

Etude de faisabilité pour la mesure de l'émittance longitudinale du faisceau dans la ligne moyenne énergie de l'accélérateur primaire Spiral2

R. Duperrier, D. Uriot
CEA/DSM/DAPNIA/SACM/LEDA
CEN Saclay 91191 Gif sur Yvette cedex

15 septembre 2006

1 Introduction

La possibilité de mesurer l'émittance longitudinale des faisceaux accélérés par le RFQ permettrait de qualifier une caractéristique importante de l'injecteur de l'accélérateur linéaire primaire de Spiral 2 [1]. De la qualité de cette émittance peut dépendre le nombre de cavités supraconductrices nécessaires dans l'étage supérieur. La conception de l'architecture de la machine s'est appuyée sur les caractéristiques fournies par les codes de calculs Toutatis [2] et Lidos [3]. La validation de ces caractéristiques permettra de confirmer les choix issus de ces simulations.

Cette note détaille trois méthodes pour mesurer les émittances longitudinales des faisceaux. La première méthode consiste à discrétiser l'espace de phase par un jeu de fentes couplé à une zone dispersive (dipôle) et une mesure d'extension en phase. Cette dernière peut être réalisée soit par un moniteur de position (MP) ou une coupelle de Faraday (CF). La deuxième est la méthode dite des "trois gradients" qui s'appuie sur la mesure de différentes extensions en phase des paquets (MP ou CF) obtenues par variation de l'amplitude du champ électrique du premier groupeur de la ligne moyenne énergie. La dernière méthode consiste à reconstituer le transport du faisceau à l'aide de codes de simulation et de mesures d'extension en phase et des émittances transverses du faisceau. Ceci permet de tenir compte de la charge d'espace (kick, couplage entre les plans, non linéarités) et apparaît être un bon complément de la deuxième méthode si les non linéarités du transport s'avèreraient non négligeables.

Cette étude de dynamique de faisceaux vise à tester la faisabilité des trois méthodes. Elle s'appuie uniquement sur des calculs analytiques ou numériques liés au transport du faisceau, la faisabilité technologique (bande passante des mesures d'extension en phase, résolution en courant,...) ne sera pas étudiée. Les

transports sont effectués à l'aide du code TraceWin [4]. La distribution d'entrée de la ligne est fourni par le code Toutatis [4].

2 Mesure par discrétisation de l'espace des phases longitudinal

2.1 Architecture du dispositif

Pour discrétiser l'espace des phases longitudinal, deux sélections successives sont à réaliser : une en phase et une en énergie. Pour la sélection en énergie, nous proposons d'utiliser un dipôle couplé à un jeu de trois fentes (spectromètre). A la suite de ce spectromètre, une mesure d'extension en phase permet d'obtenir le profil en phase pour l'énergie sélectionnée. Pour une simple analyse en énergie, deux fentes auraient suffit mais il est nécessaire de sélectionner également l'angle des particules qui traversent la première fente afin de pouvoir corriger l'allongement en phase du paquet par le système dispersif. Le dispositif nécessaire est schématisé par la figure 1.

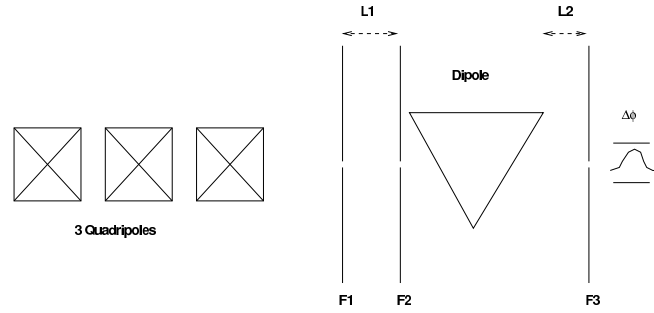


FIG. 1: Schéma du dispositif pour la discrétisation de l'espace des phases longitudinal.

2.2 Encombrement et résolution du dispositif

Si l'ouverture de la fente F_i est f_i , que l'angle de rotation du dipôle est θ et ρ son rayon de courbure, à l'aide de matrices de transport premier ordre, on trouve que la position horizontale X_s au niveau de la fente F_3 d'une particule ayant traversé F_1 vaut :

$$\begin{aligned}
 X_s = & \left(x_e \pm \frac{f_1}{2} \right) \left(\cos\theta - \frac{\sin\theta L_2}{\rho} \right) \\
 & + x'_e \left(L_1 \cos\theta + \rho \sin\theta - \frac{L_1 L_2 \sin\theta}{\rho} + L_2 \cos\theta \right) \\
 & + \delta_{mes} [\rho (1 - \cos\theta) + L_2 \sin\theta]
 \end{aligned} \tag{1}$$

avec x_e la position de la fente F_1 à $\pm \frac{f_1}{2}$ près, x'_e l'angle en entrée du système de la particule et δ_{mes} son écart en impulsion par rapport à une référence. Pour rendre indépendante de l'angle d'entrée la sélection en énergie, il faut imposer

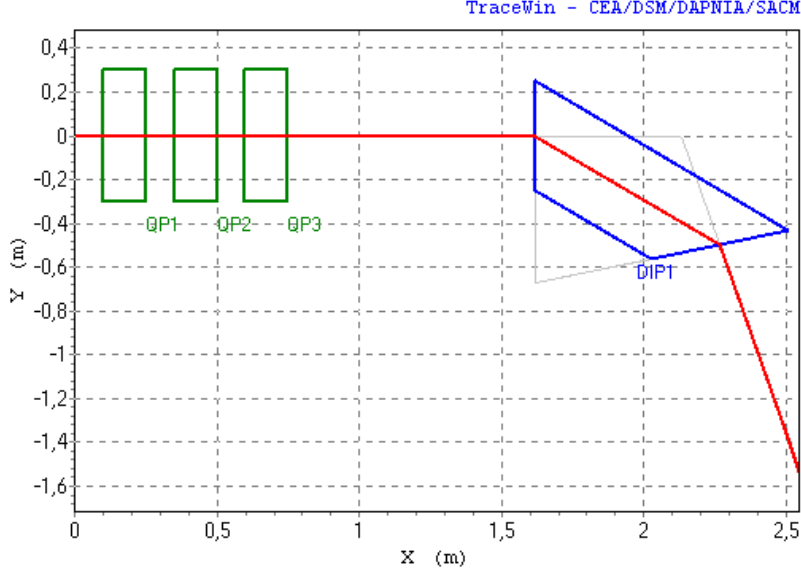


FIG. 2: Synoptique du dispositif pour la discrétisation de l'espace des phases longitudinal.

que la deuxième ligne, soit $x'_e \cdot T_{12}$, soit nulle. Ceci est assuré si les longueurs L_1 et L_2 vérifient :

$$L_1 = \frac{L_2 + \rho \tan \theta}{L_2 \tan \theta / \rho - 1} \quad (2)$$

Si on veut utiliser l'aimant disponible à l'IRES ($\theta = 75$ degrés, $\rho = 670$ mm) et que $(L_1 + L_2)$ soit minimum pour minimiser l'encombrement du dispositif, on trouve $L_1 = 871$ mm et $L_2 = 875$ mm. La figure 2 présente un synoptique de la section.

La résolution δ_{res} du spectromètre est liée à l'ouverture des fentes par la relation :

$$\delta_{res} = \frac{f_3 - f_1 (\cos \theta - \sin \theta L_2 / \rho)}{\rho (1 - \cos \theta) + L_2 \sin \theta} \quad (3)$$

Pour obtenir une résolution de l'ordre de 10^{-3} , puisque la dispersion attendue est de l'ordre de quelques 10^{-2} , il faut que l'ouverture des fentes f_1 et f_3 soient comprises entre 0.5 et 1 mm. Il s'agit d'un compromis entre la capacité à mesurer le courant collecté au niveau de la mesure d'extension en phase et la résolution souhaité : plus l'ouverture est faible, meilleur est la résolution mais plus faible est le courant qui traverse F_3 .

Une autre limitation du courant provient de la deuxième fente F_2 qui permet de déterminer l'angle x'_e . Si ce paramètre n'est pas connu, on se retrouve avec un z_s (ou bien ϕ_s) en sortie qui vaut :

$$z_s = z_e - x_e \sin \theta - \rho x'_e (1 - \cos \theta) - \rho \delta_{mes} (\theta \beta^2 - \sin \theta) \quad (4)$$

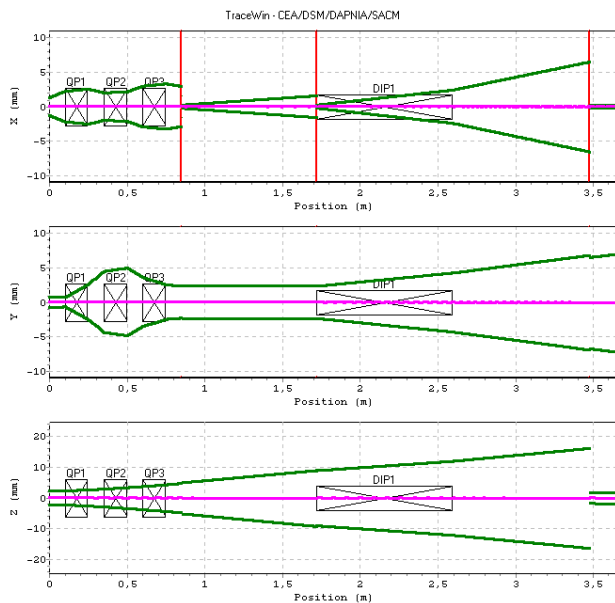


FIG. 3: Enveloppe à 1σ du faisceau de deutons le long du système de mesure.

et il est alors impossible de calculer z_e à partir de z_s si x'_e est inconnu (β est la vitesse réduite du faisceau).

2.3 Evaluation du système par un transport.

Afin de tester les paramètres (distances, résolution) calculés ci avant et d'estimer l'amplitude du courant collecté, le dispositif a été simulé par un transport avec TraceWin. L'évolution de l'enveloppe du faisceau est montrée par la figure 3.

Le transport est effectué avec un courant de 5 mA afin de maximiser le courant collecté. Avec le code TraceWin, il est possible de suivre une sélection de particules pendant son transport. Le système est réglé pour transmettre les particules en rouge sur la figure 4 qui montre le faisceau dans l'espace des phases à l'entrée du dispositif. La figure 5 montre les particules à la sortie. On peut constater qu'une proportion non négligeable de ces particules ne sont pas issues de la zone rouge isolée dans la figure 4. Ceci est dû aux forces de charge d'espace que nous avons négligées dans notre analyse. Notons également, et pour la même raison, qu'une proportion non négligeable de particules qui aurait dû être transmise a été perdue avant la sortie. Une solution consiste à filtrer le faisceau incident par un poivrier afin de réduire significativement le courant mais de conserver l'occupation du faisceau dans l'espace des phases. Deux configurations ont été testées : une avec des trous de rayon 0.25 mm espacé de 1 mm, l'autre avec des trous de rayon de 0.125 mm avec le même espacement. La première configuration permet de diminuer le courant jusqu'à 1 mA, la deuxième jusqu'à 0.25 mA. Ces deux configurations ont données des résultats identiques, mais nous ne montrerons que la première qui permet de maximiser le courant. La figure 6 montre le faisceau après un passage dans

le poivrier et avant la première fente. La figure 7 montre le résultat en sortie du dispositif. Uniquement des particules rouges ont été transmises. Alors que l'intensité initiale était de 5 mA, puis de 1 mA, un courant de seulement $6 \mu\text{A}$ a été transmis. Remarquons que dans cette simulation, la sélection a porté sur une portion du coeur qui est, a priori, la zone la plus dense. Si l'on veut pouvoir faire un spectre suffisamment complet, il est nécessaire de pouvoir mesurer des courants au moins dix fois plus faibles soit quelques centaines de nA. Enfin, notons que si les deux premières fentes sont fixes, la mesure ne sera valable que si le faisceau ne comporte pas de corrélation entre les plans transverses et longitudinal. Rendre ces fentes mobiles est possible mais complique le système et le rend plus cher.

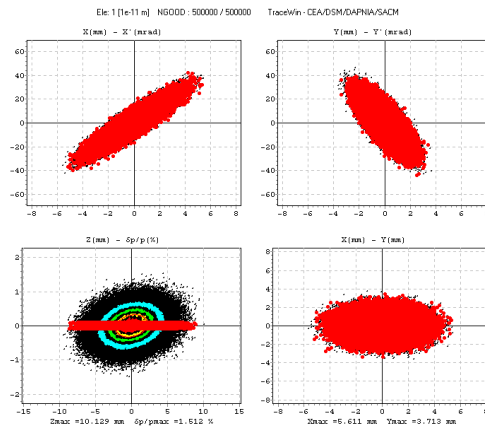


FIG. 4: Faisceau de deutons dans l'espace des phases à l'entrée du dispositif. En rouge, les particules à transmettre.

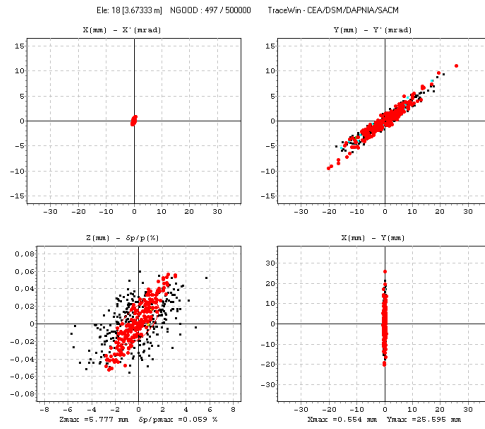


FIG. 5: Faisceau de deutons dans l'espace des phases à la sortie du dispositif.

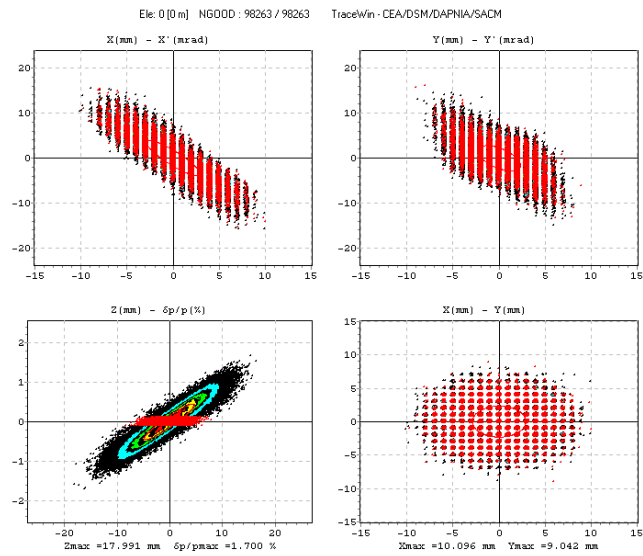


FIG. 6: Faisceau de deutons dans l'espace des phases à l'entrée du dispositif avec un passage dans le poivrier avec trous de 0.25 mm de rayons espacés de 1 mm.

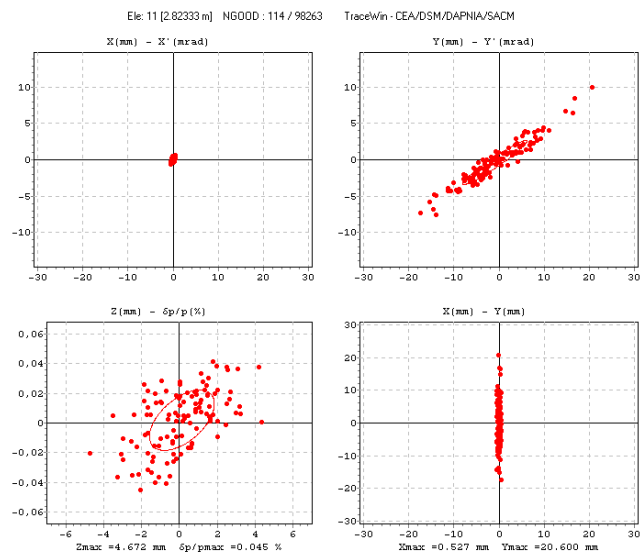


FIG. 7: Faisceau de deutons dans l'espace des phases à la sortie du dispositif avec un passage dans le poivrier.

3 Mesure par la méthode des 3 gradients

3.1 Principe

Un faisceau peut être décrit dans l'espace des phases (z, z') par ses moments quadratiques moyens : $\langle z^2 \rangle$, $\langle zz' \rangle$ et $\langle z'^2 \rangle$ avec $\langle z \rangle = 0$ et $\langle z' \rangle = 0$. L'émittance rms $\tilde{\epsilon}$ est définie par $\tilde{\epsilon} = \sqrt{\langle z^2 \rangle \cdot \langle z'^2 \rangle - \langle zz' \rangle^2}$. Si la matrice T est la matrice de transport entre deux positions longitudinales s_i et s_f dans une section de l'accélérateur, on a :

$$\begin{pmatrix} z_f \\ z'_f \end{pmatrix} = T \cdot \begin{pmatrix} z_i \\ z'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} z_i \\ z'_i \end{pmatrix}, \quad (5)$$

on a alors la relation suivante :

$$\langle z^2 \rangle_f = T_{11}^2 \langle z^2 \rangle_i + 2 \cdot T_{11} \cdot T_{12} \cdot \langle zz' \rangle_i + T_{12}^2 \langle z'^2 \rangle_i. \quad (6)$$

En effectuant la mesure de $\langle z^2 \rangle_f$ pour N (au moins 3) conditions de transport différentes entre s_i et s_f (donc N matrices T différentes imposées par l'expérimentateur), il est possible de calculer les quantités initiales $\langle z^2 \rangle_i$, $\langle zz' \rangle_i$ et $\langle z'^2 \rangle_i$ et donc $\tilde{\epsilon}_i$.

3.2 Matrice T pour la ligne de moyenne énergie de Spiral2

Avec l'hypothèse que l'émittance est constante le long du transport et que donc la charge d'espace n'influe pas ou très peu le transport, nous pouvons réduire notre matrice T à la section allant du premier groupeur de la ligne à l'emplacement de la mesure d'extension en phase. Cette section se décompose donc en une lentille mince (le groupeur) et une section de glissement de longueur égale à la distance séparant le centre longitudinal de la cavité à la mesure de taille. On a donc :

$$T = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\Delta s}{\gamma^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{k_z}{\beta\gamma} & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

avec :

$$k_z = \frac{-2q\pi E_0 T L}{mc^2 \beta^2 \lambda} \quad (8)$$

$E_0 T L$ étant la tension accélératrice, λ la longueur d'onde de la cavité, mc^2 la masse au repos, γ le facteur de Lorentz et β la vitesse réduite de la particule. Après calcul, on trouve :

$$\begin{cases} T_{11} &= 1 + \frac{k_z \Delta s}{\beta \gamma^3} \\ T_{12} &= \frac{\Delta s}{\gamma^2} \end{cases}. \quad (9)$$

Nous fixons T_{12} à 1.11576 m. Ce choix permet une mesure correcte (voir ci-après) de l'émittance et une marge confortable pour l'intégration mécanique du banc diagnostics. Ce paramètre pourra être modifié si nécessaire, mais le changement devra être validé par une analyse comme celle détaillée dans ce rapport. La technique consiste à faire varier par pas de 10 kV la tension du

groupeur (de 30 à 190 kV¹). Pour les masses faibles, il n'est pas nécessaire de ramper la tension pour le balayage de T_{11} jusqu'au maximum. Cela est même déconseillé afin d'éviter d'augmenter l'émittance par un waist trop prononcé.

3.3 Influence de la charge d'espace

Dans une première étape, la technique est testée pour un faisceau de deutons avec un courant nominal de 5 mA. Nous faisons l'hypothèse que les erreurs sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} sont nulles. Un fit par un polynôme d'ordre 2 (voir équation 6) nous permet de calculer une émittance $0.34 \pi \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ à comparer avec la valeur au niveau du groupeur qui est de $0.29 \pi \mu\text{m}\cdot\text{rad}$. Cet écart de 17% n'est pas du aux grossissements d'émittance occasionnés pendant le transport ceux-ci n'excédant pas les 4%. La principale cause de l'erreur provient du fait que la charge d'espace n'est pas prise en compte dans le calcul de T_{11} . Ceci a pu être vérifié par un calcul en enveloppe (i.e. premier ordre).

La solution consiste encore à filtrer le faisceau incident au groupeur par un poivrier afin de réduire significativement le courant tout en conservant les paramètres de Twiss. Les deux mêmes configurations ont été testées : une avec des trous de rayon 0.25 mm espacé de 1 mm qui produit un faisceau de 1 mA, l'autre avec des trous de rayon de 0.125 mm avec le même espacement qui aboutit à une intensité de 0.25 mA. Pour chacune de ses configurations, l'écart entre la valeur de référence et le fit a été réduit à $\sim 3\%$.

3.4 Influence des erreurs sur la tension et la mesure d'extension en phase

Afin de tester la sensibilité aux erreurs de mesures du fit, deux types d'erreurs ont été introduites : une erreur de précision et une erreur systématique sur la tension et la mesure d'extension en phase. Dans un premier temps, seule une erreur de précision est considérée. Un même pourcentage maximum (la valeur appliquée est tirée aléatoire uniforme) est appliqué sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} . Cette répartition pourra être affinée par la suite². Le tableau 1 donne l'évolution de la valeur moyenne mesurée (moyenne sur 50 mesures) avec son étalement statistique à $\pm 2\sigma$. Il est intéressant de noter que l'écart de la valeur moyenne reste inférieure à 10% alors que l'erreur sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} a atteint 20%. Ce qui est confortable. L'intervalle de confiance à $\pm 2\sigma$ atteint par contre les 30%. Dans les tableaux 2 à 5, une erreur systématique a été rajoutée. Pour chacun des tableaux, ces erreurs soit s'ajoutent, soit une s'ajoute et l'autre se soustrait, puis l'inverse et enfin les deux se soustraient. Notons que lorsque l'une de ces erreurs systématiques s'ajoute et l'autre se soustrait, la valeur moyenne de l'émittance s'éloignent très rapidement de la valeur de référence. Une importance toute particulière devra donc être portée à la calibration du groupeur et de la mesure d'extension en phase.

¹La spécification du groupeur est de pouvoir fonctionner en CW à 160 kV, nous supposons ici qu'une marge de 20% a été prise en compte et que celle-ci est disponible pour des mesures en mode pulsé si nécessaire.

²Une interaction avec les ingénieurs est donc nécessaire.

Erreur relative sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11}	Emittance ($\pi\mu\text{m.rad}$)	$\pm 2\sigma$ ($\pi\mu\text{m.rad}$)
0	0.299	3.4e-16
0.05	0.302	0.031
0.1	0.305	0.054
0.15	0.314	0.069
0.2	0.332	0.095

TAB. 1: Evolution de la moyenne de la valeur mesurée (moyenne sur 50 mesures) avec son étalement statistique à $\pm 2\sigma$ en fonction de l'erreur relative sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} .

Erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11}	Emittance ($\pi\mu\text{m.rad}$)	$\pm 2\sigma$ ($\pi\mu\text{m.rad}$)
0	0.299	3.4e-16
0.05	0.302	0.024
0.1	0.301	0.053
0.15	0.308	0.058
0.2	0.315	0.1

TAB. 2: Evolution de la moyenne de la valeur mesurée (moyenne sur 50 mesures) avec son étalement statistique à $\pm 2\sigma$ en fonction de l'erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} (ici combinaison ++).

Erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11}	Emittance ($\pi\mu\text{m.rad}$)	$\pm 2\sigma$ ($\pi\mu\text{m.rad}$)
0	0.299	3.4e-16
0.05	0.33	0.034
0.1	0.377	0.059
0.15	0.43	0.1
0.2	0.488	0.16

TAB. 3: Evolution de la moyenne de la valeur mesurée (moyenne sur 50 mesures) avec son étalement statistique à $\pm 2\sigma$ en fonction de l'erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} (ici combinaison +-).

Erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11}	Emittance ($\pi\mu\text{m.rad}$)	$\pm 2\sigma$ ($\pi\mu\text{m.rad}$)
0	0.299	3.4e-16
0.05	0.271	0.021
0.1	0.247	0.051
0.15	0.238	0.061
0.2	0.208	0.075

TAB. 4: Evolution de la moyenne de la valeur mesurée (moyenne sur 50 mesures) avec son étalement statistique à $\pm 2\sigma$ en fonction de l'erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} (ici combinaison -+).

Erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11}	Emittance ($\pi\mu\text{m.rad}$)	$\pm 2\sigma$ ($\pi\mu\text{m.rad}$)
0	0.299	3.4e-16
0.05	0.299	0.028
0.1	0.305	0.059
0.15	0.323	0.11
0.2	0.32	0.12

TAB. 5: Evolution de la moyenne de la valeur mesurée (moyenne sur 50 mesures) avec son étalement statistique à $\pm 2\sigma$ en fonction de l'erreur relative et systématique sur $\langle z^2 \rangle_f$ et T_{11} (ici combinaison - -).

3.5 Plage de variation de la tension nécessaire pour chaque q/A

Une tension maximale de 190 kV est suffisante pour obtenir un waist pendant le balayage en tension pour les protons, deutons et $q/A = 1/3$. Par contre cette tension maximum est insuffisante pour obtenir un waist à ce β pour des $q/A = 1/6$. Celui-ci est obtenu à cette distance pour une tension de 300 kV. Une possibilité pourrait être d'éloigner la mesure d'extension en phase, mais la variation de taille est alors très plate et donc la précision du fit fortement dégradé.

4 Mesure par minimisation couplée à un transport

Très similaire à la méthode précédente, cette technique consiste à remplacer le fit du polynôme d'ordre 2 par une minimisation couplée à TraceWin. Pour améliorer la convergence, on ajoute l'information provenant de la mesure d'émittance transverse du Banc Test Intermédiaire (BTI). La section est diagnostiquée pour différentes valeurs de la tension du groupeur (cf ci-avant). Cette approche a le principal avantage d'intégrer via le solveur de Poisson du code de transport la charge d'espace et donc de ne pas nécessiter l'utilisation d'un poivrier. Un autre intérêt réside, en cas de convergence, dans la possibilité de

“visualiser” l’état du faisceau à n’importe quelle position de la section. Pour tester cette méthode, le code TraceWin a été modifié pour permettre ce type de minimisation. Une évolution typique de l’enveloppe faisceau est illustrée par la figure 8. La figure 9 montre une capture d’écran du code pendant un calcul. Pour cette ligne et tant que les tensions groupeur sont inférieures à 170 kV pour les légers, les grossissements d’émittance induits par le waist sont négligeables et la ligne peut être simulée en enveloppe ce qui est un gain important. En effet, quelques milliers de simulations sont tout de même nécessaires pour converger ! La minimisation peut cependant être effectuée avec le code multiparticulaire. Le temps de calcul passe alors de quelques minutes à quelques heures La convergence est estimée être atteinte lorsque la valeur cible connaît des variations inférieures au pour cent. Notons qu’un inconvénient de cette méthode est le risque de converger sur un minimum local. Il importera de mettre au point un algorithme qui visera à éviter ce type de travers.

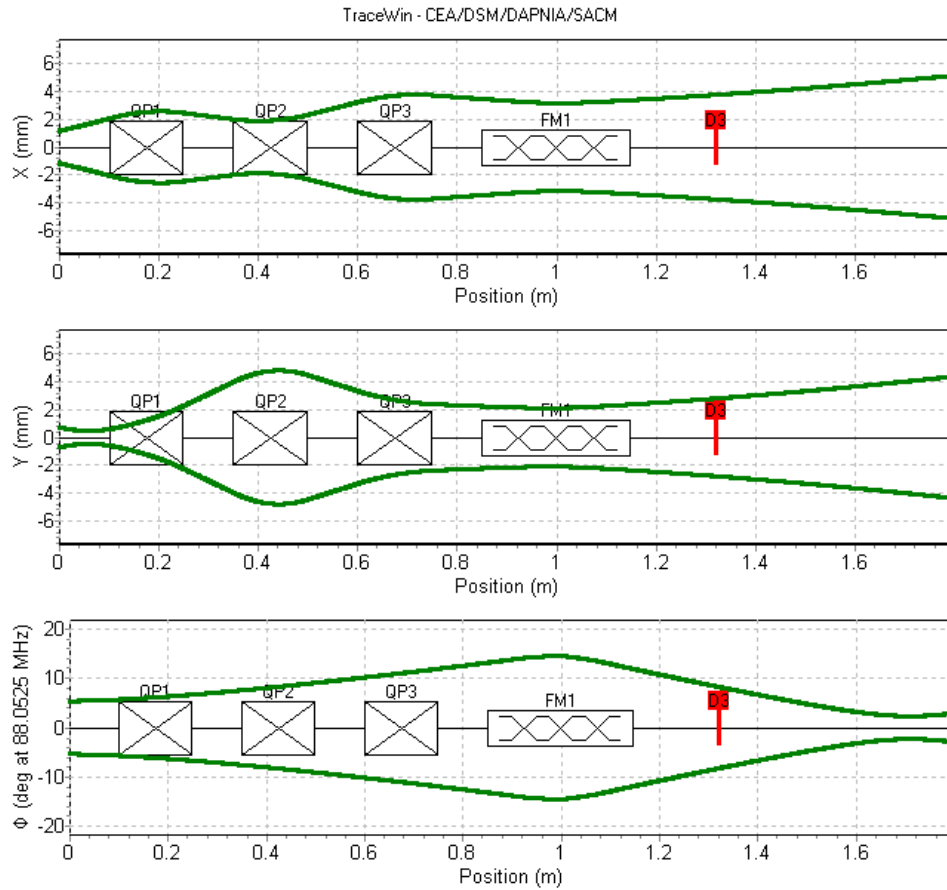


FIG. 8: Evolution typique de l’enveloppe faisceau dans la section diagnostic.

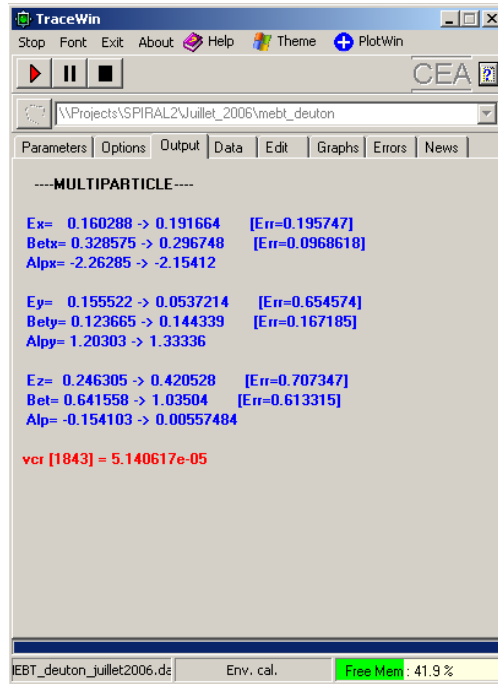


FIG. 9: Capture d'écran du code TraceWin pendant un calcul de minimisation. La première valeur est le but recherché, la deuxième celle trouvée par TraceWin à ce moment du calcul, la troisième l'erreur relative.

5 Conclusions

Dans cette note, trois méthodes pour mesurer l'émittance longitudinale en sortie du RFQ de l'accélérateur primaire de Spiral 2 ont été détaillées. Chacune présente son lot d'avantages et d'inconvénients :

- la mesure à l'aide d'une spectromètre : c'est la seule mesure parmi les trois qui permette de reconstituer le portrait du faisceau dans l'espace des phases. Elle est cependant la plus lourde à mettre en oeuvre, la plus consommatrice en ressources humaines, matérielles et électriques. Elle est également la plus encombrante et la plus contraignante en résolution en courant.
- la mesure des moments longitudinaux par fit de la taille lors d'un balayage en tension du groupeur : elle ne nécessite qu'une mesure d'extension en phase avec une erreur de l'ordre de quelques pourcents. Les autres appareils (quadripôles groupeur) font de toute façon partie de la ligne. Elle implique une bonne calibration du groupeur et de la mesure d'extension en phase car une erreur systématique importante ($>5\%$) peut induire une erreur non négligeable sur l'évaluation de l'émittance longitudinale. Enfin, seuls les trois moments d'ordre 2 seront mesurés.
- la mesure par minimisation couplée à un code de transport : elle permet de remonter aux moments aussi bien longitudinaux que transverses, ce qu'aucune des deux autres mesures ne réalise. Les moyens à mettre en oeuvre pour obtenir sa réalisation sont du même ordre que la deuxième technique. Son principal inconvénient réside dans l'utilisation en série de mesures d'émittance transverse qui nécessite une motorisation et donc un temps d'attente pouvant être conséquent. A priori, ce laps de temps n'excédera pas les 20 minutes. Un autre inconvénient de cette méthode est le risque de converger sur un minimum local. Il importera de mettre au point un algorithme qui gèrera au mieux ce point. Enfin, si il est nécessaire d'utiliser des simulations multiparticulaires, le durée de la mesure atteint rapidement quelques heures.

Il faut également noter que les deux premières techniques nécessitent l'insertion d'un poivrier pour pouvoir s'affranchir du kick de charge d'espace alors que la dernière méthode l'intègre dans le transport.

Références

- [1] A. Mosnier for the SPIRAL2 project team, SPIRAL2 : A high intensity deuteron and ion linear accelerator for exotic beam production, the PAC 2003 conference, Portland.
- [2] R. Duperrier, TOUTATIS, a RFQ code, Physical Review Special Topics Accelerators and Beams, December 2000.

- [3] B.I.Bondarev, A.P.Durkin, S.V.Vinogradov, “Multilevel Codes RFQ.3L for RFQ Designing”, CAP-96, Williamsburg, Virginia, USA.
- [4] R. Duperrier, N. Pichoff, D. Uriot, CEA Saclay codes review, ICCS conference, Amsterdam, 2002.