Snyder et les écarts-types sur l'axe  $x - x'$ . Les graphiques sont réalisés avec un tirage plus important, en tous  $1.10^6$  matrices sont tirées aléatoirement. Le tirage aléatoire de toutes les valeurs est réalisé avec le générateur de nombre aléatoire TRandom3 défini dans ROOT [137].

## 10.C. Résultats

De par la normalisation par la racine cubique du déterminant de la matrice, les distributions initialement uniformes ne le seront plus. La Figure 10-1 et la Figure 10-2 présentent la forme des distributions obtenue. Sur la Figure 10-1, il est présenté en haut à gauche la distribution des valeurs  $\alpha_T$ , en haut à droite la distribution des valeurs  $\beta_T$ , en bas à gauche la distribution des valeurs  $\gamma_T$  et en bas à droite la distribution de  $\varepsilon_x$ .

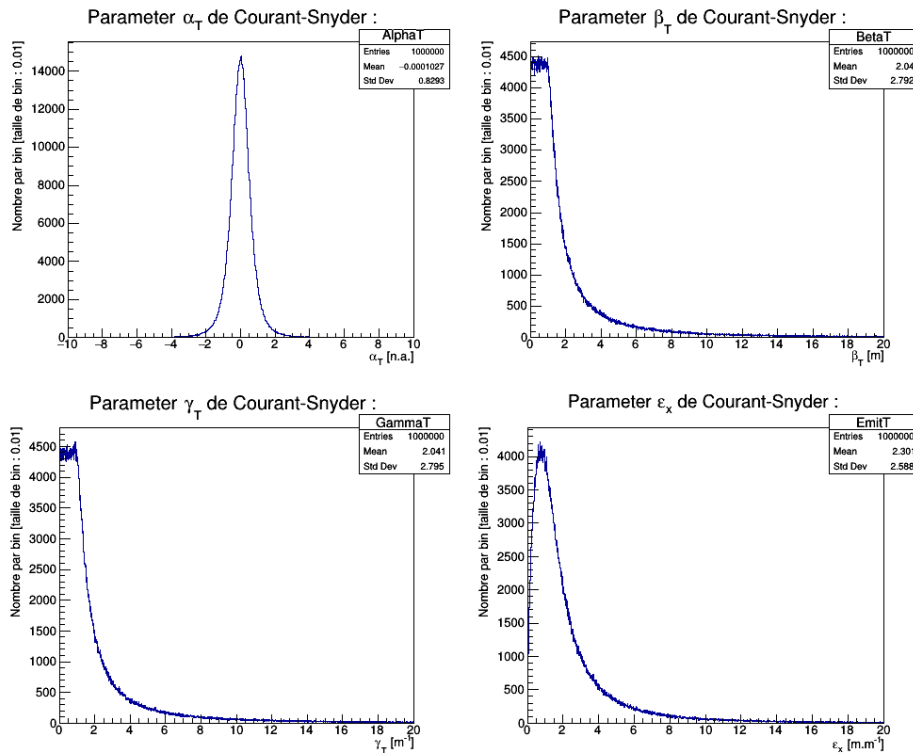


Figure 10-1 : distribution des valeurs des paramètres de Courant-Snyder.

Sur la Figure 10-2 est présenté la forme des distributions de  $\sigma_x$  (en haut à gauche) et  $\sigma_{x'}$  (en haut à droite), ainsi que la distribution du produit de celle-ci (en bas à gauche).

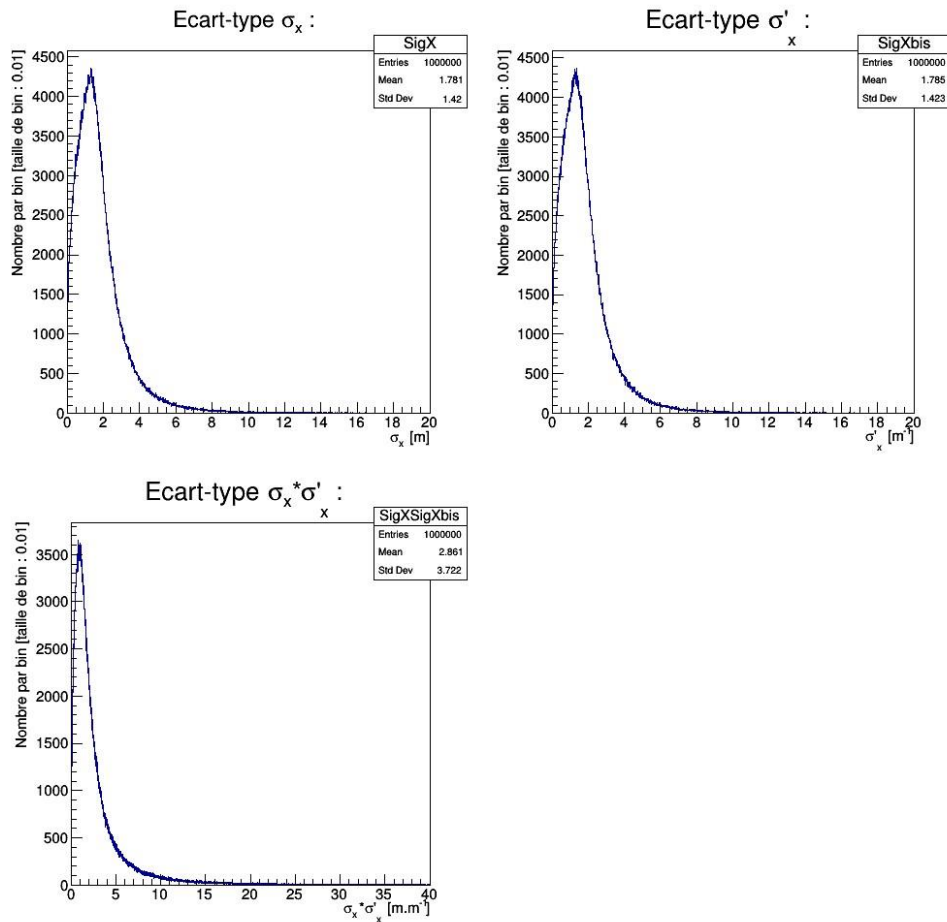


Figure 10-2 : distribution des écarts-types selon  $x$  et  $x'$  et du produit des écarts-types.

Sur les deux précédentes figures, les distributions attendues uniformes ne le sont plus de par la normalisation. La forme des distributions obtenue va avoir une influence sur les corrélations étudiées par la suite. La Figure 10-3 présente la projection des mêmes paramètres que ceux étudiés dans la partie V.A.3, soient  $\sigma_x$ ,  $\sigma_{x'}$ ,  $\sigma_x * \sigma_{x'}$  et  $\varepsilon_x$ . Le facteur de corrélation de Pearson ( $r$ ) et de Spearman ( $\rho$ ) est calculé grâce à un tirage aléatoire de 50 000 matrices.

Sur la Figure 10-3, en haut est présenté  $\varepsilon_x$  en fonction de  $\sigma_x$  et  $\sigma_{x'}$ . Au milieu est présenté  $\sigma_x$  en fonction de  $\sigma_{x'}$ , ainsi que  $\varepsilon_x$  en fonction de  $\sigma_x * \sigma_{x'}$ . En bas sont présentés  $\sigma_x$  et  $\sigma_{x'}$  en fonction de  $\sigma_x * \sigma_{x'}$ .

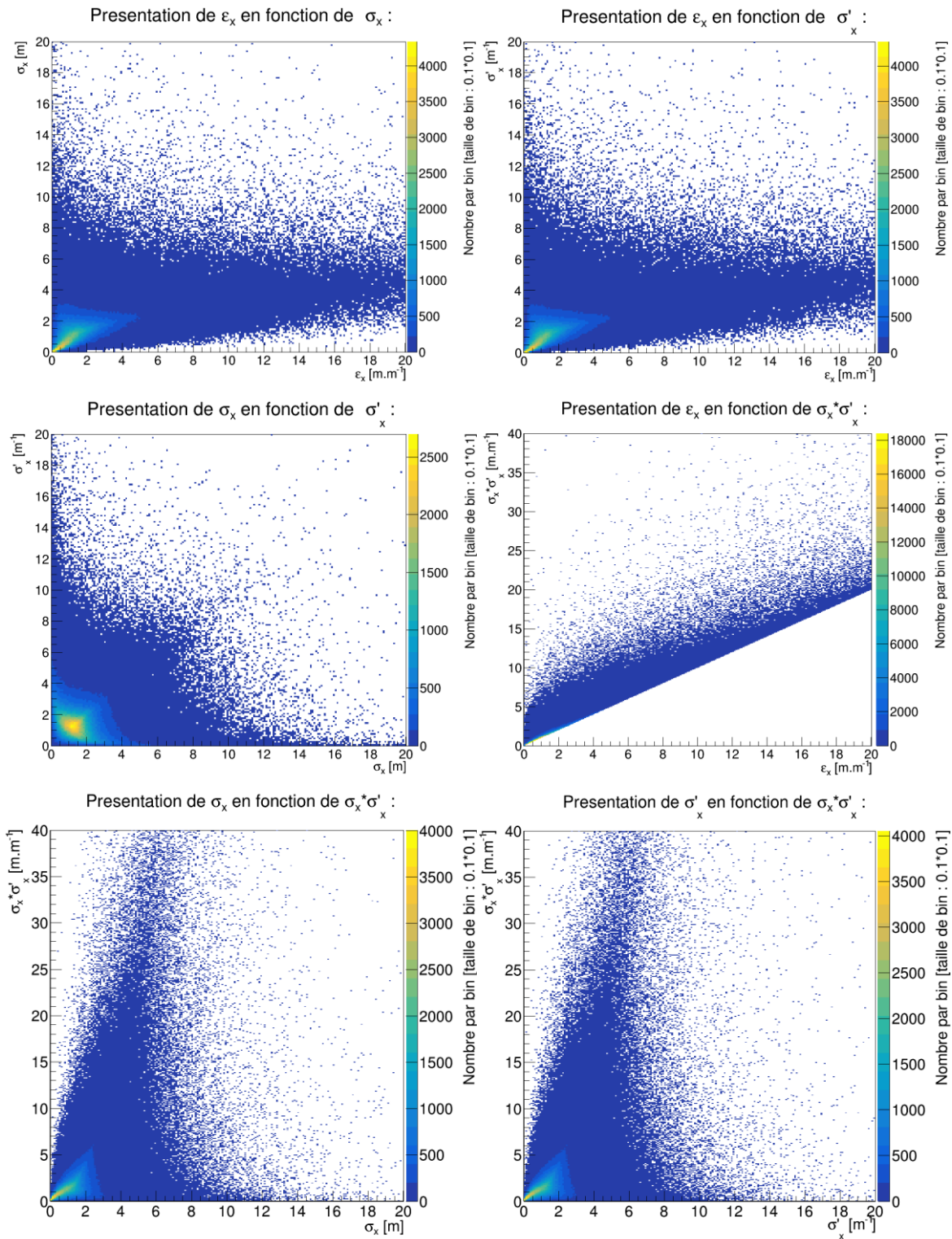


Figure 10-3 : distribution de l'émittance du faisceau tiré aléatoirement en fonction de l'écart-type selon  $x$  et  $x'$  (noté  $Y$ ).

Sur la figure ci-dessus, une corrélation apparaît entre  $\epsilon_x$  et  $\sigma_x * \sigma_{x'}$ . C'est la seule corrélation forte qui apparaît dans les données, comme présenté dans la Table 10-1.

Table 10-1 : corrélation entre les paramètres étudiés tirés aléatoirement.

	$\rho$	r				
SigmaX [m]	0,554	0,503	$\rho$	r		
SigmaX' [m <sup>-1</sup> ]	0,546	0,490	-0,208	-0,054	$\rho$	r
SigmaX*SigmaX' [m.m <sup>-1</sup> ]	0,967	0,979	0,574	0,516	0,564	0,508
	emittance [m.m <sup>-1</sup> ]		SigmaX [m]		SigmaX' [m <sup>-1</sup> ]	

Légende :

- Test de Spearman en bleu ( $\rho$ )

- Test de Pearson en noir (r)

Corrélation :	Très fort	Fort	moyenne	Faible	Très faible
Intervalle en absolue	[1 ; 0,8[	[0,8 ; 0,6[	[0,6 ; 0,4[	[0,4 ; 0,2[	[0,2 ; 0]

La seule corrélation très forte qui apparaît lors du tirage aléatoire avec un volume constant est la corrélation entre l'émittance et le produit des écarts-types. Les autres corrélations présentées sont moyennes, faibles et très faibles.

Les corrélations obtenues expérimentalement entre les paramètres étudiés sont supérieures dans tous les cas de figure, sauf dans le cas de la corrélation très forte présentée ci-dessus où la corrélation expérimentale équivalente est elle aussi très forte.



## Annexe 11. La position des maximums locaux en fonction du nombre des maximums locaux dans l'espace $x-x'$

Cette annexe regroupe les figures sur lesquelles repose l'analyse des données de la partie V.A.3.f).(3). Toutes les mesures sur lesquelles repose la détermination des régions préférentielles des maximums locaux pour la transmission du faisceau vers la sonde radiale sont présentées ici. Les données présentées sont à l'intensité de courant d'électron émis par les filaments source (S1A [mA]) e [2,9 ;3,1] mA. Les positions des maximums locaux sont désignées par les paramètres : NumMaximaX1, NumMaximaY1 à NumMaximaX4 et NumMaximaY4. Ils désignent la position respective du premier au quatrième maximum local dans l'espace  $x-x'$  avec NumMaximaX désignant la position du maximum selon  $x$  et NumMaximaY désignant la position du maximum selon  $x'$ .

### 11.A. Les mesures avec un seul maximum local

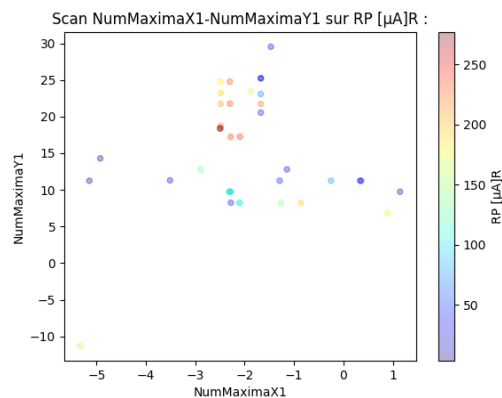


Figure 11-1 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position du maximum local dans l'espace  $x-x'$ , cas d'un faisceau avec un maxima local.

### 11.B. Les mesures avec deux maximum locaux

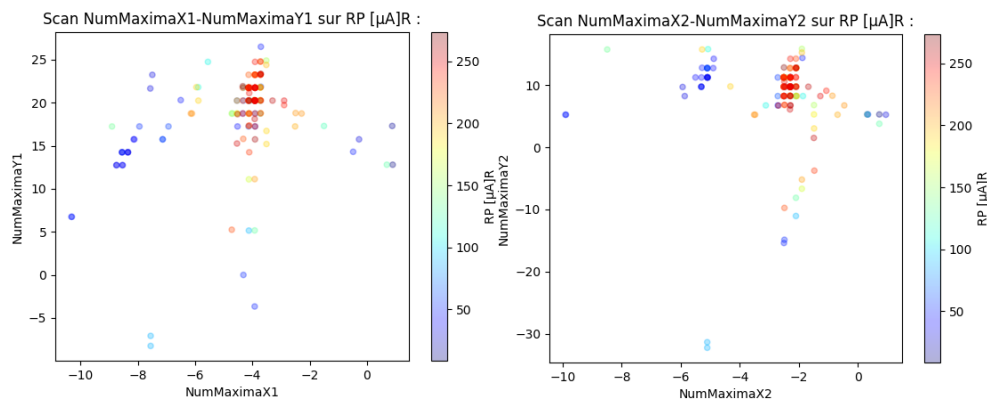


Figure 11-2 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position des maximums locaux dans l'espace  $x-x'$ , cas d'un faisceau avec deux maximums locaux.

### 11.C. Les mesures avec trois maximum locaux

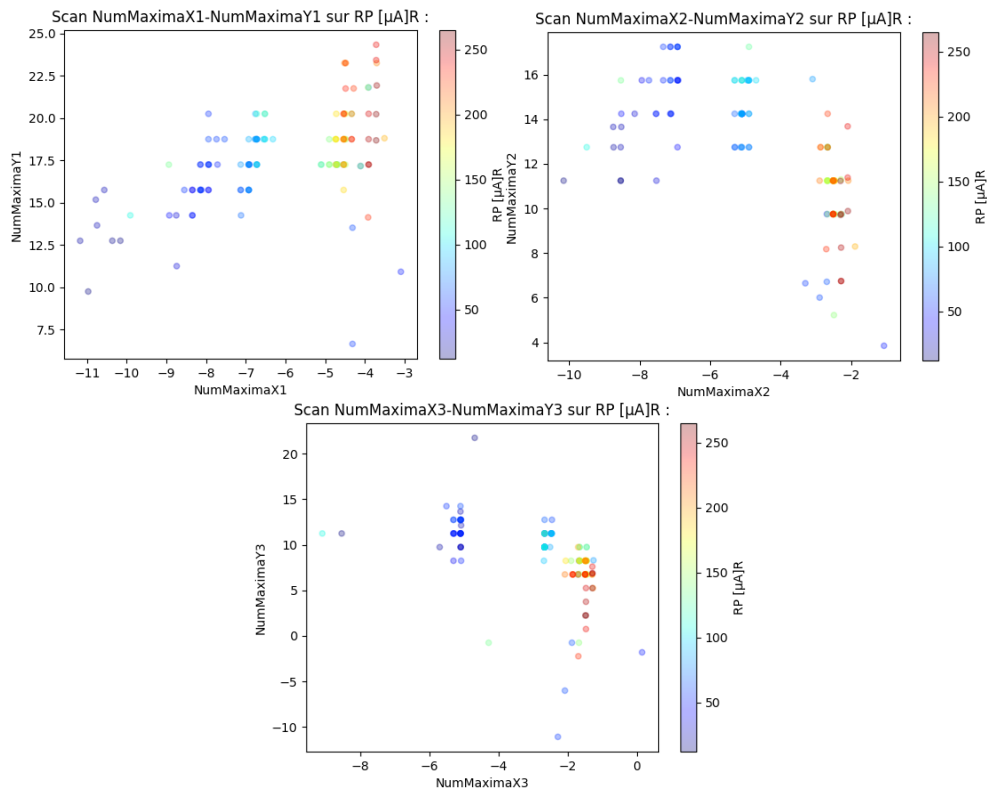


Figure 11-3 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position des maximums locaux dans l'espace  $x - x'$ , cas d'un faisceau avec trois maximums locaux.

### 11.D. Les mesures avec quatre maximum locaux

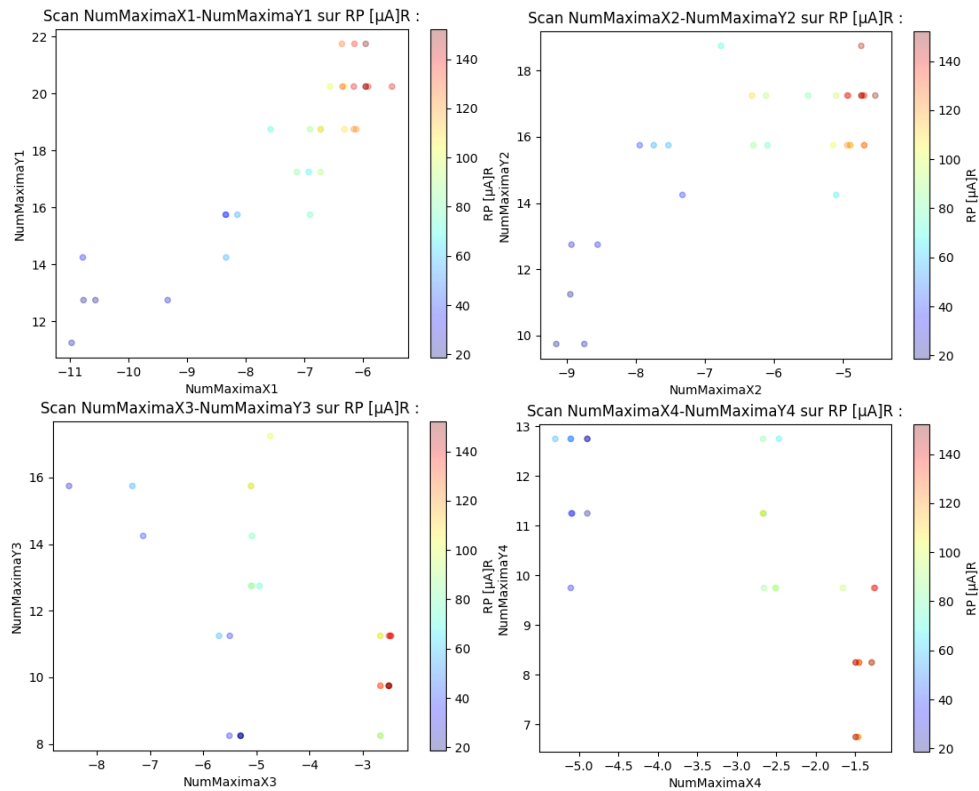


Figure 11-4 : courant mesuré sur la sonde radiale en fonction de la position des maximums locaux dans l'espace  $x - x'$ , cas d'un faisceau avec quatre maximums locaux.

## Annexe 12. Indépendance des résultats face au choix de la graine aléatoire et au choix du nombre de particules générées dans la simulation G4beamline

Des précautions lors de la simulation G4beamline [127] (G4bl par la suite) sont prises en ce qui concerne le nombre minimal de particules tirées aléatoirement pour obtenir des résultats convergents. La validité des simplifications prise sur l'interaction du faisceau d'ions avec les collimateurs pour raccourcir le temps de calcul est prouvée.

### 12.A. Indépendance des résultats face au choix de la graine aléatoire et au choix du nombre de particules générées dans la simulation G4beamline

La vérification de l'indépendance des résultats en fonction de la graine aléatoire dans la simulation G4bl est nécessaire pour s'assurer de la constance des résultats. L'indépendance des résultats face à la graine aléatoire permet d'étudier les simulations possédant un faible taux de transmission, ainsi que les simulations possédant une émittance transverse élevée avec un niveau de confiance suffisant dans les résultats. Les résultats des simulations sont étudiés au niveau du détecteur virtuel nommé IGD32 situé en amont du groupeur (noté buncher sur la Figure VI-1 et Figure VI-2). Ce détecteur virtuel correspond à la position du collimateur fixe étudié par la suite.

Pour vérifier l'indépendance des résultats de la simulation face à la variation de la graine aléatoire définissant le tirage aléatoire Monte-Carlo. Cent changements de la graine aléatoire sont effectués pour estimer les variations attendues dans les résultats de la simulation. La quantification des variations lors du changement de la graine aléatoire est réalisée via les particules mesurées dans le détecteur virtuel IGD32. Des données mesurées par le détecteur IGD32 sont retenues et comparées. Le nombre de particule atteignant le détecteur virtuel, ainsi que les distributions angulaires dans le plan  $x' - y'$  et spatiale dans le plan  $x - y$  sont comparées. Pour quantifier l'écart entre les distributions spatiales et angulaires, les données sont placées dans un histogramme 2D. Un test  $\chi^2$  de Pearson est effectué entre la distribution moyenne obtenue suite aux cent changements de la graine aléatoire et les cent mêmes résultats. La distribution formée par les cent  $\chi^2$  de Pearson réduits est présentée sous la forme de leur valeur moyenne avec le sigma de la distribution associé en barre d'erreur (Figure 12-2 et Figure 12-3).

Lors des cent tirages aléatoires, les distributions formées par les  $\chi^2$  de Pearson et les nombres de particules atteignant le détecteur virtuel tendent vers des distributions normales. L'évaluation de la normalité des distributions est vérifiée par un ajustement polynomial d'ordre un (linéaire) sur des diagrammes Quantile-Quantile. Un diagramme Quantile-Quantile est un outil en statistique permettant de vérifier si des données expérimentales sont en adéquation avec un modèle théorique. Dans le cas présent, il est recherché à savoir si les distributions suivent le modèle normal. Lors de l'ajustement polynomial, le facteur de corrélation au carré de Pearson ( $r^2$ ) doit tendre vers 1 pour valider l'adéquation entre le modèle théorique et les données expérimentales. Dans les données, l'ajustement polynomial a toujours un  $r^2$  supérieur à 0,98, ce qui assure de l'adéquation entre le modèle normal et les distributions.

Seize simulations avec une évolution des conditions initiales sont explorées via l'étude de trois valeurs du champ magnétique du solénoïde et quatre valeurs de l'écart-type angulaire de la distribution du faisceau généré. Les valeurs sélectionnées pour l'exploration correspondent à une ou deux valeurs intermédiaires, ainsi qu'aux limites inférieures et supérieures des espaces explorés. Les valeurs du champ magnétique du solénoïde sélectionné correspondent à la valeur minimale de 0 A (pas de champ), une valeur préférentielle pour la transmission du faisceau à 100 A et la valeur maximale explorée

expérimentalement à 180 A. Les valeurs de l'écart-type de la distribution angulaire sélectionné correspondent à un écart-type nul (0 mrad), la valeur de l'écart-type approché présent dans la 1<sup>ère</sup> simulation de la ligne d'injection [80] (25 mrad), une valeur intermédiaire (51 mrad) et une valeur limite (77 mrad). Au-delà de 77 mrad, aucune évolution n'est présente dans la forme du faisceau dans le plan  $x - y$  et dans la distribution angulaire dans le plan  $x' - y'$ . Seul le nombre de particules transmises décroît au-delà de 77 mrad. À 77 mrad, seulement  $77,30 \pm 0,01\%$  des particules générées par la source virtuelle atteignent D0 (Figure VI-1).

Une limite arbitraire de 10% de fluctuation est choisie. Au-delà de 10%, la simulation est considérée corrélée à la graine aléatoire. Pour réduire l'impact de la graine aléatoire, le nombre de particules générée initialement est augmenté jusqu'à obtenir la condition des 10% satisfaite dans les cas de figure explorés.

La Figure 12-1 présente le nombre de particules atteignant le détecteur virtuel IDG32 (Figure VI-2) pour 100 000 particules injectées. Les résultats sont fonction de l'évolution de la distribution angulaire du faisceau à la sortie de source (écart-type :  $\sigma'$  [mrad]) et du champ magnétique du solénoïde source (SG [A]). Sur la Figure 12-1, à droite en rouge est présenté le nombre moyen arrivant jusqu'au détecteur. Sur la même figure, à gauche est présentée la distribution des particules normée par leur propre valeur moyenne avec en barre d'erreur l'écart-type de la distribution normée.

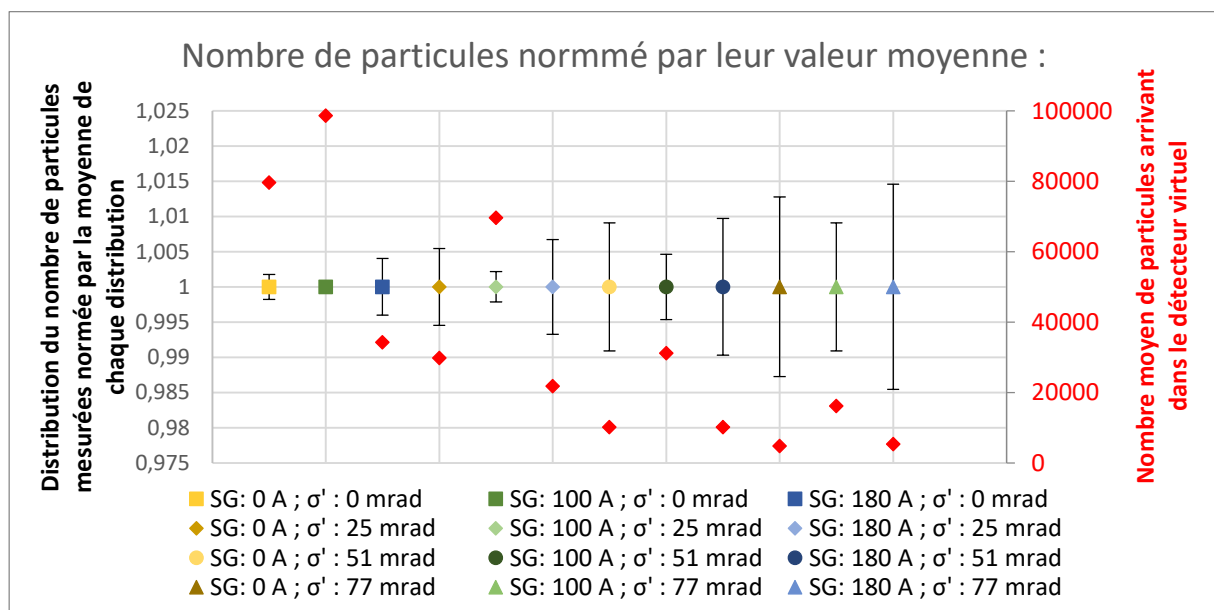


Figure 12-1 : présentation des résultats des tirages aléatoires en fonction des balayages.

Sur la figure, une corrélation est présentée, plus la distribution angulaire augmente, moins de particules atteignent le détecteur virtuel. Le minimum de particule atteignant le détecteur est de 5% pour un écart-type de 77 mrad et d'une intensité du solénoïde à 180 A. C'est aussi sur ce point que l'écart-type de la distribution est le plus important. L'écart-type tend vers la valeur de  $\pm 1,5\%$ , ce qui reste en dessous des 10% même à trois ou cinq écarts-types.

La Figure 12-1 présente la distribution des  $\text{Khi}^2$  de Pearson réduit entre les distributions spatiale dans le plan  $x - y$ . La valeur moyenne des cent  $\text{Khi}^2$  réduits est présentée par un point et les l'écart-type de la distribution par les barres d'erreurs. Le  $\text{Khi}^2$  réduit est réalisé entre deux distributions spatiales ayant  $100 \times 100$  cases d'histogramme (10 000 cases d'histogramme), ce qui donne 9997 degrés de liberté.

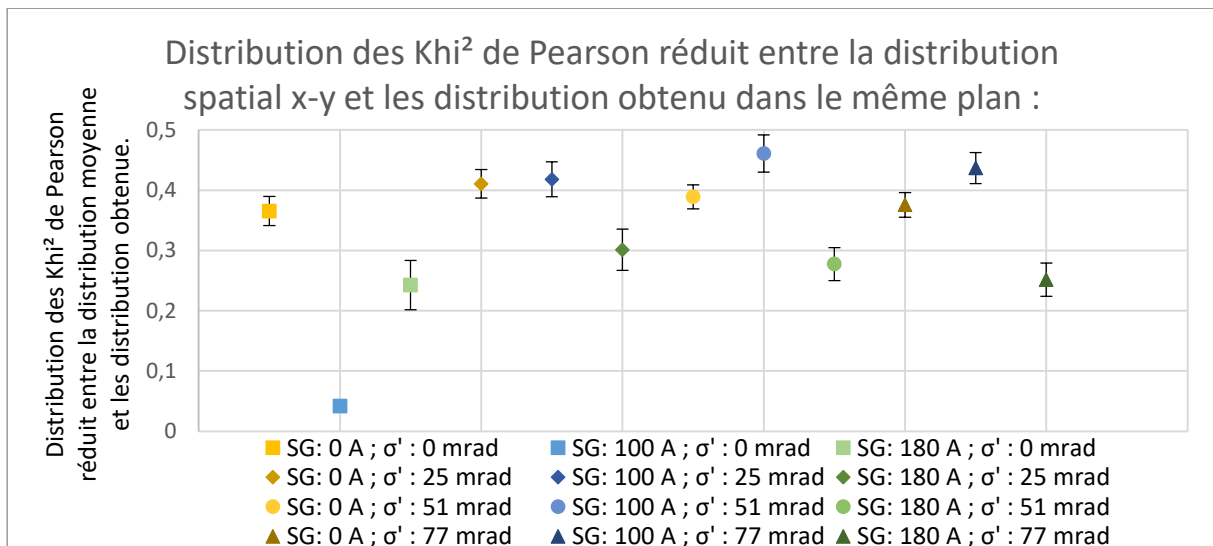


Figure 12-2 : distribution des  $\text{Khi}^2$  réduits (degré de liberté : 9997) entre les distributions spatiales et la distribution spatiale moyenne pour chaque cas de figure.

Le  $\text{Khi}^2$  de Pearson réduit maximal sur la Figure 12-2 est dans le cas d'un écart-type de 51 mrad et avec le solénoïde à 100 A. Le  $\text{Khi}^2$  réduit maximal obtenable est estimé par l'ajout de cinq fois l'écart-type à la valeur moyenne du  $\text{Khi}^2$  réduit (0,61). A la valeur du  $\text{Khi}^2$  réduit de 0,61, le degré de confiance est supérieur à 99%, soit une distribution spatiale identique dans le plan  $x - y$ .

La Figure 12-3 présente la distribution des  $\text{Khi}^2$  de Pearson réduits entre les distributions angulaires dans le plan  $x' - y'$ . Comme sur la Figure 12-2, la valeur moyenne des cent  $\text{Khi}^2$  réduits est présentée par un point et les écarts-types de la distribution par les barres d'erreurs. Le  $\text{Khi}^2$  réduit est réalisé entre deux distributions ayant 25 600 cases d'histogramme (160\*160), ce qui donne 25 997 degrés de liberté.

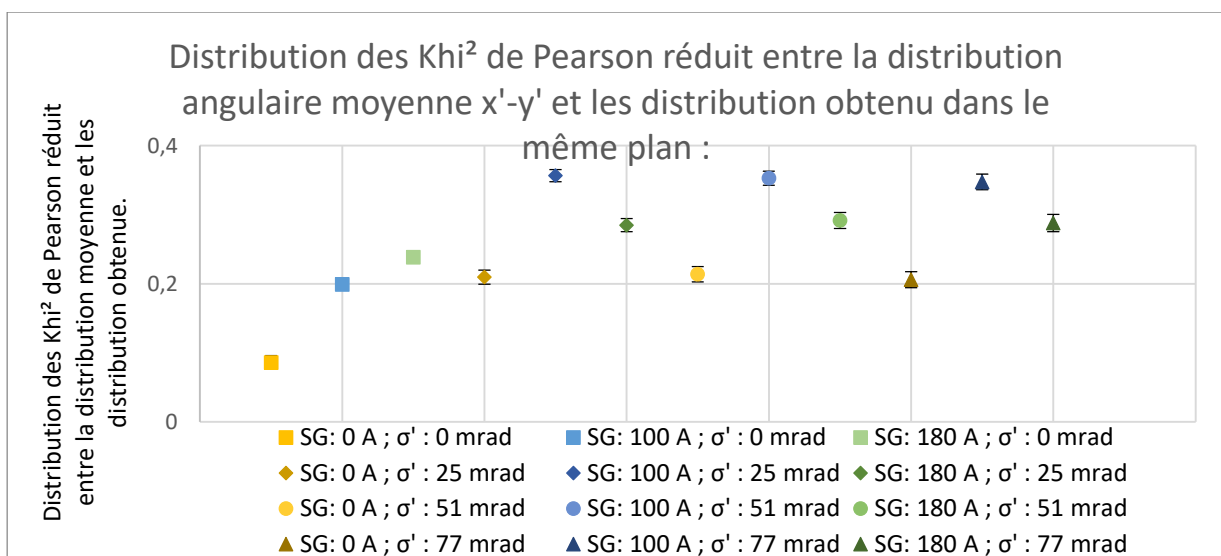


Figure 12-3 : distribution des  $\text{Khi}^2$  réduits (degré de liberté : 25597) entre les distributions angulaires et la distribution angulaire moyenne pour chaque cas de figure.

Le  $\text{Khi}^2$  de Pearson réduit maximal sur la Figure 12-3 est dans le cas d'un écart-type de 51 mrad et avec le solénoïde à 100 A. La valeur maximale obtenable est estimé par l'ajout de cinq fois l'écart-type à la valeur moyenne du  $\text{Khi}^2$  réduit (0,40). A la valeur du  $\text{Khi}^2$  réduit de 0,40, le degré de confiance est supérieur à 99%, soit une distribution angulaire identique dans le plan  $x' - y'$ .

Le paramètre mesuré le plus dépendant de la graine aléatoire parmi les paramètres du faisceau étudié est le nombre de particules atteignant le détecteur virtuel. Un écart-type maximal de 1,5% du nombre total de particules généré est attendu lorsque la transmission des particules descend à 5%. Une tendance semble se dégager lorsque la transmission des particules réduite, l'écart-type des distributions augmente comme présenté sur la Figure 12-4. La figure présente l'écart-type normé de chaque distribution en fonction de la transmission moyenne. Sur cette figure est appliqué un ajustement exponentiel qui confirme la relation entre l'écart-type normé et la proportion des particules à être transmise.

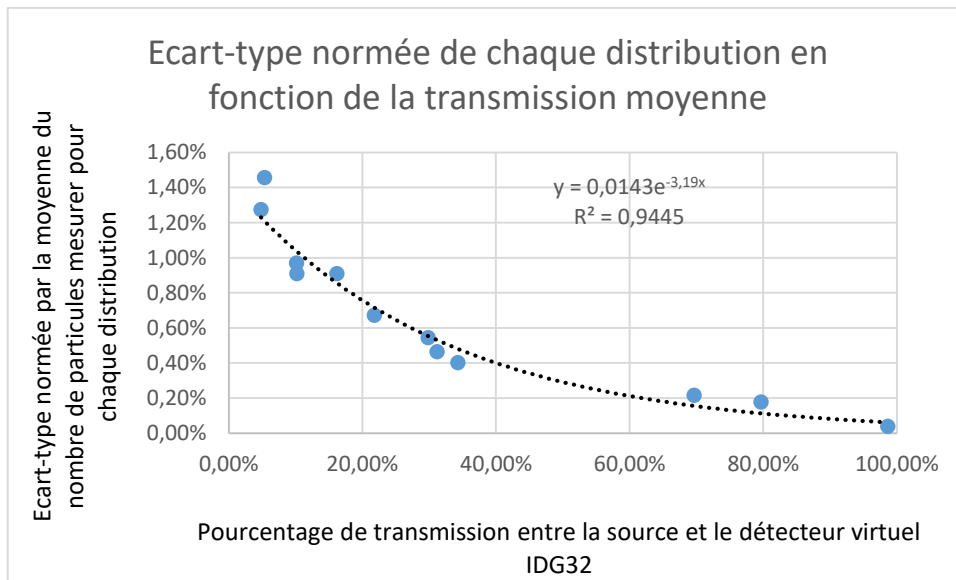


Figure 12-4 : relation entre le taux de transmission et l'écart-type normé de chaque distribution.

## 12.B. Illustration de la validité de la simplification de l'interaction des ions avec les collimateurs

Pour illustrer la validité de la sélection des particules lors de leurs interactions avec des collimateurs, la comparaison de deux simulations de 100 000 protons identiques est réalisée. La simulation est réalisée avec un faisceau gaussien ayant un écart-type de 2,8 et 3,0 mm selon  $x$  et  $y$  respectivement. Ainsi qu'un écart-type de 7,5 et 7,3 mrad selon  $x'$  et  $y'$  respectivement au point d'interaction avec le collimateur.

La première simulation comprend un collimateur en aluminium de 35 mm de diamètre d'ouverture et 1 mm d'épaisseur, installé au-dessus du groupeur (IGD32 sur la Figure VI-2). La seconde simulation ne comprend pas de collimateur, mais un détecteur virtuel installé à la même position, ce qui permet de simuler un collimateur au travers de l'analyse. Dans la simulation, plus de 50% des particules sont interceptés par le collimateur. L'interception des particules a pour objectif de mettre en exergue la présence de proton diffusé par le collimateur dans la simulation.

En deux points dans les simulations est vérifié si les distributions transverses obtenues sont similaires. Les distributions sont examinées à 2,5 mm (Figure 12-5) et à 217 mm (Figure 12-6) après le collimateur. L'étude en deux points permet de mettre en exergue les protons diffusés dans la simulation et non reproduits par l'analyse. La Figure 12-5 et la Figure 12-6 représentent les distributions transverses des particules dans la simulation dans le plan  $x - y$ . Le cercle noir représente les dimensions internes de la ligne aux points mesures et l'échelle colorimétrique la densité des particules par case des histogrammes 2D (0,25\*0,25 mm). Le  $\chi^2$  de Pearson entre les distributions est respectivement de 1307,18 et de 3511,72, pour 159 997 degrés de liberté (160 000 cases d'histogramme), soit une

vraisemblance supérieure à 99%. Ces résultats illustrent la validité de l'analyse, car les distributions peuvent être considérées comme identiques.

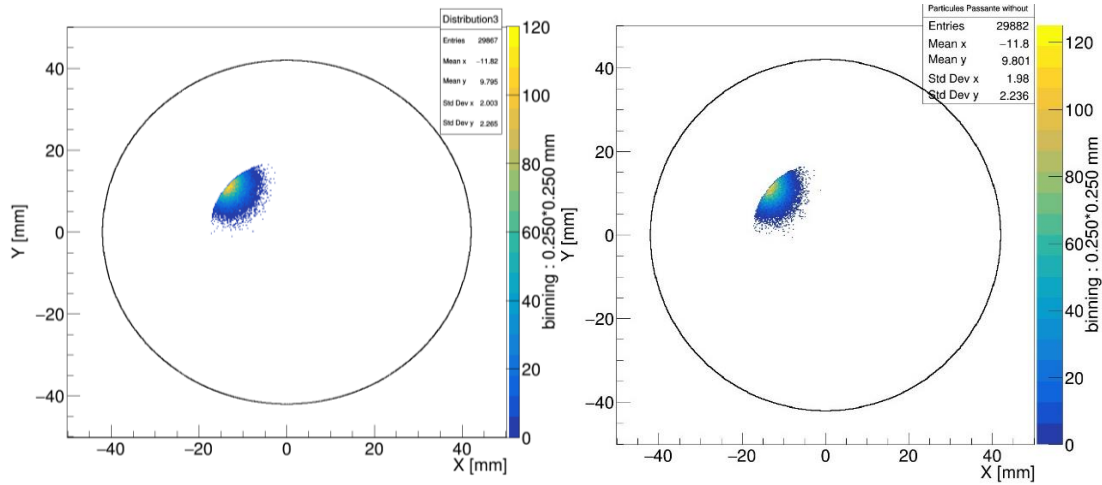


Figure 12-5 : à gauche, le faisceau obtenu après analyse et à droite, avec un collimateur. La mesure est réalisée 2,5 mm après la position du collimateur.

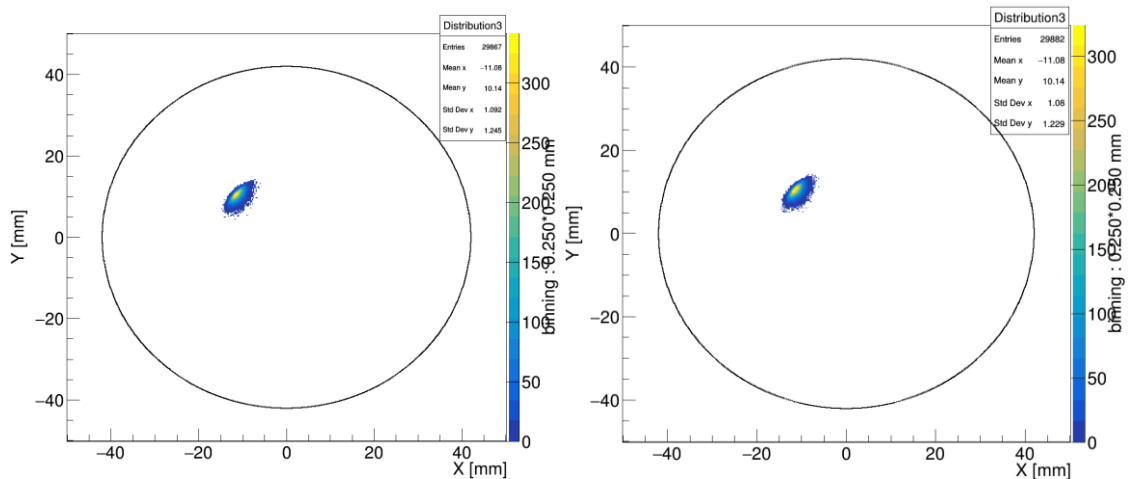


Figure 12-6 : à gauche, le faisceau obtenu après analyse et à droite, le cas avec un collimateur. La mesure est réalisée 217 mm après la position du collimateur.

La similitude des résultats peut être expliquée par le fait que des protons de 40 keV ont une faible distance d'arrêt dans la matière, la distance est inférieure au  $\mu\text{m}$ . Les données relatives à la distance d'arrêt moyenne des protons de 40 keV proviennent du site P-star (NIST) [168]. La distance d'arrêt moyenne est de 218,6 nm dans du cuivre et de 369,2 nm dans l'aluminium. Cette valeur est vérifiée via une simulation SRIM-2013 [169]. La simulation SRIM repose sur une base de 99 999 particules tirées aléatoirement. Dans le cuivre, la distance d'arrêt moyenne est de 222,4 nm et dans l'aluminium la distance d'arrêt moyenne est de 371,1 nm, soit des valeurs très similaires aux données annoncées par P-star. De plus, des protons de 40 keV vont avoir un taux de rétrodiffusions d'environ 1% sur du cuivre et environ 0,2% sur de l'aluminium d'après SRIM-2013 [169].

En conclusion, un faisceau arrivant en contact avec un collimateur d'une épaisseur de 1 mm a une faible chance de ressortir du collimateur même par diffusion. Par conséquent, l'approximation qu'aucun proton à cette énergie ne ressort des collimateurs est acceptable.



## Annexe 13. Fonctionnement de l'algorithme pour converger vers une définition du faisceau stable en sortie de source

Pour converger vers une définition de la source qui est proche des mesures d'émittance réalisée sur la ligne d'injection. Les mesures d'émittance réalisée avec des variations du courant traversant le solénoïde source sont désignées comme étant le point de départ. La reproduire des mesures via la variation du champ magnétique du solénoïde permet d'explorer partiellement la variation de l'angle de Larmor (II.E.2.b), page 31), donc la corrélation des émittances transverse imposée par le solénoïde source. Ainsi, la définition du faisceau en sortie de la source Multicusp est possiblement atteignable.

La reproduction des mesures d'émittance repose principalement sur la reproduction des champs magnétiques de la ligne d'injection (III.B, page 61) puis un tirage aléatoire des particules au niveau de la sortie de la source. Le tirage aléatoire s'accompagne d'une variation du coefficient traduisant le courant injecté dans les correcteurs de trajectoire vers une valeur de champ magnétique transverse.

### 13.A. Mise en forme des mesures d'émittance

Pour permettre à l'algorithme de reproduire les mesures d'émittance. Les composantes principales des mesures d'émittance sont conservées via un nettoyage matriciel avec un seuil qui est plus élevé que la moyenne du bruit de fond (0,05V). Les Figure 13-1 à Figure 13-3 présentent les composantes principales retenues des trois figures d'émittance correspondant à une intensité de courant dans le solénoïde source de 113,4, 118,4 et 123,4 A. Les composantes principales sont placées dans un espace composé uniquement de zéro (région blanche).

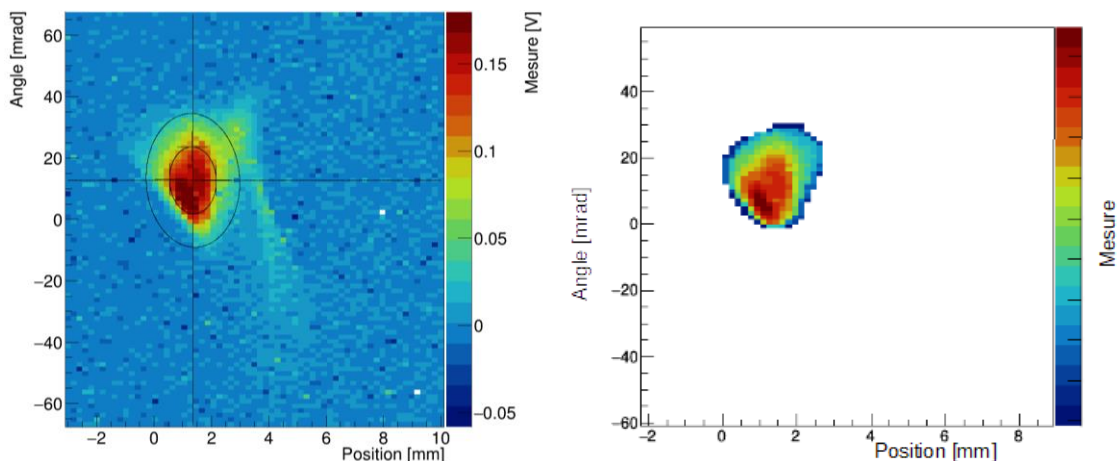


Figure 13-1 : mesure d'émittance avec l'intensité du solénoïde source à 113,4 A.

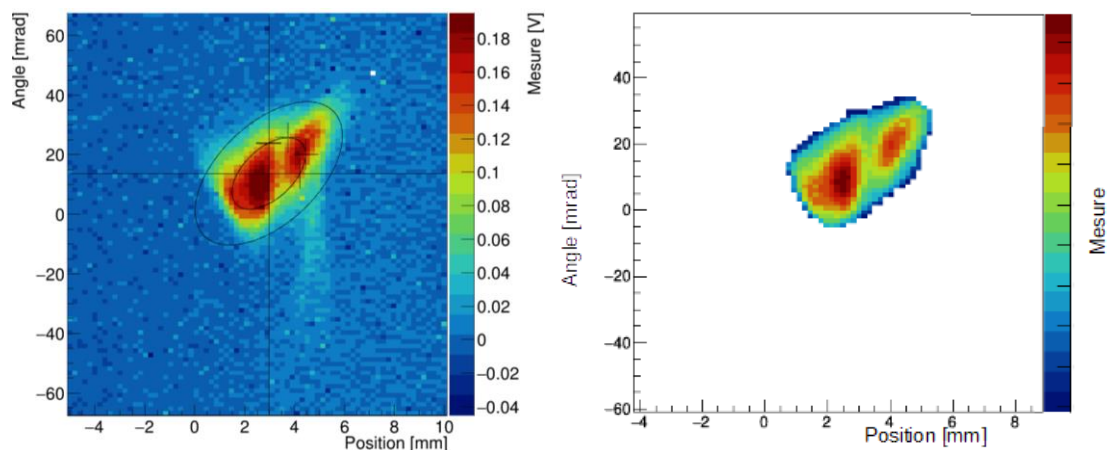


Figure 13-2 : mesure d'émittance avec l'intensité du solénoïde source à 118,4 A.



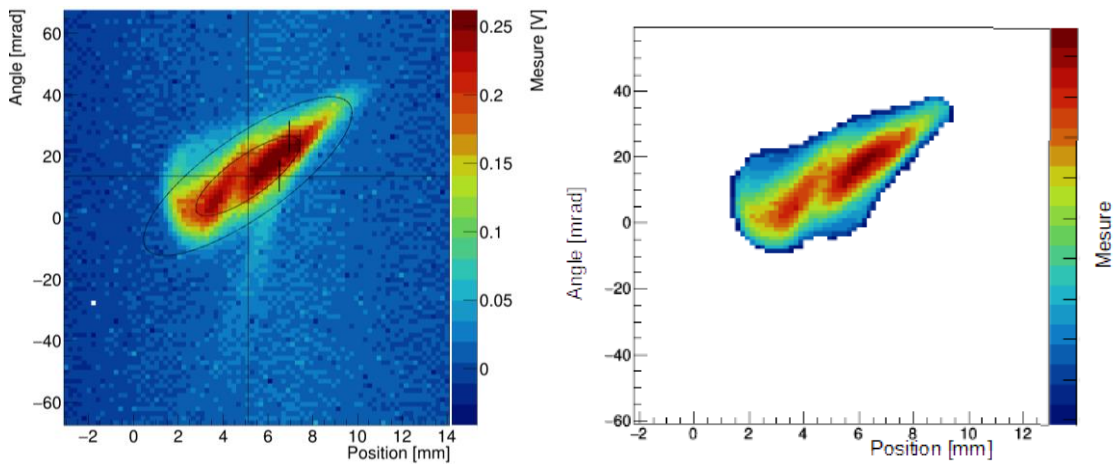


Figure 13-3 : mesure d'émittance avec l'intensité du solénoïde source à 123,4 A.

### 13.B. Tirage aléatoire

Pour représenter les zones de densité qui composent les mesures d'émittance, plusieurs faisceaux gaussiens (deux faisceaux) sont choisis comme point de départ. Puis, un tirage aléatoire des paramètres décrivant ces faisceaux est réalisé. Seuls les paramètres correspondant à la distribution spatiale des faisceaux ( $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  [mm]) sont fixés à l'initialisation, les autres paramètres sont limités dans une plage de valeurs choisie. La valeur du coefficient de conversion des correcteurs de trajectoire est aussi limitée à une plage de valeurs. Par la suite, le facteur trouvé est nommé coefficient de conversion. Les paramètres décrivant les deux faisceaux et le facteur de corrélation sont déterminés automatiquement.

Les particules sont tirées aléatoirement avant l'exécution de la simulation et sauvegardées dans un fichier texte. Le fichier texte servira de liste de particules à injecter dans le modèle de la ligne d'injection au niveau de la sortie de la source Multicusp. Puis la simulation est exécutée à une valeur donnée du solénoïde. La proportion de particules arrivant au niveau de la composante principale du faisceau correspondant à l'intensité du solénoïde est étudiée.

Pour évaluer la ressemblance entre la composante principale de la figure d'émittance mesurée et la figure d'émittance obtenue par simulation. À chaque particule arrivant dans la figure de la composante principale est assignée la valeur de la composante principale, sinon la valeur de -0,05 est assignée à la particule en question. La valeur de -0,05 est définie pour forcer la convergence à apparaître. Les valeurs assignées à chaque particule sont sommées pour former un indice de ressemblance entre l'émittance obtenue et la composante principale de l'émittance mesurée. L'opération est répétée avec les deux autres valeurs de courant dans le solénoïde source avec la même liste de particules et le même coefficient de conversion.

Les indices de ressemblance évalués à plusieurs valeurs de courant dans le solénoïde source sont sommés pour évaluer la valeur de ressemblance des émittances et du coefficient de conversion. La somme obtenue est nommée l'indice de ressemblance général. Lorsqu'un indice de ressemblance général est supérieur au précédent indice général, les paramètres associés à l'indice de ressemblance générale sont définis comme étant les paramètres initiaux des itérations suivantes.

Suite à l'obtention du point de départ, un nouveau tirage aléatoire est effectué des paramètres faisceau et du coefficient de conversion. Pour définir l'intervalle du tirage aléatoire des paramètres, un facteur de pondération entre les itérations est mis en place. Le facteur de pondération permet de moduler l'espace du tirage aléatoire uniforme autour de points de départ défini. Cette pondération évolue pour ne pas s'enfermer dans un minimum local. Un exemple de l'évolution du facteur de pondération est

présenté sur la Figure 13-4. Sur la Figure 13-4 est présenté le facteur de pondération qui va évoluer successivement en allant de 100 % de l'espace initialement défini à 1%. Un exemple d'application du facteur de pondération est présenté sur la Figure 13-5.

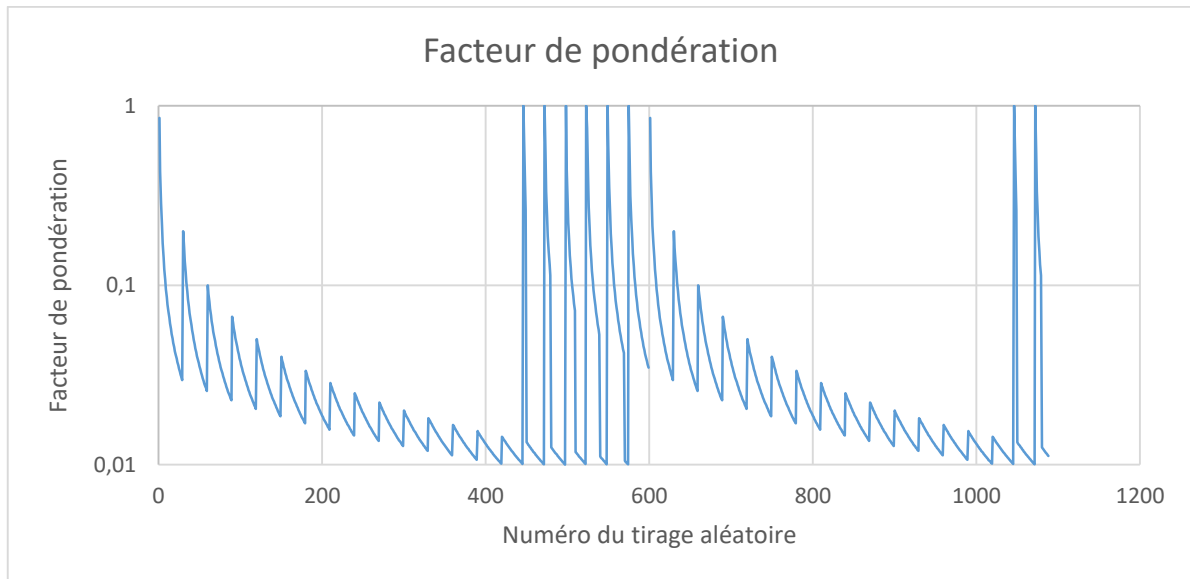


Figure 13-4 : évolution du facteur de pondération des espaces de tirage aléatoire.

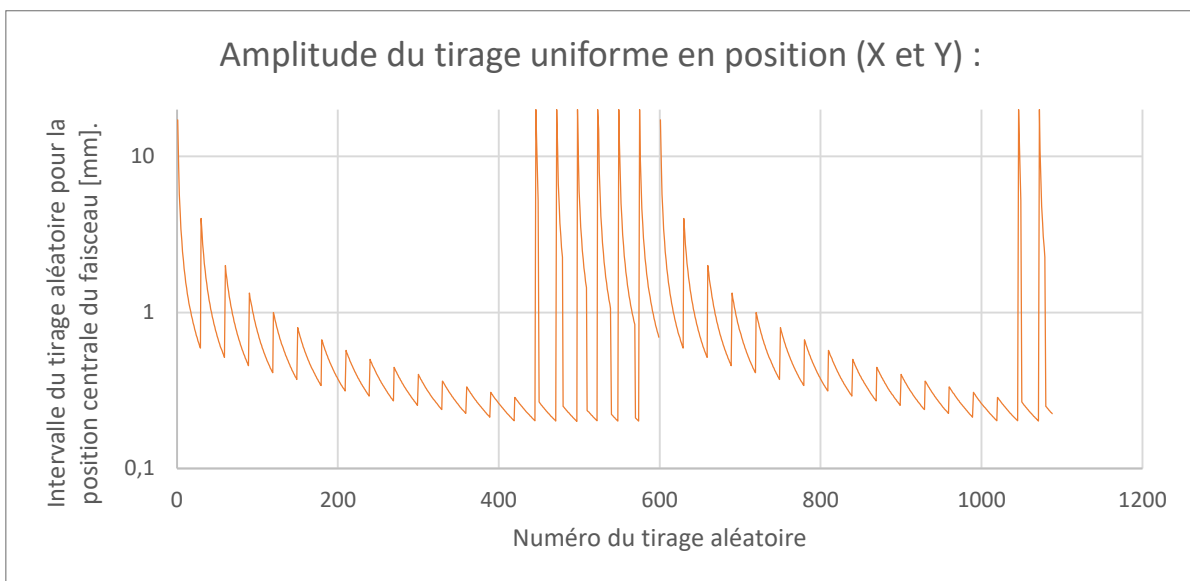


Figure 13-5 : amplitude de l'intervalle du tirage aléatoire de la position moyenne de chaque faisceau.

La Figure 13-5 présente l'évolution de l'intervalle du tirage aléatoire de la position du centroïde des gaussiennes, ce résultat provient de la multiplication de l'amplitude maximale de l'intervalle en position dans le plan  $x - y$  (20 mm) par le facteur de pondération présenté sur la Figure 13-4.

La convergence est définie comme étant terminée lorsque les paramètres initiaux n'ont pas changé depuis au moins 600 itérations.

### 13.C. Avantage

Cette méthode a pour avantage de permet de simuler les pertes de particules, de quantifier les pertes lorsqu'elles sont présentes. Ainsi que l'impact de l'espace des charges lorsque l'espace des charges est implémenté dans la simulation.

## Annexe 14. La stabilité du faisceau en bout de ligne

Avec les collimateurs fixe et ajustable, le faisceau est mesuré comme étant plus stable en bout de ligne. Ces mesures sont tronquées par la stabilisation de la source et des biais expérimentaux. Les corrélations expliquant la stabilité mesurée du faisceau sont présentées dans cette annexe.

### 14.A. Le collimateur ajustable

Durant la première expérience avec le collimateur ajustable, le déplacement du faisceau en bout de ligne sur le collimateur 4 doigts est estimé lorsque les conditions expérimentales sont inchangées. Pour ce faire, une fois que les coupelles de Faraday sont ouvertes, la stabilisation de la source est attendue (la source se coupe durant les phases de transitions des coupelles de Faraday). La stabilisation de la source en bout de ligne se traduit par des déplacements du faisceau sur le collimateur quatre doigts et prend plusieurs minutes à être atteinte.

Pour estimer le déplacement du faisceau en bout de ligne, l'amplitude des déplacements sur les doigts du collimateur est estimée (équation III-5). La valeur relative estimée des déplacements haut-bas et gauche-droite est comparée en fonction de l'ouverture du collimateur (Figure 14-1). Durant l'expérience, le taux de transmission est resté compris entre 40 et 45 % entre la coupelle de Faraday de la ligne d'injection et le bout de ligne.

#### 14.A.I. La mesure expérimentale

Sur la Figure 14-1 est présentée l'amplitude des déplacements sur le collimateur normé par le courant total sur quatre doigts (amplitude de déplacement relatif). Sur l'axe à droite est présentée en orange l'amplitude de déplacement relatif entre les doigts haut et bas. Sur l'axe à gauche est présentée en bleu l'amplitude de déplacement relatif entre les doigts gauche et droite. Les points présentés correspondent à l'amplitude de déplacement maximal mesuré sur le collimateur quatre doigts.

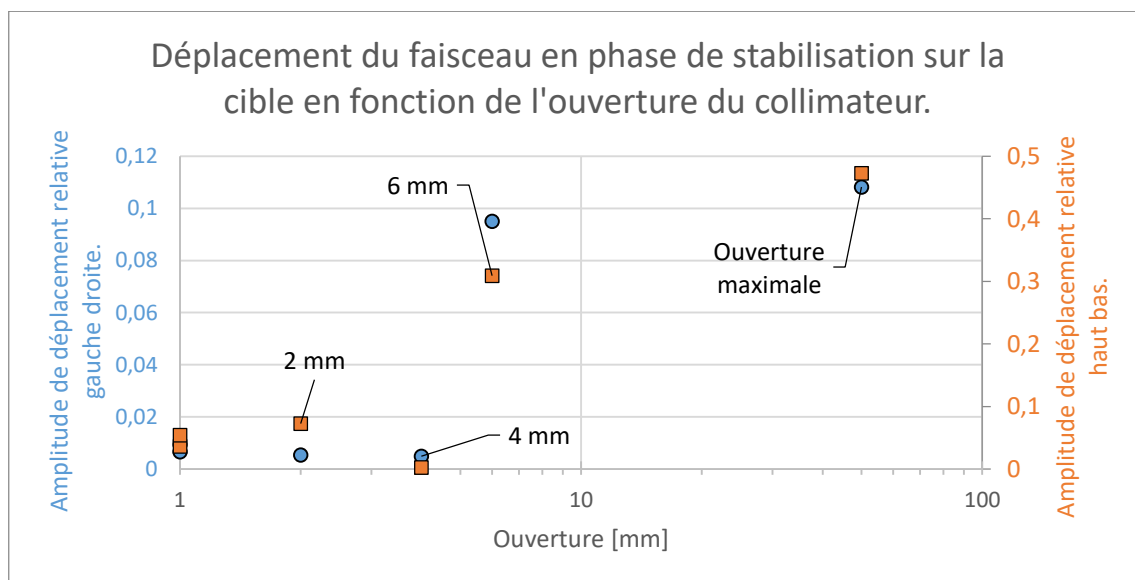


Figure 14-1 : amplitude de déplacement en bout de ligne en fonction de l'ouverture du collimateur.

Sur la Figure 14-1, l'amplitude de déplacement semble réduire en fonction de l'ouverture de la fente. Surtout lorsque la distance interfente réduit en dessous de 6 mm.

#### 14.A.II. Biais expérimentaux

Lors de la fermeture du collimateur, l'amplitude de variations du courant d'électron émis par les filaments de la source (S1A [mA]) réduit, comme présenté sur la Figure 14-2. Sur la figure sont

présentées les mêmes mesures en ordonnées que sur la précédente figure, mais avec l'amplitude de variation du courant d'électron (S1A [mA]) normée par sa valeur consigne (S1C [A]) en abscisse. Le courant d'électron est un paramètre impactant la position du faisceau [159].

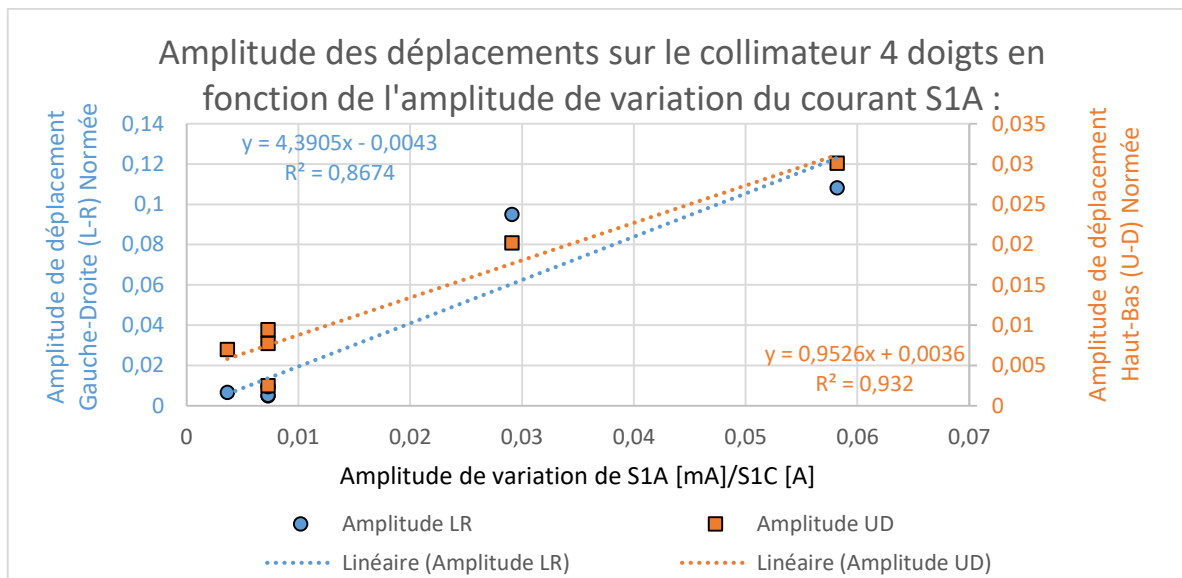


Figure 14-2 : amplitude de variation sur le collimateur quatre doigts en fonction de l'amplitude de variation du courant d'électron émis par les filaments de la source (noté S1A [mA]) normée par sa valeur consigne (S1C [A]).

Aux vues des deux précédentes figures, il n'est pas possible de conclure sur la capacité du collimateur ajustable à augmenter la stabilité du faisceau en bout de ligne, car les variations du courant d'électron en simultanée de la fermeture de la fente peuvent être aussi à l'origine des variations de position en bout de ligne.

## 14.B. Le collimateur fixe

Des observations sont réalisées lors de mesure du CBQSWx en présence des collimateurs fixes. Lors des mesures, moins de correction de la trajectoire du faisceau par les correcteurs de trajectoire des lignes de faisceau son nécessaire en présence de collimateurs.

### 14.B.1. La mesure expérimentale

Un exemple de déplacement mesuré est présenté sur la Figure 14-3. Sur la figure est présentée le déplacement du faisceau sur le collimateur quatre doigt au cours d'une expérience avec un collimateur fente de 4 mm (en bleu) et sans collimateur (en orange). Pour comparer les déplacements des faisceaux en bout de ligne, les résultats sont normés par le courant total instantané (équation III-5). Sur cette figure, le faisceau sans collimateur ne va pas rester centré sur le collimateur quatre doigts, contrairement au cas avec le collimateur fente qui subit de plus faible variation sur une amplitude de variation. Lors de la mesure sans collimateur, l'amplitude de variation horizontale est de 0,536 et verticalement 0,177. Dans le cas avec le collimateur fente, l'amplitude de variation est plus réduite, elle est de 0,163 horizontalement et de 0,106 verticalement.

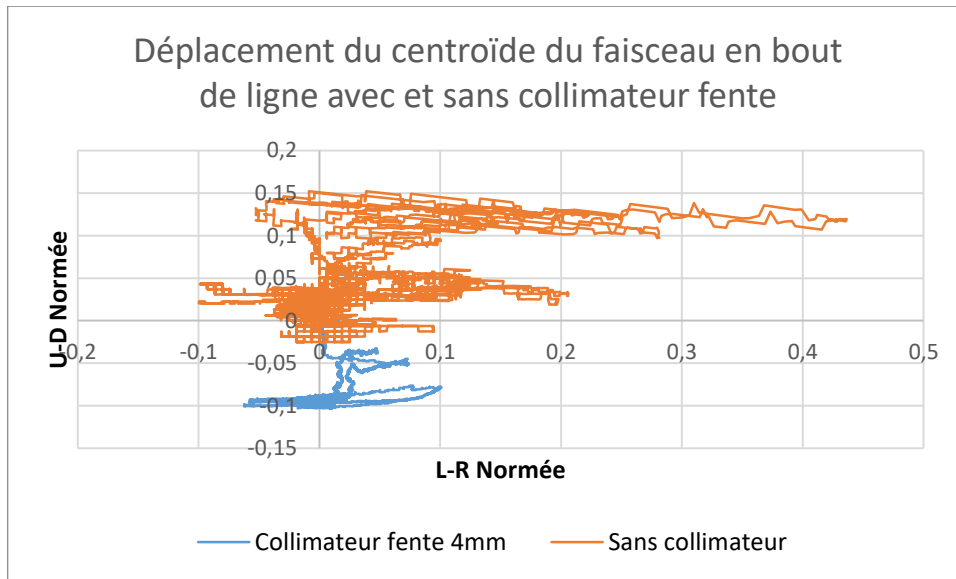


Figure 14-3 : exemple de déplacement du faisceau sur le collimateur quatre doigts de lors de variation du dernier quadripôle pour la mesure du CBQSWx, avec et sans collimateur.

L'exemple présenté ci-dessus sur la Figure 14-3 est un cas typique du déplacement du faisceau en bout de ligne en absence et en présence de collimateurs dans la ligne d'injection pour en réduire la distribution transverse, comme présenté dans la partie VII.C.2.

#### 14.B.II. Biais expérimentaux

Les observations expérimentales sont entachées d'un biais. Lorsque l'intensité totale en bout de ligne diminue, le recentrage du faisceau est effectué différemment, comme présenté sur la Figure 14-4. Sur la Figure 14-4 présente les variations mesurées d'amplitude normée (équation III-5) pour les cas avec et sans collimateur fente et en fonction de l'intensité totale mesurée en bout de ligne.

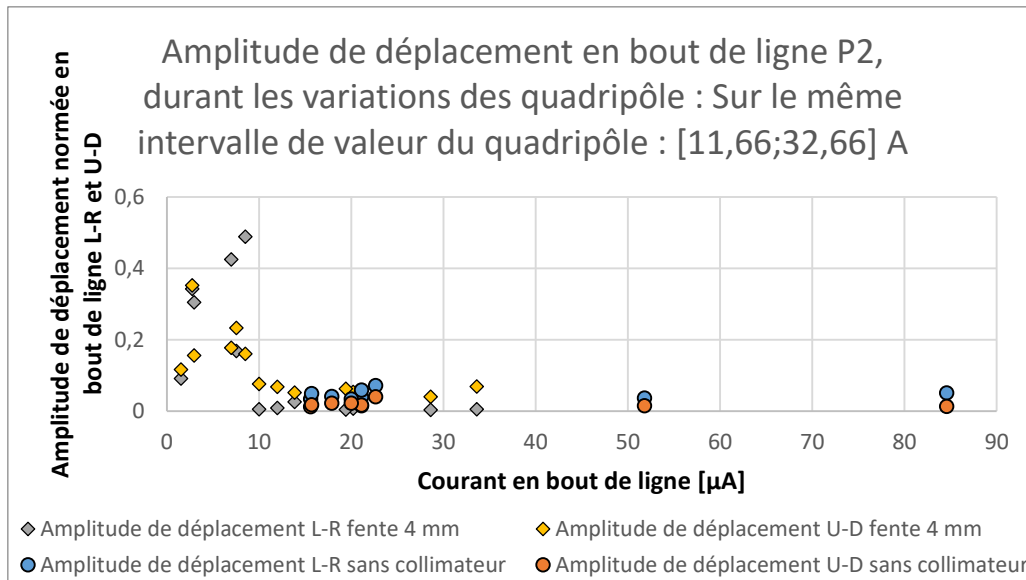


Figure 14-4 : amplitude de déplacement en bout de ligne avec et sans le collimateur fente 4mm

Sur la figure, les variations d'amplitude présentée semblent suivre une courbe exponentielle décroissante en fonction du courant total en bout de ligne, sans dépendre de la présence ou l'absence du collimateur fente 4 mm.

#### 14.C. Conclusion

Pour le moment, les collimateurs fixes et ajustables n'ont pas démontré un impact sur le déplacement du faisceau en bout de ligne sur le collimateur quatre doigts. Les corrélations trouvées indiquent seulement que le faisceau mesuré est peut-être corrélé à la stabilisation de la source et à un biais de réglage opérationnel.



**Titre :** Développement des techniques de hautes intensités dans l'injection du cyclotron Arronax

**Mots clés :** C70XP, Cyclotron, Ligne d'injection, Optimisation, Emittance, Diagnostic

**Résumé :** Les faisceaux de hautes intensités sont cruciaux pour la production de radionucléides et nécessitent une compréhension appropriée des caractéristiques du faisceau. Dans l'étude actuelle, l'accent est mis sur l'étude du faisceau dans la ligne d'injection du cyclotron C70XP pour les deux particules utilisées principalement pour la production (H- et He<sup>2+</sup>).

Dans un premier temps, des mesures d'émittances ont été réalisées dans la ligne d'injection du C70XP. A cette fin, une nouvelle technique pour déterminer l'émittance, basée sur la prise en compte du piédestal et un ajustement global a été développée. Les mesures d'émittances ont mis en évidence l'inhomogénéité des faisceaux d'ions avec le faisceau d'ions H<sup>-</sup> qui présente plusieurs zones

de densités tandis que le faisceau d'ions He<sup>2+</sup> prend la forme d'un faisceau creux.

Afin de réaliser une étude approfondie des zones de haute densité, des outils analytiques originaux ont été développés. Grâce à plusieurs études expérimentales et simulations, un prototype de diagnostic, composé de fentes réglables instrumentées a été développé et testé. Le résultat des tests nous a permis de proposer des versions optimisées compactes du diagnostic ainsi que des techniques de mesure permettant de sélectionner la géométrie du faisceau en réduisant l'acceptance de la ligne d'injection pour obtenir une émittance plus appropriée. Le but final est d'augmenter la transmission du faisceau dans la machine et d'obtenir un faisceau plus adapté à la production de radionucléides.

**Title:** Development of high-intensity injection techniques for the Arronax cyclotron

**Keywords:** C70XP, Cyclotron, Injection line, Optimization, Emittance, Diagnostic

**Abstract:** Obtaining a high intensity beam is crucial for the production of radionuclides and requires an appropriate understanding of the beam characteristics needed, right from the beam generation. In the present study, the focus is put on the beam in the injection section of the C70XP cyclotron for the two particles (H- and He<sup>2+</sup>) used mainly for production.

Emittance measurements in the injection have been performed and a new technic to determine the emittance, based on taking into account the pedestal and global fitting, has been developed. The emittance measurements have highlighted the beam inhomogeneity. The H- ion beam is composed of several density zones whereas the He<sup>2+</sup> ion beam takes the form of a hollow beam.

Analytical tools have been developed specifically to study these density zones.

Following several experimental investigations and simulations, a prototype diagnostic, based on instrumented adjustable slits, has been devised and tested. Optimised compact versions of the diagnostic are proposed. In addition, operational technic, using these diagnostics are evaluated. These techniques will make it possible to measure, select the beam geometry by reducing the acceptance of the injection line for a more appropriate emittance, thus allowing an increase of the beam transmission and obtain a beam more suitable for radionuclides production.