

# Chapitre 5

## Super-ACO

L'étude expérimentale de Super-ACO dans le cadre de ce travail était assez naturelle : après le gel du projet SOLEIL, l'équipe faisceau de l'Unité de Gestion SOLEIL composée de membres de l'IN2P3, du CEA et du CNRS a été dissoute. L'équipe de M.P. Level, et en particulier A. Nadji, m'a tout de suite proposé de poursuivre mon travail au LURE et m'a offert la possibilité de réaliser de fructueuses et enrichissantes expériences directement sur l'anneau de stockage. Bien que Super-ACO soit en fonctionnement depuis bientôt quinze ans, les performances atteintes sont encore mal comprises : durée de vie, efficacité d'injection, limitation de l'acceptance dynamique et en énergie, résonances.

Un travail important avait déjà été réalisé, mais de nombreuses contraintes extérieures et utilisateurs ne permettent pas aux physiciens des accélérateurs de caractériser exhaustivement leur machine comme ils le souhaiteraient.

Différentes études ont été menées durant la dernière année de ma thèse. Tout d'abord une caractérisation du point de fonctionnement actuel de Super-ACO à travers l'Analyse en Fréquence (ouverture dynamique, carte en fréquence et résonances cf. chap. 3, p. 74 sqq.). Puis, pour affiner notre connaissance de la dynamique linéaire, similairement au travail effectué à l'ALS, je désirais connaître précisément les principaux défauts magnétiques *mesurés* de l'anneau. Or, nous ne disposons que de mesures magnétiques réalisées sur banc d'essai à la fin des années 1980. Nous avons donc décidé d'appliquer la méthode développée par J. Safranek : le programme LOCO que je présenterai succinctement (section 5.1). Enfin, perplexe vis-à-vis des résultats obtenus sur Super-ACO, j'ai proposé plusieurs expériences visant aux premières mesures du glissement des nombres d'ondes avec l'amplitude horizontale. Ces derniers résultats donneront un éclairage nouveau sur la dynamique globale de l'anneau (section 5.2 et section 5.3). Les résultats présentés sont extraits de rapports internes écrits pour le groupe accélérateur du LURE. Initialement, ces rapports ont été écrits de manière indépendante sous forme de notes d'expérience. J'espère que le lecteur me pardonnera quelques redites et un style moins soutenu. Pour faciliter la lecture, les parties techniques non fondamentales pour la compréhension des résultats sont écrites avec une police plus petite.

## 5.1 Acquisition des matrices-réponse

### 5.1.1 Description du programme LOCO

Dans un anneau de stockage, la périodicité interne permet d'améliorer la dynamique du faisceau en limitant le nombre de résonances pouvant être excitées ; cependant la présence de défauts quadripolaires<sup>1</sup> est une des causes principales de brisure de cette symétrie et entraîne souvent une détérioration de la durée de vie et du taux d'injection *via* l'excitation de nonlinéarités. Donc, lorsque l'on désire optimiser une machine, une connaissance précise des défauts magnétiques est nécessaire pour établir un modèle aussi réaliste que possible ; alors seulement, les calculs d'ouverture dynamique, de carte en fréquence prennent tout leur sens.

Le programme LOCO (*Linear Optics from Closed Orbits*) a été écrit par Safranek (1997) dans cette optique pour analyser la matrice-réponse du *National Synchrotron Light Source* de Brookhaven et en déduire les gradients des quadripôles, les défauts des éléments magnétiques (alignements, rotations des éléments). Tout le programme repose sur l'analyse de l'orbite fermée en approximation linéaire. Cette méthode<sup>2</sup> a déjà eu de nombreuses applications — voir par exemple pour l'*Advanced Light Source* (Robin *et al.*, 1996) et pour l'anneau VUV du *National Synchrotron Source* (Safranek et Kramer, 1997) —

Dans ce travail, on se propose d'appliquer LOCO à Super-ACO. Dans une première partie, la méthode de calcul de la matrice-réponse est rappelée. Puis l'utilisation du programme LOCO est présentée et testée sur un exemple simple. Enfin, l'expérience du 19 juin 2000 est dépouillée : trois matrices-réponse ont été acquises pour trois configurations distinctes : hexapôles éteints, hexapôles allumés, hexapôles allumés et onduleurs fermés.

Le principal objectif est d'établir le jeu de défauts des gradients pour chaque cas et de valider la méthode. En discussion, une application des résultats est proposée pour restaurer la symétrie de Super-ACO.

#### 5.1.1.1 Perturbation de l'orbite fermée par un *kick* dipolaire

Soit un dipôle fin de longueur  $dl$ , situé en  $s = s_0$ , donnant un angle ou impulsion (*kick* en anglais)  $\theta_0 = \frac{\Delta B dl}{(B\rho)}$  à une particule, avec  $(B\rho) = \frac{p_0}{e}$  la rigidité magnétique et  $\Delta B dl$  le champ dipolaire intégré. Si juste avant l'impulsion, l'orbite fermée est  $\begin{pmatrix} x_{of} \\ x'_{of} - \theta \end{pmatrix}$ , alors juste après l'impulsion, elle devient  $\begin{pmatrix} x_{of} \\ x'_{of} \end{pmatrix}$ . Trouver l'expression de l'orbite fermée  $x_{of}$  en  $s_0$  revient à résoudre la relation de fermeture :

$$\mathcal{M} \begin{pmatrix} x_{of} \\ x'_{of} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{of} \\ x'_{of} - \theta \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

où  $\mathcal{M}$  est la matrice de transfert de l'anneau sur un tour. La solution, exprimée en fonction des paramètres de Twiss  $(\alpha, \beta)$ , du nombre d'ondes  $\nu$ , est alors :

$$\begin{cases} x_{of}(s_0) = \frac{\beta_0 \theta_0}{2 \sin \pi \nu} \cos \pi \nu \\ x'_{of}(s_0) = \frac{\theta_0}{2 \sin \pi \nu} (\sin \pi \nu - \alpha_0 \cos \pi \nu) \end{cases}$$

<sup>1</sup>Les défauts dipolaires sont supposés parfaitement corrigés.

<sup>2</sup>Un programme similaire, *1000-turns measurement system*, a été écrit au CERN (thèse de P. Castro, 1996).

Pour déduire l'expression de l'orbite fermée résultante en un endroit  $s = s_i$  quelconque de l'anneau, il suffit de propager la solution trouvée en  $s = s_0$  en utilisant la fonction de Green,  $G(s_i, s_0)$ , de l'équation de Hill :

$$\begin{aligned} x_{of}(s_i) &= G(s_i, s_0)\theta_0 \\ &= \frac{\sqrt{\beta(s_i)\beta(s_0)}}{2 \sin \pi\nu} \cos(\pi\nu - |\phi(s_i) - \phi(s_0)|) \theta_0 \end{aligned} \quad (5.2)$$

### 5.1.1.2 Matrice-réponse

Pour un jeu de défauts dipolaires ( $\theta_j, j = 1..n$ ), en utilisant la linéarité de l'équation de Hill en la perturbation dipolaire, l'orbite fermée résultante est simplement la superposition des orbites fermées individuelles créées par une impulsion  $\theta_j$  (cf. Eq. 5.2), soit :

$$\begin{aligned} x_{of}(s_i) &= \frac{\sqrt{\beta(s_i)}}{2 \sin \pi\nu} \sum_j \sqrt{\beta(s_j)} \cos(\pi\nu - |\phi(s_i) - \phi(s_j)|) \theta_j \\ &= \sum_j \mathcal{R}_{ij} \theta_j \end{aligned} \quad (5.3)$$

La matrice  $\mathcal{R}$  est appelée *matrice-réponse linéaire de l'orbite fermée*. Elle est constituée de  $n \times p$  éléments pour une machine comportant  $n$  correcteurs dipolaires et  $p$  BPM (*Beam Position Monitors* : stations de mesure de position).

En expérience et en simulation avec le programme MAD<sup>3</sup> [50], la matrice-réponse est construite en allumant l'un après l'autre les  $n$  correcteurs et en enregistrant dans chacun des  $p$  BPM l'orbite fermée générée.

Expérimentalement, deux matrices sont construites : une pour des *kicks* d'angle  $+\frac{\theta}{2}$  et une autre pour des *kicks* d'angle  $-\frac{\theta}{2}$ . En effet, il subsiste une orbite fermée résiduelle créée par les nonlinéarités des champs magnétiques. En calculant la différence de ces deux matrices, on élimine ainsi l'orbite fermée résiduelle et l'on obtient une matrice-réponse équivalente à un *kick* d'angle  $+\theta$ .

Le choix de la valeur du *kick* dipolaire est guidé par les deux considérations suivantes : d'une part, une grande valeur de  $\theta$  permet d'augmenter le rapport signal sur bruit de la mesure et donc de réduire la barre d'erreur sur les valeurs de gradients trouvées par rapport au bruit aléatoire des BPM ; d'autre part, une faible valeur de  $\theta$  permet de s'affranchir des nonlinéarités mais aussi de rester dans une gamme de réponse linéaire de l'électronique. Une valeur intermédiaire doit donc être choisie : en pratique des *kicks* de valeur induisant une perturbation de l'orbite fermée de 1.1 mm rms (valeur optimale pour le NSLS X-Ray Ring à Brookhaven : 0.8 mm rms — Safranek, 1997 —).

Le programme LOCO utilise une méthode des moindres carrés pour minimiser le « $\chi^2$ » entre la matrice-réponse modèle,  $\mathcal{R}^{mod}$ , et la matrice-réponse expérimentale,  $\mathcal{R}^{exp}$ , en ajustant les gradients quadripolaires :

---

<sup>3</sup> Actuellement seule la version 8.15 fonctionne avec LOCO. Pour les versions ultérieures, il suffit de modifier légèrement le programme LOCO.

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{(\mathcal{R}_{i,j}^{mod} - \mathcal{R}_{i,j}^{exp})^2}{\sigma_i^2} \quad (5.4)$$

où la sommation a lieu sur les BPM  $i$  et les correcteurs  $j$ , normalisée par le bruit des BPM  $\sigma_i$  et en utilisant une méthode de décomposition en valeurs singulières (SVD [96]). Les autres paramètres pouvant être incorporés dans l'ajustement de la matrice-réponse non couplée sont les gains des correcteurs ( $\Delta G_m^{Cor}$ ), les gains des BPM ( $\Delta G_m^{BPM}$ ) et le glissement de l'énergie ( $(\Delta E/E)_m$ ). Pour la matrice couplée, il faut ajouter la rotation des BPM et des correcteurs.

Minimiser le  $\chi^2$  revient à minimiser la norme du vecteur  $\mathbf{V}$  dont les composantes sont définies par :

$$V_{k(i,j)} = \mathcal{R}_{i,j}^{mod} - \mathcal{R}_{i,j}^{exp} \quad (5.5)$$

où l'indice  $k$  varie de 1 à  $n \times p$ . Alors en approximation linéaire, on obtient<sup>4</sup> :

$$\begin{aligned} V_{k(i,j)} &= \frac{dV_k}{dK_m} \Delta K_m + \frac{dV_k}{dG_m^{Cor}} \Delta G_m^{Cor} + \frac{dV_k}{dG_m^{BPM}} \Delta G_m^{BPM} + \frac{dV_k}{d(\Delta E/E)_m} \Delta(\Delta E/E)_m \\ &= \frac{dV_k}{dK_m} \Delta K_m + \mathcal{R}_{i,j}^{mod} \Delta G_m^{Cor} - \mathcal{R}_{i,j}^{mod} \Delta G_m^{BPM} + \eta_x^j \Delta(\Delta E/E)_m \end{aligned} \quad (5.6)$$

La valeur escomptée du  $\chi^2$  est le nombre de degrés de liberté, soit  $(n_d - n_p)$  avec un écart type  $\sigma = \sqrt{2(n_d - n_p)}$  avec  $n_d$  le nombre de données (taille du vecteur  $\mathbf{V}$ ) et  $n_p$  le nombre de paramètres ajustés (cf. *Modeling of Data*, chap. 15 in *Numerical Recipes*, 1992).

### 5.1.2 Application à Super-ACO

La machine Super-ACO dispose de 32 correcteurs, 16 verticaux (dans les quadripôles défocalisant, *i.e.* les familles Q1 et Q4) et 16 horizontaux (dans les quadripôles focalisant, *i.e.* les familles Q2 et Q3). De plus, il existe 8 autres correcteurs horizontaux, chacun situé dans un dipôle (non utilisés dans la présente étude<sup>5</sup>).

Les 16 BPM composés de quatre électrodes se trouvent dans chacun des doublets de quadripôles (cf. maille Fig. 5.1).

Je rappelle qu'une des spécificités de Super-ACO tient dans ses quadripôles combinés : dans chaque quadripôle (Q), il y a aussi un hexapôle (H) possédant un terme décapolaire important simulé par une lentille décapolaire (LD) et un correcteur dipolaire (cf. Fig. 5.2). Nous verrons plus tard (cf. section 5.1.6) que le fait d'avoir plusieurs composantes multipolaires et un correcteur dans un même élément physique peut compliquer la physique de l'anneau et l'interprétation des données.

---

<sup>4</sup>Le signe négatif devant le gain des BPM provient de la convention choisie dans LOCO : si un gain est plus grand que l'unité ( $\Delta G_m^{BPM} > 0$ ), alors le BPM correspondant est moins sensible, donc la valeur mesurée sera plus petite qu'en réalité.

<sup>5</sup>Le programme MAD ne permet pas de découper simplement un aimant secteur ayant un champ de fuite.

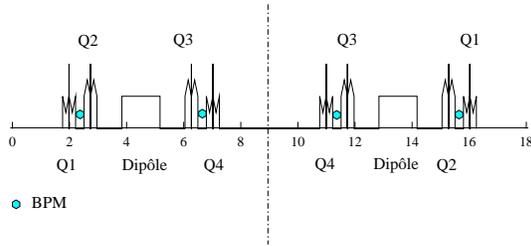


FIG. 5.1: Une des quatre mailles de Super-ACO. Les moniteurs de position (BPM) sont situés dans chaque doublet de quadripôles (Q1–Q2) et (Q3–Q4).

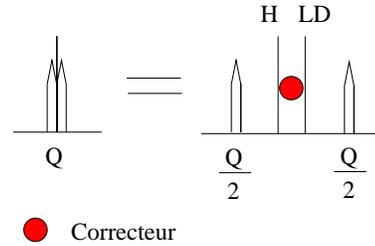


FIG. 5.2: Schéma équivalent d’un quadripôle combiné de Super-ACO. Un quadripôle ( $Q$ ) contient, en plus du gradient quadripolaire, une lentille décapolaire ( $LD$ ), un hexapôle ( $H$ ) et une bobine dipolaire appelée *correcteur*.

### 5.1.2.1 Procédure adoptée

La version actuelle de LOCO ne peut pas être utilisée de manière automatique : les itérations sont faites manuellement jusqu’à ce que la convergence soit atteinte. Généralement, trois à quatre itérations suffisent. La procédure d’utilisation du programme LOCO résulte d’une discussion avec J. Safranek (SLAC), D. Robin (ALS) et C. Steier (ALS).

#### Hexapôles éteints

1. Ajuster les gains des correcteurs.
2. Ajouter les gradients quadripolaires.
3. Ajouter les gains des BPM.
4. Ajouter tout le reste.

#### Hexapôles allumés

1. Partir des gradients trouvés précédemment.
2. Ajuster les gains des correcteurs.
3. Ajouter les gradients de hexapôles.
4. Ajouter les gains des BPM.
5. Ajouter tout le reste.

## 5.1.3 Etude préliminaire

Pour le début de l’étude, on ne considère que les 32 correcteurs situés dans les quadripôles. Pour s’affranchir des nonlinéarités, les hexapôles et les lentilles décapolaires sont éteints. Dans un premier temps, on a voulu s’assurer que si l’on donne à LOCO comme matrice expérimentale la matrice théorique alors LOCO donne l’ajustement parfait.

### 5.1.3.1 Conditions du test

L’ajustement est réalisé uniquement sur les gradients des quatre familles de quadripôles  $Q1$ ,  $Q2$ ,  $Q3$ ,  $Q4$ . La fonction dispersion est supposée nulle tout autour de la machine pour s’affranchir du facteur d’Amman (cf. *infra*).

## 5.1. ACQUISITION DES MATRICES-RÉPONSE

### 5.1.3.2 Résultats

Au bout de deux itérations, l'algorithme converge. Les petits écarts observés s'expliquent par le nombre de chiffres significatifs entrés dans la matrice-réponse expérimentale simulée en tant que modèle. A la lecture du tableau 5.1, les valeurs rms résiduelles sont négligeables compte tenu de la précision (arrondis à deux chiffres significatifs).  $\mathcal{R}_{xx}^{mod}$  et  $\mathcal{R}_{xx}^{exp}$  (resp.  $\mathcal{R}_{yy}^{mod}$  et  $\mathcal{R}_{yy}^{exp}$ ) sont les valeurs rms en millimètres des matrices-réponse théorique et expérimentale horizontales (resp. verticales).  $\Delta\mathcal{R}_{xx}$  et  $\Delta\mathcal{R}_{yy}$  donnent l'écart rms entre ces matrices.

	Q1[K1]	Q2[K1]	Q3[K1]	Q4[K1]	$\nu_x$	$\nu_y$
Initiaux	-1.46335	2.60629	2.47828	-1.41897	4.72512	1.69845
Finaux	-1.46318	2.60580	2.47878	-1.41907	4.72550	1.69821
Ecart rel.	-1.1E-4	1.8E-4	-2.0E-4	-6.9E-5	8.0E-5	-1.4E-4
rms	$\mathcal{R}_{xx}^{mod}$	$\mathcal{R}_{xx}^{exp}$	$\Delta\mathcal{R}_{xx}$	$\mathcal{R}_{yy}^{mod}$	$\mathcal{R}_{yy}^{exp}$	$\Delta\mathcal{R}_{yy}$
Initiaux	2.1834	2.1847	0.54251E-2	1.4959	1.4950	0.54259E-2
Finaux	2.1846	2.1847	0.47406E-2	1.4953	1.4950	0.52990E-2

TAB. 5.1: Ajustement modèle sur modèle : variation des gradients quadripolaire  $K_1$  de chacune des 4 familles quadripolaires  $Q_i$  de Super-ACO. Ces résultats ne donnent pas un accord parfait compte tenu de la basse « résolution » (2 chiffres significatifs).  $\mathcal{R}_{xx}^{mod}$  et  $\mathcal{R}_{xx}^{exp}$  (resp.  $\mathcal{R}_{yy}^{mod}$  et  $\mathcal{R}_{yy}^{exp}$ ) sont les valeurs rms en millimètres des matrices-réponse théorique et expérimentale horizontales (resp. verticales).  $\Delta\mathcal{R}_{xx}$  et  $\Delta\mathcal{R}_{yy}$  donnent l'écart rms entre ces matrices.

En pratique, l'orbite fermée est mesurée sur Super-ACO avec seulement deux chiffres significatifs. Pour avoir une bonne convergence numérique, les données sont complétées par des zéros pour ces tests. En prenant huit chiffres significatifs, l'ajustement est parfait, *i.e.* avec erreur relative de l'ordre de la précision machine (cf. *infra*).

### 5.1.3.3 Test complet du modèle

Pour vérifier le bon fonctionnement du programme LOCO, on simule des défauts sur les gradients des quadripôles en conservant la symétrie quatre de l'anneau.

Pour commencer, on dérègle le gradient de  $Q_1$  de 0.7% : on observe un glissement des nombres d'ondes :  $\Delta\nu_x = -0.02$  et  $\Delta\nu_y = 0.03$ .

Au bout de deux itérations, LOCO retrouve exactement les bonnes valeurs des gradients (comparer les valeurs attendues et finales du tableau 5.2. Les calculs sont faits en simple précision).

	Q1[K1]	Q2[K1]	Q3[K1]	Q4[K1]	$\nu_x$	$\nu_y$
Initiaux	-1.4772282	2.6204337	2.4783405	-1.4238337	4.738429	1.711246
Attendus	-1.4672282	2.6204337	2.4783405	-1.4238337	4.758429	1.708246
Finaux	-1.4672282	2.6204337	2.4783406	-1.4238338	4.758429	1.708246
Ecart rel.	-2E-8	1E-8	4E-8	-2E-8	3E-8	1E-8
rms	$\mathcal{R}_{xx}^{mod}$	$\mathcal{R}_{xx}^{exp}$	$\Delta\mathcal{R}_{xx}$	$\mathcal{R}_{yy}^{mod}$	$\mathcal{R}_{yy}^{exp}$	$\Delta\mathcal{R}_{yy}$
Initiaux	2.7376	2.8582	0.17748	1.9891	1.8530	0.24700
Finaux	2.8582	2.8582	0.63712E-05	1.8530	1.8530	0.66144E-06

TAB. 5.2: Ajustement du code LOCO après avoir dérèglé le gradient  $K_1$  de la famille quadripolaire  $Q_1$  (en symétrie 4). Ecart relatifs et convergence en prenant 8 chiffres significatifs dans l'expression de la matrice-réponse. L'ajustement est « parfait ».

Puis, on dérègle de nouveau le gradient de la première famille Q1 de 3% mais uniquement sur le quadripôle Q11 on observe un glissement des nombres d'ondes  $\Delta\nu_x = -0.012$  et  $\Delta\nu_y = 0.009$ . Encore une fois, le programme LOCO converge en trois itérations vers les valeurs escomptées avec les bons nombres d'ondes (cf. tableau 5.3).

	Q11[K1]	Q12[K1]	Q13[K1]	Q14[K1]	Q15[K1]	Q16[K1]	Q17[K1]	Q18[K1]
$\frac{\Delta K}{K}$	-1.3E-7	-4.8E-7	-4.0E-7	-4.1E-7	-4.1E-7	-2.1E-7	-2.2E-7	-4.7E-7
	Q21[K1]	Q22[K1]	Q23[K1]	Q24[K1]	Q25[K1]	Q26[K1]	Q27[K1]	Q28[K1]
$\frac{\Delta K}{K}$	-5.5E-7	-3.8E-7	-4E-8	-3.4E-7	-6.3E-7	-2.5E-7	-2.6E-7	-4.1E-7
	Q31[K1]	Q32[K1]	Q33[K1]	Q34[K1]	Q35[K1]	Q36[K1]	Q37[K1]	Q38[K1]
$\frac{\Delta K}{K}$	-7.5E-7	-5.3E-7	-4.4E-7	-5E-8	-2.7E-7	-1.25E-7	-2.1E-7	-5.5E-7
	Q41[K1]	Q42[K1]	Q43[K1]	Q44[K1]	Q45[K1]	Q46[K1]	Q47[K1]	Q48[K1]
$\frac{\Delta K}{K}$	-5.5E-7	-3.5E-7	-1.3E-7	-4.1E-7	-5.5E-7	-3.3E-7	-2.2E-7	-4.8E-7
rms	$\mathcal{R}_{xx}^{mod}$	$\mathcal{R}_{xx}^{exp}$	$\Delta\mathcal{R}_{xx}$	$\mathcal{R}_{yy}^{mod}$	$\mathcal{R}_{yy}^{exp}$	$\Delta\mathcal{R}_{yy}$	$\nu_x$	$\nu_y$
Finaux	2.8582	2.8582	3.65E-05	1.8530	1.8530	1.39E-06	4.758925	1.706219

TAB. 5.3: Ajustement du code LOCO après avoir dérèglé le gradient  $K_1$  du premier quadripôle Q11 de Super-ACO (la symétrie 4 est brisée). Les écarts relatifs finaux pour les gradients (K1) de 32 quadripôles ( $Q_{ij}$ ) correspondent à la précision machine (8 chiffres significatifs) : le code LOCO retrouve bien le bon modèle de l'anneau.

## Objectifs

Le but de l'expérience du 19 juin 2000 était d'acquérir les matrices-réponse expérimentales de Super-ACO pour le point de fonctionnement nominal afin d'en déduire par ajustement les fonctions bêta-trons de la machine puis les distributions correspondantes de gradients. Trois matrices ont été acquises, une avec les hexapôles éteints et onduleurs ouverts (section 5.1.5), puis avec les hexapôles allumés (section 5.1.6) et enfin une dernière en fermant les onduleurs (section 5.1.7). Dans chacun des cas, le minimum de couplage a été fait mais la chromaticité n'a pas été mesurée. En utilisant le programme LOCO (Safranek, 1997), on a cherché à établir le modèle théorique le plus proche possible de la machine réelle *via* l'optique linéaire.

### 5.1.4 Etapes préliminaires à l'analyse des matrices-réponse

Pour utiliser le programme LOCO, il est nécessaire de faire deux mesures supplémentaires :

1. une mesure du bruit rms des 16 BPM.
2. une mesure de la fonction dispersion dans chaque BPM.

#### 5.1.4.1 Bruit moyen des BPM

Deux jeux de données ont été mesurés :

- 1 000 orbites au début de l'expérience, avec les hexapôles éteints et les onduleurs ouverts.
- 100 orbites en fin d'expériences, hexapôles allumés et les onduleurs fermés.

Les figures 5.3 donnent les résultats moyennés pour chaque BPM  $i$  ainsi que les valeurs de bruit rms,  $\sigma_i$ , pour les deux cas considérés. De manière générale, les valeurs de bruits sont

## 5.1. ACQUISITION DES MATRICES-RÉPONSE

plus élevées en début qu'en fin d'expérience (Tab. 5.4). Le bruit des BPM a également été mesuré le mercredi 20 septembre et mercredi 4 novembre 2000 ; les valeurs rms de bruit dans les deux plans valent  $0 \pm 5 \mu m^6$ , ce qui correspond à la précision des BPM. Ces valeurs de bruit donnent la limite de convergence qu'on peut espérer atteindre avec l'algorithme LOCO.

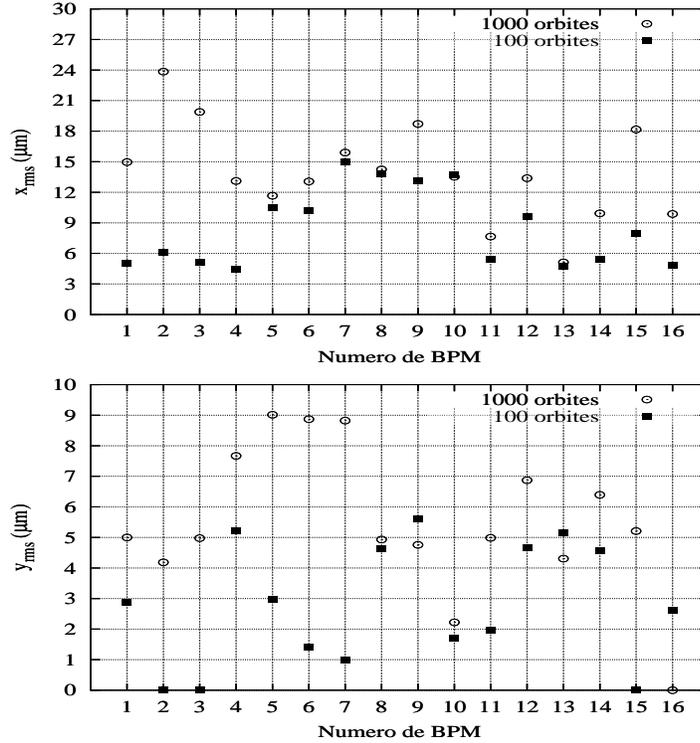


FIG. 5.3: Valeurs rms du bruit pour chacun des BPM  $i$  de Super-ACO dans les plans vertical et horizontal (précision :  $5\mu m$ ). Les écarts entre les bruit pour 1 000 et 100 orbites peuvent s'expliquer par le fait que dans un cas les onduleurs sont fermés et que le courant stocké est différent.

Valeur rms	1 000 orbites	100 orbites
$\sigma_x(\mu m)$	15	10
$\sigma_y(\mu m)$	6	4

TAB. 5.4: Valeur moyenne rms du bruit sur les BPM (résolution  $\pm 5 \mu m$ ).

### 5.1.4.2 Mesure de la fonction dispersion dans les BPM

La fonction dispersion,  $\eta_x$ , dans les BPM est calculée avec la formule usuelle (Rice *in* Chao et Tigner, 1998) :

<sup>6</sup>Attention : les valeurs de bruit sont sous-estimées car, pour ces deux dernières mesures, le programme utilisé (routine automatique de Super-ACO) n'enregistre que les variations d'orbite fermée supérieures à  $\pm 15 \mu m$ .

$$\eta_x = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \alpha\right) \frac{f_{RF}}{\Delta f_{RF}} \Delta x \approx -\alpha \frac{f_{RF}}{\Delta f_{RF}} \Delta x \quad (5.7)$$

avec  $\alpha$ , le facteur d'allongement du premier ordre (*momentum compaction*) et  $f_{RF}$ , la fréquence RF de l'anneau. Pour cela, on réalise deux mesures d'orbite fermée ( $\Delta x$ ), pour deux fréquences RF distinctes ( $\Delta f_{RF}$ ) juste avant l'acquisition de chacune des matrices-réponse (cf. paramètres Tab. 5.5). L'erreur relative sur la valeur des dispersions est donnée par la formule :

$$\begin{aligned} \frac{\delta \eta_x}{\eta_x} &= \frac{\delta \alpha}{\alpha} + \frac{\delta f_{RF}}{f_{RF}} + \frac{\delta \Delta f_{RF}}{\Delta f_{RF}} + \frac{\delta \Delta x}{\Delta x} \\ &\approx \frac{\delta \Delta f_{RF}}{\Delta f_{RF}} + \frac{\delta \Delta x}{\Delta x} \\ &\approx 2.7 \times 10^{-4} + \frac{1}{\Delta x [1/100mm]} \end{aligned} \quad (5.8)$$

soit en moyenne  $\delta \eta_x = 5 \text{ mm}$ .

Paramètre	Symbole	Valeur	Erreur
<i>Momentum compaction</i>	$\alpha$	$1.48 \cdot 10^{-2}$	0
Fréquence RF (MHz)	$f_{RF}$	99.879200	0.000001
Variation RF (kHz)	$\Delta f_{RF}$	3.7	0.001
Circonférence (m)	$L_0$	72.04	0

TAB. 5.5: Paramètres expérimentaux de Super-ACO pour le calcul de la fonction dispersion mesurée.

## 5.1.5 Matrice-réponse hexapôles éteints et onduleurs ouverts

### 5.1.5.1 Introduction

On dispose de 16 BPM, 16 correcteurs horizontaux et 16 correcteurs verticaux, donc la matrice-réponse non couplée a  $16 \times 16 + 16 \times 16 = 512$  éléments.

Pour générer les matrices-réponse, on allume successivement les correcteurs avec un courant de  $\pm 1A$ , soit approximativement  $\frac{\theta}{2} = \pm 0.21$  mrad pour un correcteur horizontal et  $\frac{\theta}{2} = \pm 0.24$  mrad pour un correcteur vertical<sup>7</sup>, et on mesure dans chaque BPM le déplacement de l'orbite fermée.

L'ajustement entre matrices expérimentale et modèle est réalisé en faisant varier les forces quadripolaires soit en familles (4), soit individuellement (32), les gains des correcteurs horizontaux (16) et verticaux (16), les gains des BPM horizontaux (16) et verticaux (16). Pour finir, dans les sections dispersives, le déplacement supplémentaire de l'orbite associé au glissement en énergie est pris en compte (parfois appelé *facteur d'Amman* [Amman, 1971]),

<sup>7</sup>L'étalonnage des correcteurs, relation entre champ intégré et courant, suit la loi :  $\frac{\Delta \int B ds}{\Delta I} = 0.55 \times 10^{-3} \frac{T.m}{A}$  (H) et  $\frac{\Delta \int B ds}{\Delta I} = 0.65 \times 10^{-3} \frac{T.m}{A}$  (V) (voir Barthès *et al.*, 1990, p. 16), avec pour rigidité magnétique ( $B\rho$ ) =  $\frac{8}{3} \approx 2.67 T.m$ .

$$\frac{\Delta E}{E} = - \left( \frac{\theta_x}{2} \right) \frac{\eta_x}{\alpha L_0} \quad (5.9)$$

avec  $\alpha$  le facteur d'allongement du premier ordre et  $L_0$  la circonférence de la machine.

En effet, la déviation  $\frac{\theta_x}{2}$  produite par le correcteur dipolaire engendre — si la fonction dispersion  $\eta_x$  est non nulle — une modification de la longueur  $\Delta L$  de l'orbite de la particule :

$$\Delta L = \frac{\theta_x}{2} \eta_x, \quad (5.10)$$

allongement équivalent à une modification de l'énergie de la particule :

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \frac{\Delta E}{E}, \quad (5.11)$$

ce qui ajoute 16 nouveaux paramètres<sup>8</sup>. Au total, l'ajustement est réalisé sur 84 (ou 112) paramètres.

Cependant, on ne peut pas faire varier de manière indépendante l'ensemble des gains des BPM et des correcteurs sous peine de dégénérescence. En effet, si tous les gains des BPM sont augmentés d'un même facteur alors que ceux des correcteurs sont diminués proportionnellement alors la matrice-réponse reste inchangée : la SVD donne deux valeurs propres nulles. Pour lever cette dégénérescence, il suffit de fixer par exemple le gain d'un correcteur horizontal et d'un correcteur vertical.

### 5.1.5.2 Conditions expérimentales

Pour l'optique de Super-ACO utilisée, le courant stocké était de  $I = 4.5$  mA dans 24 paquets, en faisceau « plat »  $(\sigma_x, \sigma_y) \approx (230, 110) \mu m$ , ceci avec les quatre familles d'hexapôles éteintes. Cette possibilité d'éteindre les hexapôles avec un faisceau circulant dans l'anneau est un avantage qui permettra de déterminer les défauts de gradients indépendamment de ceux induits par les hexapôles lorsqu'il existe une orbite résiduelle  $x_0$  en leur centre (cf. section 5.1.6).

Famille	I(A)
Q1	222.84
Q2	402.50
Q3	379.78
Q4	216.24

TAB. 5.6: Courants mesurés dans les alimentations des quatre familles de quadripôles de Super-ACO — hexapôles éteints, onduleurs ouverts —

Le modèle utilisé est déduit des mesures de courant dans les quadripôles<sup>9</sup> : c'est notre *mode de référence* de Super-ACO (cf. Tab 5.6). Le point de fonctionnement théorique devient

<sup>8</sup>En toute rigueur, ces paramètres ne sont pas réellement de nouveaux paramètres pour l'ajustement. En effet, ils dépendent de la fonction dispersion (Eq. 5.9) qui est fixée par la donnée des gradients quadripolaires. Pour la présente étude, nous avons seulement utilisé le code LOCO « tel qu'il est » sans chercher à le modifier.

<sup>9</sup>Voir la note de Nghiem (1989, page 6) pour passer du courant I au gradient K des quadripôles.

alors  $(\nu_x, \nu_y) = (4.758, 1.708)$ . Notons que par rapport au point de fonctionnement nominal, le courant dans  $Q4$  ayant changé, les valeurs de la fonction dispersion théorique sont également légèrement modifiées. Les nombres d'ondes mesurés valent  $(\nu_x, \nu_y) = (4.740 \pm 0.003, 1.7095)$ . L'incertitude sur  $\nu_x$  provient de la faible valeur du courant  $I$  (à l'oscilloscope au lieu d'un pic unique, on en observe plusieurs).

### 5.1.5.3 Dispersion mesurée dans les BPM

Les résultats sont résumés par la figure 5.4 et le tableau 5.7.

**Régions non dispersives** valeur prédite :  $-38$  mm ; l'écart modèle/expérience est grand, en moyenne de 130%.

**Régions dispersives** valeur prédite :  $+1213$  mm ; l'écart modèle/expérience est en moyenne de 5%.

BPM1	-64	BPM09	<b>-108</b>
BPM2	1271	BPM10	1319
BPM3	1267	BPM11	1259
BPM4	<b>-84</b>	BPM12	<b>-96</b>
BPM5	<b>-100</b>	BPM13	-64
BPM6	1271	BPM14	1259
BPM7	1295	BPM15	1247
BPM8	<b>-112</b>	BPM16	-64

TAB. 5.7: Dispersion horizontale (mm) mesurée dans les BPM de Super-ACO (précision à  $\pm 5$  mm) — hexapôles éteints et onduleurs ouverts — Les écarts relatifs sont plus importants dans les régions non dispersives (BPM 1, 4, 5, 8, 9, 12, 13 et 16).

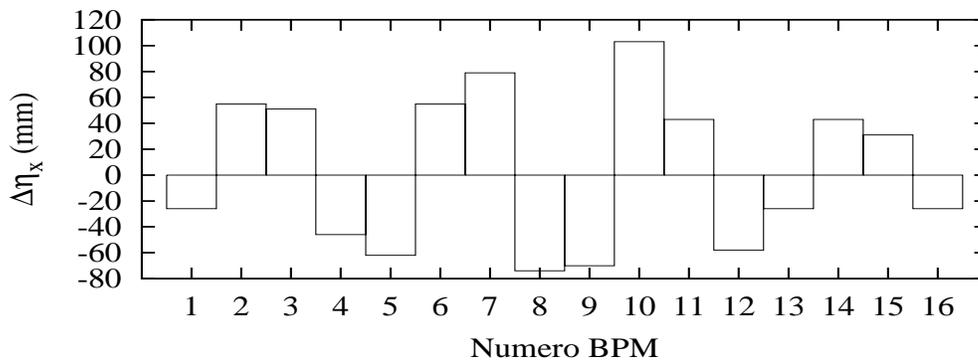


FIG. 5.4: Ecart absolu des dispersions horizontales théorique et mesurée dans les 16 BPM de Super-ACO — hexapôles éteints, onduleurs ouverts —.

La principale raison de ces écarts est la création d'orbite fermée par les défauts de champs quadripolaires  $\Delta K/K$  (cf. sous-section 5.1.5.4) suivant la loi (Nadji, 1992).

$$\frac{(\Delta\eta_x)_{rms}}{(\Delta K/K)_{rms}} = \frac{\sqrt{\beta_{x0}}}{2\sqrt{2}|\sin \pi\nu_x|} \left[ \sum_i \beta_{x_i} ((Kl)_i \eta_{x_i})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.12)$$

$$\approx 20.4$$

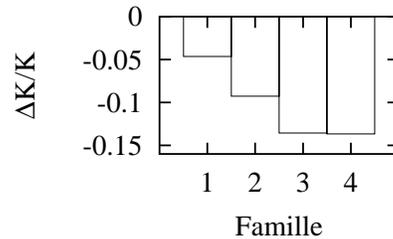
En utilisant les résultats de la section suivante, la formule 5.12 donne comme écart moyen sur la dispersion  $\Delta\eta_x = 23$  mm rms alors que la valeur issue des mesures expérimentales est presque trois fois plus grande  $\Delta\eta_x = 58$  mm rms.

#### 5.1.5.4 Résultats obtenus avec LOCO

**Ajustement sur quatre familles :** Avant l’ajustement, le désaccord entre les orbites mesurées et théoriques est supérieur en valeurs rms à  $170 \mu m$  horizontalement (H) et à  $66 \mu m$  verticalement (V).

Après un ajustement sur les quatre familles de quadripôle l’accord est de  $38 \mu m$  (réduction d’un facteur 5) et  $20 \mu m$  (réduction d’un facteur 3) respectivement dans les plans horizontal et vertical avec un  $\chi^2$  de 2 080. En suivant les résultats énoncés précédemment, la valeur escomptée du  $\chi^2$  devrait être idéalement au mieux  $400 \pm 30$ , sachant qu’il y a ( $n_d = 512$ ) points de donnée et ( $n_p = 82$ ) paramètres indépendants ajustés. Le point de fonctionnement devient alors  $(\nu_x, \nu_y) = (4.741, 1.707)$  soit  $(\Delta\nu_x, \Delta\nu_y) = (-0.018, -0.001)$ , ce qui est en excellent accord avec la mesure expérimentale des nombres d’ondes. Les gradients des familles de quadripôles ont varié de moins de **0.15%** (cf. Tab. 5.8, Fig. 5.5). Il faut remarquer que les écarts relatifs obtenus pour les gradients sont tous négatifs : ceci ne peut pas être dû à un phénomène aléatoire.

Famille	Avant	Après
Q1	-1.46723	-1.46655
Q2	2.62043	2.61800
Q3	2.47834	2.47498
Q4	-1.42383	-1.42188



TAB. 5.8: Valeurs des gradients quadripolaires ( $m^{-1}$ ) en symétrie 4 avant et après l’ajustement de LOCO. Données utilisées pour ajuster le modèle linéaire de Super-ACO.

FIG. 5.5: Ecart relatif (en %) par rapport aux valeurs nominales des gradients pour chaque famille quadripolaire de Super-ACO : ces valeurs sont relativement faibles.

Les nouvelles fonctions  $\beta$  sont tracées sur la figure 5.6 ; le battement (Fig. 5.7) de la fonction  $\beta_x$  est de 0.5% autour de 1.7% (traduit le glissement  $\Delta\nu_x = -0.018$ ) et celui de  $\beta_y$  est de 0.5% autour de 0 ( $\Delta\nu_y = 0$ ).

Les bruits et gains des BPM ainsi que ceux des correcteurs sont donnés par la figure 5.8. Les valeurs sont raisonnables ; en moyenne, on retrouve la bonne valeur de *kick* dipolaire

vertical  $2 \times \theta_y \approx 0.48$ . Par contre dans le plan horizontal, la valeur attendue  $2 \times \theta_x \approx 0.41$ , n'est pas atteinte dans les régions dispersives. Cet écart est à corrélérer avec l'écart en dispersion donné par LOCO (cf. Fig. 5.4).

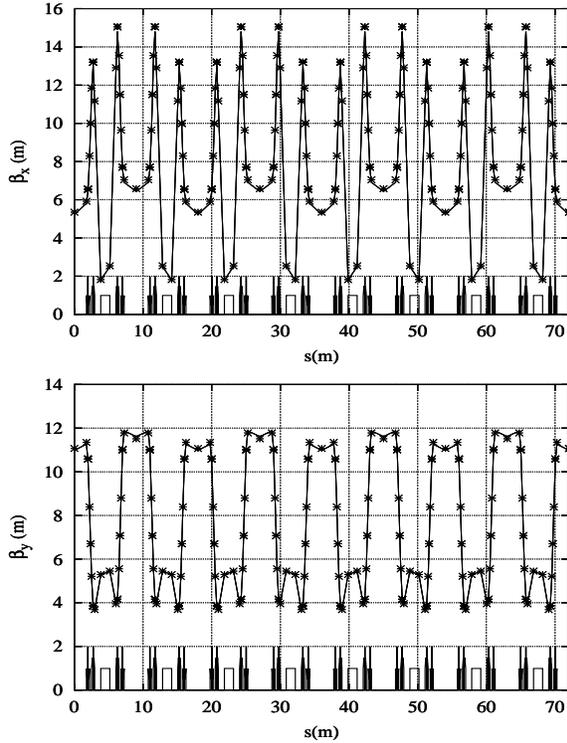


FIG. 5.6: Fonctions  $\beta$  avant (ligne) et après (étoile) l'ajustement en symétrie 4. L'expérience s'ajuste parfaitement sur la théorie, car les variations de gradients sont faibles, de l'ordre du pour mille.

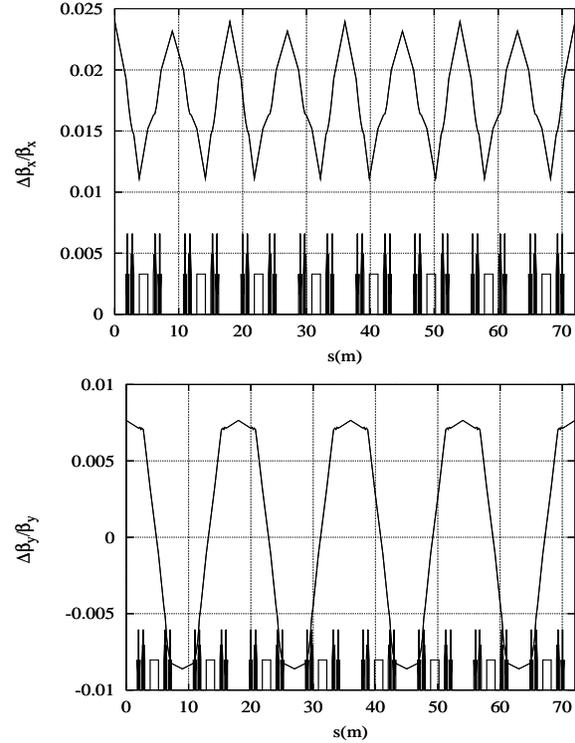


FIG. 5.7: Battement des fonctions  $\beta$  en conservant la symétrie 4 de Super-ACO.

**Ajustement sur les quadripôles individuels :** Lorsque l'ajustement est réalisé sur les 32 gradients des quadripôles, la symétrie 4 de l'anneau est brisée. La convergence semble meilleure :  $14 \mu m$  et  $11 \mu m$ , horizontalement et verticalement avec comme nombres d'ondes  $(\nu_x, \nu_y) = (4.739, 1.707)$  et un  $\chi^2$  de 460. Les gradients des quadripôles ont varié de façon plus significative jusqu'à  $\pm 1.5\%$  (Fig. 5.9). Cependant, cette variation ne semble pas aléatoire comme l'on s'y attendrait ; bien au contraire, il semble que la variation sur un quadripôle est rattrapée immédiatement sur le quadripôle suivant. Néanmoins, les variations en moyenne pour chaque famille correspondent à celles trouvées en symétrie 4.

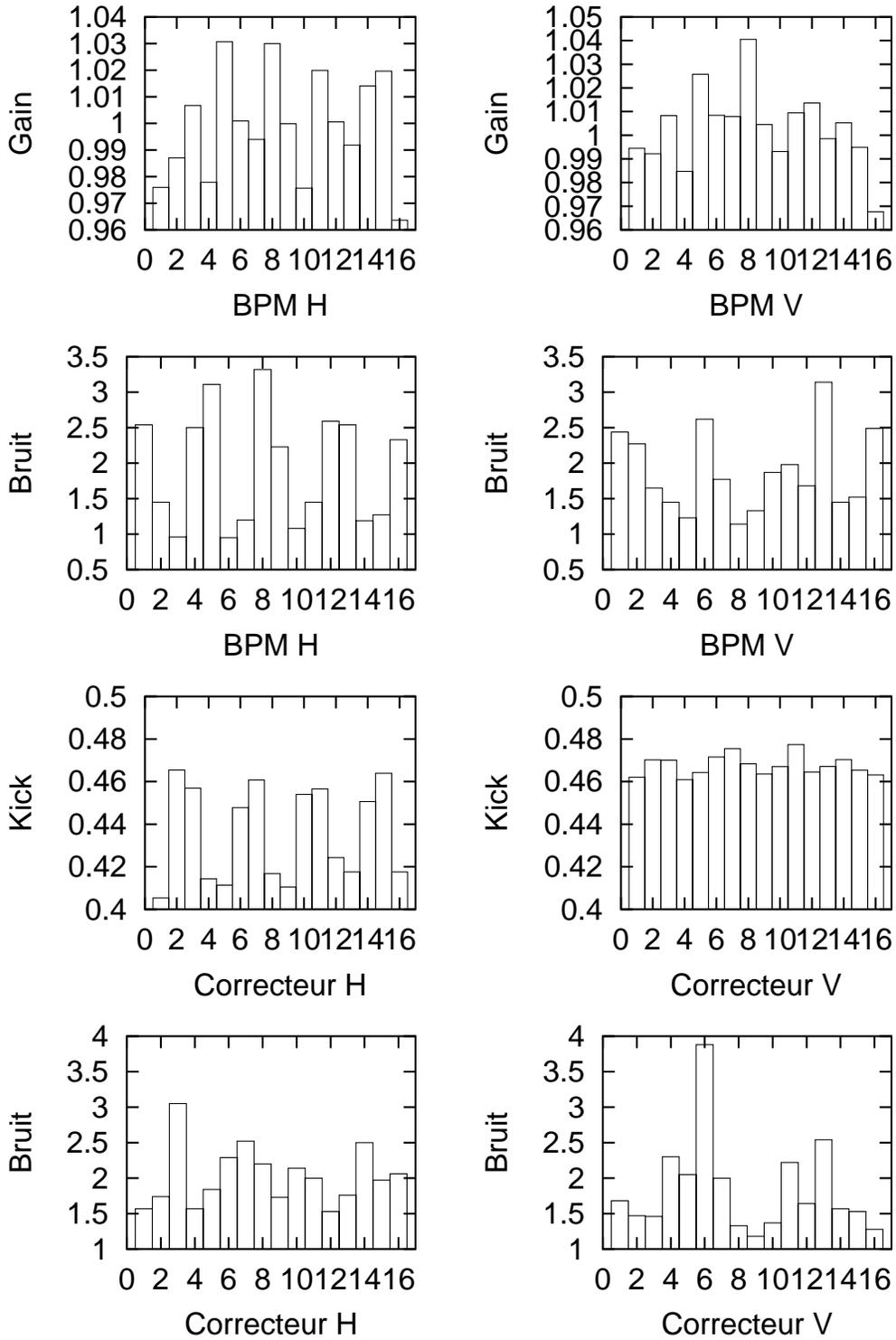


FIG. 5.8: Gains et bruits des BPM et correcteurs de Super-ACO en symétrie 4. Pour un ajustement parfait, les bruits des BPM et correcteurs devraient être voisins de l'unité.

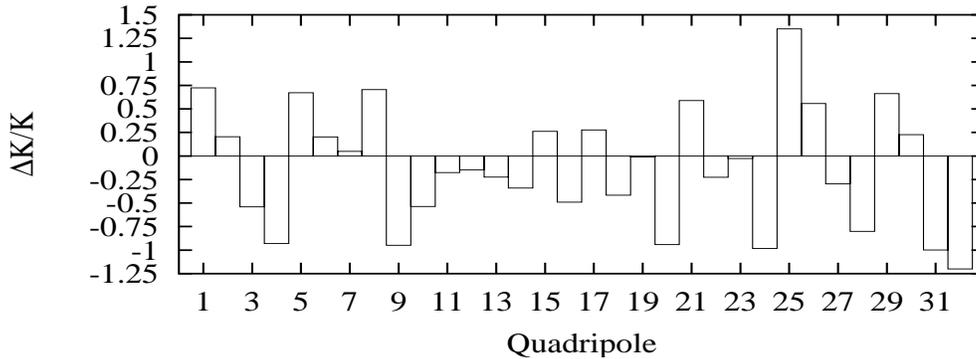


FIG. 5.9: Ecart relatif (en %) des gradients par rapport aux valeurs nominales pour chacun des 32 quadrupôles de Super-ACO. Ces écarts ne sont pas aléatoires : une variation importante du gradient est immédiatement rattrapée sur le quadrupôle suivant (e.g. les quadrupôles 4 et 5, 8 et 9, 20 et 21, 24 et 25, 27 et 29, 31 et 1).

Ces résultats sont assez surprenants. En effet, briser la symétrie 4 de l’anneau devrait simplement se traduire par une distribution aléatoire des gradients quadrupolaires autour des valeurs trouvées précédemment pour chaque famille. En aucun cas, la justification de variation de l’ordre du pourcentage ne semble plausible, ce qui est bien au-delà des valeurs provenant des mesures magnétiques (Barthès *et al.*, 1990, voir Fig. 3.22, p. 84). De plus, une aussi faible valeur du  $\chi^2$  suggère, ou bien que la machine est parfaitement connue, ou bien que le nombre de paramètres ajustés est trop important. La dernière hypothèse semble la plus raisonnable : nous essayons d’ajuster 32 valeurs de gradients en utilisant les mesures de 16 BPM à quatre électrodes. Les autres paramètres, les gains des correcteurs et des BPM et les facteurs d’Amman, peuvent être vus comme de poids secondaire dans l’ajustement. Le même type de problème est par exemple rencontré à l’ALS où il y a 104 gradients quadrupolaires à ajuster sur 96 BPM (communication personnelle, C. Steier).

Nous voudrions connaître, parmi ces 104 paramètres, combien ont une influence réelle sur l’ajustement. La réponse à cette question est fournie par l’analyse du spectre des valeurs propres résultant de la décomposition en valeurs singulières. Sur la figure 5.10, les valeurs propres ( $\lambda_i$ ) sont rangées par ordre décroissant de l’amplitude. On observe une décroissance rapide des amplitudes avec deux seuils : le premier en  $\lambda_{16}$ , le second en  $\lambda_{78}$ . Ces résultats

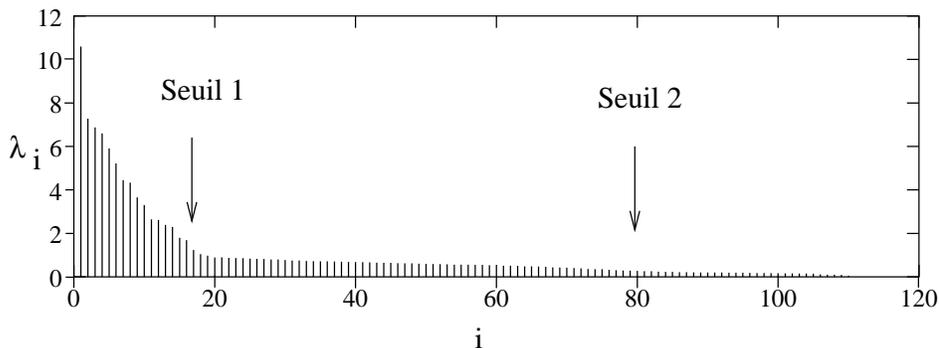


FIG. 5.10: Spectre des valeurs singulières obtenu par la méthode SVD. Un seuil apparaît nettement pour  $\lambda_{16}$ . Au-delà, les valeurs singulières sont petites, du même ordre de grandeur ; elles correspondent à des paramètres n’ayant pas un poids significatif dans l’ajustement de la matrice-réponse de Super-ACO.

## 5.1. ACQUISITION DES MATRICES-RÉPONSE

suggèrent de réaliser l'ajustement en rejetant tous les paramètres conduisant à des valeurs propres inférieures au seuil 1 ou 2. Il s'avère que ne rejeter que les valeurs propres plus petites que le seuil 2 n'améliore pas les résultats précédents. Comme attendu à la lecture du spectre, seul le seuil 1 est significatif<sup>10</sup> : la convergence est maintenant de  $29 \mu\text{m}$  (H) et  $13 \mu\text{m}$  (V) avec comme nouveaux nombres d'ondes  $(\nu_x, \nu_y) = (4.741, 1.707)$  et un  $\chi^2$  plus élevé de 1 050. La variation des gradients individuels est aléatoire et avec des amplitudes très voisines de celles obtenues pour les familles de quadripôles (Fig. 5.11). La convergence est acceptable si l'on

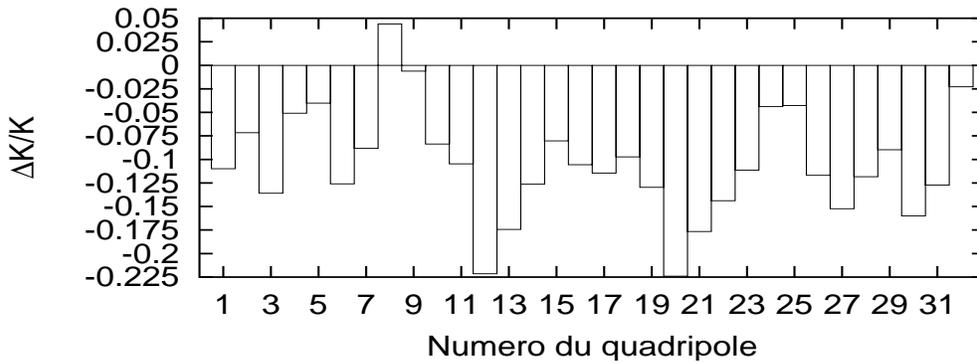


FIG. 5.11: Ecart relatif (en %) de chacun des gradients des 32 quadripôles de Super-ACO par rapport aux valeurs nominales. Les variations sont de l'ordre du pour mille.

considère la valeur moyenne du bruit des BPM, sachant que de toute manière les mesures ne sont faites avec seulement deux chiffres significatifs, *i.e.* une bien faible résolution inhérente à Super-ACO.

A titre indicatif, la figure 5.12 illustre les variations relatives des gradients par rapport aux valeurs déduites de l'ajustement en familles.

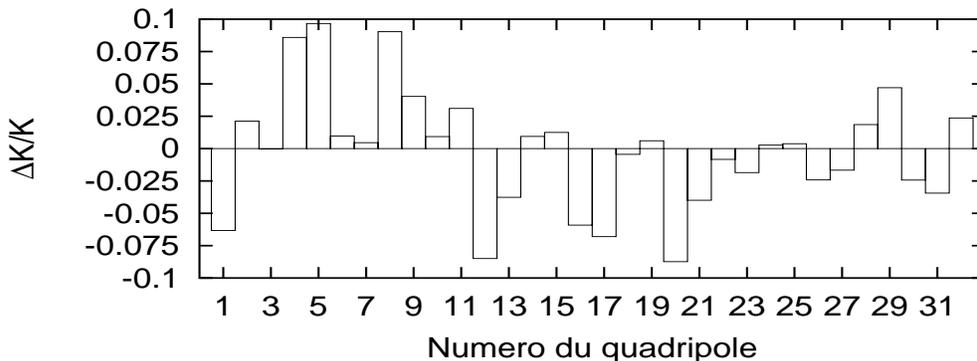


FIG. 5.12: Ecart relatif (en %) des gradients de chacun des 32 quadripôles de Super-ACO par rapport aux valeurs moyennes obtenues pour les familles. Les variations sont faibles et compatibles en amplitude avec les mesures magnétiques (Barthès *et al.*, 1990).

<sup>10</sup>Les 16 valeurs singulières retenues correspondent physiquement au nombre de degrés de liberté du système étudié (il y a deux plages où l'avance de phase est pratiquement constante par super-période).

Les nouvelles fonctions  $\beta$  sont tracées sur la figure 5.13. et leurs battements sur la figure 5.14. Les battements,  $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ , sont plus importants horizontalement ( $\pm 2\%$  autour de  $2\%$ ) que verticalement  $\pm 1.5\%$ . Ils s'expriment en première approximation suivant la formule classique (Rice et Cornell *in* Chao et Tigner, 1998) :

$$\frac{\Delta\beta(s)}{\beta(s)} = \frac{1}{2 \sin(2\pi\nu)} \sum_i (\Delta Kl)_i \beta(s_i) \cos(2\pi\nu - 2|\Phi(s) - \Phi(s_i)|) \quad (5.13)$$

où  $(\Delta Kl)_i$  est le gradient intégré du  $i$ -ème quadripôle,  $\Phi(s_i)$  son avance de phase. Soit avec une formule statistique (Nadji, 1992) :

$$\begin{aligned} \frac{(\Delta\beta_x/\beta_x)_{rms}}{(\Delta K/K)_{rms}} &= \frac{1}{2\sqrt{2}|\sin \pi\nu_x|} \sqrt{\sum_i (\beta_{x_i}(Kl)_i)^2} \\ &\approx 10.3 \end{aligned} \quad (5.14)$$

Soit en prenant les défauts de gradients donnés par LOCO :  $\Delta\beta_x = 2.3\%$ , ce qui est en accord avec la figure 5.14.

On remarque que le battement des fonctions d'ondes est maximum pour un déphasage  $|\Phi(s) - \Phi(s_i)| = \pi\nu$  soit pour un défaut dans un quadripôle situé de manière diamétralement opposée à la position  $s$  du BPM où il est observé.

Enfin, LOCO réalisant un ajustement sur le glissement en énergie induit dans les régions dispersives, on peut en déduire les valeurs des dispersions dans les correcteurs, celles dans les BPM ont déjà été mesurées (cf. Eq. 5.9). L'ensemble des résultats en comparaison avec les dispersions déduites de l'ajustement est illustré par la figure 5.15 : l'accord est correct dans les BPM compte tenu des erreurs de mesure. Cependant, il faut noter des écarts dans les correcteurs entre la dispersion déduite du facteur d'Amman et celle donnée par le modèle ajusté. De plus, la dépendance en énergie de la matrice-réponse est traitée trop simplement dans le code LOCO (communication personnelle, H. Zyngier).

La figure 5.16 donne les nouveaux gains des BPM ainsi que le niveau de bruit de chaque BPM et correcteur et également la valeur ajustée du *kick*. On remarquera qu'à la convergence, le bruit rms du BPM  $i$  rapporté au bruit total rms de tous les BPM n'est pas voisin de l'unité comme il devrait l'être théoriquement pour une convergence atteignant le niveau de bruit des BPM.

En conclusion, l'algorithme LOCO ajuste correctement les fonctions  $\beta$ , les nombres d'ondes. Les défauts de gradients trouvés sont relativement faibles, ce qui suggère un assez bon accord entre la théorie et l'expérience.

## 5.1. ACQUISITION DES MATRICES-RÉPONSE

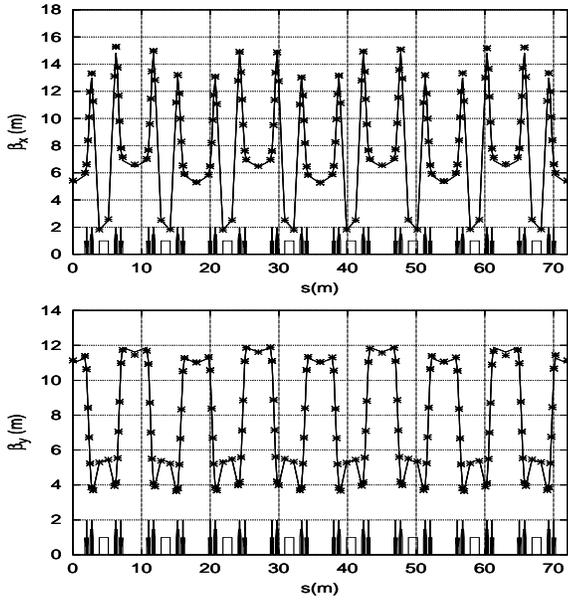


FIG. 5.13: Fonctions  $\beta$  de Super-ACO avant (ligne) et après (étoile) l'ajustement en brisant la symétrie 4. L'expérience s'ajuste parfaitement sur la théorie, car les variations de gradients sont faibles, de l'ordre du pour mille.

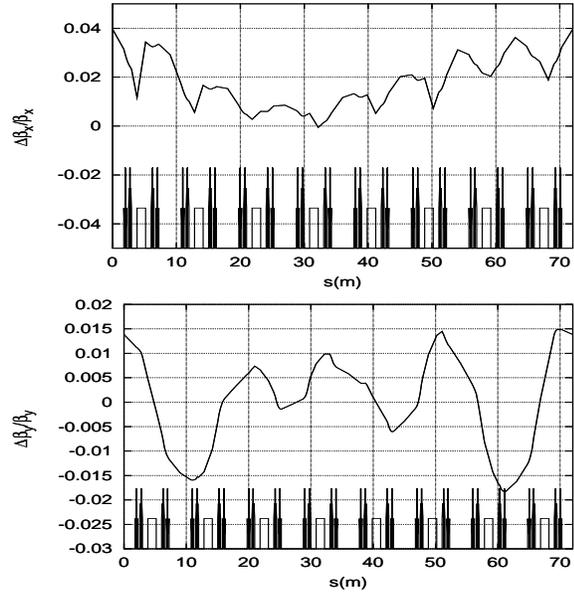


FIG. 5.14: Battement des fonctions  $\beta$  en brisant la symétrie 4 de Super-ACO. Ces variations sont faibles.

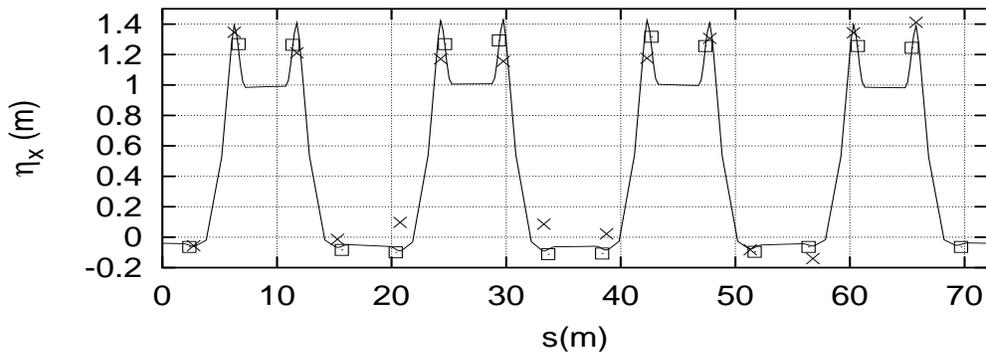


FIG. 5.15: Dispersion horizontale mesurée dans les BPM (carré), ajustée dans les correcteurs (croix) et prédite par LOCO (ligne). L'écart le plus significatif est dans les régions non dispersives de Super-ACO et peut être corrélé avec le facteur d'Amman.

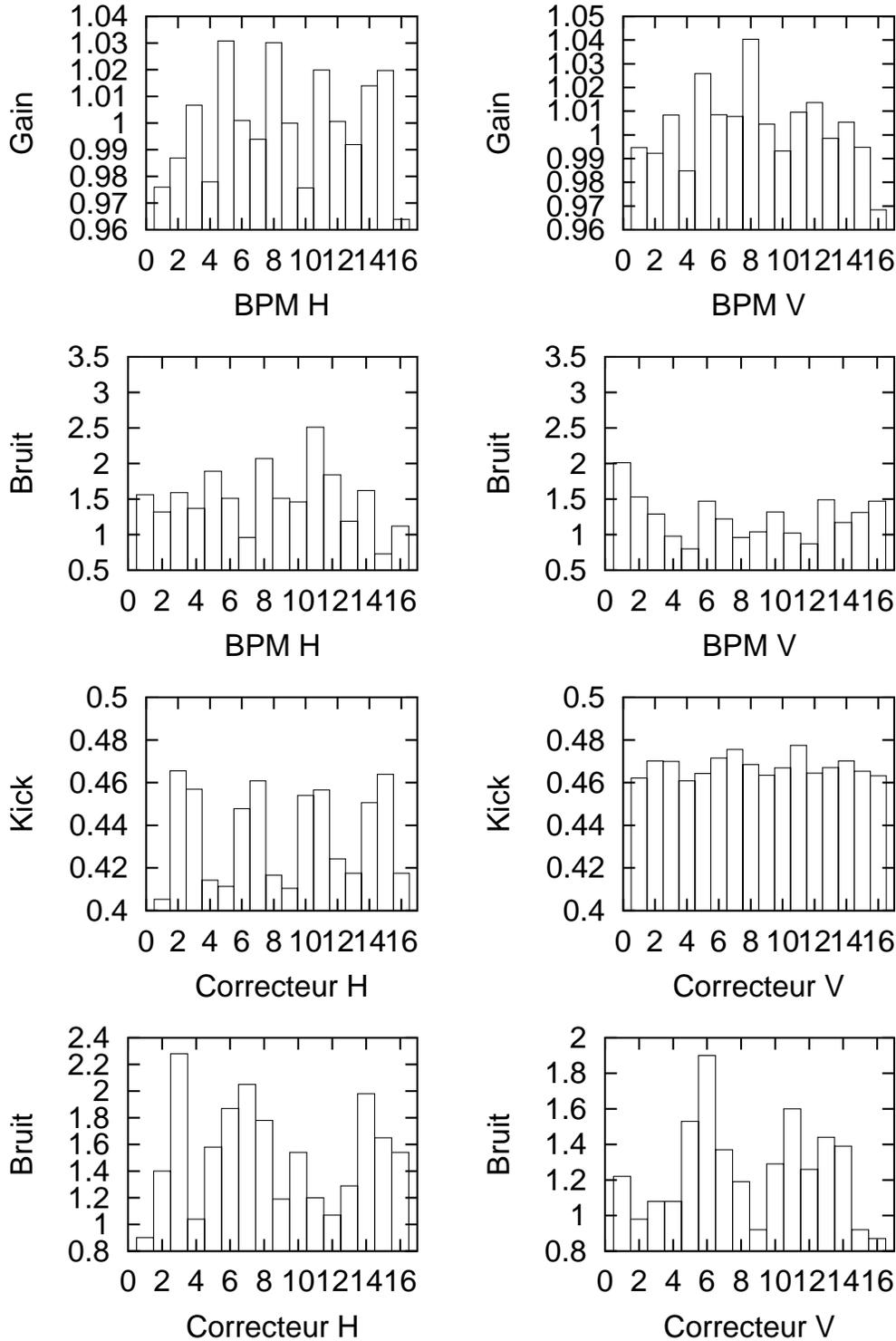


FIG. 5.16: Gains et bruits de BPM et correcteurs en brisant la symétrie 4 de Super-ACO — hexapôles éteints et onduleurs ouverts — Pour un ajustement parfait, les bruits des BPM et correcteurs devraient être voisins de l'unité.

## 5.1.6 Matrice-réponse hexapôles allumés et onduleurs ouverts

### 5.1.6.1 Influence des hexapôles

Dans cette partie de l'expérience, une matrice-réponse de Super-ACO a été acquise en allumant les hexapôles — les onduleurs sont toujours ouverts — Les hexapôles peuvent générer une composante quadripolaire s'il existe une orbite fermée non nulle comme nous allons le voir. Le potentiel vecteur d'un hexapôle droit a pour expression :

$$A_s = -\frac{S}{3}(x^3 - 3xy^2) \quad (5.15)$$

où  $S$  est la force intégrée de l'hexapôle.

Si l'orbite fermée n'est plus la trajectoire  $x = y = 0$  dans l'hexapôle mais  $x = x_0$ ,  $y = y_0$ , alors une composante quadripolaire (et dipolaire) apparaît dans l'expression générale du potentiel vecteur :

$$A_s = -\frac{S}{3} \left[ (x^3 - 3xy^2) \boxed{-3x_0(x^2 - y^2)} - 3x_0^2x - x_0^3 \right. \\ \left. - 3y_0^2x \boxed{-6y_0xy} - 6y_0x_0y - 3y_0^2x_0 \right] \quad (5.16)$$

La composante quadripolaire induite est donc :

$$A_s^{quad} = \frac{K^{hex}}{2}(x^2 - y^2) + \frac{\tilde{K}^{hex}}{2}xy \quad (5.17)$$

où  $K^{hex} = 2Sx_0$  est le champ intégré d'un quadripôle droit et  $\tilde{K}^{hex} = 4Sy_0$  celui d'un quadripôle tourné (à prendre en compte si l'on considère le couplage).

En partant des valeurs des gradients trouvés précédemment, hexapôles éteints, on peut maintenant déduire des nouvelles valeurs de gradients, la valeur des champs quadripolaires induits par chaque hexapôle. De plus, connaissant  $S$  et  $K^{hex}$ , on peut également déterminer une mesure de l'orbite fermée,  $x_0$ , dans les hexapôles.

### 5.1.6.2 Conditions expérimentales

Un courant  $I = 4.4$  mA a été injecté dans 24 paquets avec un faisceau *plat*  $(\sigma_x, \sigma_y) \approx (230, 110)$   $\mu m$ . Comme les courants alimentant les quadripôles ont changé (cf. Tab. 5.9), il sera plus délicat d'isoler exactement la contribution quadripolaire induite par les hexapôles seuls et d'appliquer la procédure précédemment exposée ; le point de fonctionnement déduit des nouvelles valeurs de courant dans les quadripôles est maintenant  $(\nu_x, \nu_y) = (4.710, 1.767)$ , ce qui est très loin du point de fonctionnement précédent<sup>11</sup>. Les nombres d'ondes mesurés sont  $(\nu_x, \nu_y) = (4.708, 1.761)$ <sup>12</sup>.

A cela, il faut ajouter une question : pour les forces hexapolaires, doit-on prendre les valeurs déduites du courant les alimentant ou bien celles permettant d'obtenir les bonnes valeurs de chromaticités — non mesurées lors de l'expérience — ? En effet, rappelons que la chromaticité est créée :

<sup>11</sup>Les nombres d'ondes se sont croisés en allumant les hexapôles et n'ont pas été rattrapés.

<sup>12</sup>Mesure refaite le 30 octobre 2000, puisque les nombres d'ondes n'avaient pas été mesurés lors de la première acquisition de la matrice-réponse.

Famille	I(A)	Famille	I(A)
Q1	225.37	H1	54.35
Q2	401.80	H2	100.31
Q3	379.78	H3	198.58
Q4	216.24	H4	193.93

TAB. 5.9: Courants mesurés pour les quadripôles et hexapôles — onduleurs ouverts — Valeurs utilisées pour ajuster le modèle de Super-ACO à l’expérience.

1. naturellement par les quadripôles :  $\xi = -\frac{1}{4\pi} \int K\beta ds$  (cf. chap. 1, p. 19).
2. par les coins des dipôles  
Estimation de la chromaticité naturelle pour ces deux effets :  $(\xi_x^{nat}, \xi_y^{nat}) = (-12.6, -5.9)$
3. par les hexapôles :  $\Delta\xi = \pm \frac{1}{4\pi} \eta\beta \frac{B''l}{(B\rho)}$  (Edwards et Syphers *in* Tigner et Chao)
4. par les correcteurs dipolaires dans les sections dispersives, car ils possèdent une composante hexapolaire non négligeable. Il s’agit donc principalement des correcteurs de la famille CQ3. En partant d’une maille parfaite, on peut estimer cette contribution à la chromaticité :  $(\Delta\xi_x, \Delta\xi_y) = (-0.84, +0.35)$

A titre de comparaison, les chromaticités non réduites produites sans prendre en compte les défauts ou les correcteurs sont  $(\xi_x, \xi_y) \approx (1.7, 1.2)^{13}$  alors que si l’on ne considère que les courants expérimentaux elles valent  $(\xi_x, \xi_y) \approx (2.68, -0.85)^{14}$ . De nouvelles mesures de chromaticités ont été réalisées le 30 octobre 2000 pour les mêmes courants hexapolaires (mais un jeu de correcteurs différent) : hexapôles éteints, on a mesuré seulement  $\xi_y = -4.43$ , et avec les hexapôles  $(\xi_x, \xi_y) = (0.54, 0.59)$ . Ces valeurs sont très différentes de celles énoncées précédemment.

Ajoutons encore que la localisation des correcteurs dans les quadripôles implique un faible recouvrement des intégrales de champ ; donc théoriquement le champ magnétique du correcteur induit une modification de celui du quadripôle, de l’hexapôle. De plus, comme il y a une orbite fermée non nulle, la perturbation créée par le dipôle n’est pas parfaitement dipolaire. Toutes ces considérations n’ont pas été prises en compte dans notre simulation de la matrice-réponse et pourraient expliquer les difficultés rencontrées pour réduire les données lorsque les hexapôles sont allumés.

### 5.1.6.3 Dispersion mesurée dans les BPM

Les résultats sont résumés par la figure 5.17 et le tableau 5.10.

<sup>13</sup>Valeurs supposées en considérant que la machine est réglée comme lors de l’expérience du 22 mai où l’on avait les mêmes courants dans les hexapôles.

<sup>14</sup>Pour la conversion courant ( $I$ ) – champ intégré ( $Hl$ ), voir la note (Nghiem, 1989), p. 14 :  $\frac{(Hl)[T.m^{-1}]}{(B\rho)} \approx \frac{I[A]}{216.8}$ .

## 5.1. ACQUISITION DES MATRICES-RÉPONSE

**Régions non dispersives** valeur attendue :  $-44$  mm, l'écart modèle/expérience est grand, en moyenne de 50%. Pour le BPM 9, la dispersion est pathologique,  $-99$  mm, soit le double de celle des autres BPM<sup>5</sup>.

**Régions dispersives** valeur attendue :  $+1\,218$  mm, l'écart modèle/expérience est inférieur à 5%.

BPM1	-48	BPM09	<b>-99</b>
BPM2	1266	BPM10	1286
BPM3	1246	BPM11	1239
BPM4	-64	BPM12	-64
BPM5	-59	BPM13	-60
BPM6	1239	BPM14	1259
BPM7	1259	BPM15	1243
BPM8	-68	BPM16	-52

TAB. 5.10: Dispersion horizontale mesurée ( $\pm 5$  mm) — hexapôles allumés et onduleurs ouverts — Les écarts relatifs sont plus importants dans les régions non dispersives (BPM 1, 4, 5, 8, 9, 12, 13 et 16 de Super-ACO).

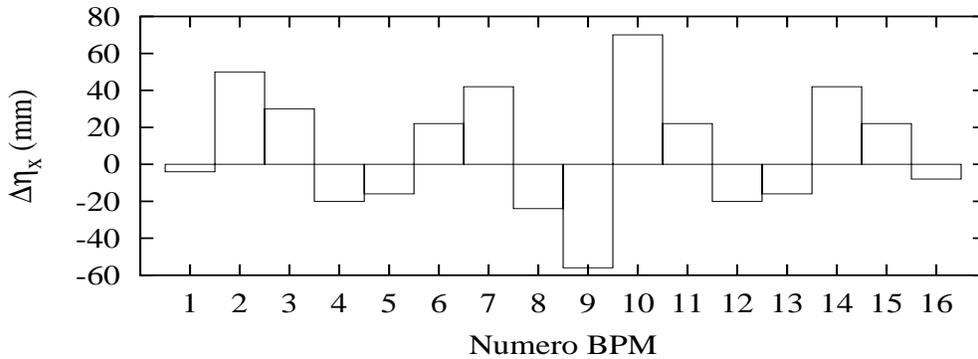


FIG. 5.17: Ecarts relatifs entre la fonction dispersion horizontale théorique et mesurée dans les 16 BPM de Super-ACO — hexapôles allumés —.

La dispersion peut être créée (Nadji, 1992) :

1. par des défauts d'orbite fermée ( $x_{of}$ ) dans les quadripôles et les hexapôles :

$$\frac{(\Delta\eta_x)_{rms}}{(x_{of})_{rms}} = \frac{\sqrt{\beta_{x0}(s)}}{2\sqrt{2}|\sin \pi\nu_x|} \left[ \sum_i \beta_{x_i} ((K_i l_i))^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.18)$$

$$\approx 20.1$$

<sup>15</sup>Le BPM 9 est situé dans une zone de tassement de la dalle de Super-ACO qui s'enfonçe progressivement cf. relevé d'altimétrie de l'année 2000.

2. par les défauts de gradients  $(\Delta K/K)$  des quadripôles :

$$\frac{(\Delta\eta_x)_{rms}}{(\Delta K/K)_{rms}} = \frac{\sqrt{\beta_{x0}(s)}}{2\sqrt{2}|\sin \pi\nu_x|} \left[ \sum_i \beta_{x_i} ((K_{il_i})\eta_{x_i})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.19)$$

$$\approx 10.4$$

Il est également intéressant de comparer ces valeurs de dispersion avec celles trouvées hexapôles éteints (Fig. 5.18) : les dispersions ont changés de manière significative dans les régions à faible dispersion bien que les valeurs des courants des familles Q3 et Q4, qui règlent la valeur de la dispersion, n'aient pas changé entre les deux réglages optiques. Globalement les écarts relatifs sont plus importants dans les régions à faible dispersion.

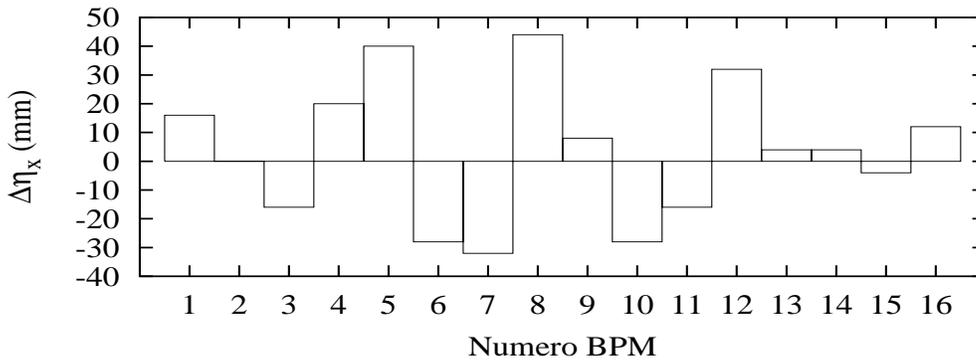


FIG. 5.18: Ecart relatif des dispersions lorsque les hexapôles sont allumés par rapport au cas où ils sont éteints. Ces écarts relatifs (non tracés) sont plus significatifs dans les régions à faible dispersion de Super-ACO.

#### 5.1.6.4 Résultats obtenus avec LOCO

**Ajustement sur quatre familles :** En considérant les valeurs expérimentales hexapolaires déduites de courants mesurés, les écarts rms entre matrices modèle et expérimentale valent  $160 \mu m$  (H) et  $51 \mu m$  (V) avant l'ajustement<sup>16</sup>.

En symétrie 4, le résidu entre matrices modèle et expérimentale de Super-ACO est de  $20 \mu m$  rms (H) et  $18 \mu m$  rms (V) avec un  $\chi^2$  de 1 579. Le point de fonctionnement devient  $(\nu_x, \nu_y) = (4.707, 1.761)$ , ce qui est en accord avec les mesures expérimentales ; les gradients ont changé de manière plus significative que dans le cas précédent (Fig. 5.19). Cette fois, la variation sur les gradients est plus importante pour les familles Q1 et Q2 alors que dans le cas hexapôles éteints il s'agissait plutôt de ceux de Q3 et Q4. On peut maintenant déduire les gradients moyens induits par les hexapôles (Fig. 5.20) : les valeurs sont de l'ordre du pour mille, *i.e.* extrêmement faibles. Les battements des fonctions  $\beta$  sont donnés par la figure 5.21.

<sup>16</sup>Ces résultats proviennent de l'analyse de la matrice-réponse enregistrée le 30 octobre 2000.

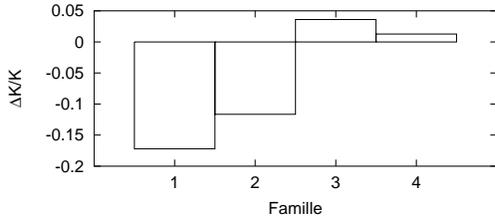


FIG. 5.19: Variation (en %) des gradients quadri-polaires de Super-ACO en symétrie 4.

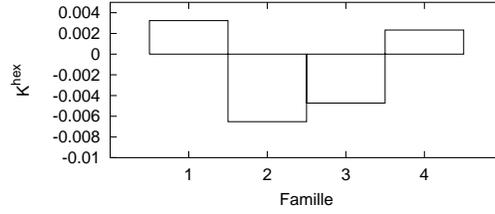


FIG. 5.20: Gradients quadrupolaires créés par l'orbite fermée traversant les hexapôles de Super-ACO.

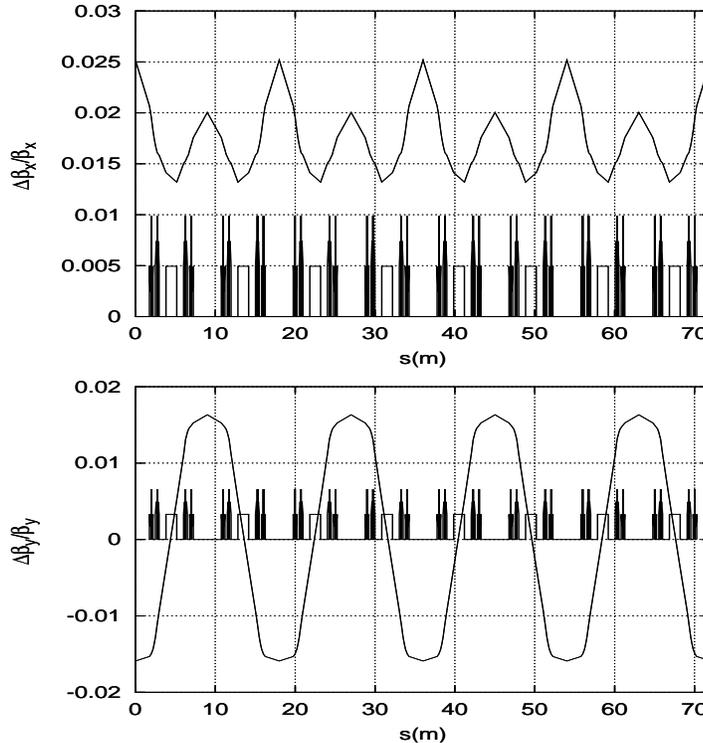


FIG. 5.21: Battement des fonctions  $\beta$  de Super-ACO en symétrie 4 avec hexapôles expérimentaux.

**Ajustement sur les quadripôles individuels :** En faisant varier individuellement les gradients, les résidus deviennent :  $21 \mu\text{m}$  (H) et  $16 \mu\text{m}$  (V) dans chacun des plans avec un  $\chi^2$  de 926. Les nombres d'ondes finaux valent :  $(\nu_x, \nu_y) = (4.707, 1.761)$ .

Les défauts gradients mesurés sont donnés par la figure 5.22, les variations relatives vont jusqu'à 0.25%. Ces variations sont similaires en termes d'amplitudes à celles trouvées hexapôles éteints. Les battements des fonctions  $\beta$  induits sont donnés à titre indicatif par la figure 5.25. En utilisant la relation 5.17, il est possible d'extraire des défauts quadripolaires la contribution hexapolaire (cf. Fig. 5.23) ainsi que le défaut d'orbite fermée dans les hexapôles (cf. Fig. 5.24). Ces défauts sont relativement faibles. On remarque cependant que la distribution des défauts d'orbite fermée horizontale n'est pas aléatoire : elle suit la

4-périodicité de l'anneau et est corrélée aux mesures de la fonction dispersion dans les BPM et aux fonctions  $\beta$  (cf. Fig. 5.25).

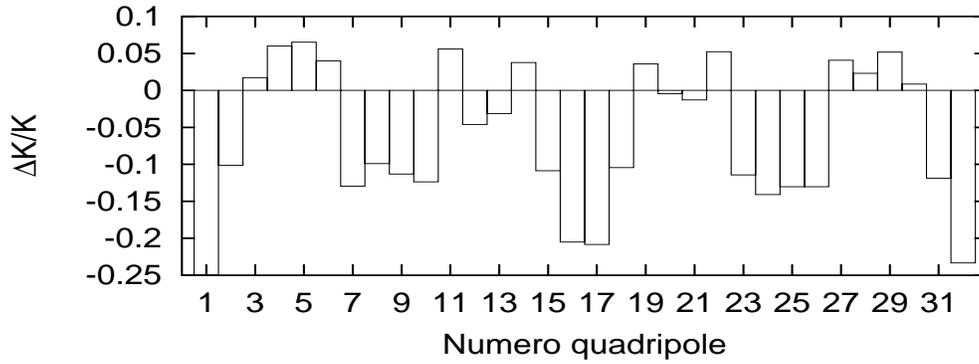


FIG. 5.22: Ecart relatif (en %) des gradients de Super-ACO — hexapôles allumés — Une structure 4-périodique semble exister : les variations de gradients sont plus significatives dans les régions dispersives.

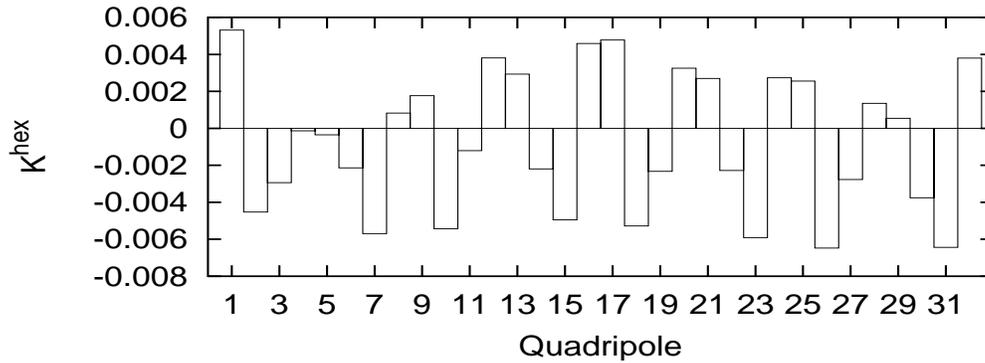


FIG. 5.23: Gradients induits par les hexapôles lorsqu'ils ont traversés par une orbite fermée non nulle.

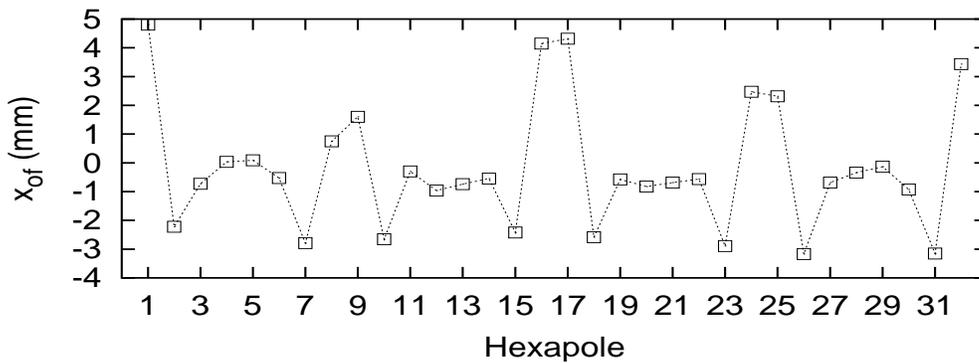


FIG. 5.24: Orbite fermée (of) horizontale dans les hexapôles déduites des gradients induits par les hexapôles. Les valeurs ne sont pas aléatoires mais reflètent la symétrie 4 de Super-ACO (cf. fonctions  $\beta$  Fig. 5.25). Il y a aussi une corrélation avec la fonction dispersion mesurée dans les correcteurs.

## 5.1. ACQUISITION DES MATRICES-RÉPONSE

On peut encore remarquer que les valeurs de dispersions déduites de l'ajustement sont en accord avec celles mesurés dans les BPM (Fig. 5.26). L'accord est meilleur lorsque l'on compare les dispersions dans les correcteurs déduites de l'ajustement de  $\frac{\Delta E}{E}$  grâce à la formule 5.9, et celles du modèle ajusté. Une des causes du désaccord moyen de 10% peut être l'influence des erreurs dipolaires non modélisées (orbite fermée non nulle dans les quadripôles).

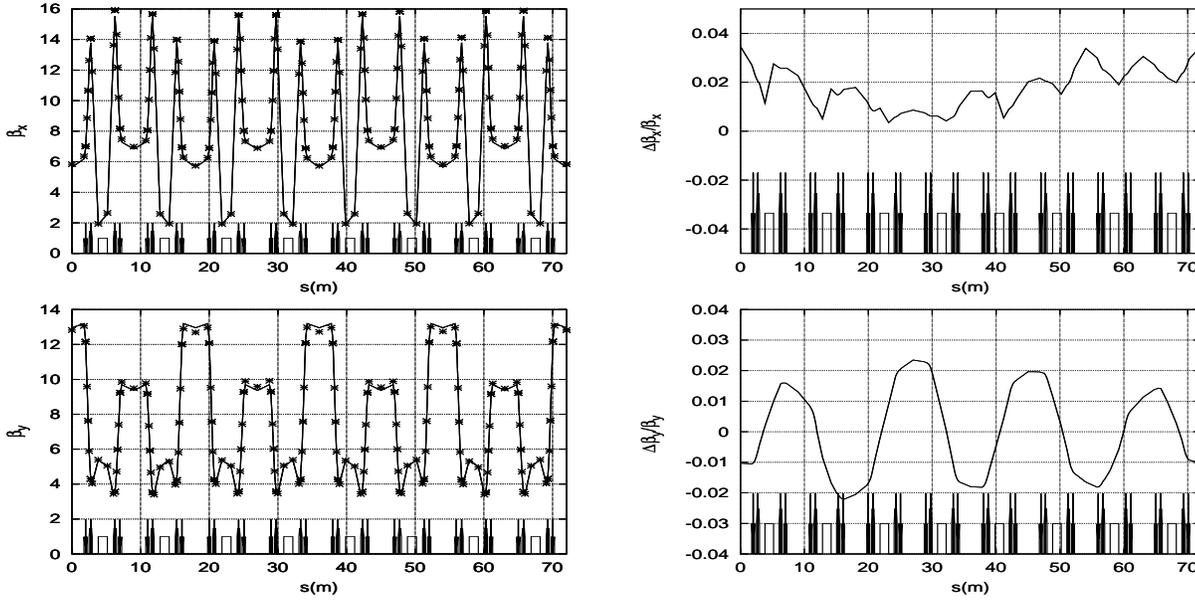


FIG. 5.25: Fonctions  $\beta$  (à gauche) et leurs battements (à droite) en brisant la symétrie 4 de Super-ACO. L'optique est globalement peu perturbée.

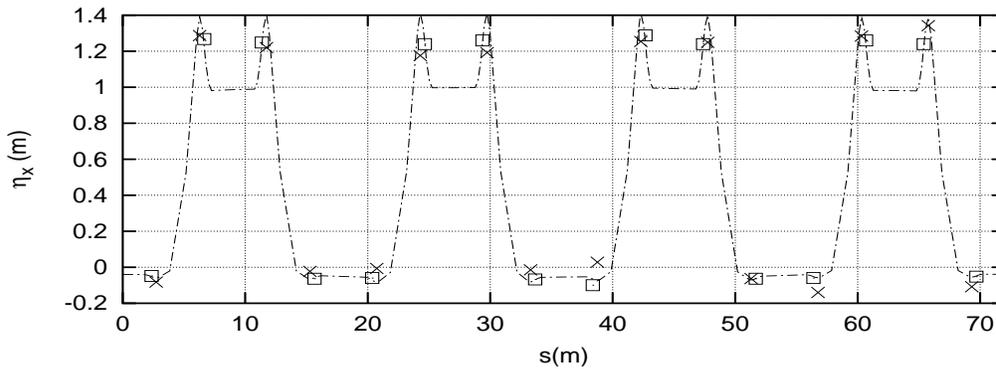


FIG. 5.26: Dispersion horizontale mesurée dans les BPM (croix) et ajustée dans les correcteurs (carrés) et prédite par LOCO. L'accord est bon compte tenu des erreurs dipolaires avec une erreur moyenne de 10%.

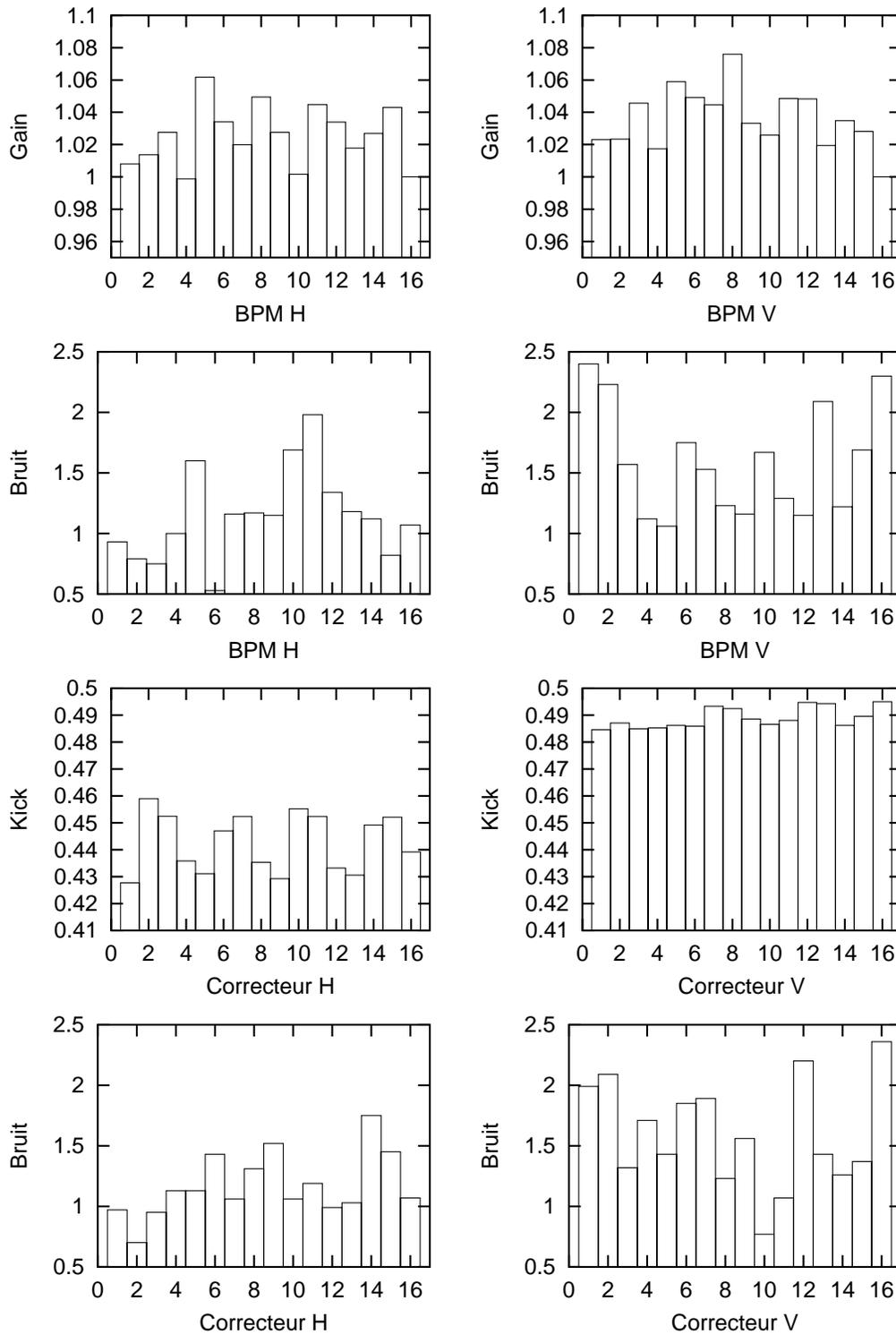


FIG. 5.27: Gains et bruits de BPM et correcteurs de Super-ACO — hexapôles allumés, onduleurs ouverts — Pour un ajustement parfait, les bruits des BPM et correcteurs devraient être voisins de l'unité.

## 5.1.7 Matrice-réponse hexapôles allumés et onduleurs fermés

### 5.1.7.1 Conditions expérimentales

La matrice-réponse avec les onduleurs fermés a été acquise pour un courant  $I = 26$  mA dans 24 paquets — dimensions faisceau  $(\sigma_x, \sigma_y) = (226, 130) \mu m$  —. Les courants quadripolaires et hexapolaires mesurés sont donnés par le tableau 5.11 ; les gradients des familles Q3 et Q4 ont été modifiés pour compenser globalement la focalisation induite par les insertions.

Famille	I(A)	Famille	I(A)
Q1	<b>218.50</b>	H1	54.35
Q2	<b>399.31</b>	H2	100.31
Q3	377.88	H3	198.58
Q4	212.16	H4	193.93

TAB. 5.11: Courants mesurés dans les familles de quadripôles — hexapôles et onduleurs fermés — Les courant des familles Q1 et Q2 ont changé de manière significative. Valeurs utilisées pour calibrer le modèle de Super-ACO.

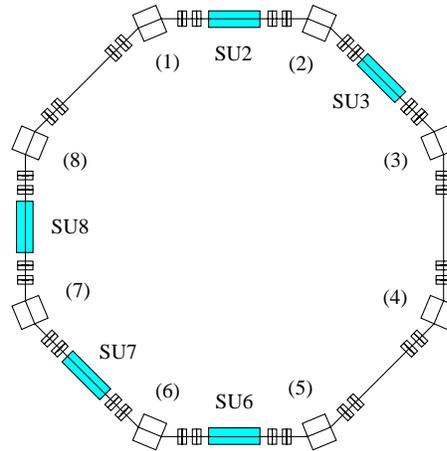


FIG. 5.28: Synoptique de Super-ACO avec les onduleurs SU2, SU3, SU6, SU7 et SU8.

Dans la version 8.15 de MAD, les onduleurs ne sont pas modélisables. L'ensemble des résultats obtenus avec LOCO ne sera à prendre en compte que de manière qualitative. Cependant l'ajustement ayant lieu principalement sur les fonctions optiques, les nombres d'ondes trouvés seront très proches des valeurs expérimentales. Par contre, les variations sur les gradients n'ont pas de signification physique, car ils ne tiennent pas compte de la focalisation des onduleurs.

Si l'on considère une maille de Super-ACO avec les gradients quadripolaires et champs hexapolaires mesurés *via* les courants mais sans onduleur, le point de fonctionnement vaut  $(\nu_x, \nu_y) = (4.754, 1.575)$ , qu'il faut ensuite modifier pour ajouter l'influence de la focalisation des onduleurs.

Les glissements des nombres d'ondes induits par l'ensemble des onduleurs (cf. Fig. 5.28) SU2, SU3, SU6, SU7 et SU8 sont  $(\Delta\nu_x, \Delta\nu_y) = (-0.0026, +0.1542)$ . Ces valeurs calculées en utilisant les valeurs expérimentales de courant (cf. Tab. 5.11) sont très proches des mesures réalisées au début des années 1990 — Brunelle, 1992 — (cf. Tab. 5.12), le point de fonctionnement devient après l'ajustement  $(\nu_x, \nu_y) = (4.751, 1.729)$  auquel il faudrait encore ajouter l'influence de l'orbite fermée non nulle dans les hexapôles.

	SU2	SU3	SU6	SU7	SU8
$\Delta\nu_x$	0.0053	-0.007	0.0007	0.00	-0.0016
$\Delta\nu_y$	0.0477	0.046	0.0030	0.03	0.0275

TAB. 5.12: Glissement des nombres d'ondes expérimentaux induit par chacun des onduleurs. Les onduleurs SU2, SU3, SU7 et SU8 vont le plus perturber l'optique de Super-ACO.

Dans le code BETA [93], les onduleurs sont modélisés idéalement<sup>17</sup>, *i.e.* sans focalisation horizontale ( $k_x = 0$  et  $\int B_z ds = 0$ ). Le point de fonctionnement déduit des valeurs expérimentales de courant est alors  $(\nu_x, \nu_y) = (4.754, 1.744)$ .

### 5.1.7.2 Dispersion mesurée dans les BPM

Les dispersions mesurées dans les BPM sont exprimées dans le tableau 5.13. Ne disposant pas de modèle satisfaisant de l'anneau avec les onduleurs, on ne donnera pas de comparaison avec un hypothétique modèle mais avec les valeurs mesurées de la fonction dispersion dans les deux cas précédents (Fig. 5.29 et Fig. 5.30). La comparaison n'est donnée qu'à titre qualitatif puisque les familles Q3 et Q4, réglant les dispersions, sont différentes. La grande différence concerne la dispersion est maintenant positive dans les régions à faible dispersion (BPM 1, 4, 16) : en moyenne, les écarts relatifs sont de près de 150 % pour ces trois BPM. Par contre dans les régions dispersives, les écarts relatifs restent faibles : inférieurs à 5% en moyenne.

BPM1	<b>52</b>	BPM09	<b>-92</b>
BPM2	1199	BPM10	1331
BPM3	1215	BPM11	1279
BPM4	<b>24</b>	BPM12	<b>-76</b>
BPM5	-44	BPM13	-12
BPM6	1235	BPM14	1235
BPM7	1287	BPM15	1179
BPM8	<b>-72</b>	BPM16	<b>20</b>

TAB. 5.13: Dispersion horizontale mesurée (à  $\pm 5$  mm) dans les BPM de Super-ACO — hexapôles allumés, onduleurs fermés — La fonction dispersion dans les régions non dispersives a beaucoup changé. Dans les BPM 1, 4 et 16, la fonction dispersion est maintenant positive.

<sup>17</sup>Pour comprendre quantitativement l'influence des onduleurs sur l'optique, il faudrait par exemple interfacer le code BETA avec LOCO.

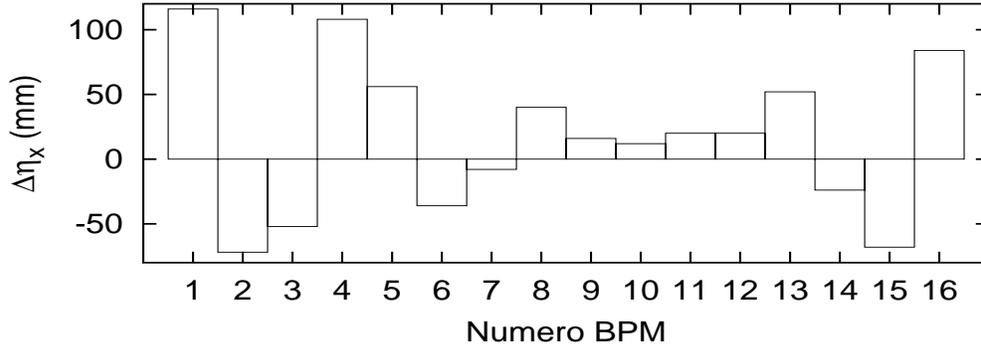


FIG. 5.29: Ecart entre les dispersions horizontales mesurées dans les BPM de Super-ACO, hexapôles éteints et onduleurs ouverts par rapport au cas hexapôles allumés et onduleurs fermés.

**Régions non dispersives** l'écart modèle-mesure est en moyenne de 45%.

**Régions dispersives** l'écart modèle-mesure est en moyenne de 5%.

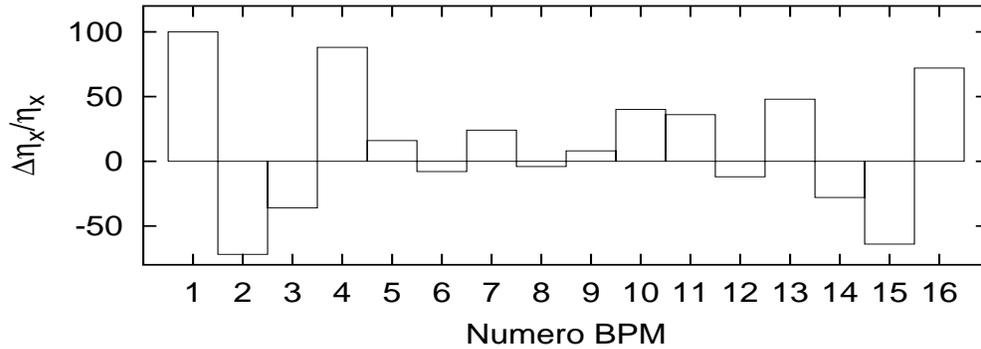


FIG. 5.30: Ecart entre les dispersions horizontales mesurées dans les BPM de Super-ACO, hexapôles allumés et onduleurs ouverts par rapport au cas hexapôles allumés et onduleurs fermés.

### 5.1.7.3 Résultats obtenus avec LOCO

Tous les résultats suivants doivent être considérés *qualitativement*. L'algorithme LOCO converge bien dans les deux plans avec des écarts  $22 \mu m$  (H) et  $16 \mu m$  (V) et un point de fonctionnement de  $(\nu_x, \nu_y) = (4.727, 1.707)$ . L'allure des fonctions  $\beta$  (Fig. 5.32) est déformée en particulier au voisinage des onduleurs. Qualitativement, elle est en accord avec celle prédite par le code BETA. Retenons simplement, que LOCO donne une bonne estimation de l'allure des fonctions optiques et des nombres d'ondes. La perturbation de l'optique linéaire par les onduleurs SU2, SU3, SU7 et SU8 est nettement observée.

A titre indicatif, les variations sur les gradients sont données par la figure 5.31 : les écarts sont de plusieurs pour cent. Comme les onduleurs ne sont pas inclus dans la description de la maille utilisée par le code LOCO, ces valeurs ne doivent pas être considérées comme réalistes. Par contre, il est intéressant de comprendre comment le programme LOCO a ajusté l'optique linéaire de l'anneau de stockage.

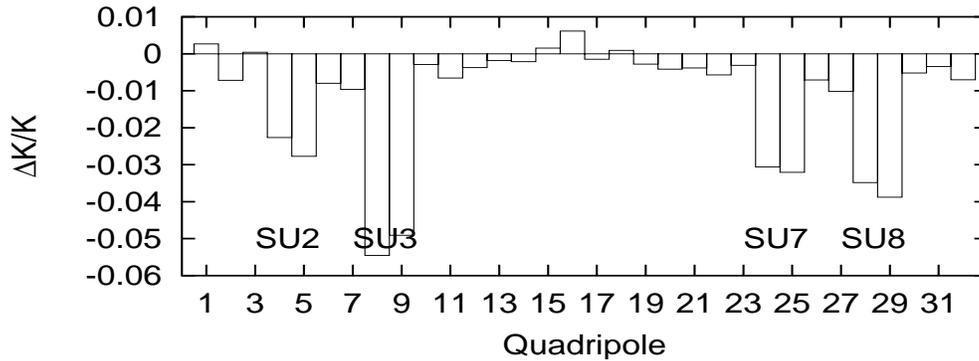


FIG. 5.31: Valeurs des gradients pour chaque quadripôle, hexapôles allumés et onduleurs fermés. Ces valeurs sont élevées jusqu'à 6% mais on remarque que le code LOCO a compensé localement les glissements des nombres d'ondes induits par les onduleurs.

Nous avons vu que les onduleurs induisent des glissements importants des nombres d'ondes en particulier dans le plan vertical (cf. Tab. 5.12); les onduleurs SU2, SU3, SU7 et SU8 perturbent fortement l'optique de Super-ACO. Le code LOCO compense localement la perturbation de chaque onduleur en modifiant les gradients des quadripôles adjacents dont la focalisation est verticale. C'est pourquoi, des variations relatives de plusieurs pour cent sont observées. En pratique, l'influence des onduleurs est compensée globalement sauf pour SU8 (Brunelle *et al.*, 1999).

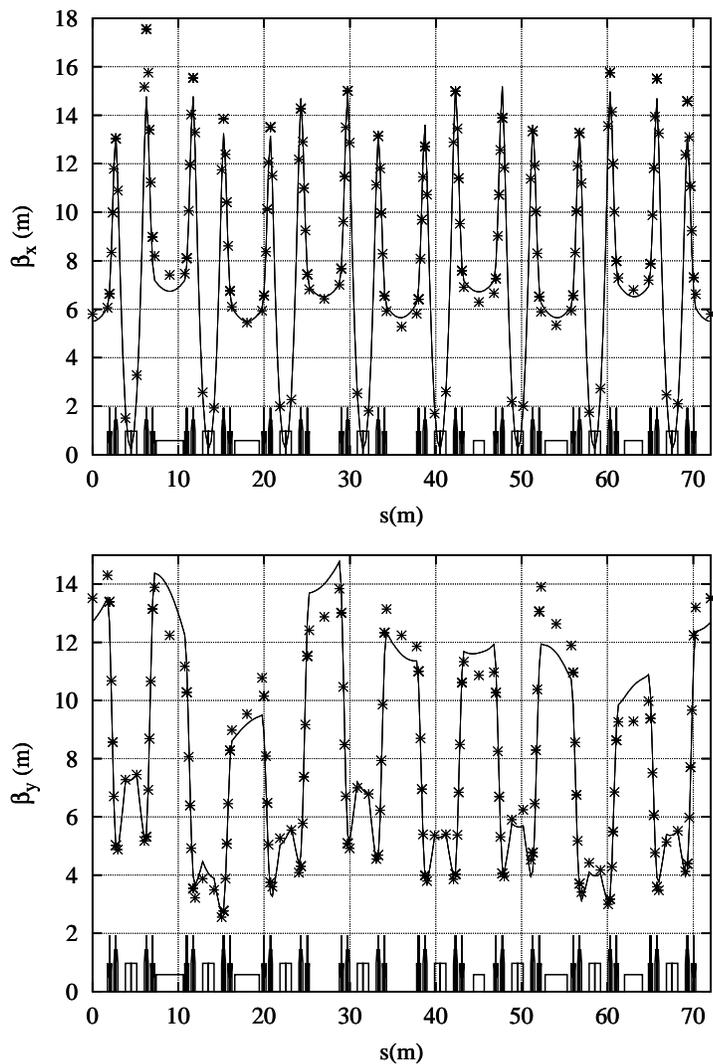


FIG. 5.32: Fonctions  $\beta$  calculées pour une machine théorique avec le logiciel BETA (ligne) et déduites l'ajustement avec les hexapôles et les onduleurs fermés (étoile). On observe un bon accord qualitatif avec le modèle (cf. Brunelle, 1992).

## Conclusion

Ce travail a permis d'obtenir une estimation des erreurs quadripolaires mesurées pour deux configurations machine à savoir hexapôles éteints et allumés. Deux approches ont été tentées.

1. La première, la plus naturelle, consistait à réaliser l'ajustement des matrices-réponse sur les quatre familles quadripolaires puisque tous les quadripôles d'une même famille sont branchés sur une même alimentation. Dans ce cas, la convergence du programme LOCO est excellente.
  - Hexapôles éteints, les défauts de gradients,  $\frac{\Delta K}{K}$ , sont faibles :  $-5 \times 10^{-4}$  (Q1),  $-9 \times 10^{-4}$  (Q2) et  $-1.4 \times 10^{-3}$  (Q3 et Q4). L'origine principale proviendrait des courants des alimentations.
  - Hexapôles allumés, la répartition globale des défauts de gradient a changé :  $-1.7 \times 10^{-3}$  (Q1),  $-1.1 \times 10^{-3}$  (Q2),  $4 \times 10^{-4}$  (Q3) et  $1 \times 10^{-4}$  (Q4). Ces variations s'expliquent par le terme quadripolaire engendré dans les hexapôles lorsque l'orbite fermée est non nulle.
  - Ces résultats peuvent être utilisés pour tenter d'améliorer la symétrie de l'anneau de stockage. Il suffit d'alimenter chaque famille de quadripôle avec un courant corrigé des écarts sur les gradients déduits du code LOCO (voir par exemple, Robin, Safranek et Decking, 1999).

Les légers désaccords de la fonction dispersion dans les correcteurs proviennent en majeure partie des défauts dipolaires qui n'ont pas été pris en compte dans cette étude.

2. Dans la seconde approche, on recherchait la distribution des gradients individuels pour estimer quel est l'impact de la destruction de la symétrie 4 de l'anneau sur la dynamique globale du faisceau.

Il s'est avéré que la convergence de l'algorithme est correcte seulement si l'on ne conserve que les 16 valeurs singulières principales. Il semble exister une faible corrélation entre les 32 quadripôles individuels rendant leurs variations non indépendantes. De plus, pour Super-ACO, les 32 gradients sont ajustés en utilisant 32 correcteurs et 32 lectures BPM. Pour une machine comme l'Advanced Light Source, l'ajustement est typiquement fait sur 49 gradients et utilisant 96 BPM et 164 correcteurs. Le nombre de stations de mesures de Super-ACO est trop faible pour espérer obtenir une détermination des gradients individuels. A cela, il faut ajouter la faible résolution des BPM.

Les déviations trouvées pour les gradients sont faibles, de l'ordre du pour mille. Ce résultat est en accord avec les mesures magnétiques. Ce qui suggère que l'optique linéaire de Super-ACO est bien modélisée. La compensation individuelle des défauts quadripolaires n'a pas pu être vérifiée expérimentalement, car les quadripôles sont alimentés par famille.

Pour ce qui est de l'influence des erreurs sur ces résultats énoncés, il convient de distinguer les erreurs aléatoires des erreurs systématiques :

- Les erreurs aléatoires ne peuvent être estimées qu'en enregistrant régulièrement les matrices-réponse pour une même configuration machine. De plus, la résolution des BPM peut être améliorée si pour chaque mesure de la matrice-réponse, les données sont moyennées sur plusieurs tours. Cette méthode a été utilisée avec succès à l'ALS :

après moyennisation, la résolution des BPM est descendue de  $10\ \mu\text{m}$  à environ  $0.5\ \mu\text{m}$  (communication personnelle, C. Steier).

- Les erreurs systématiques sont en pratique minimisées par le choix de la force des correcteurs. L'influence des nonlinéarités n'est cependant pas complètement supprimée. On peut également s'interroger sur l'influence des quadripôles combinés de Super-ACO.

Nous pouvons également noter que nous avons obtenu les premières mesures expérimentales qualitatives des fonctions optiques lorsque les onduleurs sont fermés. Pour prendre réellement en compte l'effet des insertions, un travail possible consisterait à interfacer le code LOCO avec le code BETA utilisé à Super-ACO.

Enfin, remarquons que le programme LOCO permet également de déduire le couplage de la machine en analysant les matrices-réponse couplées. Cependant des perturbations dipolaires de  $\pm 1\ \text{A}$ , utilisées ici pour enregistrer les matrices-réponse, sont trop faibles pour observer des termes croisés de la matrice-réponse non nuls compte tenu de la faible résolution des BPM.

L'impact de ces résultats sur la compréhension de la dynamique de Super-ACO est faible. Les défauts quadripolaires déduits sont de l'ordre de grandeur de ceux déduits des mesures magnétiques. Or, nous avons vu que l'influence de ces derniers est très faible sur la dynamique du faisceau (cf. chap. 3, section 3.2). Nous avons donc orienté notre recherche dans une autre direction : la mesure expérimentale des glissements des nombres d'ondes avec l'amplitude horizontale en utilisant des mesures tour par tour. Il est important de noter que l'anneau Super-ACO ne dispose pas de BPM tour par tour ; il est équipé uniquement d'un perturbateur horizontal.

## 5.2 Glissements expérimentaux des nombres d'ondes

### Résumé

Le but de cette expérience est de mesurer le glissement des nombres d'ondes avec l'amplitude horizontale afin de caractériser les nonlinéarités de la machine réelle. Une électrode située dans la première section droite de l'anneau est utilisée pour réaliser des mesures tour par tour. Dans un premier temps, on effectue un étalonnage de l'électrode au moyen de déplacements horizontaux (*bumps* statiques). Puis avec l'aide d'un perturbateur (P4 ou P6), on déplace le faisceau sur un tour et on le laisse osciller bêta-troniquement. Le signal collecté sur l'électrode est ensuite analysé en utilisant l'algorithme d'Analyse en Fréquence (Laskar, 1990) dont la convergence rapide permet la détermination de fréquences sur quelques centaines de tours. Ces mesures sont faites pour la machine nominale, onduleurs ouverts, ainsi que pour une optique fortement détériorée (les familles hexapolaires H1 et H2 éteintes) où le phénomène de décohérence est dominant. Les premières courbes expérimentales de la variation des nombres d'ondes avec l'amplitude sont présentées. Le principal résultat est la mise en évidence d'une composante non modélisée de type octupolaire.

### 5.2.1 Etalonnage de l'électrode à 45 degrés

- L'étalonnage de l'électrode dite « à 45 degrés », est réalisé au moyen d'un *bump* statique<sup>18</sup> horizontal dans la première section droite de l'anneau, appelée SD1 (cf. Fig. 5.33), dont l'amplitude varie entre  $x = -11$  mm et  $x = 11$  mm par pas de 1 mm environ.

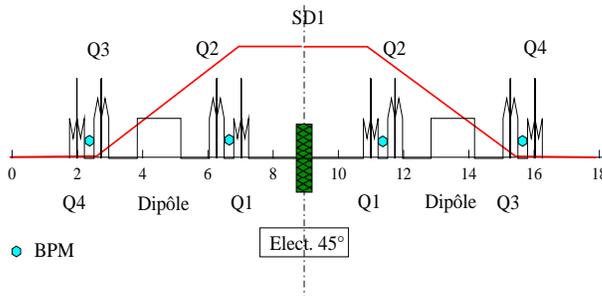


FIG. 5.33: *Bump* statique dans la section droite SD1 de Super-ACO. Les BPM sont situés dans chaque quadripôle.

Mode	monopaquet
$\nu_{x_0}$	4.7222
$\nu_{y_0}$	1.6980
$\tau$ (h)	4.8
I (mA)	18.0 – 13.4

TAB. 5.14: Conditions expérimentales pour l'étalonnage avec des *bumps* statiques de l'électrode à 45 degrés de Super-ACO.

- Les nombres d'ondes sont rattrapés si nécessaire.
- Les onduleurs sont ouverts.
- Le couplage est augmenté à 100 % — en se mettant sur la résonance de couplage — pour allonger la durée de vie de 0.75 h à 4.8 h (cf. paramètres Tab. 5.14).
- Le signal lu sur l'électrode est moyenné et normalisé par le courant.
- L'amplitude du signal est plus grande pour un *bump* positif que négatif car l'électrode est localisée du coté extérieur de l'anneau.
- A courant nul, le signal sur l'électrode vaut en moyenne 26 (en unités arbitraires), quantité retranchée par la suite à toutes les mesures.

<sup>18</sup>Déplacement d'orbite fermée au moyen de correcteurs dipolaires.

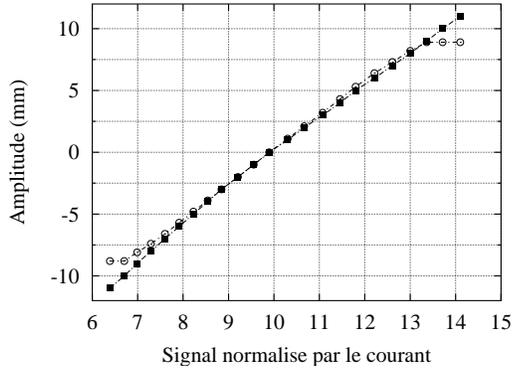


FIG. 5.34: Calibration de l'électrode à 45 degrés en utilisant un *bump* statique horizontal. L'amplitude effective (carrés) est l'amplitude réellement donnée au faisceau alors que la deuxième courbe (cercles) correspond au signal lu sur les BPM en salle de contrôle de Super-ACO.

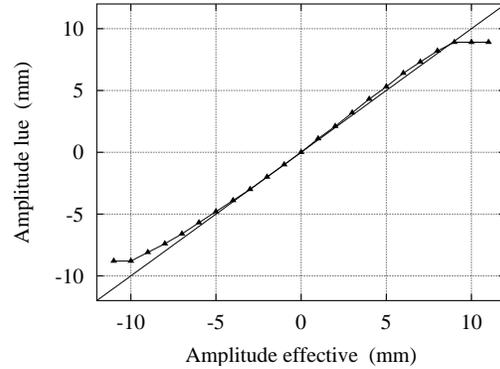


FIG. 5.35: Ecart entre l'amplitude effective et celle lue sur les BPM en salle de contrôle de Super-ACO ; aux grandes amplitudes, les BPM saturent.

- La figure 5.34 donne une correspondance entre le signal normalisé par le courant lu sur l'électrode et l'amplitude du *bump*, alors que la figure 5.35 illustre l'écart entre l'amplitude du *bump* lue en salle de contrôle et l'amplitude effective du *bump* statique :
  - Entre -4 et 2 mm, les valeurs du *bump* lues sur la console et sur l'électrode correspondent parfaitement.
  - Au-delà de 2 mm, on observe des différences jusqu'à 0.5 mm et une saturation à partir de 8.9 mm.
  - Pour des *bumps* négatifs, les écarts sont plus importants puisque pour un *bump* de -8 mm, on lit un déplacement d'orbite fermée de -7 mm, soit un écart de 1 mm ; la saturation est atteinte pour -8.84 mm.
  - A grande amplitude, l'électronique n'est pas symétrique pour des *bumps* positifs et négatifs.
- La relation entre l'amplitude ( $x$ ) et le signal normalisé ( $S$ ) de l'électrode à 45 degrés suit une loi quasi-linéaire entre -7 et +6 mm :

$$x[mm] = 2.8 \times S[mA^{-1}] - 27.95 \quad (5.20)$$

## 5.2.2 Utilisation de l'électrode à 45 degrés : point de fonctionnement nominal

Pour chaque *kick* du perturbateur (aimant dipolaire rapide), on maintient la phase constante par rapport à la synchronisation de référence à des fins de reproductibilité. Les signaux de l'électrode et du perturbateur sont enregistrés tour par tour.

### 5.2.2.1 *Kick* avec le perturbateur P4

- Les *kicks* du perturbateur P4 ont des amplitudes réparties entre 4.48 kV (butée basse en tension du perturbateur) et 13.02 kV (début perte du faisceau) avec un pas d'environ 0.5 kV.
- Le courant stocké dans le paquet est de 9.3 mA tout au long de l'expérience.
- Le minimum de couplage n'a pas été réalisé (cf. conditions expérimentales Tab. 5.15).

Mode	Monopaquet	H1 (A)	54.35
$\nu_x$	4.7274	H2 (A)	100.31
$\nu_y$	1.7005	H3 (A)	198.58
$\xi_x$	1.2	H4 (A)	216.24
$\xi_y$	1.4	Q1 (A)	221.50
QT4 (A)	-0.11	Q2 (A)	400.08
$\Delta\nu$ (kHz)	20	Q3 (A)	379.78
Phase	951	Q4 (A)	216.24

TAB. 5.15: Conditions expérimentales : point de fonctionnement nominal avec le perturbateur P4. Les valeurs de courant des quatre familles de quadripôles ( $Q_i$ ) et d'hexapôles ( $H_i$ ) sont utilisées pour ajuster l'optique de Super-ACO.

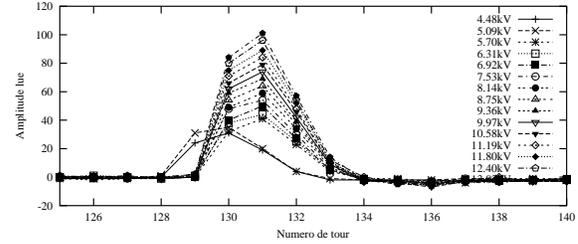


FIG. 5.36: Signal sur le perturbateur P4 entre les tours 125 et 140 pour plusieurs tensions. L'échantillonneur s'est déclenché un tour plus tôt pour les deux premières amplitudes. Un *kick* a en réalité lieu sur 4 tours de la machine Super-ACO.

### Signal du perturbateur P4

- L'échantillonneur s'est déclenché un tour plus tôt (130-ème) pour les deux plus faibles amplitudes (cf. Fig. 5.36).
- Le *kick* n'est pas sur un seul tour mais sur quatre (lié au principe d'injection à Super-ACO).
- On observe un espacement régulier des amplitudes sur le perturbateur P4 : linéarité tension-amplitude.

### Signal sur l'électrode

- Les 131 premiers tours n'ont pas de signal de part de la réponse de l'électronique ; on a donc au plus 900 données consécutives exploitables.
- Deux exemples typiques de signal collecté sur l'électrode à 45 degrés sont illustrés par les figures 5.37 et 5.38 : on notera que le signal est quasi-périodique avec une décohérence du faisceau presque inexistante (la variation des nombres d'ondes avec l'amplitude est faible cf. *infra* Fig. 5.39). Son amplitude est exprimée dans une unité arbitraire (u.a.).

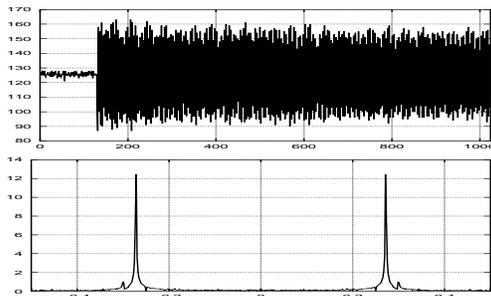


FIG. 5.37: Signal (u.a.) en fonction du nombre de tours pour un *kick* à  $x=4.48$  mm (faible amplitude) et son spectre de Fourier. La décohérence est faible et le signal peu bruité.

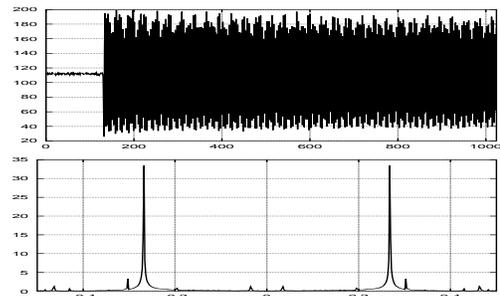


FIG. 5.38: Signal (u.a.) en fonction du nombre de tours pour un *kick* à  $x = 13.02$  kV (grande amplitude) et son spectre de Fourier. La décohérence est faible et le signal peu bruité.

- Idéalement, en utilisant l'étalonnage réalisé avec des *bumps* statiques, on devrait pouvoir obtenir une correspondance entre la tension du perturbateur et le déplacement négatif de l'orbite fermée. En utilisant les données du tableau 5.16 et en extrapolant la formule empirique (Eq. 5.20), une amplitude de 69 sur l'électrode équivaldrait à un déplacement de l'orbite fermée de -25 mm pour une tension de 12.40 kV sur le perturbateur P4. Cette valeur est aberrante sachant que le septum qui constitue un obstacle physique pour le faisceau est situé à -19 mm.

Perturber le faisceau au moyen d'un *bump* statique ou avec un *kick* dipolaire correspondent donc à deux réponses très différentes de l'électrode.

		<i>Bump</i> statique	<i>Kick</i> avec P4
Pour	0 mm	144	100
Pour	-11 mm	85	-
Pour	4.48 kV	-	69
Pour	12.40 kV	-	9

TAB. 5.16: Comparaisons des amplitudes du signal collecté sur l'électrode à 45 degrés pour un *bump* statique (mm) ou un *kick* (kV) avec le perturbateur P4.

- Observations générales :
  - Le signal est peu bruité (cf. spectre Fig. 5.37).
  - La décohérence est presque nulle même pour un *kick* de  $x = 13.2$  kV (cf. Fig. 5.38).
  - Les deux nombres d'ondes sont parfaitement identifiables (cf. couplage).
- La variation des nombres d'ondes avec l'amplitude horizontale est calculée en utilisant l'Analyse en Fréquence (Laskar, 1990) d'abord directement en analysant le signal de l'électrode à 45 degrés (Fig. 5.39), puis théoriquement à partir d'une maille de Super-ACO (Fig. 5.40). Seule la partie fractionnaire des fréquences est déterminée avec une précision ( $\Delta\nu = (\frac{1}{N})^k$ ) où  $N$  est le nombre de tours contenant du signal. Pour une transformée de Fourier rapide (FFT) traditionnelle  $k$  vaut 1 alors que pour l'Analyse en Fréquence  $k$  vaut 4.
- En faisant l'hypothèse que le point de fonctionnement de départ est celui mesuré à l'oscilloscope (en salle de contrôle) : ( $\nu_x = 4.7274$ ,  $\nu_y = 1.7005$ ), la variation théorique des nombres d'ondes est calculée en utilisant le code de calcul MAD version 8 [56].

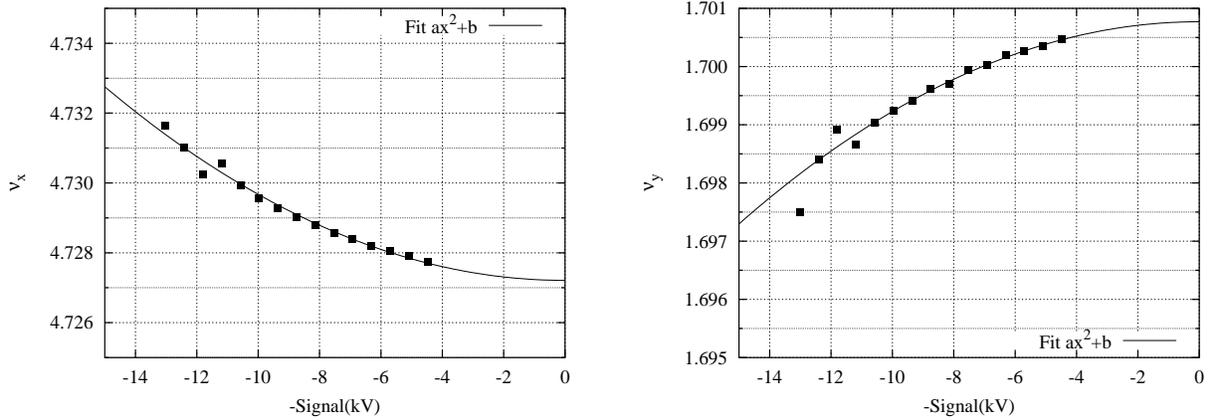


FIG. 5.39: Variation expérimentale (carrés) des nombres d'ondes  $\nu_x$  (à gauche) et  $\nu_y$  (à droite) avec l'amplitude horizontale. Dans chacun des cas, la variation du nombre d'ondes est quadratique avec l'amplitude.

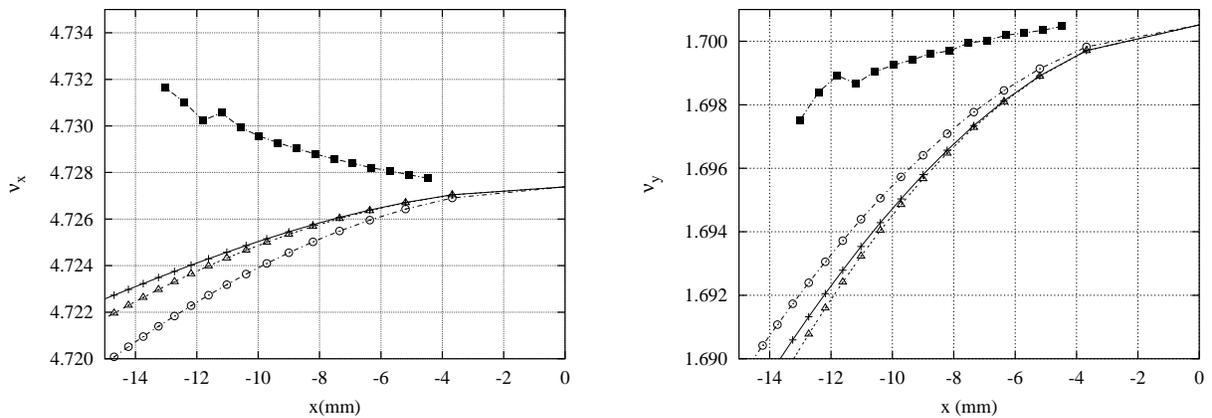


FIG. 5.40: Variation théorique des nombres d'ondes  $\nu_x$  (à gauche) et  $\nu_y$  (à droite) avec l'amplitude horizontale pour différents modèles de Super-ACO et comparaison à l'expérience (carrés) : modèle avec les chromaticités expérimentales (triangles), influence des décapôles (croix), modèle avec les courants mesurés des hexapôles (cercles). Quelque soit le modèle utilisé, le sens de variation de  $\nu_x$  est opposée à celui mesuré.

- Les différents modèles étudiés sont :
  - une maille ajustée sur les chromaticités et nombres d'ondes expérimentaux. La relation liant la force des hexapôles (H) à celle des décapôles (LD) est<sup>19</sup> :

$$LD = -27 \times H$$

- une maille avec les valeurs expérimentales de courants des hexapôles : les nouvelles chromaticités, ( $\xi_x = 2.45$ ,  $\xi_y = -0.45$ ), sont très différentes des chromaticités mesurées en particulier dans le plan horizontal (défaut de chromaticité naturelle non modélisé).
- une maille nominale sans lentille décapolaire.

<sup>19</sup>En prenant comme relation de proportionnalité  $LD = -72 \times H$ , les résultats sont presque identiques car l'influence des lentilles décapolaires est faible aux petites amplitudes.

- une maille avec les valeurs de courant mesuré dans les quadripôles : dans ce cas le point de fonctionnement devient ( $\nu_x = 4.7208$ ,  $\nu_y = 1.6998$ ). L'écart peut paraître faible par rapport au cas précédent, cependant les 4 chiffres significatifs ont toute leur importance du fait de la précision des mesures en salle de contrôle avec l'oscilloscope et de la précision de l'Analyse en Fréquence.
- Plusieurs points doivent être observés :
  - On peut ajuster les courbes en fréquences à l'aide d'une fonction quadratique,  $\nu = \nu_0 + Ax^2$  : c'est la première contribution au glissement des nombres d'ondes avec l'amplitude (cf. Fig. 5.39)

$$\begin{cases} \nu_x = (-2.46 \pm 0.09) 10^{-5} x^2 + 4.7274 \pm 0.00009 \\ \nu_y = (-1.54 \pm 0.03) 10^{-5} x^2 + 1.7007 \pm 0.00002 \end{cases} \quad (5.21)$$

Ces résultats permettent de proposer pour la calibration du perturbateur P4, la relation entre sa tension et l'amplitude imprimée au faisceau :

$$\boxed{1 \text{ kV} \iff 1 \text{ mm}} \quad (5.22)$$

- Sur la courbe expérimentale de  $\nu_x$ , il semble y avoir vers  $x = 11$  mm une perturbation de la dynamique du faisceau — ce n'est pas une erreur sur l'amplitude du *kick* cf. Fig. 5.36, ni *a posteriori* une résonance car cette irrégularité de la courbe en fréquence n'est pas observée avec le perturbateur P6 (cf. Fig. 5.45) —
- La durée de vie commence à chuter pour une tension de 13.02 kV : le bord de l'ouverture dynamique est atteint.
- Dans tous les cas, la variation de  $\nu_x$  est opposée entre la théorie et l'expérience (cf. Fig. 5.40). Celle de  $\nu_y$  est décroissante avec l'amplitude mais avec une pente beaucoup plus importante dans le modèle de Super-ACO.
- Les variations des nombres d'ondes sont faibles (cf. échelle verticale) pour l'ensemble des courbes présentées.
- La différence des glissements des nombres d'ondes entre le modèle et la mesure (Fig. 5.41) suit une loi quadratique de l'amplitude horizontale (ou encore linéaire en l'action). Nous avons essayé d'introduire dans le modèle de Super-ACO de nouveaux multipôles caractérisant les défauts des différents aimants (voir les mesures magnétiques *in* Barthès *et al.*, 1990). Après de nombreux essais, il s'avère qu'une composante de **type octupolaire**<sup>20</sup> permet de retrouver la loi de variation du nombre d'ondes horizontal  $\nu_x$ .

---

<sup>20</sup>L'introduction d'un terme hexapolaire est impossible sans diminution drastique de l'ouverture dynamique. Les multipôles d'ordre supérieur à quatre ont été écartés, car leur influence est trop faible aux amplitudes considérées.

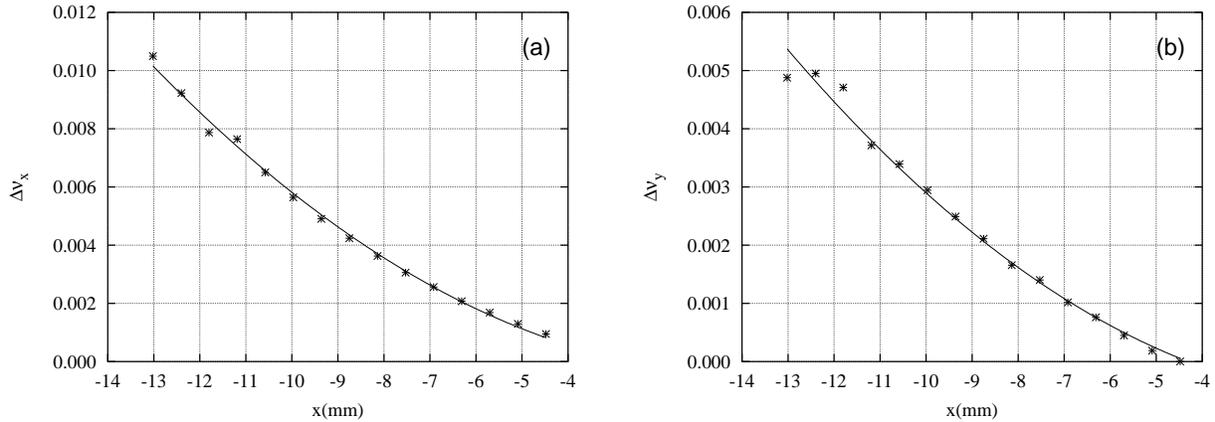


FIG. 5.41: Différence (étoiles) des nombres d'ondes  $\nu_x$  (a) et  $\nu_y$  (b) mesurés et prédits par le modèle de Super-ACO. La loi ajustement (ligne) est dans les deux cas quadratique avec l'amplitude horizontale.

- Une modification du modèle de Super-ACO est proposée : l'introduction des défauts octupolaires créés par les familles de quadripôles.
- La contribution octupolaire est aléatoire et faible (Barthès *et al.*, 1990). P. Brunelle avait néanmoins proposé en 1999 comme relation entre les gradients ( $K$ ) des quadripôles et leur octupôle ( $LO$ ) lors d'une étude expérimentale de la variation du nombre d'ondes avec l'énergie de la machine :

$$LO = 0.26 \times K \quad (5.23)$$

- Différents modèles correspondant à différents jeux d'octupôles ont été testés (cf. Fig. 5.42).
- L'ajustement à l'expérience suggère une contribution octupolaire environ deux fois plus grande :

$$LO = 0.55 \times K \quad (5.24)$$

- La correction n'a pratiquement pas d'effet sur la variation du nombre d'ondes vertical avec l'amplitude horizontale. En effet, le Hamiltonien d'un octupôle droit de force  $LO$  peut s'écrire :

$$H^{octu} = \frac{LO}{4}(x^4 - 6x^2y^2 + y^4) \quad (5.25)$$

Il apparaît immédiatement que pour  $y$  petit, l'effet est négligeable sur  $\nu_y$ .

- La différence encore existante entre la théorie et la mesure pour le nombre d'ondes vertical  $\nu_y$  pourrait provenir d'un terme hexapolaire (cf. Fig. 5.41) non modélisé. Cependant l'introduction d'hexapôles tournés ne permet pas d'expliquer cette différence.

## 5.2. GLISSEMENTS EXPÉRIMENTAUX DES NOMBRES D'ONDES

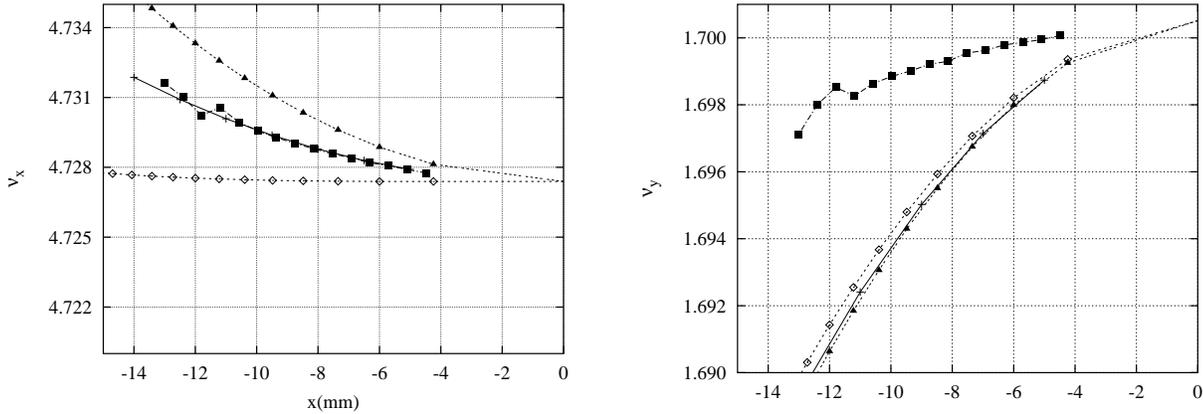


FIG. 5.42: Variation des nombres d'ondes  $\nu_x$  (à gauche) et  $\nu_y$  (à droite) avec l'amplitude  $x$  pour différents modèles de Super-ACO incluant une composante octupolaire. La force des octupôles est proportionnelle à celle des quadripôles : les facteurs de proportionnalité sont 0.26 (losanges), 0.55 (croix) et 0.8 (triangles). Si l'octupôle permet de retrouver le bon comportement pour  $\nu_x$ , le désaccord reste grand pour  $\nu_y$  avec la mesure (carrés).

- Notons qu'il est assez arbitraire de supposer que toute la composante octupolaire provient uniquement des quadripôles. En effet, on peut affirmer que :
  - il est impossible avec les expériences réalisées, de pouvoir localiser les éléments magnétiques de l'anneau qui ont une composante octupolaire, mais,
  - une contribution importante est créée par les quadripôles, car elle est corrélée au gradient des quadripôles et n'est presque pas modifiée lorsque les hexapôles sont éteints (cf. *infra*) ;
  - les champs de fuite des quadripôles créent une composante pseudo-octupolaire non modélisée (cf. section 5.2.3.2).

### 5.2.2.2 Kick avec le perturbateur P6

- L'expérience précédente est refaite en utilisant le perturbateur P6 et en faisant le minimum de couplage (cf. paramètres Tab. 5.17).

$\nu_x$	4.7274	$H1$ (A)	54.35
$\nu_y$	1.7000	$H2$ (A)	100.31
$\xi_x$	1.2	$H3$ (A)	198.58
$\xi_y$	1.4	$H4$ (A)	216.24
$QT4$ (A)	-0.54	$QT6$ (A)	-0.37
$\Delta\nu$ (kHz)	2	Phase	800

TAB. 5.17: Conditions expérimentales pour le modèle de Super-ACO. Valeurs des courants mesurés dans les alimentations des quadripôles et hexapôles pour calibrer le modèle de Super-ACO.

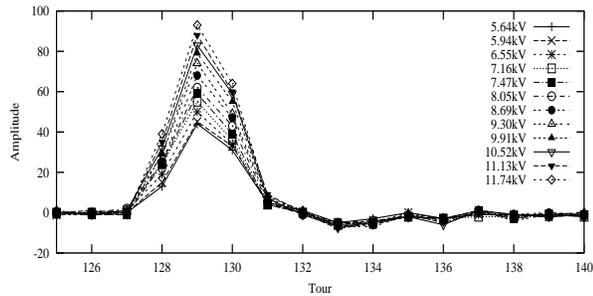


FIG. 5.43: Signal (u.a.) sur le perturbateur P6 de Super-ACO entre les tours 125 et 140. Le *kick* a lieu sur 3 tours consécutifs.

- Les amplitudes des *kicks* vont de 5.64 kV (butée basse) à 11.74 kV (début perte du faisceau) par pas de 0.5 kV environ.
- Le courant varie de 8.3 mA à 7.3 mA au cours des mesures.

### Signal sur perturbateur P6

- Les deux premiers *kicks* ont presque la même amplitude (Fig. 5.43).
- L'échantillonneur se déclenche au 129-ème tour à chaque fois.
- On observe un espacement régulier des amplitudes sur P6 : linéarité tension-amplitude.
- En théorie, les perturbateurs P4 et P6 sont identiques cependant :
  - pour une même tension, le perturbateur P6 donne une amplitude plus grande au faisceau (cf. Fig. 5.44). La loi de conversion entre la tension de P4 et P6, à amplitude constante, est :

$$V_{P6} \approx V_{P4} + 0.65 \text{ [kV]} \quad (5.26)$$

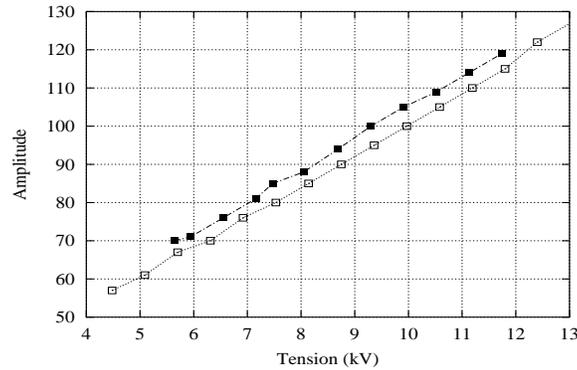


FIG. 5.44: Comparaison des amplitudes (u.a.) des signaux lus sur les perturbateurs P4 (cercles) et P6 (carrés) en fonction de la tension appliquée. La réponse est dans les deux cas linéaire. Pour que les deux courbes se superposent, il est nécessaire d'introduire un décalage de 0.65 kV (lié à l'étalonnage de la réponse des perturbateur de Super-ACO).

- la limite de l'ouverture dynamique est atteinte avec une amplitude plus faible (11.74 kV) pour le perturbateur P6 que pour le perturbateur P4 (13.02 kV). Cet écart ne peut pas s'expliquer uniquement par le point précédent, il est également nécessaire que les paramètres de Twiss soient distincts dans les sections droites SD4 et SD6.

### Signal sur l'électrode

- Le nombre d'ondes vertical n'est plus observé, car le minimum de couplage est réalisé.
- En comparant les deux courbes en fréquence  $\nu_x$  obtenues après perturbation du faisceau avec P4 et P6 et après correction des tensions, on observe que les courbes ne se superposent pas (Fig. 5.45).
- Le nombre d'ondes horizontal doit suivre la même loi de variation qu'avec le perturbateur P4, car les expériences réalisées avec les deux perturbateurs sont identiques ; les deux courbes en fréquence sont superposables (Fig. 5.46) si l'on admet une nouvelle correction de la loi de conversion (Eq. 5.26) :

$$V_{P6} \approx V_{P4} + 0.65 + 0.95 \text{ [kV]} \quad (5.27)$$

## 5.2. GLISSEMENTS EXPÉRIMENTAUX DES NOMBRES D'ONDES

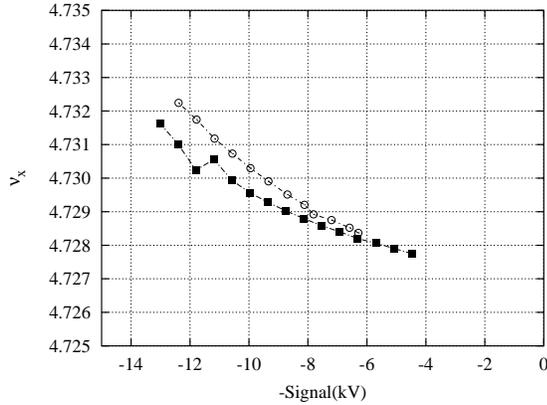


FIG. 5.45: Comparaison de la variation du nombre d'ondes horizontal expérimental en fonction de l'amplitude : perturbateurs P6 (carrés) et P4 (cercles) de Super-ACO.

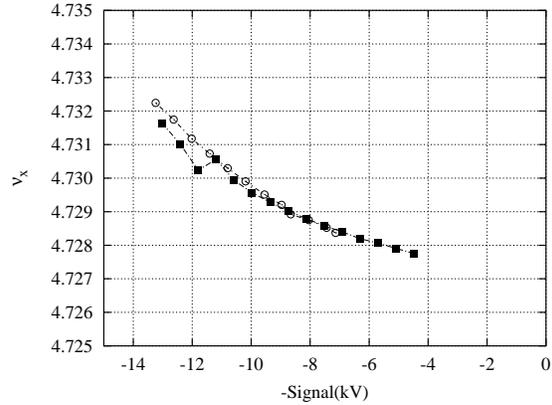


FIG. 5.46: Comparaison de la variation du nombre d'ondes horizontal expérimental en fonction de l'amplitude : perturbateurs P4 (cercles) et P6 (carrés) de Super-ACO avec nouvelle correction.

### 5.2.2.3 Utilisation de l'électrode à 45 degrés : familles H1 et H2 éteintes

- On a éteint les familles d'hexapôles H1 et H2 afin d'augmenter la variation des nombres d'ondes avec l'amplitude : l'ouverture dynamique est ainsi réduite et la décohérence du faisceau plus rapide.

$\nu_x$	4.7280
$\nu_y$	1.6996
$\xi_x$	1.8
$\xi_y$	1.3
$QT4$ (A)	0.24
$QT6$ (A)	-0.06
Phase	950

TAB. 5.18: Conditions expérimentales utilisées pour ajuster le modèle de Super-ACO. Valeurs des courants des quadripôles tournés pour obtenir le minimum de couplage. Les chromaticités sont élevées dans les deux plans.

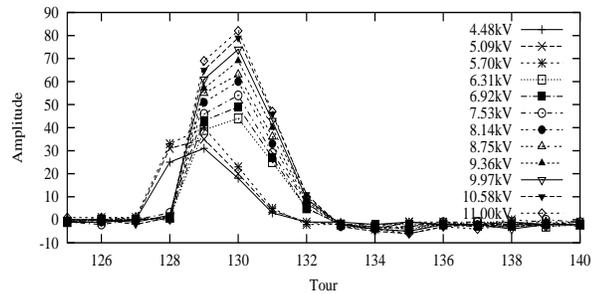


FIG. 5.47: Signal (u.a.) sur le perturbateur P4 de Super-ACO entre les tours 125 et 140. L'échantillonneur se déclenche un tour plus tôt pour les trois premières amplitudes. La réponse du perturbateur est une fonction linéaire de la tension appliquée à ses bornes.

- Le minimum de couplage est réalisé (cf. paramètres Tab. 5.18).
- On observe une fluctuation inexplicée de l'orbite contrairement au cas précédent avec les hexapôles allumés.

### Signal sur perturbateur P4

- L'échantillonneur se déclenche au 129-ème tour pour les 3 premiers *kicks* et au 130-ème pour les suivants.
- On observe un espacement régulier des amplitudes sur P4 : linéarité tension-amplitude.
- Le fait de prendre une même phase de 950, permet d'obtenir une parfaite reproductibilité des *kicks* générés par le perturbateur P4 (comparer les figures 5.36 et 5.47).

### Signal sur l'électrode

- Les forces des familles d'hexapôles H1 et H2 sont en pratique ajustées afin de réduire l'influence des résonances d'ordre 3 alors que les familles H3 et H4 servent à ajuster les chromaticités horizontale et verticale.
- La décohérence :
  - lorsque le faisceau est déplacé transversalement d'un angle  $\Delta x'$ , un phénomène de décohérence intervient du fait du léger déphasage existant entre chaque particule d'un paquet. Ce déphasage provient de la dispersion des nombres d'ondes avec l'amplitude, chaque particule ayant une énergie et une amplitude légèrement différentes des particules voisines ; si au premier ordre, on écrit :

$$\nu_x = \nu_{x0} - \mu(q^2 + p^2) + \xi \frac{\Delta E}{E} \quad (5.28)$$

avec  $q = \frac{x}{\sigma_x}$  et  $p = \frac{(\alpha_x x + \beta_x x')}{\sigma_x}$  où  $\beta_x$  et  $\alpha_x$  sont les paramètres de Twiss. Si l'on considère une distribution gaussienne d'écart type  $\sigma_x$  des amplitudes  $(x, x')$  et si l'on néglige le couplage (x-y), l'amortissement, l'excitation quantique et les interactions entre particules, alors l'évolution du centroïde du faisceau suit la loi<sup>21</sup> :

$$\langle q \rangle + j \langle p \rangle = \frac{jZF(N)}{(1-j\theta)^2} \exp \left( j \left( 2\pi\nu_0 N + \frac{Z^2}{2} \frac{j\theta}{1-j\theta} \right) \right) \quad (5.29)$$

où  $N$  est le numéro du tour après le *kick* d'amplitude  $Z = \beta_x \frac{\Delta x'}{\sigma_x}$ ,  $\theta = 4\pi\mu N$  et  $F(N)$  le facteur chromatique défini par :

$$F(N) = \exp \left( -2 \left( \frac{\xi\sigma_E}{\nu_s} \right)^2 \sin^2(\pi N\nu_s) \right) \quad (5.30)$$

avec  $\nu_s$  la fréquence synchrotron et  $\sigma_E$  la dispersion en énergie.

- Plusieurs exemples de signal avec une décohérence du faisceau sont présentés sur la figure 5.48. A faible amplitude, la décohérence a lieu sur 500 tours, à grande amplitude sur 100 tours (observation de  $\nu_s = 0.0034$ , le facteur chromatique  $F(N)$  est  $(\frac{1}{\nu_s} = 380)$ -tours périodique).
- On commence à perdre fortement le faisceau dès 10.58 kV, ce qui traduit une ouverture dynamique plus petite que précédemment en accord avec la théorie : l'ouverture dynamique théorique a été calculée en comparaison avec le cas nominal (Fig. 5.49). Les calculs d'ouverture dynamique ont été effectués avec le code de calcul BETA en intégrant les trajectoires sur 1 000 tours consécutifs<sup>22</sup>.

Plusieurs constatations sont à faire :

<sup>21</sup>Une description complète de la décohérence a été donnée au chapitre 4.

<sup>22</sup>A faible amplitude  $|x| \leq 20$  mm, les codes de calculs BETA et MAD sont compatibles pour une machine à faible rayon de courbure comme Super-ACO.

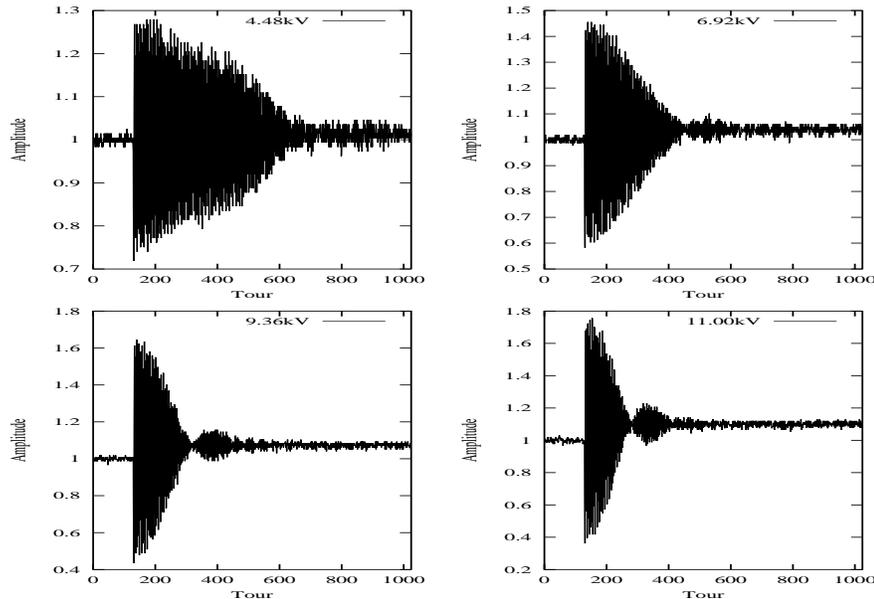


FIG. 5.48: Décohérence du faisceau de Super-ACO en fonction du nombre de tours pour différentes valeurs de *kick* du perturbateur P4. Le signal (u.a.) présente une décohérence rapide : 500 tours à faible amplitude (4.48 kV) et 100 tours à grande amplitude (11 kV). Au-delà, le signal est noyé dans le bruit.

- l'ouverture dynamique est réduite à  $[-27, 25] \times [-19, 19]$  mm pour la machine nominale (*i.e.* avec toutes les hexapôles allumés). Cette faible valeur s'explique principalement par les valeurs de chromaticités expérimentales non nulles et ici élevées dans les deux plans (cf. Tab. 5.18). L'introduction de multipôles (décapôles, dodécapôles, correcteurs) n'a que peu d'influence sur les dimensions.
- l'ouverture dynamique est encore réduite si les familles hexapolaires H1 et H2 sont éteintes :  $[-11, 11] \times [-15, 15]$  mm, soit une réduction d'un facteur deux horizontalement, ce qui est très proche de l'expérience.
- Comme dans la première partie, la variation de  $\nu_x$  avec l'amplitude horizontale est calculée pour différents modèles de Super-ACO et comparée avec l'expérience (cf. Fig. 5.50).
  - On constate tout d'abord que la variation du nombre d'ondes  $\nu_x$  avec l'amplitude  $x$  est **inversée** lorsque les familles hexapolaires H1 et H2 sont éteintes.
  - Seule l'introduction d'une composante de type octupolaire forte permet d'une part retrouver la bonne loi de variation quadratique de  $\nu_x$  (comparer les courbes avec et sans octupôles Fig. 5.39 et 5.50) et d'autre part d'expliquer l'inversion du sens de variation de la courbe en fréquence  $\nu_x(x)$ .
  - Il est remarquable que la même composante octupolaire ( $LO = 0.55 \times K$ ) suffisent pour retrouver la bonne loi de variation : les hexapôles contribuent donc peu ou prou à la composante octupolaire.
  - La variation des nombres d'ondes  $\Delta\nu_x$  en fonction de l'amplitude ( $x$ ) est très forte :  $\Delta\nu_x = 1.38 \times 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$  contre  $\Delta\nu_x = 5.8 \times 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$  (réglage nominal).

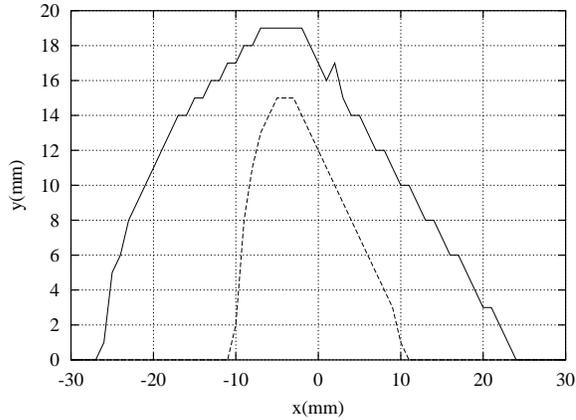


FIG. 5.49: Influence des familles d'hexapôles H1 et H2 sur les dimensions de l'ouverture dynamique de Super-ACO — hexapôles allumés : trait continu, éteints : trait pointillé —. Les dimensions réduites d'un facteur deux sont proches de celles mesurées en expérience dans le plan horizontal.

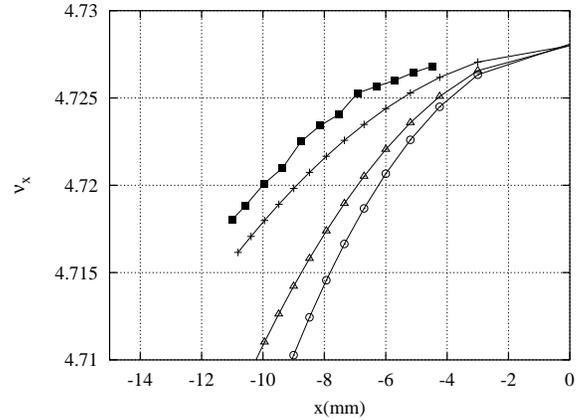


FIG. 5.50: Variation du nombre d'ondes horizontal  $\nu_x$  avec l'amplitude horizontale. Modèles de Super-ACO avec les chromaticités expérimentales (triangles), les courants hexapolaires mesurés (cercles). Seule l'introduction de composante octupolaire précédemment proposée (croix) permet de retrouver la bonne loi de variation (carrés).

## 5.2.3 Vers un nouveau modèle de Super-ACO

### 5.2.3.1 Observations

Ces résultats constituent pour Super-ACO les premières mesures tour par tour ainsi que les premières mesures de la variation des nombres d'ondes avec l'amplitude horizontale.

La modélisation actuelle de Super-ACO ne permet pas d'expliquer :

- le sens de variation de  $\nu_x$  en fonction de  $x$  sans l'introduction d'une composante forte de type octupolaire. Dans la présente étude, seuls les octupôles des quadripôles ont été introduits. Cependant d'autres éléments magnétiques de l'anneau peuvent créer un octupôle :
  - les coins des dipôles créent un pseudo-octupôle mais il est pratiquement impossible de déduire sa contribution expérimentale.
  - les hexapôles mais leurs contributions doivent être plus faibles que celles provenant des quadripôles. En effet la force de ces octupôles doit être proportionnelle à celle des hexapôles. Or lorsque les familles H1 et H2, les deux familles hexapolaires les plus fortes, sont éteintes la contribution générale octupolaire n'a pas besoin d'être modifiée pour ajuster le modèle sur l'expérience.
  - les champs de fuite des quadripôles (cf. *infra*).
- la pente du nombre d'ondes vertical,  $\nu_y$ , fonction de l'amplitude horizontale. Une tentative d'introduction d'un hexapôle tourné dans les quadripôles ne permet pas de résoudre ce problème.

- les chromaticités mesurées ne sont pas en accord avec celles calculées en utilisant le logiciel BETA. Cette différence doit certainement être expliquée en partie par l'algorithme de calcul de la chromaticité qui est écrit pour les machines à grand rayon de courbure : ce n'est pas le cas pour Super-ACO. Ce problème est connu dans la littérature.
- le début de perte du faisceau vers  $x \approx -13$  mm.

### 5.2.3.2 Champs de fuite des quadripôles

Le problème majeur que nous souhaitons résoudre est de comprendre quelle est l'origine de la composante octupolaire observée. La valeur proposée est trop importante pour pouvoir être expliquée par la composante aléatoire des octupôles de défauts des hexapôles. Nous allons montrer que les champs de fuite des quadripôles permettent d'expliquer les observations expérimentales.

**Théorie des perturbations et glissements des nombres d'ondes :** L'expression des champs de fuite a déjà été étudiée par de nombreux auteurs. Sa formulation générale peut être déduite de l'expression générale du champ magnétique en partant des équations de Maxwell — voir par exemple, l'article complet de Papaphilippou, Wei et Talman (2001) —.

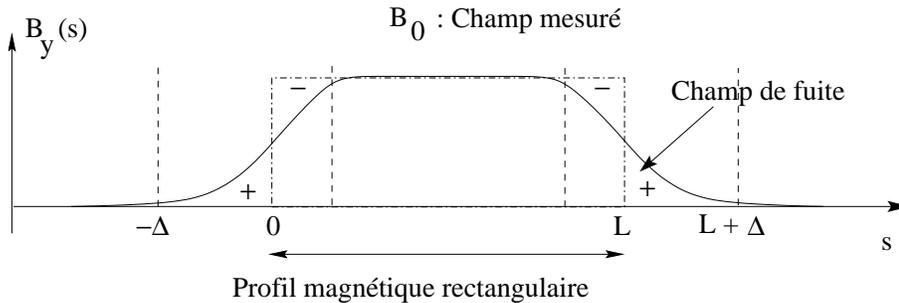


FIG. 5.51: Schéma du profil magnétique longitudinal d'un aimant de longueur  $L$ . En approximation *hard-edge*, le champ magnétique est constant dans l'élément et nul à l'extérieur. En réalité, le champ magnétique décroît jusqu'à une valeur nulle de part et d'autre sur une longueur  $\Delta$  : on parle de *champ de fuite*.

Pour calculer le glissement des nombres d'ondes induits par les champs de fuite du quadripôles, nous utilisons une théorie de perturbation. Nous admettons la forme de la perturbation  $\tilde{H}$  qui a été établie rigoureusement par Zimmermann<sup>23</sup> (2000) pour un quadripôle dont les champs de fuite s'étendent de part et d'autre de l'aimant sur une longueur  $\Delta$  :

$$\tilde{H} = \tilde{H}_1 + \tilde{H}_2 \quad (5.31)$$

avec en coordonnées rectangulaires, en ne gardant que les termes significatifs :

$$\begin{cases} \tilde{H}_1 & \approx \frac{1}{12}(K_Q l_Q) K_Q [x^4 + 6x^2 y^2 + y^4] \\ \tilde{H}_2 & \approx \frac{5}{12} \Delta^2 K_Q^2 (K_Q l_Q) [x^4 - y^4] \end{cases} \quad (5.32)$$

<sup>23</sup>Parallèlement, Papaphilippou et Abell ont établi l'expression des champs de fuite pour la Source de Neutrons de Spallation (SNS) du *Brookhaven National Laboratory* (2000)

où  $K_Q$  est le gradient du quadripôle et  $l_Q$  sa longueur effective.

En utilisant les variables angles-actions,  $x = \sqrt{2I_x\beta_x} \cos \phi_x$  et  $y = \sqrt{2I_y\beta_y} \cos \phi_y$ , le Hamiltonien moyenné devient en sommant sur tous les quadripôles de la machine (Zimmermann, 2000) :

$$\begin{aligned} \langle \tilde{H}_1 \rangle \approx & \frac{1}{8} \sum_Q (K_Q l_Q) K_Q [\beta_{x,Q}^2 I_x^2 + 4\beta_{x,Q}\beta_{y,Q} I_x I_y + \beta_{y,Q}^2 I_y^2] \\ & + \frac{5}{8} \sum_Q \Delta^2 K_Q^2 (K_Q l_Q) [\beta_{x,Q}^2 I_x^2 - \beta_{y,Q}^2 I_y^2] \end{aligned} \quad (5.33)$$

Les glissements nombres d'ondes s'obtiennent par définition en dérivant  $\langle \tilde{H}_1 \rangle$  par rapport aux actions  $I_x$  et  $I_y$  :

$$\Delta\nu_u = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \langle \tilde{H}_1 \rangle}{\partial I_u}, \quad u = x, y \quad (5.34)$$

soit :

$$\Delta\nu_x \approx \frac{1}{8\pi} \sum_Q (K_Q l_Q) K_Q [\beta_{x,Q}^2 I_x + 2\beta_{x,Q}\beta_{y,Q} I_y] + \frac{5}{8\pi} \sum_Q \Delta^2 K_Q^2 (K_Q l_Q) \beta_{x,Q}^2 I_x \quad (5.35)$$

et :

$$\Delta\nu_y \approx \frac{1}{8\pi} \sum_Q (K_Q l_Q) K_Q [\beta_{y,Q}^2 I_y + 2\beta_{x,Q}\beta_{y,Q} I_x] - \frac{5}{8\pi} \sum_Q \Delta^2 K_Q^2 (K_Q l_Q) \beta_{y,Q}^2 I_y \quad (5.36)$$

**Application à Super-ACO :** Pour Super-ACO, en prenant pour les applications numériques  $\Delta = 0.25$  m,  $l_Q = 0.4532$  m et les valeurs expérimentales des gradients des quadripôles (cf. Tab. 5.42), les glissements des nombres d'ondes sont :

$$\Delta\nu_x = 322 \frac{x^2}{\beta_{elect.}} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_y = 152 \frac{x^2}{\beta_{elect.}} \quad (5.37)$$

où  $\beta_{elect.}$  est l'expression de la fonction  $\beta_x$  au niveau de l'électrode à 45 degrés.

La contribution des pseudo-octupôles des champs de fuite des quadripôles est tracée sur la figure 5.52. La théorie et l'expérience sont en accord : les glissements des nombres d'ondes sont pratiquement ceux mesurés. Il est également possible d'ajuster la composante pseudo-octupolaire pour obtenir un accord parfait avec les mesures (cf. Fig. 5.52) :

$$\Delta\nu_x^{ajus} = 311 \frac{x^2}{\beta_{elect.}} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_y^{ajus} = 180 \frac{x^2}{\beta_{elect.}} \quad (5.38)$$

Les écarts entre les valeurs de ces glissements de nombres d'ondes théoriques et mesurés sont de 3.5% pour  $\nu_x$  et 18% pour  $\nu_y$ . Ces résultats sont compatibles avec l'incertitude sur les valeurs expérimentales des fonctions  $\beta$  (perturbation de l'optique linéaire et couplage non modélisés).

## 5.2. GLISSEMENTS EXPÉRIMENTAUX DES NOMBRES D'ONDES

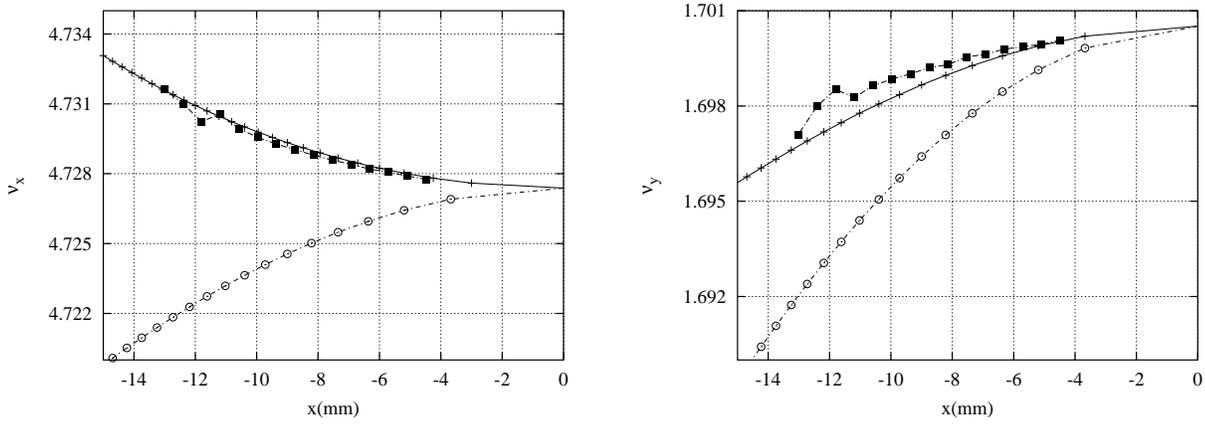


FIG. 5.52: Variation des nombres d'ondes  $\nu_x(x)$  et  $\nu_y(x)$  en fonction de l'amplitude horizontale  $x$ . Sans pseudo-octupôle, le désaccord (cercles) avec la mesure (carrés) est important (sens de variation opposé pour  $\nu_x$ ). L'introduction du pseudo-octupôle (croix) induit par les champs de fuite des quadripôles de Super-ACO permet de trouver des glissements des nombres très proches de la mesure dans les deux plans. Glissements des nombres d'ondes induits :  $(\Delta\nu_x = 322 \frac{x^2}{\beta_{elect.}}$  et  $\Delta\nu_y = 152 \frac{x^2}{\beta_{elect.}}$ ).

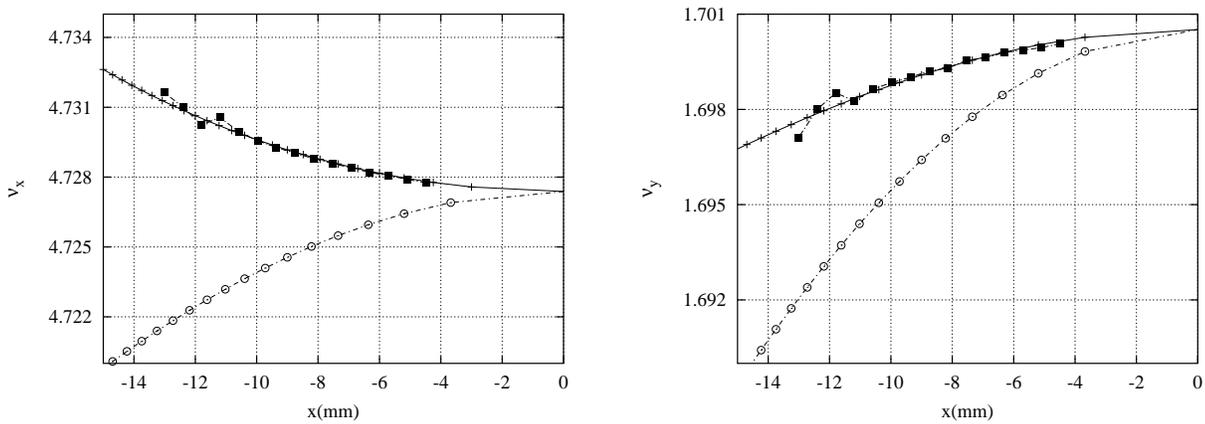


FIG. 5.53: Comparaison de la variation des nombres d'ondes  $\nu_x(x)$  et  $\nu_y(x)$  en fonction de l'amplitude horizontale. Après ajustement des pseudo-octupôles de Super-ACO (croix) sur la mesure (carrés), les accords sont excellents contrairement au modèle sans pseudo-octupôle (cercles). Glissements des nombres d'ondes induits :  $(\Delta\nu_x^{ajus} = 311 \frac{x^2}{\beta_{elect.}}$  et  $\Delta\nu_y^{ajus} = 180 \frac{x^2}{\beta_{elect.}}$ ).

**Modélisation en algèbre de Lie :** Il est possible de modéliser ces champs de fuite en utilisant l'algèbre de Lie. En 1998, Forest et Milutinović ont établi l'expression de l'application de transfert  $\mathcal{F}$  du champ de fuite, pour un quadripôle de gradient  $b_2$  (voir aussi Forest, 1998) :

$$\mathbf{x}^f = \mathcal{F}\mathbf{x}^i = \exp(sL_{f_{\pm}})\mathbf{x}^i \quad (5.39)$$

avec  $f_{\pm} = \pm \frac{b_2}{12(1+\delta)}(y^3 p_y - x^3 p_x + 3x^2 y p_y - 3y^2 x p_x)$ .

$$\mathcal{F} : \begin{cases} x^f &= x^i \pm \frac{sb_2}{12(1+\delta)}((x^i)^3 + 3(y^i)^2 x^i) \\ y^f &= y^i \mp \frac{sb_2}{12(1+\delta)}((y^i)^3 + 3(x^i)^2 y^i) \\ \delta^f &= \delta \end{cases} \quad \begin{cases} p_x^f &= p_x^i \pm \frac{sb_2}{4(1+\delta)}(2x^i y^i p_y^i - (x^i)^2 p_x^i - (y^i)^2 p_x^i) \\ p_y^f &= p_y^i \mp \frac{sb_2}{4(1+\delta)}(2x^i y^i p_x^i - (y^i)^2 p_y^i - (x^i)^2 p_y^i) \\ l^f &= l^i - \frac{sf_{\pm}}{1+\delta} \end{cases} \quad (5.40)$$

avec  $(x, p_x)$ ,  $(y, p_y)$  et  $(l, \delta)$  les couples de variables canoniques.

### 5.2.3.3 Conséquences sur la dynamique globale

Pour illustrer l'influence de la contribution des pseudo-octupôles<sup>24</sup> sur la dynamique globale de Super-ACO, différentes cartes en fréquences de l'anneau ont été calculées, accompagnées de la demi-ouverture dynamique correspondante.

#### 1. Machine sans octupôle : Fig. 5.54 et Fig. B.6

Le point de fonctionnement ( $\nu_x = 4.7274$ ,  $\nu_y = 1.7005$ ) est le coin supérieur droit de la carte. Le bord extérieur supérieur (resp. inférieur) correspond à la variation du nombre d'ondes vertical avec  $y$  (resp. nombre d'ondes horizontal avec  $x$ ). La carte en fréquence est repliée sur elle-même. L'ouverture dynamique est réduite car les chromaticités sont élevées dans les deux plans. La résonance  $3\nu_y = 5$  est traversée à grande amplitude,  $x \approx -24$  mm.

#### 2. Machine avec octupôles : Fig. 5.55 et Fig. B.7

La carte en fréquence est complètement différente lorsqu'une composante octupolaire  $LO = 0.55 \times K$  est introduite dans le modèle. Le sens de variation de  $\nu_x$  est inversé, d'autres résonances apparaissent mais globalement leur coefficient d'excitation est assez faible. Les dimensions de l'ouverture dynamique sont comparables au cas sans octupôle.

---

<sup>24</sup>Pour cette étude, en toute rigueur, la composante octupolaire a été modélisée par des lentilles octupolaires minces et non par le champ de fuite que nous venons de présenter. Les cartes en fréquence seront faiblement modifiées.

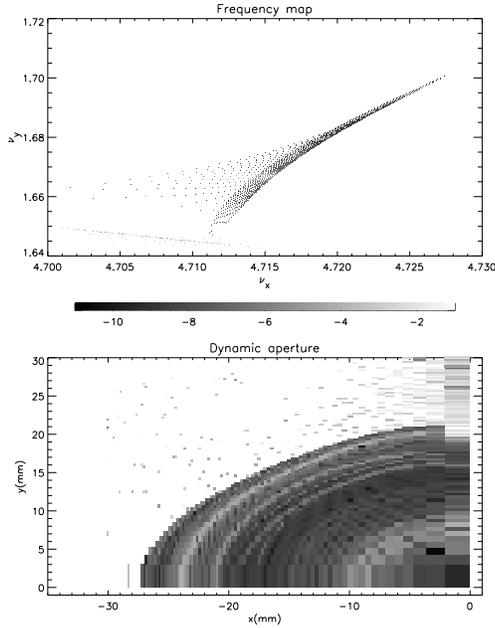


FIG. 5.54: Sans composante octupolaire, la carte en fréquence (haut) du point de fonctionnement nominal de Super-ACO est repliée sur elle-même. La demi-ouverture dynamique (bas) associée est importante. La dynamique globale est peu marquée par les résonances, la diffusion est faible.

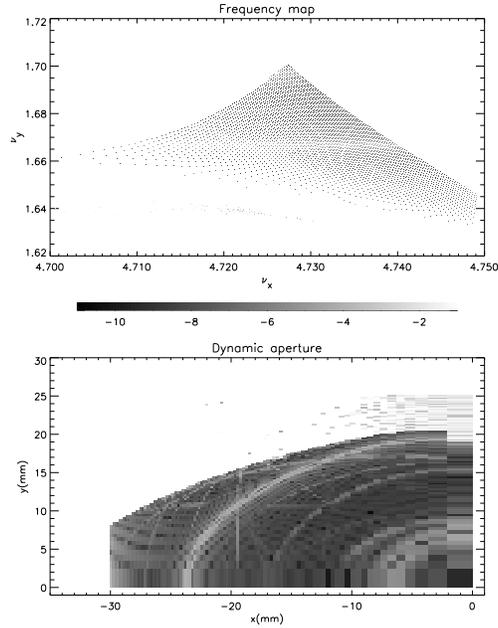


FIG. 5.55: Lorsque la composante octupolaire de Super-ACO est modélisée, la dynamique est complètement modifiée : la carte en fréquence (haut) a une grande extension spatiale et présente une diffusion faible. La résonance  $3\nu_y = 5$ , qui expérimentale détériore la dynamique du faisceau n'est pas excitée. L'ouverture dynamique (bas) associée reste grande.

### 3. Machine avec octupôle, hexapôles H1 et H2 éteints : Fig. 5.56 et Fig. B.8

En éteignant les deux familles hexapolaires H1 et H2, le glissement des nombres d'ondes est important avec l'amplitude, ce qui traduit une ouverture dynamique diminuée dans les deux plans (réduction d'un facteur deux dans le plan horizontal). Les résonances sont plus fortement excitées et la stabilité globale du faisceau est détériorée.

### 4. Machine détériorée : Fig. 5.57 et Fig. B.9

Pour ce dernier cas, Super-ACO a été modélisé, toujours pour le point de fonctionnement de routine, mais en augmentant la contribution octupolaire :  $LO = 0.8 \times K$ . Dans ce cas, la dynamique est très fortement détériorée par l'excitation des différentes résonances. En particulier la résonance hexapolaire  $3\nu_y = 5$  limite l'ouverture dynamique verticale alors que la résonance  $4\nu_x = 19$  réduit son extension horizontale (voir aussi la figure 5.58).

La carte en fréquence ainsi obtenue pourrait fortement refléter la dynamique réelle du faisceau (en incluant par exemple les défauts de champs magnétiques). De plus, si la résonance couplée  $\nu_x - 4\nu_y = 2$  limitait expérimentalement la dynamique du faisceau,

alors l'ouverture dynamique serait réduite à  $-14$  mm horizontalement et  $18$  mm verticalement.

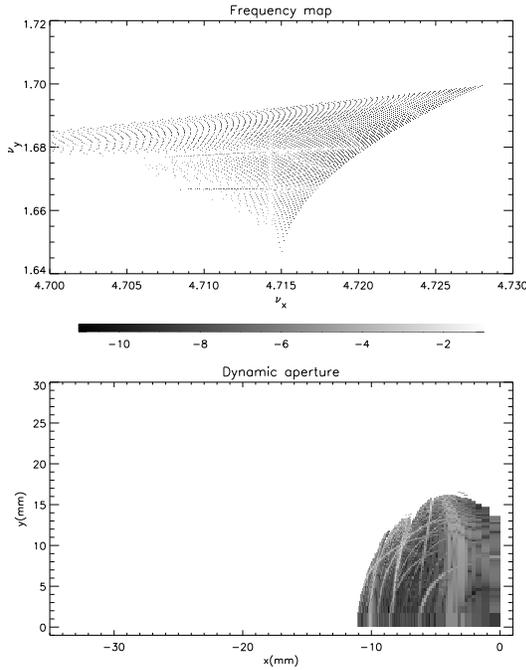


FIG. 5.56: Lorsque les familles hexapolaires H1 et H2 sont éteintes, la dynamique de Super-ACO modélisé avec la composante octupolaire est altérée : la carte en fréquence modifiée (haut), de nombreuses résonance sont excitées en particulier la résonance  $3\nu_y = 5$ , l'ouverture dynamique verticale (bas) est réduite de près d'un facteur deux (influence de  $3\nu_y = 5$ ). L'ouverture dynamique horizontale est trois fois plus petite. Sur les deux figures, la diffusion est plus importante au voisinage des résonances.

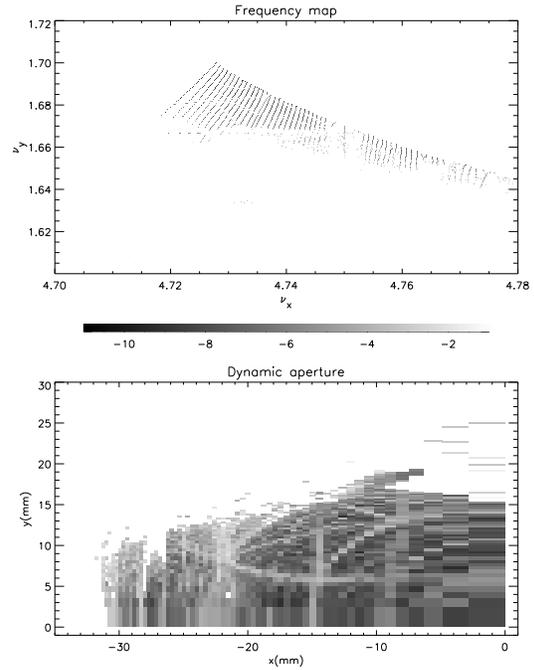


FIG. 5.57: Pour simuler quelle pourrait être la dynamique réelle de la Super-ACO, la composante octupolaire a été volontairement augmentée pour le point de fonctionnement nominal. Il est frappant de voir combien la dynamique est altérée : carte en fréquence réduite (haut) avec une grande diffusion. L'ouverture dynamique (bas) est constellée de résonance. Une analyse plus détaillée suggère comme nouvelles dimensions :  $[-15, 0] \times [0, 6]$  mm, ce qui serait proche de l'expérience.

Rappelons enfin que tous ces résultats ont été obtenus en utilisant pour la première fois une électrode à  $45$  degrés : de nombreux phénomènes parasites (bruit, méconnaissance de l'étalonnage, réponse de l'électronique) sont venus perturber les mesures. Dans la section suivante (5.3), nous présentons une confirmation de ces résultats : dans ce cas les mesures sont effectués en utilisant une électrode d'un des BPM de l'anneau. Il sera extrêmement intéressant de pouvoir refaire des expériences similaires dès que nous disposerons des deux premiers BPM tour par tour qui devraient être installés début 2001 dans l'anneau Super-ACO.

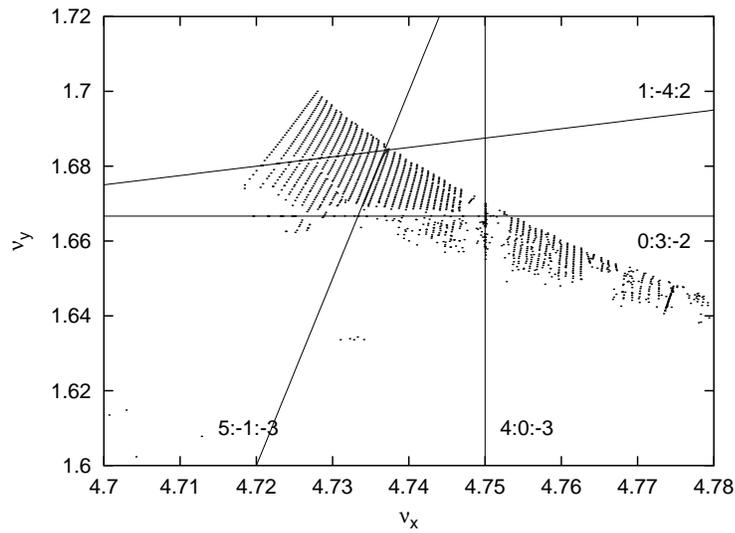


FIG. 5.58: Identification des principales résonances de la carte en fréquence 5.57 de Super-ACO. La résonance hexapolaire  $3\nu_y = 5$  limite la dynamique dans le plan vertical alors que la résonance  $4\nu_x = 19$  réduit son extension horizontale.

## 5.3 Espace des Phases et glissement des nombres d'ondes

### Résumé

Lors de cette expérience, des données tour par tour ont été acquises pour déduire la variation des nombres d'ondes  $\nu_x$  et  $\nu_y$  avec l'amplitude horizontale en utilisant l'Analyse en Fréquence (Laskar, 1990). D'autre part, deux moniteurs de position sont utilisés pour réaliser les premières mesures d'espaces des phases pour différentes configurations machine : point de fonctionnement de routine avec et sans minimum de couplage, point de fonctionnement en éteignant les deux familles d'hexapôles H1 et H2. Les résultats de l'expérience du 22 mai 2000 se trouvent confirmés, à savoir l'existence d'une forte composante pseudo-octupolaire associée aux champs de fuite quadripolaires non négligeables pour l'optique de Super-ACO.

### 5.3.1 Etalonnage des BPM

#### 5.3.1.1 Conditions expérimentales

- On travaille onduleurs ouverts, avec un courant  $I = 72$  mA dans un paquet. A la suite d'un test avec le perturbateur P4 pour une tension de 7 kV, une grande partie du faisceau a été perdue pour une raison inexpliquée. Pour cette expérience, il était techniquement impossible d'injecter à nouveau du courant, on a donc continué de travailler avec le courant  $I = 29$  mA.
- Les oscillations bêtatrons sont collectées sur le bouton HE (Haut Extérieur [de l'anneau], cf. Fig. 5.59) des BPM 12 et 4. Ce choix nous permet de conserver deux électrodes pour la correction dipolaire verticale.

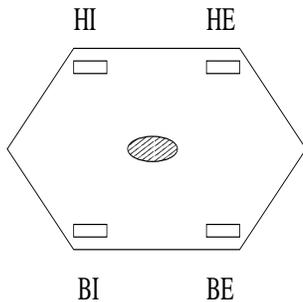


FIG. 5.59: Schéma succinct d'un BPM à quatre boutons. Le bouton Haut Extérieur (HE) est utilisé pour réaliser des mesures tour par tour.

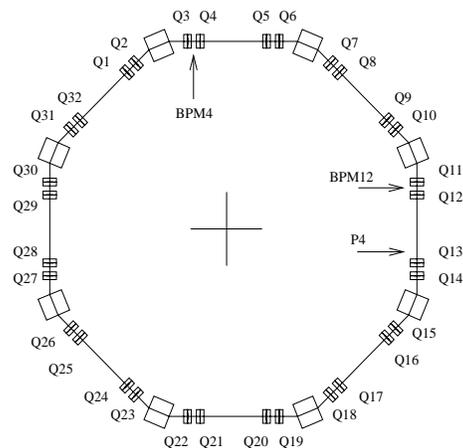


FIG. 5.60: Synoptique de Super-ACO : position des BPM 4 et 12 ainsi que du perturbateur P4.

- Les deux BPM sont séparés par une avance de phase voisine non pas de  $\frac{\pi}{2}$  comme initialement désirée mais de 65 degrés (voir également le synoptique de l'anneau Fig. 5.60).

On pourra néanmoins obtenir une mesure approximative<sup>25</sup> de l'espace des phases car si l'on appelle  $M(s_2|s_1)$  la matrice de transfert entre les deux BPM, on peut alors écrire (Courant et Snyder, 1958) :

$$M(s_2|s_1) = \begin{pmatrix} \sqrt{\beta_2} & 0 \\ -\frac{\alpha_2}{\sqrt{\beta_2}} & \frac{1}{\sqrt{\beta_2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\psi) & \sin(\psi) \\ -\sin(\psi) & \cos(\psi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} & 0 \\ \frac{\alpha_1}{\sqrt{\beta_1}} & \sqrt{\beta_1} \end{pmatrix} \quad (5.41)$$

avec  $\psi$ , la différence de phase entre les deux BPM et  $(\alpha_i, \beta_i)$ , les paramètres de Twiss en  $s = s_i$ . On en déduit immédiatement la relation :

$$x'_1 = \frac{x_2}{\sin(\psi)\sqrt{\beta_1\beta_2}} - \frac{\alpha_1 + \cot(\psi)}{\beta_1}x_1 \quad (5.42)$$

Pour un mouvement linéaire, les trajectoires sont des ellipses d'aire  $\mathcal{A} = 2\pi\sqrt{\beta_1\beta_2}J_1$  où  $J_1$  est l'action définie par  $2\beta_1J_1 = x_1^2 + (\beta_1x'_1 + \alpha_1x_1)^2$ .

- Le point de fonctionnement est celui de routine avec des chromaticités légèrement plus élevées (cf. paramètres expérimentaux Tab. 5.19).

Nombres d'ondes	$\nu_x, \nu_y$	4.7284, 1.7004
Chromaticités	$\xi_x, \xi_y$	1.9, 1.9
Tailles ( $\mu m$ )	$\sigma_x, \sigma_y$	218, 124

TAB. 5.19: Caractéristiques machine lors de l'étalonnage des BPM 4 et 12 de Super-ACO. Les tailles du faisceau sont mesurées sur une sortie de lumière d'un dipôle.

- De manière générale, le signal est assez bruité. Cette perturbation est liée au fonctionnement de l'accélérateur linéaire qui injectait un faisceau dans le second accélérateur : DCI (Dispositif de Collisions dans l'Igloo).

### 5.3.1.2 Notes sur le BPM4

- L'étalonnage est réalisé au moyen de *bumps* statiques entre  $-10$  mm (baisse de la durée de vie inexpliquée) et  $+12$  mm (pas de baisse de la durée de vie) : l'ouverture dynamique semble très dissymétrique.
- Sans courant stocké, le signal résiduel moyen est de 31.75 (u.a.), quantité à retrancher des mesures ultérieures dont l'amplitude est voisine est environ de 150 en unités arbitraires.
- Pour les *bumps* négatifs, les nombres d'ondes sont rattrapés.

---

<sup>25</sup>Le bouton HE ne permet pas de distinguer le mouvement vertical du mouvement horizontal.

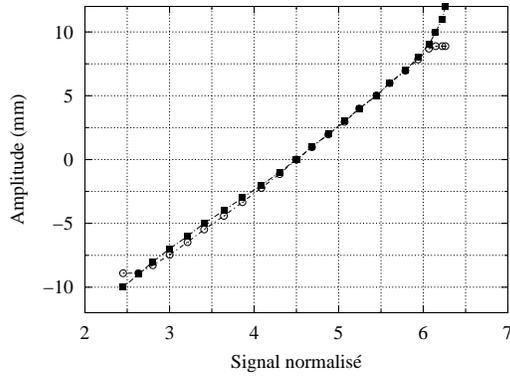


FIG. 5.61: Calibration de l'électrode HE du BPM4 de Super-ACO : amplitude du *bump* statique en fonction du signal normalisé par le courant stocké. Amplitude effective (carrés) et amplitude lues sur les BPM (il y a saturation aux grands amplitude).

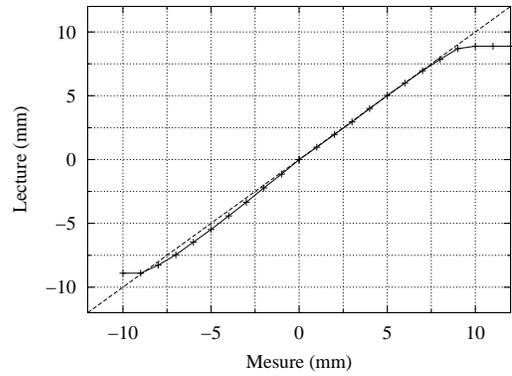


FIG. 5.62: Comparaison entre les valeurs lues en salle de contrôle et celles mesurées pour l'électrode HE du BPM4 de Super-ACO. On observe une caractérisation linéaire, mais aux grandes amplitudes les BPM saturent.

- A 0 mm, les nouvelles dimensions du faisceau valent :  $(\sigma_x = 139, \sigma_y = 108) \mu m$ .
- La courbe (Fig. 5.61) de calibration exprime l'amplitude (A) en mm du *bump* statique en fonction du signal (S) normalisé par le courant du faisceau sur l'électrode HE est presque linéaire pour la plage  $|x| \leq 9$  mm :

$$A[mm] = 5.224 \times S[mA^{-1}] - 23.5 \quad (5.43)$$

- Les signaux lus en salle de contrôle et mesurés sur l'électrode sont en excellent accord entre -2 mm et 9 mm. Cependant, pour des *bumps* négatifs, l'écart est de 0.5 mm en moyenne (cf. Fig. 5.62). Pour  $|x| \geq 9$  mm, il y a saturation.

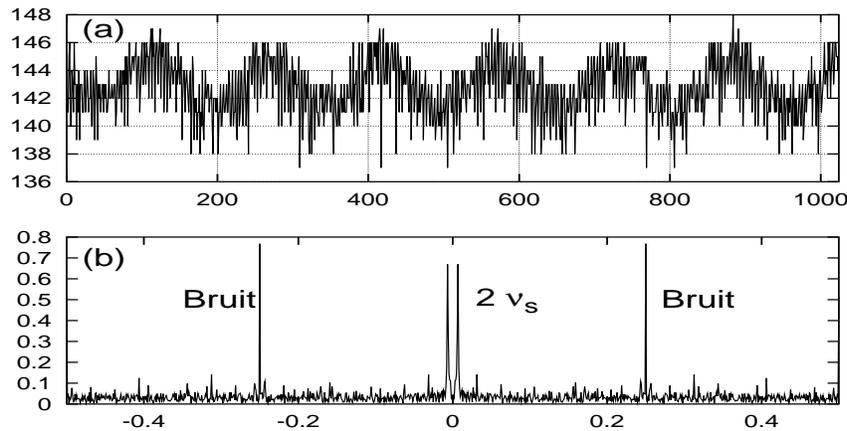


FIG. 5.63: Exemple de signal (u.a.) en fonction du nombre de tours (a) avec son spectre de Fourier (b) : *bump* statique de 1 mm. Le niveau de bruit est élevé (pic à 0.25). La fréquence  $2 \times \nu_s$  est observée.

- Quelques remarques sur le signal enregistré lors d'un *bump* statique :
  - le signal est très bruité (cf. niveau de bruit sur le spectre de Fourier Fig. 5.63)
  - Les fréquences principales sont :

- $\nu = 0.25$  : ce ne peut pas être une résonance, car cette fréquence ne varie pas avec l'amplitude du *bump* (donc du bruit de l'électronique, des BPM, ...).
- $\nu = 0.0065$  : deux fois la fréquence synchrotron ( $\nu_s = 0.0034$ ).

### 5.3.1.3 Notes sur le BPM12

- Pour le BPM 12, l'étalonnage est effectué pour des *bumps* statiques d'amplitude variant entre -12 mm et +12 mm sans aucune incidence sur la durée de vie du faisceau (cf. *infra* pour l'explication de la différence de comportement avec le BPM 4).
- Le signal résiduel moyen sans courant stocké est de 35.68 (u.a), quantité à retrancher aux mesures ultérieures.
- La courbe de calibration du BPM12 est linéaire à la fois pour les valeurs mesurées directement sur le bouton HE et lues en salle de contrôle, cependant les coefficients de proportionnalité ne sont pas identiques (cf. Fig. 5.64).
- Les résultats sont vite en très grand désaccord : plus de 2 mm à grande amplitude (cf. Fig. 5.65).
- Les BPM 4 et 12 sont identiques en théorie, cependant leurs réponses diffèrent grandement.

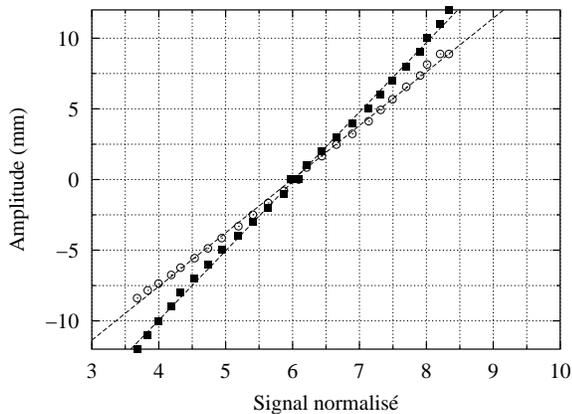


FIG. 5.64: Calibration de l'électrode HE du BPM12 de Super-ACO : amplitude du *bump* statique en fonction du signal normalisé par le courant.

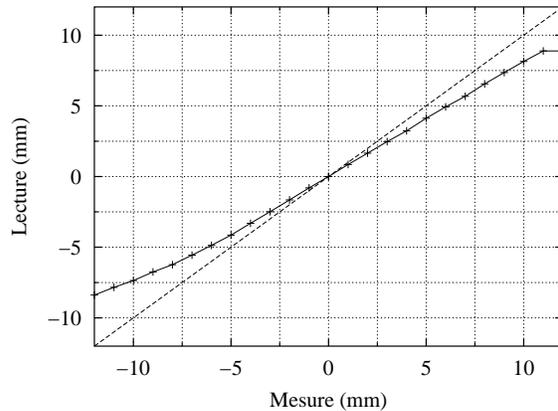


FIG. 5.65: Comparaison entre les valeurs lues en salle de contrôle et mesurées sur l'électrode HE du BPM12 de Super-ACO.

## 5.3.2 Point de routine avec minimum de couplage

### 5.3.2.1 Conditions expérimentales

- On travaille avec le point de routine (cf. paramètres expérimentaux Tab. 5.20) en faisant le minimum de couplage (réglage :  $\Delta\nu < 1kHz$ ).
- Un total de 13 mesures a été réalisé à la fois pour le BPM4 et pour le BPM12.
- La tension du perturbateur P4 varie entre 4.77 kV et 12.10 kV, le courant de 18.4 mA à 16.7 mA.
- La décohérence est faible : plusieurs milliers de tours (cf. Fig. 5.66).

$\nu_x$	4.7296	H1 (A)	54.34
$\nu_y$	1.7000	H2 (A)	100.30
$\xi_x$	1.9	H3 (A)	201.42
$\xi_y$	1.9	H4 (A)	204.68
QT4 (A)	0.56	QT6 (A)	-0.54

TAB. 5.20: Caractéristiques machine : point de fonctionnement de routine avec minimum de couplage. Valeurs utilisées pour ajuster le modèle de Super-ACO.

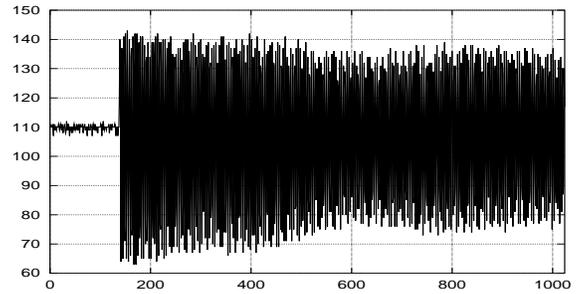


FIG. 5.66: Signal collecté (u.a.) sur le bouton HE en fonction du nombre de tours pour un *kick* de 10.87 kV : la décohérence est faible.

### 5.3.2.2 Espace des phases

- De manière similaire aux expériences du 22 mai 2000, l'étalonnage des BPM avec des *bumps* statiques ne peut pas être utilisé pour déduire une calibration entre la tension du perturbateur P4 et l'amplitude donnée au faisceau. En effet, en utilisant cette calibration, on déduirait la correspondance :

$$\begin{aligned}
 4.77 \text{ kV} &\longleftrightarrow 5.8 \text{ mm} \\
 5.38 \text{ kV} &\longleftrightarrow 6.0 \text{ mm} \\
 \vdots &\longleftrightarrow \vdots \\
 12.10 \text{ kV} &\longleftrightarrow 7.0 \text{ mm}
 \end{aligned} \tag{5.44}$$

- Pour cette étude, l'étalonnage doit être fait en fonction du signal sur le perturbateur et non de celui lu sur le bouton HE. L'explication peut provenir du fait que n'utilisant qu'une seule électrode, le signal collecté est un mélange entre les coordonnées transverses (x-y).
- Par comparaison des courbes des variations théoriques des nombres d'ondes avec l'amplitude (cf. *infra*), on utilisera la calibration :

$$\boxed{1 \text{ kV} \longleftrightarrow 1 \text{ mm}} \tag{5.45}$$

- Pour les différentes tensions du perturbateur, on peut tracer le signal lu sur le premier BPM ( $x_1$ ) en fonction de celui lu sur le deuxième ( $x_2$ ). Un exemple de pseudo-ellipse est représenté sur la figure 5.67. L'épaississement est une conséquence directe de la décohérence du faisceau qui, dans ce cas, est lente (plusieurs milliers de tours).
- Une tentative de reconstruction du vrai espace des phases avec  $\beta_1 = 10 \text{ m}, \beta_2 = 10 \text{ m}, \alpha_1 = 6.5$  (cf. Eq. 5.42) est illustrée par la figure 5.68.
- En utilisation les coordonnées de Courant-Snyder ( $\hat{x}, \hat{x}'$ ), l'ellipse d'émittance se transforme en cercle :

$$\begin{cases} \hat{x} = \frac{x}{\sqrt{\beta}} \\ \hat{x}' = \frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}x + \sqrt{\beta}x' \end{cases} \tag{5.46}$$

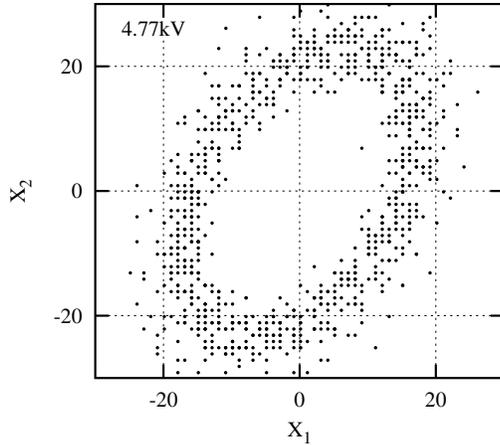


FIG. 5.67: Trajectoire dans le pseudo-espace des phases  $(x_1, x_2)$ . L'épaississement de l'ellipse est une conséquence de la faible décohérence du faisceau (sur 1 000 tours, cf. Fig. 5.66).

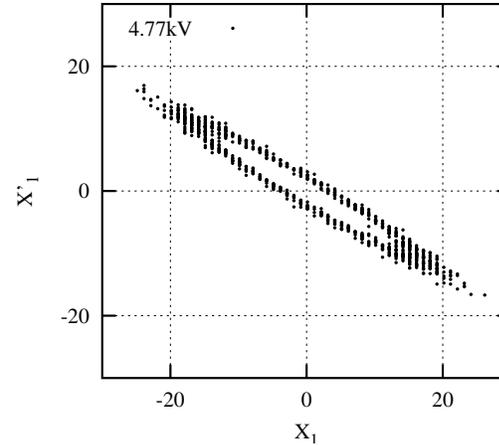


FIG. 5.68: Trajectoire dans l'espace des phases  $(x_1, x_1')$  : la pente de l'ellipse est directement reliée au fonctions de Twiss par le facteur  $-\frac{\alpha_1}{\beta_1}$ . L'amplitude est donnée dans le coin supérieur gauche des figures.

En utilisant ces coordonnées normalisées, l'espace des phases pour les différents *kicks* est tracé (cf. Fig. 5.69 et Fig. 5.70).

- On remarque que la courbe épaissie obtenue n'est pas parfaitement un cercle. Les raisons sont d'une part que les fonctions de Twiss sont théoriques et non mesurées et d'autre part que le signal analysé est un mélange des deux coordonnées transverses.
- On note que l'espace  $(x_1, x_2)$  est très déformé pour  $V_{P4} = 7.21$  kV et surtout pour  $V_{P4} = 7.82$  kV. Aucun phénomène particulier (résonance, perturbations externes) n'a pu être mis explicitement en évidence.
- Aux grandes amplitudes les ellipses épaissies se déforment, caractérisant la présence de nonlinéarités.

### 5.3.2.3 Courbe en fréquence

- En utilisant l'algorithme d'Analyse en Fréquence, l'extraction des nombres d'ondes avec une grande précision est possible.
- Seul le nombre d'ondes  $\nu_x$  peut être extrait du signal puisque le minimum de couplage est réalisé.
- Le nombre d'ondes mesuré suit une loi quadratique croissante de l'amplitude contrairement à un modèle<sup>26</sup> sans composante de type octupolaire forte (cf. Fig. 5.71).
- La bonne loi de comportement est retrouvée en introduisant les pseudo-octupôles induits par les champs de fuite des quadripôles. En utilisant les données du tableau 5.20 et la formule de glissement du nombre d'ondes  $\nu_x$  (Eq. 5.35), la contribution des pseudo-

<sup>26</sup>Les calculs théoriques ont été réalisés avec le logiciel MAD version 8.

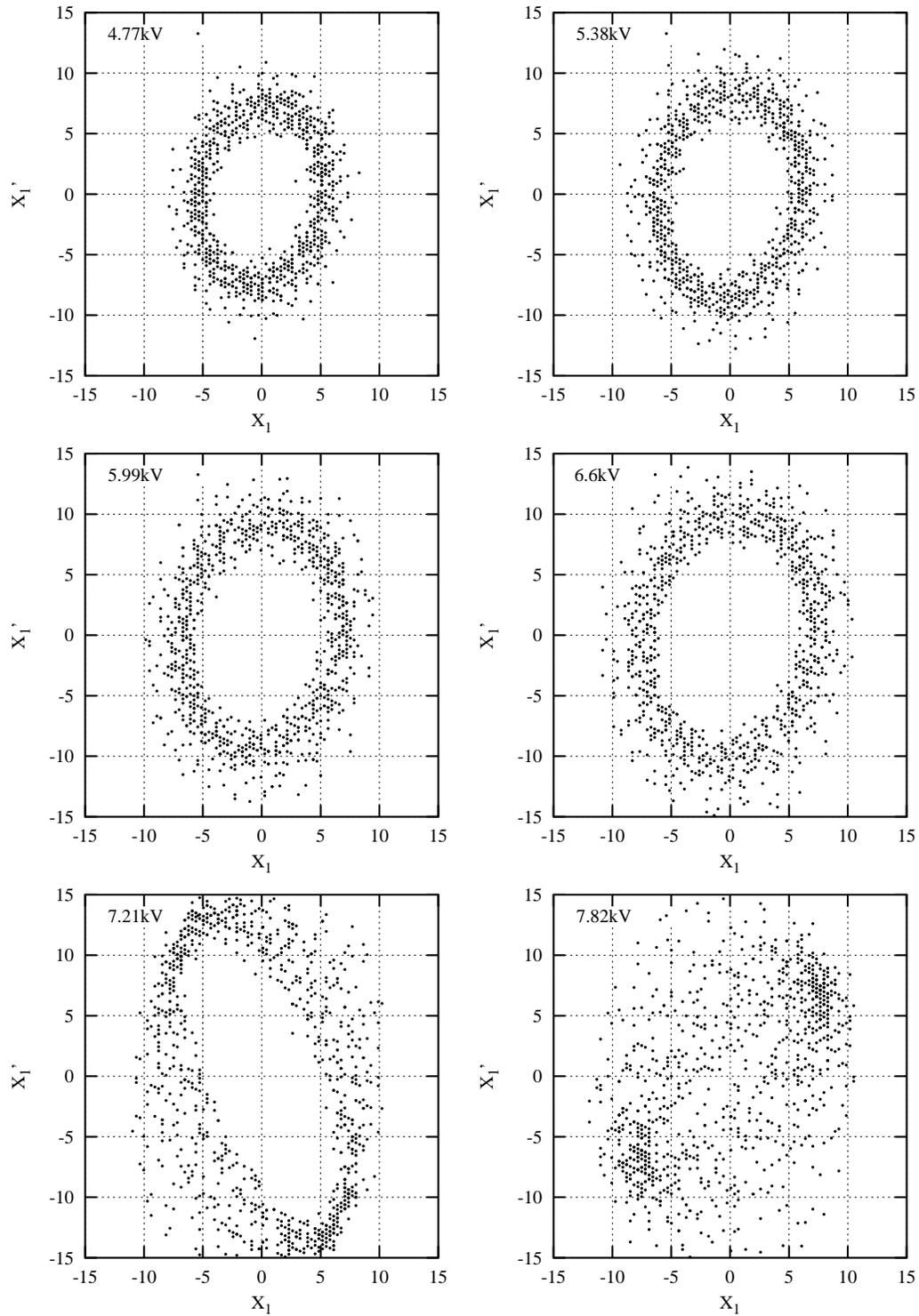


FIG. 5.69: Espace des phases normalisé pour de faibles amplitudes de *kicks* : l'épaississement des ellipses provient de la décohérence du faisceau. L'amplitude est donnée dans le coin supérieur gauche des figures.

### 5.3. ESPACE DES PHASES ET GLISSEMENT DES NOMBRES D'ONDES

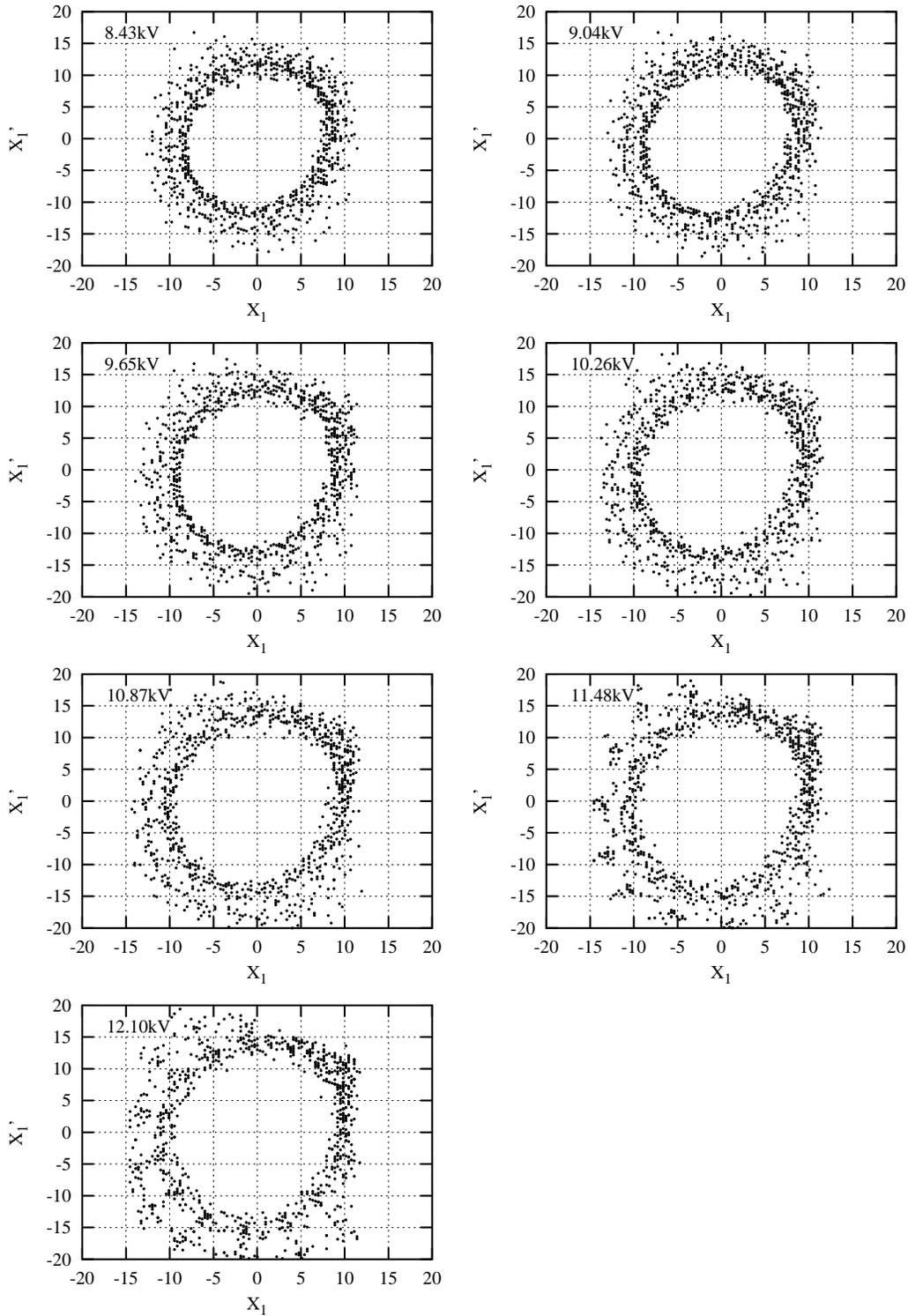


FIG. 5.70: Espace des phases normalisé  $(x_1, x_1')$  pour de grandes amplitudes : les ellipses sont déformées par les nonlinéarités. L'amplitude est donnée dans le coin supérieur gauche des figures.

octupôles au nombre d'ondes horizontal s'écrit :

$$\Delta\nu_x = 323 \frac{x^2}{\beta_{bpm}} \quad (5.47)$$

avec  $\beta_{bpm}$ , la fonction  $\beta_x$  au niveau du moniteur de position.

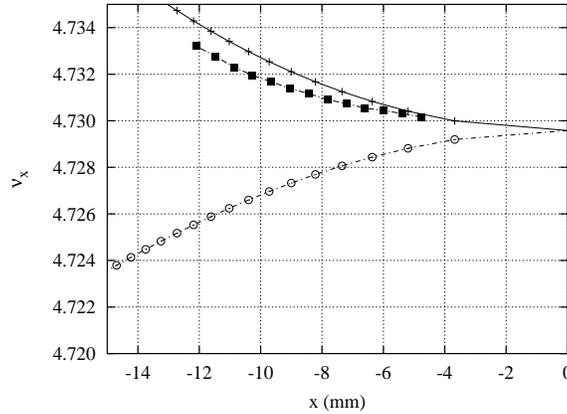


FIG. 5.71: Courbe en fréquence  $\nu_x$  en fonction de l'amplitude horizontale. Comparaison entre la mesure (carrés) et différentes modélisations de Super-ACO : sans composante octupolaire (cercles) et avec pseudo-octupôles (croix). L'écart subsistant peut être expliqué par l'incertitude sur les fonctions  $\beta$ .

### 5.3.3 Point de routine avec couplage fort

#### 5.3.3.1 Conditions expérimentales

- Pour ces mesures, le couplage est augmenté avec le quadripôle tourné QT4; l'ensemble des paramètres expérimentaux est donné par le tableau 5.21.

$\nu_x$	4.7270	$\nu_y$	1.6994
$\xi_x$	1.9	$\xi_y$	1.9
$\sigma_x$ ( $\mu m$ )	200	$\sigma_y$ ( $\mu m$ )	253
H1 (A)	54.34	H2 (A)	100.30
H3 (A)	201.42	H4 (A)	204.68
QT4 (A)	3.5	$\Delta\nu$ (kHz)	85
Phase	945		

TAB. 5.21: Caractéristiques machine : point de fonctionnement de routine sans minimum de couplage. Ces valeurs expérimentales de courant sont utilisées pour ajuster le modèle de Super-ACO.

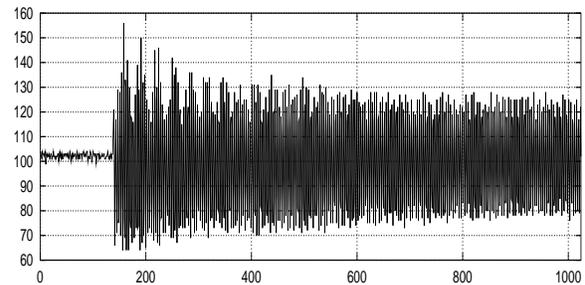


FIG. 5.72: Signal (u.a.) collecté en fonction du nombre de tours pour un *kick* de 9.04 kV : la décohérence est un peu plus importante que pour le minimum de couplage.

- La tension du perturbateur P4 varie entre 4.77 kV (durée de vie :  $\tau \approx 38$  h) et 9.65 kV (début de perte du faisceau,  $\tau \approx 4.1$  h), soit un total de 9 points de mesure pour les deux BPM.

- Un exemple de signal collecté sur le BPM4 est illustré par la figure 5.72.

### 5.3.3.2 Espace des phases

- Comme précédemment, l'espace des phases est reconstruit en utilisant les coordonnées de Courant-Snyder (cf. Fig. 5.73).
- La décohérence avec l'amplitude est plus importante, car le couplage est plus important ; l'ouverture dynamique est réduite par rapport au précédent cas étudié (les nonlinéarités sont plus importantes). En effet, on a vu que l'on commençait à perdre le faisceau dès 9.45 kV (contre 11.5 kV).
- Aux grandes amplitudes, les trajectoires sont fortement déformées : en calculant une décomposition quasi-périodique pour cette orbite avec l'Analyse en Fréquence, la présence de la résonance  $3\nu_y - 5 = 0$  est mise en évidence.

### 5.3.3.3 Courbes en fréquence

- Le couplage est suffisant pour pouvoir extraire les deux nombres d'ondes transverses.

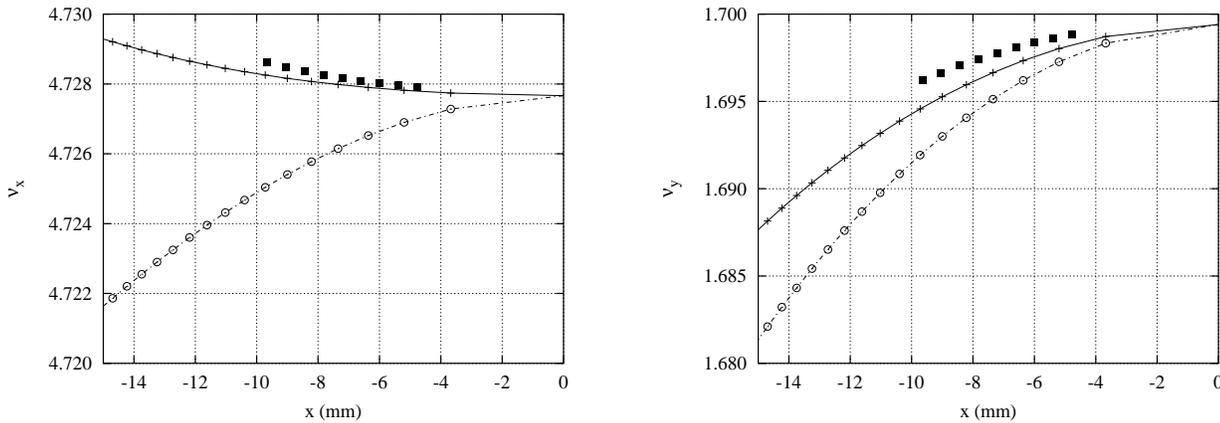


FIG. 5.74: Courbes en fréquence  $\nu_x$  (à gauche) et  $\nu_y$  (à droite) en fonction de l'amplitude horizontale. Comparaison entre la mesure (carrés) et différents modèles de Super-ACO : sans composante octupolaire (cercles) et avec pseudo-octupôles (croix). Le modèle avec les pseudo-octupôles donne un bon accord avec la mesure.

- En utilisant les données du tableau 5.21 et les formules de glissement des nombres d'ondes (Eq. 5.35 et Eq. 5.36), la contribution des pseudo-octupôles au nombre d'ondes horizontal s'écrit :

$$\Delta\nu_x = 350 \frac{x^2}{\beta_{bpm}} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_y = 154 \frac{x^2}{\beta_{bpm}} \quad (5.48)$$

avec  $\beta_{bpm}$ , la fonction  $\beta_x$  au niveau du moniteur de position. Il est remarquable de trouver un excellent accord entre la mesure et notre modèle de Super-ACO (cf. Fig. 5.74). Le léger écart pour  $\nu_y$  semble provenir d'un terme de couplage non modélisé.

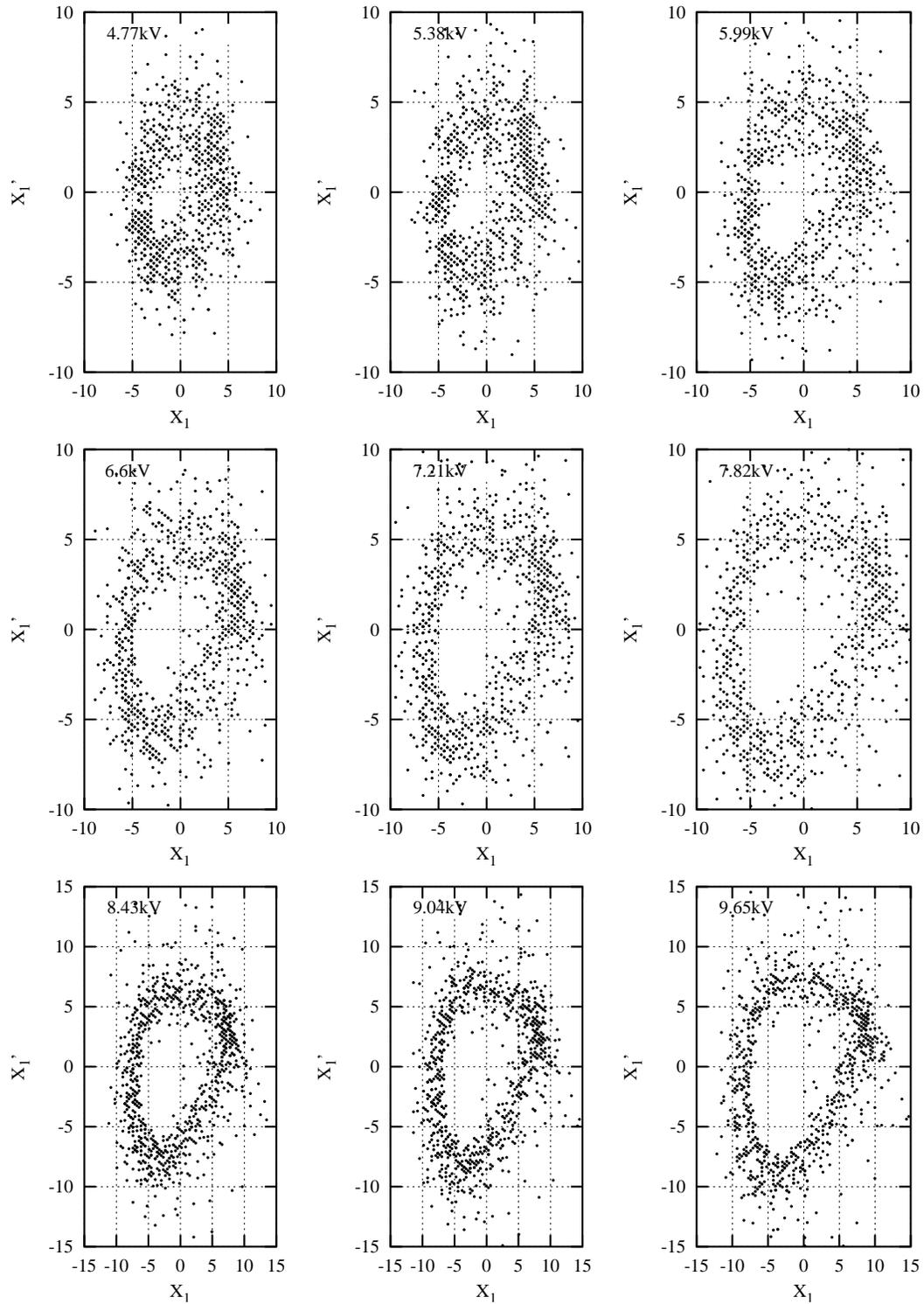


FIG. 5.73: Espace des phases normalisé  $(x_1, x_1')$  de Super-ACO pour le point de routine : aux grandes amplitudes les trajectoires sont fortement déformées par les nonlinéarités. Les ellipses de phases sont moins nettes que précédemment : c'est la conséquence de l'augmentation de la décohérence. L'amplitude est donnée dans le coin supérieur gauche de chaque figure.

### 5.3.4 Familles H1 et H2 éteintes avec minimum de couplage

#### 5.3.4.1 Conditions expérimentales

- Pour ces 9 mesures, le courant est environ de  $I = 12.9$  A (durée de vie :  $\tau \approx 3.3$  h), le minimum de couplage est réalisé (QT4 fort), les chromaticités sont élevées dans les deux plans (cf. Tab. 5.22).
- La tension sur P4 varie de 4.70 kV à 9.58 kV (début perte du faisceau).
- La décohérence est importante, car d'une part, l'ouverture dynamique est plus petite (le glissement des nombres d'ondes est plus importante) et d'autre part, la chromaticité est importante dans les deux plans : le faisceau « décohère » complètement au bout de 600 tours à faible amplitude et de 150 tours à grande amplitude (cf. Fig. 5.75).

En pratique, seules les données avec un bon rapport signal-sur-bruit sont analysées. Il s'ensuit une détérioration de la détermination des fréquences à grande amplitude. Cependant, la convergence rapide de l'Analyse en Fréquence permet d'obtenir amplement une précision du pour mille pour les nombres d'ondes.

$\nu_x$	4.7298	$\nu_y$	1.6986
$\xi_x$	2.4	$\xi_y$	2.0
H1 (A)	0	H2 (A)	0
QT4 (A)	0.42	QT6 (A)	-0.33
Phase	945		

TAB. 5.22: Caractéristiques machine : point de fonctionnement de routine avec minimum de couplage, hexapôles H1 et H2 éteints. Valeurs utilisées pour ajuster le modèle de Super-ACO.

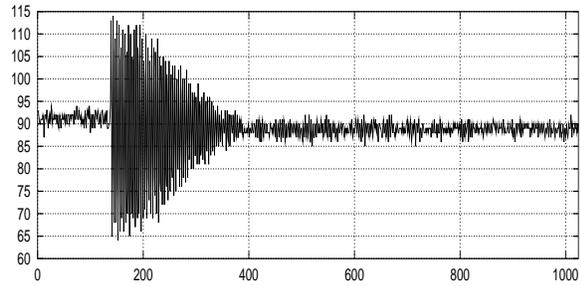


FIG. 5.75: Signal (u.a.) collecté en fonction du nombre de tours pour un *kick* de 6.53 kV : la décohérence a lieu sur 150 tours. Au-delà, le signal est noyé dans le bruit.

#### 5.3.4.2 Espace des phases

- L'espace des phases normalisé est reconstruit pour les différentes amplitudes de *kicks* (cf. Fig. 5.76).
- La lisibilité des figures est rendue difficile par la décohérence rapide du faisceau. De plus, comme le signal est collecté sur une unique électrode, les composantes verticale et horizontale peuvent être mélangées.
- Les branches observées, par exemple pour  $V_{P4} = 5.92$  kV, ne correspondent pas à des résonances « dangereuses » mais traduisent simplement la rationalité du nombre d'ondes ( $\nu = \frac{p}{q}$ ).

#### 5.3.4.3 Courbe en fréquence

- Seul le nombre d'ondes horizontal est extrait du signal (cf. minimum de couplage).

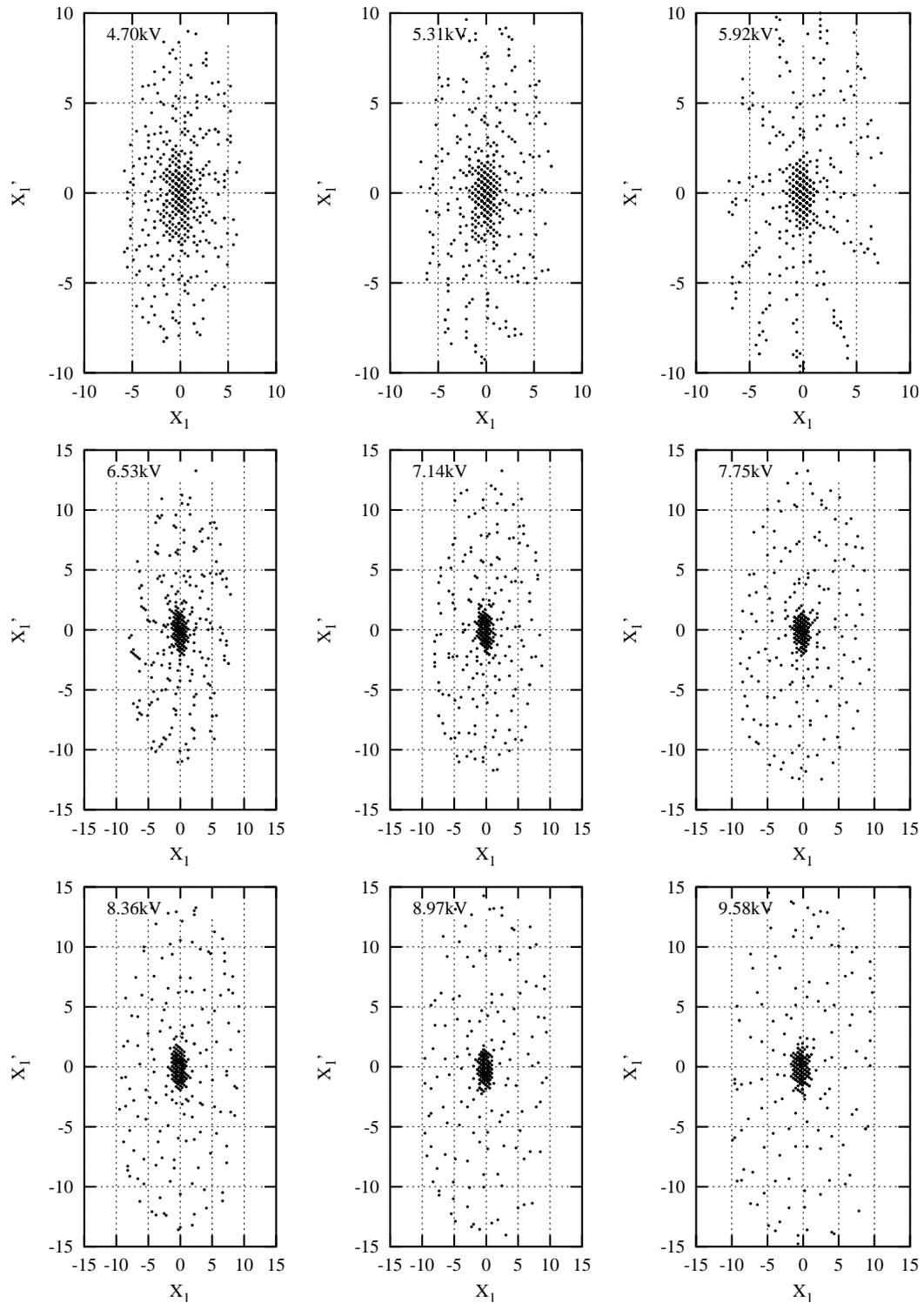


FIG. 5.76: Espace des phases normalisé  $(x_1, x_1')$  de Super-ACO lorsque les familles hexapolaires H1 et H2 sont éteintes en réalisant le minimum de couplage : la décoherence est d'autant plus rapide que la tension du perturbateur est élevée (trajectoires de plus en plus spiralées dans l'espace des phases). L'amplitude initiale du signal est donné dans le coin supérieur gauche de chaque figure.

- En utilisant les données du tableau 5.22 et la formule de glissement du nombre d'ondes  $\nu_x$  (Eq. 5.35), la contribution des pseudo-octupôles au nombre d'ondes horizontal s'écrit :

$$\Delta\nu_x = 350 \frac{x^2}{\beta_{bpm}} \quad (5.49)$$

avec  $\beta_{bpm}$ , la fonction  $\beta_x$  au niveau du moniteur de position. L'accord avec la mesure est remarquable lorsque les pseudo-octupôles sont pris en compte dans le modèle de Super-ACO.

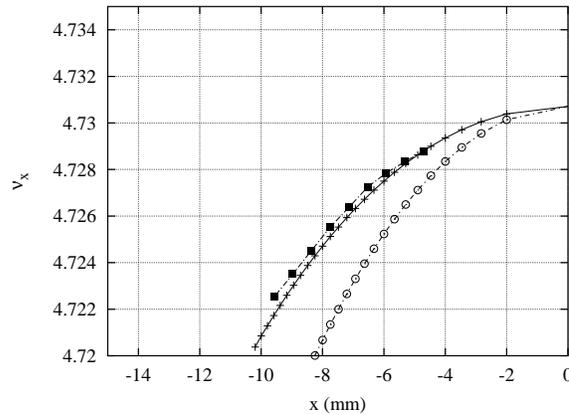


FIG. 5.77: Courbe en fréquence  $\nu_x$  en fonction de l'amplitude horizontale : familles hexapolaires H1 et H2 éteintes avec minimum de couplage. Comparaison entre la mesure (carrés) et différentes modélisations de Super-ACO : sans composante octupolaire (cercles) et avec pseudo-octupôles (croix). Le modèle avec les pseudo-octupôles donne un accord remarquable avec la mesure.

### 5.3.5 Familles H1 et H2 éteintes sans minimum de couplage

#### 5.3.5.1 Conditions expérimentales

- Seulement 6 mesures à un courant  $I = 14.9$  mA (durée de vie :  $\tau \approx 70$  h) ont été enregistrées, car l'ouverture dynamique est plus petite lorsque le minimum de couplage n'est pas réalisé (cf. conditions expérimentales Tab. 5.23).
- La tension du perturbateur P4 varie de 4.77 kV à 7.82 kV (début de perte,  $\tau \approx 3.3$  h).
- La décohérence est rapide : sur environ 500 tours à faible amplitude et 150 tours à grande amplitude (cf. Fig. 5.78).

$\nu_x$	4.7284	$\nu_y$	1.6982
$\sigma_x$ ( $\mu m$ )	184	$\sigma_y$ ( $\mu m$ )	252
H1 (A)	0	H2 (A)	0
QT4 (A)	3.50	Phase	945

TAB. 5.23: Caractéristiques machine : point de fonctionnement de routine, hexapôles H1 et H2 éteints. Valeurs utilisées pour ajuster le modèle de Super-ACO.

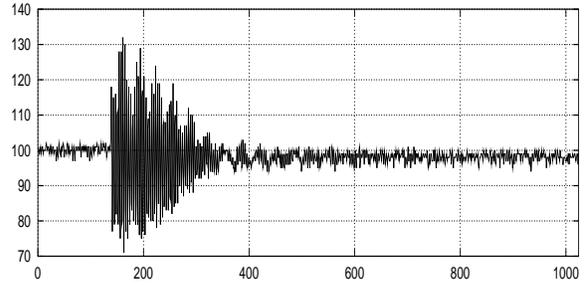


FIG. 5.78: Signal collecté pour un *kick* de 5.92 kV : la décohérence est très rapide (200 tours).

### 5.3.5.2 Espace des phases

- L'espace des phases normalisé est reconstruit comme précédemment en utilisant les coordonnées de Courant-Snyder (cf. Fig. 5.79).
- On n'observe plus de branche sur les figures; la décohérence du faisceau est plus rapide que pour l'expérience précédente, car le couplage est plus important.

### 5.3.5.3 Courbes en fréquence

- Les deux nombres d'ondes sont extraits avec une précision plus faible puisque la décohérence a lieu sur quelques centaines de tours.

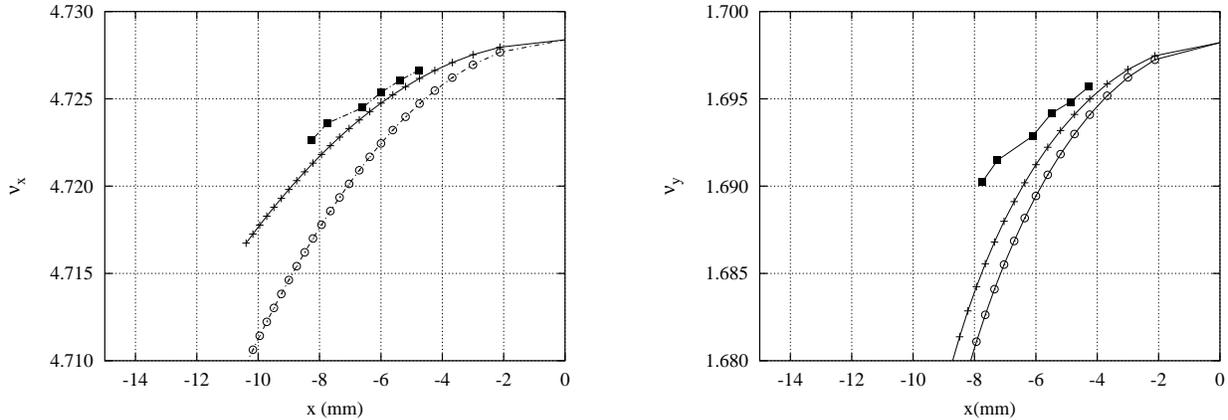


FIG. 5.80: Courbes en fréquence  $\nu_x$  (à gauche) et  $\nu_y$  (à droite) en fonction de l'amplitude horizontale : familles hexapolaires H1 et H2 éteintes sans minimum de couplage. Comparaison entre la mesure (carrés) et différentes modélisations de Super-ACO : sans composante octupolaire (cercles) et avec pseudo-octupôles (croix). Le modèle avec les pseudo-octupôles donne un bon accord bon le nombre d'ondes horizontal.

- En utilisant les données du tableau 5.23 et les formules de glissement des nombres d'ondes (Eq. 5.35 et Eq. 5.36), la contribution des pseudo-octupôles au nombre d'ondes

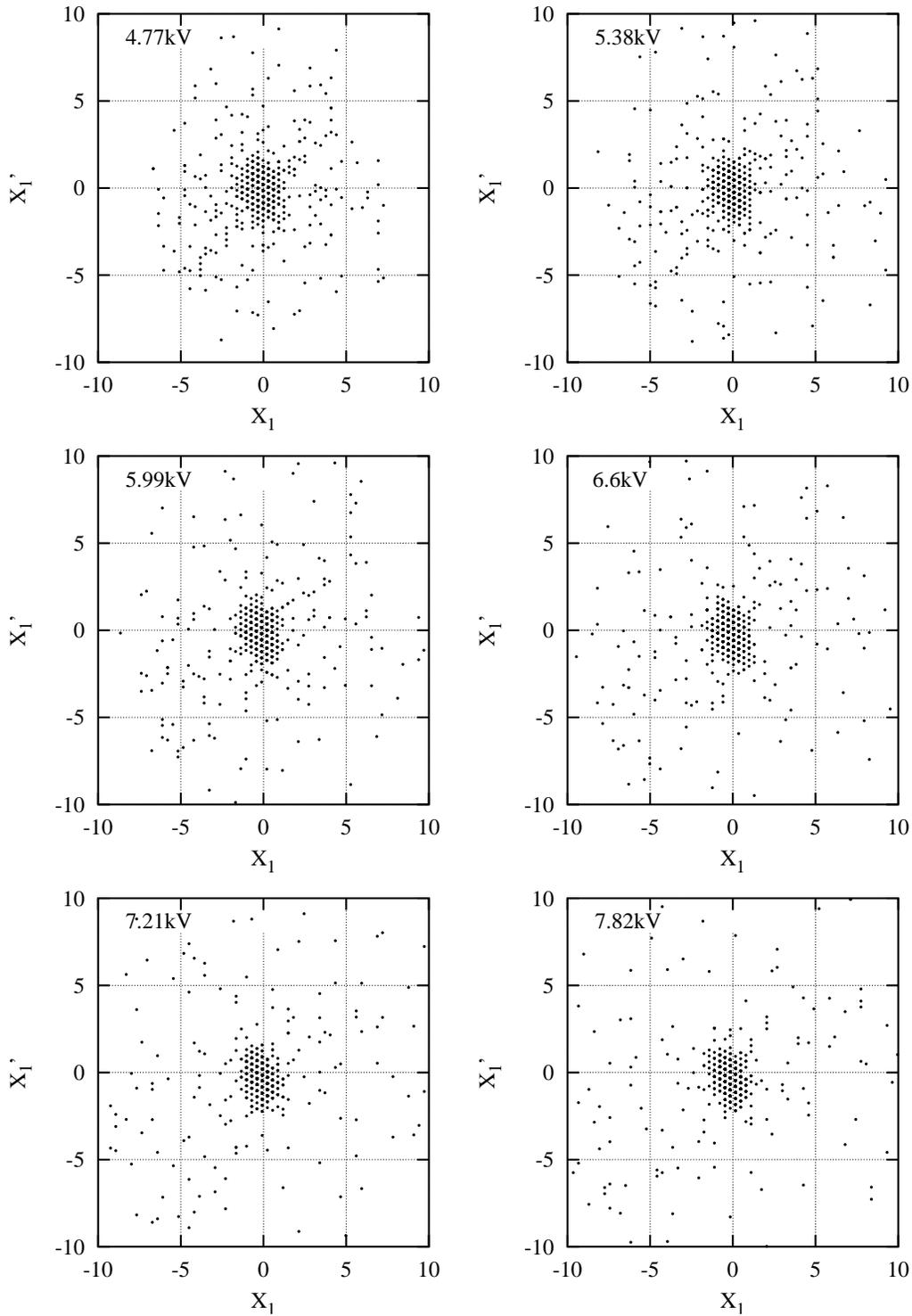


FIG. 5.79: Espace des phases normalisé  $(x_1, x_1')$  de Super-ACO lorsque les familles H1 et H2 sont éteintes. La présence de couplage diminue les dimensions de l'ouverture dynamique et accélère le phénomène de décohérence. L'amplitude initiale du signal est donnée dans le coin supérieur gauche de chaque figure.

horizontal s'écrit :

$$\Delta\nu_x = 350 \frac{x^2}{\beta_{bpm}} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_y = 154 \frac{x^2}{\beta_{bpm}} \quad (5.50)$$

avec  $\beta_{bpm}$ , la fonction  $\beta_x$  au niveau du moniteur de position.

Dans le plan horizontal l'accord semble excellent et moindre pour le nombre d'ondes vertical (cf. Fig.5.80).

- Notons qu'il est difficile d'ajuster de courbes avec seulement six points expérimentaux correspondant à un faible variation du nombre d'ondes avec l'amplitude.
- Cependant, si expérimentalement le faisceau commence à être perdu pour une amplitude d'environ 8 mm, le modèle avec un pseudo-octupôle prédit une ouverture dynamique horizontal très proche à -10 mm.

### 5.3.6 Brève conclusion

Cette expérience a permis de mesurer pour la première fois, à Super-ACO, des espaces des phases. Les données tour par tour ont été collectées sur une électrode de deux moniteurs de positions de l'anneau. L'étalonnage et la comparaison des réponses des BPM 4 et 12 a montré qu'ils n'étaient pas équivalents avec des écarts jusqu'à 2 mm à grande amplitude.

Le second volet de cette expérience a été l'analyse des données tour par tour pour déterminer les glissements expérimentaux des nombres d'ondes transverses avec l'amplitude horizontale. Les résultats confirment ceux obtenus lors de la première expérience de ce type (22 mai 2000) : les champs de fuite des quadripôles produisent un terme pseudo-octupolaire fort qui perturbe fortement la dynamique de l'anneau. En moyenne, les glissements des nombres d'ondes induits sont :

$$\boxed{\Delta\nu_x = 350 \frac{x^2}{\beta_{bpm}}} \quad \text{et} \quad \boxed{\Delta\nu_y = 150 \frac{x^2}{\beta_{bpm}}}$$

Il faut noter que compte tenu des conditions expérimentales, des défauts non modélisés dans nos simulations (erreurs dipolaires, défauts quadripolaires, couplage), ces résultats doivent être accompagnés d'une barre d'erreur de l'ordre de dix pour cent.

## 5.4 Bilan et conclusion sur l'optique de Super-ACO

Les résultats expérimentaux présentés au cours de chapitre apportent un éclairage nouveau sur la modélisation de Super-ACO. Pour améliorer la compréhension des performances actuelles de l'anneau, nous souhaitons initier les premières mesures tour par tour des glissements des nombres d'ondes avec l'amplitude sur l'anneau d'Orsay. Si à l'ALS il a été possible d'obtenir la première carte en fréquence expérimentale d'un accélérateur, nous savions que la tâche serait plus ardue à Super-ACO : l'anneau de stockage n'était pas équipé de BPM tour par tour et le faisceau ne pouvait être déplacé que selon la direction horizontale. A la place des BPM tour par tour, nous ne disposons que d'une électrode utilisée initialement pour le diagnostic et mélangeant les signaux transverses. Cependant, ces expériences, innovantes à

Orsay, ont suscité un grand intérêt de la part de l'ensemble du groupe faisceau (conducteurs de faisceau, électroniciens, ingénieurs, physiciens et techniciens). Une fois leur faisabilité technique attestée, ces expériences ont presque toutes donné des résultats exploitables (à la grande surprise de l'auteur). Utilisant l'Analyse en Fréquence, le principal résultat est la mise en évidence expérimentale de l'influence des pseudo-octupôles des champs de fuite des quadripôles de Super-ACO. Jusqu'à présent non pris en compte dans la modélisation de l'anneau, nous avons vu qu'ils ont un impact considérable sur la dynamique transverse du faisceau.

Ces résultats ont été confirmés depuis (printemps 2001). Deux « vrais » moniteurs tour par tour ont été installés dans l'anneau de stockage pour refaire le même type d'expériences. Ce travail a été réalisé en particulier par Mahdia Belgroune sous la direction du groupe faisceau : bénéficiant d'une électronique plus rapide, d'un meilleur rapport signal-sur-bruit, d'une meilleure résolution, les pseudo-octupôles permettent d'expliquer des glissements des nombres d'ondes horizontal et vertical mesurés pour différents choix d'optiques.

L'optique de Super-ACO peut désormais être modélisée par les éléments magnétiques suivants :

- les dipôles avec les angles mesurés des coins et leurs champs de fuite de type hexapolaire (Level et Nghiem, 1986) ;
- les quadripôles « combinés » :
  - les quadripôles proprement dit, les erreurs de gradients ont peut d'impact sur la dynamique (cf. matrices-réponse déduites avec le programme LOCO) ;
  - les pseudo-octupôles associés aux champs de fuite des quadripôles (cf. mesures tour par tour associées à l'Analyse en Fréquence). Pour le point de fonctionnement nominal, les glissements des nombres d'ondes associés sont approximativement :

$$\boxed{\Delta\nu_x = 350 \frac{x^2}{\beta}} \quad \text{et} \quad \boxed{\Delta\nu_y = 150 \frac{x^2}{\beta}}$$

où  $\beta$  est la fonction optique au point d'observation.

- leur composante dodécapolaire est négligeable pour des amplitudes inférieures à 20 mm. Leur force  $LDD$  est liée à celle des quadripôles  $K$  (Barthès *et al.*, 1990) :

$$LDD = 35 \times K$$

- les hexapôles (correction de la chromaticité et réduction des nonlinéarités).
- leur principal défaut multipolaire est une composante décapolaire dont la force  $LD$  est proportionnelle à la force hexapolaire  $H$  (Brunelle, 1999) :

$$\boxed{LD = -27 \times H}$$

- leur composante octupolaire aléatoire peut être négligée (Barthès *et al.*, 1990)
- les correcteurs (bobines dipolaires) peuvent être modélisé avec une composante hexapolaire dans les sections dispersives. Ils contribuent à la chromaticité :

$$\Delta\xi_x = -0.1073 \quad \text{et} \quad \Delta\xi_y = 0.4124$$

Ces valeurs ne sont pas figées, car la correction d'orbite fermée varie chaque jour ; seul l'ordre de grandeur est à considérer.

- l'introduction d'autres multipôles (lentilles décapolaires des dipôles) a peut d'influence sur la dynamique restreintes aux dimensions de l'ouverture physique.
- les quadripôles tournés, utilisés pour modifier le couplage, induisent un glissement du point de fonctionnement. Typiquement pour l'optique nominale :

$$\Delta\nu_x = 5 \times 10^{-4} \quad \text{et} \quad \Delta\nu_y = -5 \times 10^{-4}$$

- les onduleurs n'ont pas été pris en compte dans la présente modélisation.

Le dernier point de désaccord observé concerne la mesure de la chromaticité naturelle. La raison pourrait être simplement le logiciel BETA a été écrit pour des accélérateurs à grand rayon de courbure. Un terme non négligeable pour le calcul de la chromaticité d'une machine telle Super-ACO doit être bientôt introduit dans le code de calcul. De plus, les champs de fuite des dipôles (non modélisés) sont de type hexapolaire et induisent une chromaticité verticale non négligeable.

Enfin, l'intégrateur présenté dans la première partie de ce mémoire va prochainement être utilisé pour d'une part vérifier l'assertion précédente au sujet de la chromaticité, et d'autre part prendre en compte réellement les champs de fuite des quadripôles et, plus tard, les éléments d'insertion.

