



HAL
open science

Avant projet d'un post-accélérateur de 500 MeV/A à GANIL : CSS3

Pierre Bertrand, C. Bieth, P. Bricault, A. Chabert, M. Duval, J. Fermé, A.
Joubert, M.H. Moscatello, F. Ripouteau, Q.V. Trong

► **To cite this version:**

Pierre Bertrand, C. Bieth, P. Bricault, A. Chabert, M. Duval, et al.. Avant projet d'un post-accélérateur de 500 MeV/A à GANIL : CSS3. [Research Report] GANIL. 1992, pp.71. in2p3-00676873

HAL Id: in2p3-00676873

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00676873v1>

Submitted on 6 Mar 2012

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

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

GRAND ACCELERATEUR NATIONAL D'IONS LOURDS

GANIL

AVANT PROJET D'UN POST-ACCELERATEUR

DE 500 MeV/A à GANIL : CSS3.

=====

Groupe d'étude de CSS3 :

**P. Bertrand, C. Bieth, P. Bricault, A. Chabert, M. Duval, J. Fermé,
A. Joubert, M.H. Moscatello, F. Ripouteau, Q.V. Truong.**

**AVANT PROJET D'UN POST-ACCELERATEUR
DE 500 MeV/A à GANIL : CSS3.**

=====

Groupe d'étude de CSS3 :

**P. Bertrand, C. Bieth, P. Bricault, A. Chabert, M. Duval, J. Fermé,
A. Joubert, M.H. Moscatello, F. Ripouteau, Q.V. Truong.**

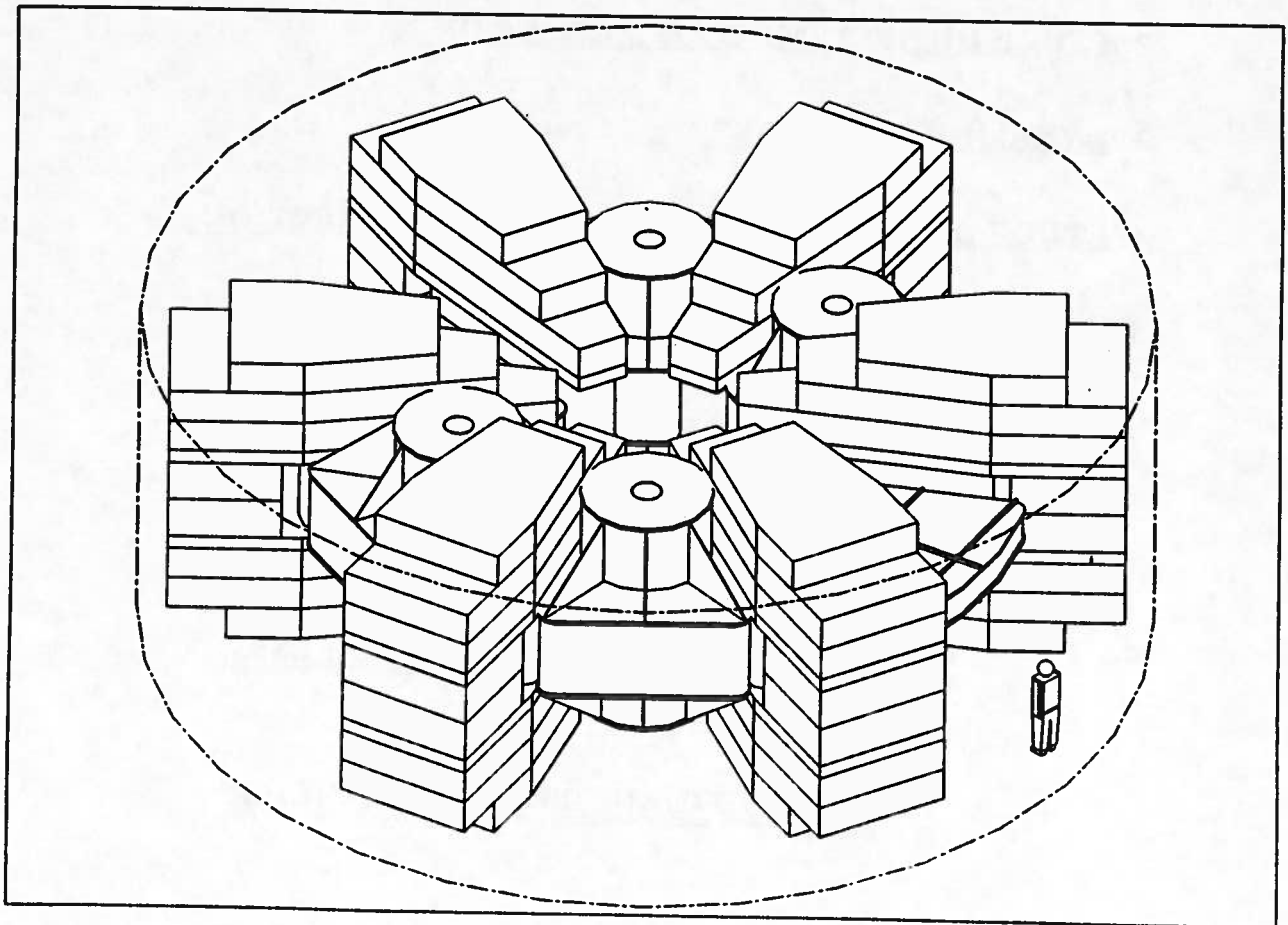
GANIL R9202

AVANT PROJET D'UN POST-ACCELERATEUR DE 500 MeV/A à GANIL : CSS3.

=====

Groupe d'étude de CSS3 :

**P. Bertrand, C. Bieth, P. Bricault, A. Chabert, M. Duval, J. Fermé,
A. Joubert, M.H. Moscatello, F. Ripouteau, Q.V. Truong.**



SOMMAIRE

INTRODUCTION

A. DETERMINATION DES PARAMETRES FONDAMENTAUX DE CSS3 CHOIX DU TYPE DU CYCLOTRON.

1. DETERMINATION DES PARAMETRES FONDAMENTAUX DE CSS3.
2. LE CHOIX DE LA STRUCTURE MAGNETIQUE DE CSS3.
3. DETERMINATION DES PARAMETRES DE CSS3.

B. RESULTATS DE LA PRE-ETUDE DE CSS3.

1. ETUDE DE LA STRUCTURE MAGNETIQUE.
2. ETUDE DU SYSTEME D'ACCELERATION.
3. DYNAMIQUE DES IONS.
4. ETUDE DES SYSTEMES D'INJECTION ET D'EJECTION.
5. PRE-ETUDE DE LA CHAMBRE A VIDE.
6. LES SYSTEMES ANNEXES.
7. ETUDE D'UN REGROUPEUR R3.

C. EXEMPLE D'IMPLANTATION DE CSS3.

D. ASPECT FINANCIER ET ECHEANCIER.

CONCLUSION.

INTRODUCTION.

La communauté des physiciens utilisateurs du GANIL a commencé en 1989 à réfléchir aux domaines de recherche que pourrait ouvrir l'existence à GANIL de faisceaux d'ions à 500 MeV/nucléon dont les qualités optiques et les intensités seraient équivalentes à celles attendues après l'achèvement de l'Opération d'Augmentation d'Intensité (phases 1 et 2).

C'est autour de ce thème qu'à été organisé le colloque de GIENS de 1990, au cours duquel une première ébauche de cyclotron à secteurs séparés et bobines supraconductrices a été présentée.

Le choix d'un cyclotron comme troisième étage accélérateur du GANIL résulte de l'examen d'autres solutions. Un accélérateur de type synchrotron n'est pas adapté, car ne préservant pas les intensités. Un accélérateur de type linéaire est difficile à coupler à CSS2 ; il nécessiterait l'adjonction d'un étage d'adaptation délicat et coûteux. En fait, un accélérateur linéaire ne se justifie que si l'on y injecte directement à partir de la source d'ions.

A. DETERMINATION DES PARAMETRES FONDAMENTAUX DE CSS3.
CHOIX DU TYPE DE CYCLOTRON.

1. DETERMINATION DES PARAMETRES FONDAMENTAUX DE CSS3.

Dans ce chapitre, aucune hypothèse n'est faite concernant les choix techniques : les résultats exposés sont indépendants du type de cyclotron.

Les deux formules fondamentales concernant les cyclotrons isochrones sont :

$$hf = h.f_{rev} = h\beta c / (2\pi \bar{r}) = \text{const} \quad (1)$$

$$\bar{B} \cdot \bar{r} = (m_0 c^2 / e) \beta \gamma / (Q/A). \quad (2)$$

1.1. Choix du rapport $\bar{r}_{\acute{e}jec} / \bar{r}_{inj}$ du cyclotron CSS3.

D'après la formule (1) nous avons :

$$\beta_{CSS3}^{\acute{e}jec} = \beta_{CSS2}^{\acute{e}jec} \left| \frac{\bar{r}_{\acute{e}jec}}{\bar{r}_{inj}} \right|_{CSS3} \quad \text{avec} \quad \beta_{CSS2}^{\acute{e}jec} = \left| \frac{2\pi \bar{r}_{\acute{e}jec}}{hc} \right|_{CSS2} \cdot f_{CSS2}^{HF} \quad (3)$$

d'où nous déduisons les courbes $W_{CSS3}^{\acute{e}jec}$ en fonction de f_{CSS2}^{HF} pour différentes valeurs du rapport $(\bar{r}_{\acute{e}jec} / \bar{r}_{inj})_{CSS3}$.

Rappelons que $\bar{r}_{CSS2}^{\acute{e}jec} = 3\text{m}$; $h_{CSS2} = 2$; $7 \text{ MHz} \leq f_{CSS2}^{HF} \leq 13.6 \text{ MHz}$.

La figure 1 sur laquelle nous avons tracé ces courbes montre que :

- pour atteindre 500 MeV/A nous devons avoir $(\bar{r}_{\acute{e}jec} / \bar{r}_{inj})_{CSS3} \geq 1.8$.
- plus ce rapport sera élevé, plus petite sera la gamme de fréquence nécessaire et plus élevée sera l'énergie minimale obtenue .

Bien sûr ,plus ce rapport sera élevé, pour un rayon d'injection donné, plus CSS3 sera gros mais moins son champ sera élevé.

Nous avons choisi comme compromis acceptable :

$$(\bar{r}_{\acute{e}jec} / \bar{r}_{inj})_{CSS3} = 2 \quad (4)$$

et limité la gamme de fréquence HF à laquelle fonctionnera CSS2 lorsqu'il injectera dans CSS3 à :

$$7 \text{ MHz} \leq f_{CSS2}^{HF} \leq 12 \text{ MHz} \quad (5)$$

donnant la gamme des énergies de sortie de CSS3 :

$$105.88 \text{ MeV/A} \leq W_{CSS3}^{\acute{e}jec} \leq 487.82 \text{ MeV/A}. \quad (6)$$

Ces énergies extrêmes sont atteintes respectivement pour des ions tels que :

$$|Q/A \geq 0.2437 (U_{238}^{+58}) \Rightarrow (\overline{B \cdot r})_{CSS3}^{max} = 6.249 \text{ T.m} \quad \text{point C figure 2.}$$

$$|Q/A \geq 0.4401 (Ar_{40}^{+18}) \Rightarrow (\overline{B \cdot r})_{CSS3}^{max} = 8.116 \text{ T.m} \quad \text{point B figure 2.}$$

Nous imposerons comme limite supplémentaire que l'énergie maximale ne soit atteinte que pour des ions $Q/A = 1/2$ ce qui revient à limiter :

$$(\overline{B \cdot r})_{CSS3}^{jec} \leq 7.144 \text{ T.m} \quad \text{point A figure 2.} \quad (7)$$

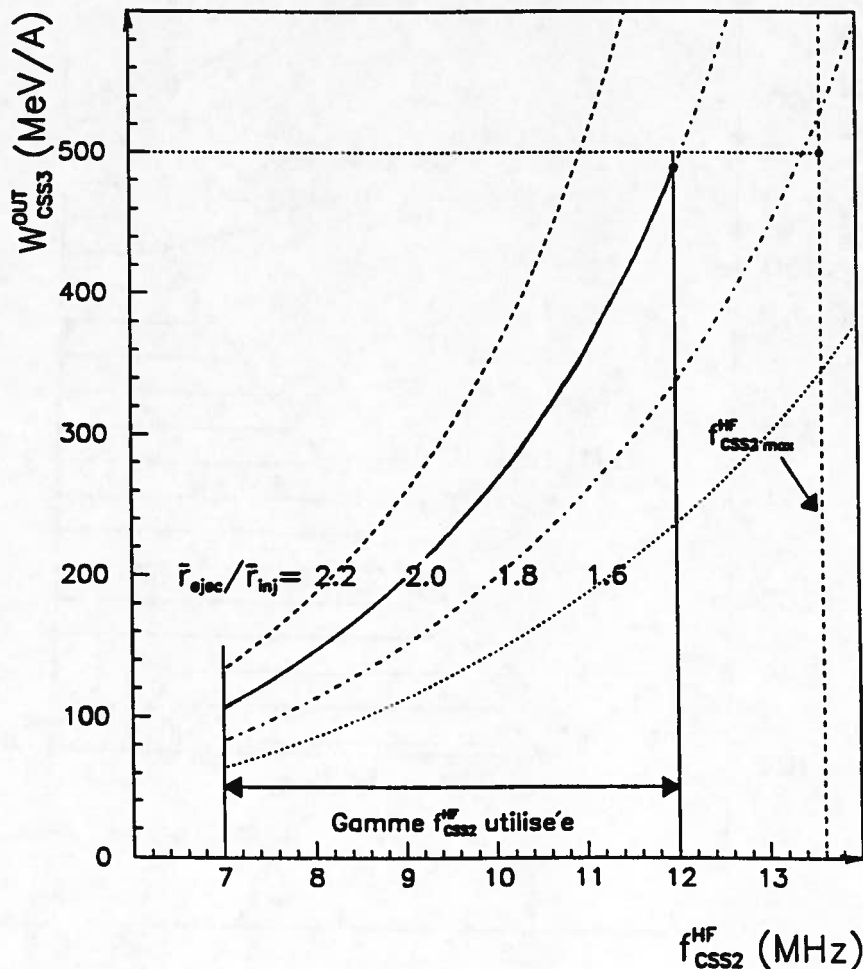


Figure 1: Energies atteintes dans CSS3 en fonction de $f_{HF-CSS2}$ pour différentes valeurs du rapport $(\overline{r_{ejec}/r_{inj}})_{CSS3}$. Choix de ce rapport et gamme de fréquence utile de CSS2 injecteur de CSS3.

Compte-tenu de ces limitations et du fait que :

$$(\overline{B \cdot r})_{CSS2}^{jec} \leq 2.876 \text{ T.m} \quad (8)$$

nous avons représenté sur la figure 2 la gamme de fonctionnement de CSS3 en fonction du Q/A des ions et sur la figure 3 celle correspondante de CSS2.

Sur la figure 2, nous avons aussi tracé les courbes $(\overline{B} \cdot \overline{r})_{CSS3}^{éjéc}$, l'amplitude de variation est assez grande, un facteur 2.345 entre les énergies extrêmes pour $Q/A = 1/2$. Pour des raisons liées en particulier au magnétisme, il sera peut être nécessaire de limiter cette amplitude du côté des basses valeurs et de rester par exemple au dessus de 4 T.m ce qui remontera le seuil des énergies minimales pour les fortes valeurs de Q/A (zone hachurée au voisinage du point D de la figure 2).

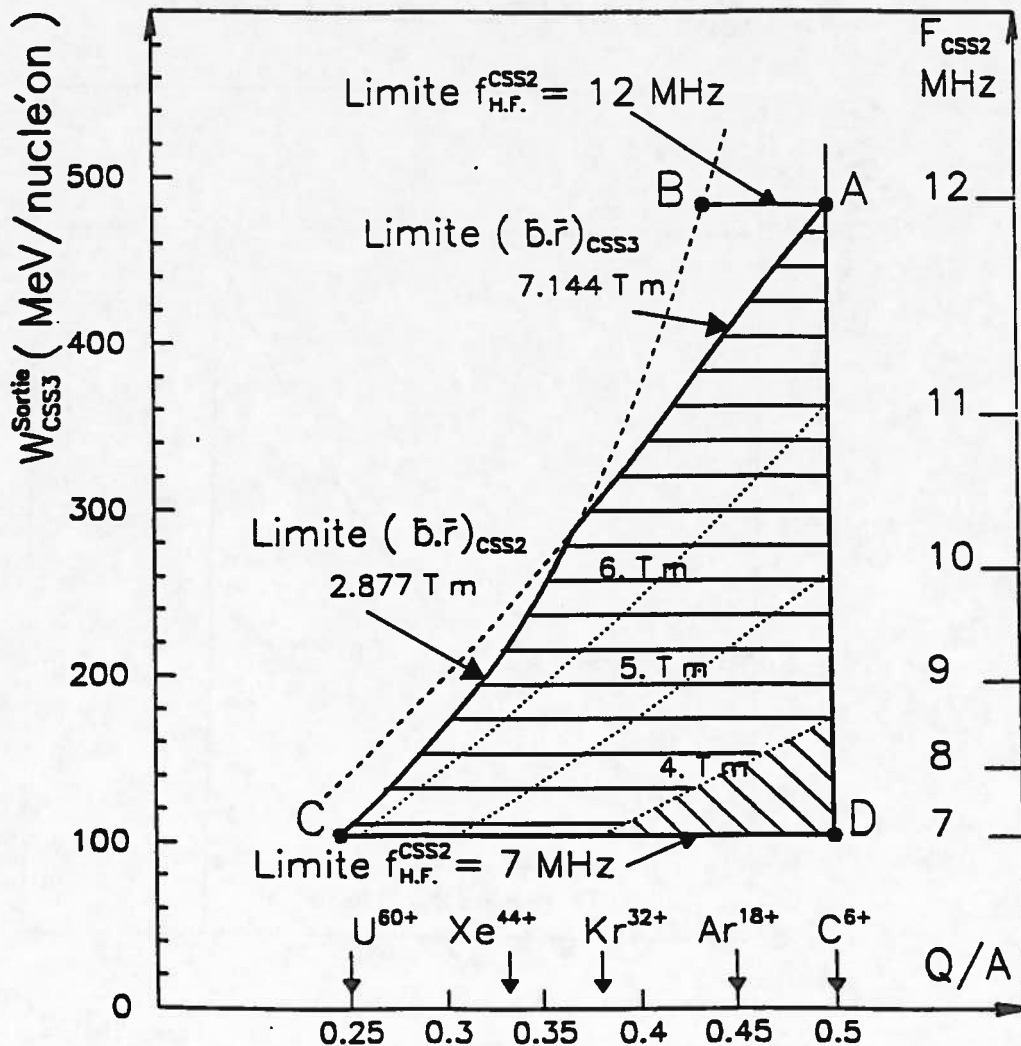


Figure 2 : Gamme d' énergie de CSS3. Limitation des valeurs de $(\overline{B} \cdot \overline{r})_{max}^{CSS3}$.

A ce stade de la définition des paramètres de CSS3, nous sommes en mesure de déterminer les lois de champ isochrone de CSS3, $\overline{B}(\overline{r}) / \overline{B}(\overline{r}_{inj})$ en fonction de $\overline{r} / \overline{r}_{inj}$ et de f_{CSS2}^{HF} . Elles sont représentées sur la figure 4 qui montre que l'augmentation relative du champ moyen entre l'injection et l'éjection va de 8.63% pour l'énergie minimale à 41.15% pour l'énergie maximale.

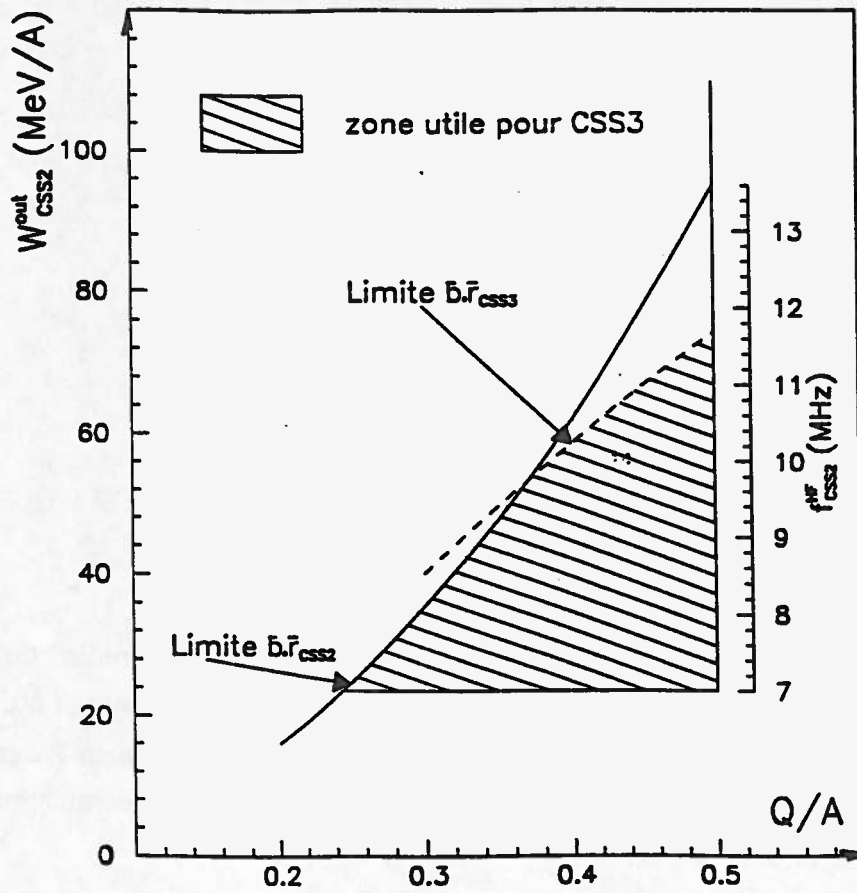


Figure 3 : Gamme des énergies de CSS2 injecteur de CSS3.

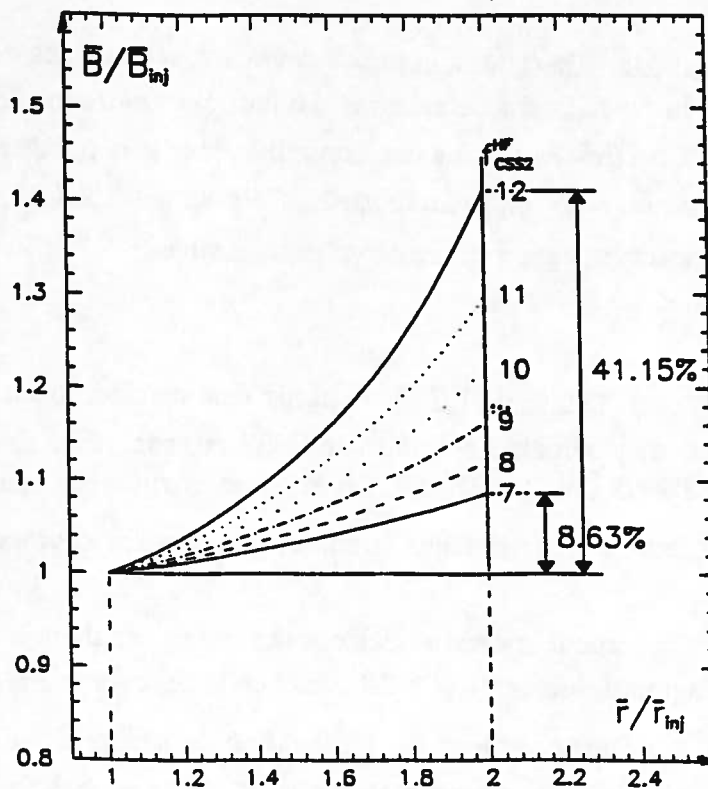


Figure 4 : Champs isochrones à différentes énergies (différentes valeurs de $f_{HF-CSS2}$).

1.2. Choix du rayon d'injection \bar{r}_{inj} .

La condition de synchronisme entre CSS2 et CSS3 impose :

$$\left| \bar{r} f_{HF}/h \right|_{CSS3}^{inj} = \left| \bar{r} f_{HF}/h \right|_{CSS2}^{éjéc} \quad (9)$$

avec une fréquence HF de CSS3 multiple entier de celle de CSS2 :

$$f_{CSS3}^{HF} = k f_{CSS2}^{éjéc} \quad (10)$$

d'où nous déduisons :

$$\bar{r}_{CSS3}^{inj} = 1.5 h_{CSS3}/k \quad \text{en mètres.} \quad (11)$$

Limite sur la valeur de k. Relativement à f_{HF}^{CSS3} l'extension en phase des paquets d'ions sera k fois ce qu'elle est par rapport à f_{HF}^{CSS2} :

$$\Delta\phi_{CSS3} = k \Delta\phi_{CSS2}. \quad (12)$$

Pour maintenir une dispersion d'énergie acceptable (qualité du faisceau et problèmes d'éjection), il faut limiter $\Delta\phi_{CSS3}$ donc k. Même avec l'utilisation d'un regroupeur R3 entre CSS2 et CSS3 (éventuellement d'un regroupeur R2 entre CSS1 et CSS2, de la compression de phase dans CSS1, dans CSS2) il ne semble guère possible d'avoir k supérieur à 4 d'où :

$$k \leq 4. \quad (13)$$

(l'utilisation d'une cavité de flat-topping dans CSS3 n'est pas envisagée).

Limites sur la valeur de h_{CSS3} . Les cavités accélératrices de CSS3 seront des cavités à deux intervalles d'accélération d'ouverture angulaire $2\delta\phi$. Leur efficacité, proportionnelle à $\sin(h\delta\phi)$, entraîne une contrainte dans le choix de l'harmonique h_{CSS3} . Par exemple, pour $\delta\phi = 15^\circ$ on a $\sin(h\delta\phi) \geq 87\%$ pour $4 \leq h \leq 8$.

Nous retiendrons cette gamme de valeurs possibles :

$$4 \leq h_{CSS3} \leq 8. \quad (14)$$

Paramètres possibles de CSS3. A partir des considérations précédentes, nous obtenons les jeux de paramètres possibles de CSS3 ; ils sont résumés dans le tableau 1 :

- la limite $h/k \geq 1$ conduit à $\bar{r}_{inj} \geq 1.5m$ et à des champs moyens $\bar{B}_{éjéc} \leq 2.38 T$ nettement inférieurs à ceux obtenus dans des cyclotrons supraconducteurs de type compact.

- ce tableau fait nettement apparaître deux zones, du moins dans le cas de cyclotrons à secteurs séparés pour lesquels $B_{max} \geq 2$. Teslas : celle des cyclotrons à fort champ moyen ($\bar{B} > 1T$, $\bar{r}_{inj} \leq 3.5 m$) pour lesquels l'utilisation de la supraconductivité s'impose et celle des cyclotrons à faible champ moyen ($\bar{B} \leq 1T$, $\bar{r}_{inj} \geq 3.5m$) pour lesquels une solution classique peut convenir.

\bar{r}_{inj}	$\bar{r}_{éjéc}$	$\bar{B}_{éjéc}^{max}$	\bar{B}_{inj}^{max}	$\bar{B}_{éjéc}^{min}$	\bar{B}_{inj}^{min}	K	f_{HF}^{min}	f_{HF}^{max}	h
1.5	3	2.381	1.918	1.015	0.934	4	28	48	4
1.875	3.75	1.905	1.534	0.812	0.747	4	28	48	5
2	4	1.786	1.438	0.761	0.701	3	21	36	4
2.25	4.5	1.587	1.278	0.677	0.623	4	28	48	6
2.5	5	1.429	1.151	0.609	0.561	3	21	36	5
2.625	5.25	1.361	1.096	0.580	0.534	4	28	48	7
3	6	1.190	0.959	0.507	0.467	4	28	48	8
						3	21	36	6
						2	14	24	4
3.5	7	1.020	0.822	0.435	0.400	3	21	36	7
3.75	7.5	0.952	0.767	0.406	0.374	2	14	24	5
4	8	0.893	0.719	0.380	0.350	3	21	36	8
4.5	9	0.794	0.639	0.338	0.311	2	14	24	6

TABLEAU 1 : paramètres possibles de CSS3.

1.3. Gain d'énergie par tour et pas de spiralisation.

Dans un cyclotron isochrone, la relation :

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta \beta}{\beta} = \frac{1}{\gamma(\gamma^2 - 1)} \cdot \frac{\Delta W}{m_0 c^2} \quad (15)$$

liant la variation du rayon moyen $\Delta \bar{r}$ à celle de l'énergie ΔW permet de déterminer le pas de spiralisation σ en fonction du gain d'énergie par tour ΔW_T :

$$\sigma = \frac{1}{\gamma(\gamma^2 - 1)} \cdot \frac{\Delta W_T}{m_0 c^2} \cdot \bar{r} = \frac{1}{\gamma(\gamma + 1)} \cdot \frac{\Delta W_T}{W} \cdot \bar{r} \quad (16)$$

avec $\Delta W_T = (Q/A)V_T$ V_T étant la tension efficace par tour. (17)

Pour des cavités à deux intervalles d'accélération rappelons que :

$$V_T = 2NVTg \sin(h\delta\phi) \quad (18)$$

N étant le nombre de cavités utilisé, $\delta\phi$ leur demi ouverture angulaire et Tg le facteur de temps de transit propre aux intervalles d'accélération, toujours très proche de 1.

Sur la figure 5 nous avons représenté σ/\bar{r} à l'injection et à l'éjection en fonction de f_{HF}^{CSS2} pour un gain d'énergie $\Delta W_T = 1 \text{ MeV/A}$ et, sur la figure 6, l'évolution du rapport $V(f_{HF})/V(f_{HF}^{max})$ conduisant à un pas de spiralisation à l'éjection σ/\bar{r} indépendant de la fréquence. V diminue très rapidement avec f_{HF} : c'est l'éjection des ions légers ($Q/A = 1/2$) à l'énergie maximale ($f_{HF}^{CSS2} = 12 \text{ MHz}$) qui fixe la valeur maximale de la tension d'accélération.

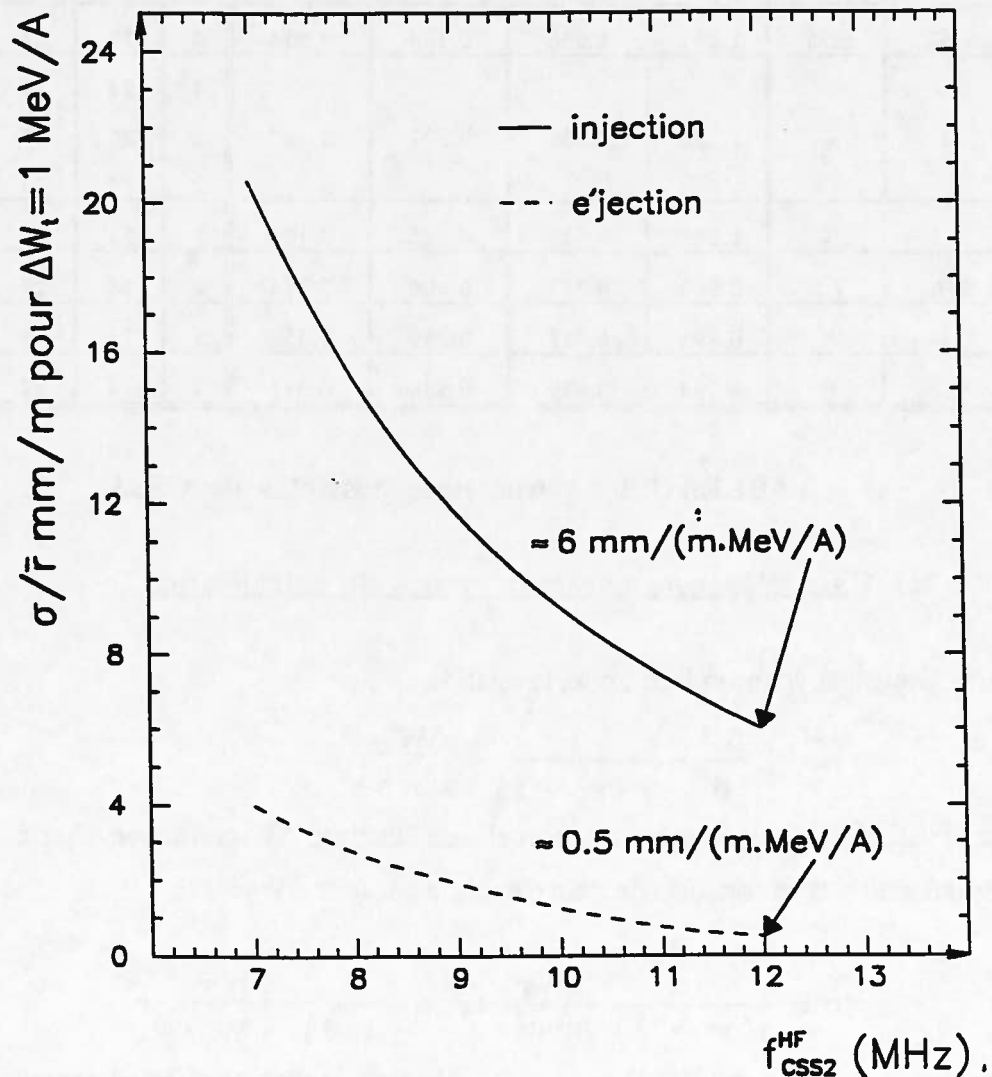


Figure 5 : Séparation par tour en fonction de l'énergie (de $f_{HF.CSS2}$) pour un gain d'énergie par tour de 1 MeV/A.

1.4. Dynamique du faisceau dans CSS3.

Nous rappelons quelques relations théoriques permettant d'obtenir des ordres de grandeur. Dans ce qui suit, ΔX représente la demi dimension du faisceau selon la coordonnée X.

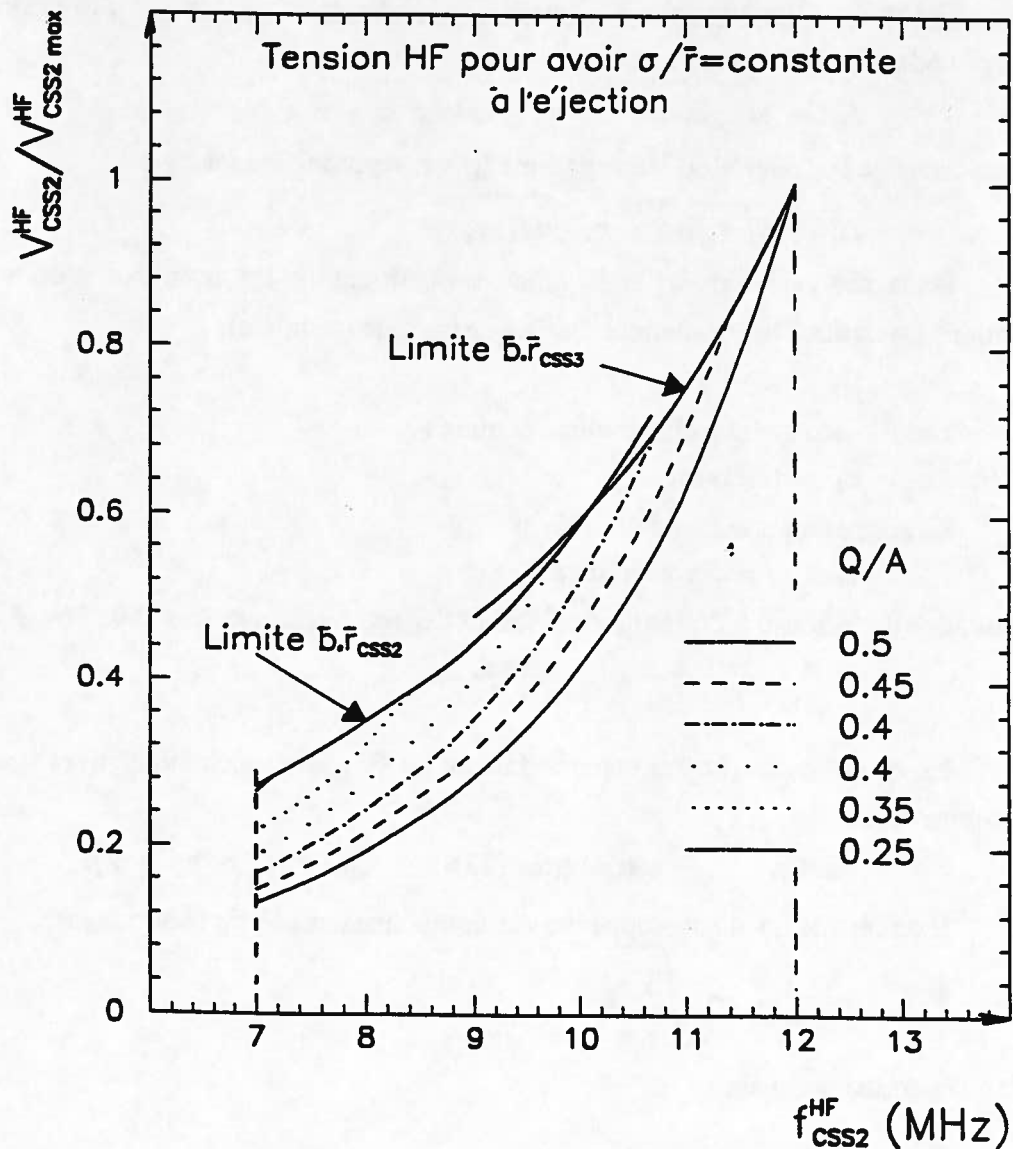


Figure 6 : Tension nécessaire pour un pas de spiralisation constant à l'éjection.

Dispersion d'énergie et dimension radiale chromatique. En supposant que la longueur en phase des paquets d'ions $\Delta\phi$ demeure constante pendant l'accélération, la dispersion d'énergie à l'éjection d'un cyclotron est approximativement :

$$(\Delta W/W)_{\acute{e}jec} = [(\Delta W/W)_{inj}^2 \cdot (W_{inj}/W_{\acute{e}jec})^2 + (\Delta\phi/2)^4]^{1/2} \quad (19)$$

soit à l'énergie maximale ($W_{\acute{e}jec} = 490 \text{ MeV/A}$, $W_{inj} = 74 \text{ MeV/A}$) et pour un faisceau injecté caractérisé par $\Delta\phi = 4^\circ$ et $\Delta W/W = 3 \cdot 10^{-3}$:

$$(\Delta W/W)_{\acute{e}jec} = 1.3 \cdot 10^{-3} \quad (20)$$

dispersion d'énergie à laquelle d'après 15 correspond une largeur chromatique :

$$\Delta r_c / \bar{r} = 3.4 \cdot 10^{-4} \quad (1.7 \text{ mm à } \bar{r} = 5 \text{ m}). \quad (21)$$

Emittances transversales et dimensions monochromatiques. La dimension d'un faisceau adapté d'emittance ϵ_x est :

$$\Delta X = \sqrt{\beta_x \epsilon_x / \pi} \quad \text{avec} \quad \bar{\beta}_x = \bar{r} / v_x \quad (22)$$

qui au cours de l'accélération varie comme ($p = mv$ proportionnel à $\gamma \bar{r}$) :

$$\Delta X \approx \sqrt{\bar{r} / (v_x p)} = \sqrt{1 / (\gamma v_x)}. \quad (23)$$

Dans ces relations v_x et β_x sont respectivement les nombres d'onde et les fonctions β relatifs à la coordonnée envisagée (radiale ou axiale).

L'emittance quant à elle diminue comme :

$$\epsilon_x \approx 1 / (\beta \gamma). \quad (24)$$

En supposant une emittance injectée

$$\epsilon_r = \epsilon_z \leq 5\pi \text{ mm.mrad} \quad (25)$$

l'emittance du faisceau à l'éjection de CSS3 (à l'énergie maximale de 490 MeV/A) sera :

$$\epsilon_r = \epsilon_z \leq 1.8 \pi \text{ mm.mrad}. \quad (26)$$

En ce qui concerne l'enveloppe radiale du faisceau, nous avons avec une bonne approximation :

$$v_r = \gamma \quad \text{soit d'après (22)} \quad \bar{\beta}_r = \bar{r} / v_r = \bar{r} / \gamma. \quad (27)$$

Il en résulte que l'enveloppe radiale monochromatique du faisceau est :

$$\Delta \bar{r}_m = \sqrt{\frac{\bar{r} \epsilon_r}{\gamma \pi}} \quad (28)$$

soit à l'énergie maximale :

$$\Delta \bar{r}_m^{\text{éjec}} \leq 1.1 \sqrt{\bar{r} \text{ éjec}(\text{m})} \text{ mm} \quad (\leq 2.5 \text{ mm à } \bar{r} = 5 \text{ m}) \quad (29)$$

et que sa dimension radiale totale sera :

$$\Delta \bar{r} = [\Delta \bar{r}_m^2 + \Delta \bar{r}_c^2]^{1/2} \quad (\leq 3.0 \text{ mm à } \bar{r} = 5 \text{ m}). \quad (30)$$

Contrairement au mouvement radial, relativement indépendant de la structure magnétique, le mouvement axial en dépend fortement par l'intermédiaire de v_z . A l'énergie maximale, nous aurons :

$$\Delta \bar{z} \leq 1.35 \sqrt{\bar{r} \text{ éjec}(\text{m}) / v_z} \text{ mm} \quad (\leq 3 / \sqrt{v_z} \text{ mm à } \bar{r} = 5 \text{ m}). \quad (31)$$

1.5. Conclusion.

Les caractéristiques du faisceau issu de CSS3, toujours indépendamment de la solution technique qui sera adoptée sont résumées dans le tableau 2.

		Projet actuel étudié	
Gamme d'ions		C_{12}^{+6}	U_{238}^{+58}
Gamme de Q/A		0.5	0.24
Wmin	MeV/A	-----110 *-----	
Wmax	MeV/A	490	110
Gamme f_{CSS2}	MHz	12	7
Intensités		celles de CSS2 limitées à 10^{13} ions / s le cas échéant	
Emittances transverses		$\epsilon_{r.z} \leq 2 \pi \text{ mm.mrad}^{**}$	
Dispersion d'énergie		$2 \Delta W/W \leq 2.6 \cdot 10^{-3}$ au pied**	
Extension en phase		$2 \Delta \phi \leq 8^\circ$ HF _{CSS3} au pied**	
Exemple de Δt		$\Delta t \leq 750 \text{ psec}$ au pied à 30 MHz	

* - Valeur peut être non atteinte pour les Q/A les plus élevés.

** - Pour $2(\Delta W/W)_{inj} = 6 \cdot 10^{-3}$, $2\Delta\Phi_{inj} = 8^\circ HF$, $(\epsilon_{r.z})_{inj} = 5\pi \text{ mm.mrad}$.

TABLEAU 2.

2. LE CHOIX DE LA STRUCTURE MAGNETIQUE DE CSS3.

Le choix d'une structure magnétique est déterminé par :

- Des critères liés à la dynamique des ions : forces de focalisation (diagrammes v_r, v_z), modulation des dimensions du faisceau (fonctions β_r, β_z), lignes de résonance et problèmes de tolérances.

- Des critères liés aux problèmes techniques de réalisation, aux problèmes d'accessibilité (introduction des cavités accélératrices, des diagnostics ...), aux problèmes d'injection et d'éjection (pas de spiralisation, possibilités de réaliser et d'introduire les éléments nécessaires ...), aux problèmes dûs au respect des tolérances.

- Des critères liés au coût de l'ensemble et à l'assurance que l'on peut avoir quant à l'exploitation de la machine et quant aux garanties de ses performances.

2.1. Rappel des propriétés de focalisation des structures magnétiques.

La condition d'isochronisme impose une croissance du champ moyen avec le rayon et donc un indice de champ négatif :

$$\bar{n} = -\frac{r}{B} \frac{\delta B}{\delta r} \approx 1 - \gamma^2 \quad (32)$$

auxquels correspondent les nombres d'onde (forces de focalisation) :

$$v_r^2 = 1 - \bar{n} > 0 \quad \text{et} \quad v_z^2 = \bar{n} < 0 \quad (33)$$

Une structure de révolution ne permet donc pas d'assurer en même temps l'isochronisme et la focalisation verticale. L'abandon de cette symétrie permet d'obtenir un surcroît de focalisation verticale ; en première approximation nous avons :

- Introduction de N secteurs droits : $B = \bar{B} [1 + f \sin(N\theta)]$

$$v_z^2 = \bar{n} + f^2/2. \quad (34)$$

- Spiralisation de ces N secteurs : $B = \bar{B} [1 + f \sin(N\theta - r/d)]$

$$v_z^2 = \bar{n} + f^2/2 (1 + 2 \operatorname{tg}^2 \xi) \quad (35)$$

ξ étant l'angle entre la spirale et le rayon vecteur.

Nous devons donc obligatoirement faire appel à une géométrie à secteurs droits ou spiralés selon que le seul "flutter" f sera ou non suffisant pour obtenir $v_z^2 > 0$.

2.2. Les trois types de structure magnétique.

- Les cyclotrons à secteurs séparés classiques (type GANIL et SIN). Le champ est essentiellement dû au fer en régime non saturé ; en approximation "hard-edge" :

$$\text{à } B_{\max} \leq 2.T \quad \text{correspond} \quad B \leq 2N\theta_s/\pi T \quad (36)$$

θ_s étant la demi-ouverture angulaire des N secteurs.

En approximation hard-edge les diagrammes v_r, v_z pour un cyclotron à N secteurs droits sont bien connus : sur la figure 7 nous présentons les cas $N = 4$ et $N = 6$ et nous en déduisons que :

- Pour atteindre 490 MeV/A il faut obligatoirement utiliser une géométrie à 6 secteurs (la résonance $v_r = N/2$ nous interdit une solution à 4 secteurs).

- Dans une géométrie à 6 secteurs droits, pour ne pas traverser la résonance $v_z = 1$ nous devons avoir :

. soit $\theta_s \leq 9^\circ$ donc $\overline{B} \leq 0.60T$ et dans notre cas $\overline{r}_{\text{éjec}} \geq 12.0$ m. Les dimensions prohibitives éliminent cette solution,

. soit $\theta_s \geq 14^\circ$ donc $\overline{B} \geq 0.93T$ et dans notre cas $\overline{r}_{\text{éjec}} \leq 7.5$ m. Cette solution, de taille peut être encore acceptable, ne permet cependant pas d'atteindre 490 MeV/A : v_z devient imaginaire au dessus de $W \cong 450$ MeV/A. On ne peut donc pas retenir cette solution pour notre projet.

- Une géométrie à 6 secteurs spiralés, permettant de maintenir v_z au dessus de 1, avec un rayon moyen d'éjection de 8 à 9 m apparait donc comme la seule solution classique viable : c'est d'ailleurs une solution à 8 secteurs spiralés qui a été adoptée au SIN pour des faisceaux intenses de protons à 590 MeV. Cependant, les dimensions radiales seraient pratiquement doublées dans notre cas ($Q/A = 1/2$) et nous avons renoncé à cette solution.

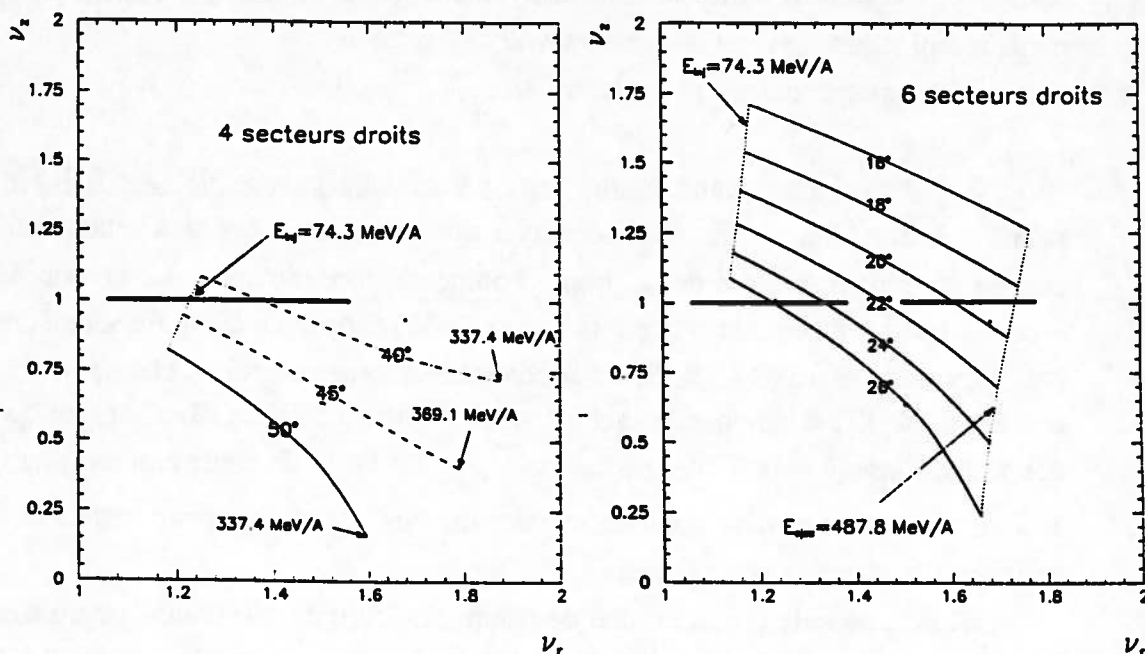


Figure 7 : Courbes v_r, v_z en approximation hard-edge pour 4 et 6 secteurs droits d'ouverture angulaire $2\theta_s$.

- Les cyclotrons supraconducteurs compacts (type MSU). Le champ est essentiellement créé par la bobine supraconductrice circulaire qui entoure l'ensemble des pôles, le fer des secteurs est complètement saturé.

Le champ maximum (dans les secteurs) peut atteindre 6T donnant un champ moyen qui peut dépasser 5T, il en résulte que le "flutter" est très faible et que les pôles doivent être très fortement spiralés pour assurer la focalisation verticale. Les dimensions peuvent être très petites :

$$\overline{r}_{\text{éjec}} \leq 1.5 \text{ m à } 500 \text{ MeV/A pour } \overline{B} = 5T.$$

Or nous avons vu que \bar{r}_{inj} doit être au minimum de 1.5 m donnant $\bar{r}_{éjéc} \geq 3$ m et $\bar{B}_{max} \leq 2.4T$, il en résulte que dans notre cas on ne profitera pas de la compacité que cette solution autorise. D'autre part, la très forte spiralisation impliquée jointe à la structure fermée de la bobine circulaire vont entraîner de très sévères problèmes d'accessibilité et limiter l'efficacité des cavités accélératrices et des systèmes d'injection et d'éjection qu'il sera possible d'introduire. Les problèmes d'injection et d'éjection seront très difficiles à résoudre et ce d'autant plus qu'un champ de fuite très élevé sera présent jusqu'à des distances importantes (sauf à ajouter de grandes quantités de fer qui limiteront encore l'accessibilité et augmenteront la taille de la machine).

Les problèmes technologiques impliqués par cette solution nous semblent pratiquement insolubles en tous cas aux fortes intensités souhaitées, intensités qui impliquent des systèmes d'injection et d'éjection particulièrement performants voire "sans perte" et donc des dimensions relativement grandes qui ne permettent pas de tirer parti du seul attrait de cette solution à savoir sa compacité.

Nous ne retiendrons pas cette solution.

- Les cyclotrons supraconducteurs à bobines séparées (de type SUSE). Cette solution intermédiaire permet de conserver une géométrie ouverte à secteurs séparés, chaque pôle étant entouré de sa propre bobine supraconductrice. Le champ dans les secteurs, somme du champ créé par la bobine ($\geq 3T$) et de celui dû au fer saturé des pôles ($\leq 2T$), est très élevé ($B_{max} \geq 5T$). Par contre les bobines créent un champ inverse dans les vallées ($\leq -1T$) si bien que le champ moyen est intermédiaire ($\bar{B} \leq 2T$) et conduit à des dimensions elles aussi intermédiaires ($\bar{r}_{éjéc} \geq 3.5m$). En nous reportant au tableau 1, nous constatons que du point de vue des dimensions et du champ cette solution est parfaitement adaptée à notre projet.

Dans une telle configuration de champ, le "flutter" est naturellement très élevé donnant des forces de focalisation verticales qui semblent à priori permettre l'utilisation de secteurs droits éliminant ainsi les problèmes spécifiques de réalisation liés à une géométrie spiralisée. La géométrie ouverte conserve tous les avantages de la solution classique.

Cette solution intermédiaire semble donc présenter toutes les garanties : le seul point délicat concerne la réalisation de bobines supraconductrices non circulaires soumises à des forces considérables et la présence d'un champ de fuite élevé bien qu'atténué par la présence de culasses importantes.

C'est cette solution que nous retenons.

3. DETERMINATION DES PARAMETRES DE CSS3.

3.1. Paramètres de la structure magnétique.

En nous reportant aux courbes $v_r - v_z$ de la figure 7, nous voyons que nous devons utiliser 6 secteurs ce qui permettra de placer 4 cavités accélératrices, deux vallées restant libres pour l'injection, l'éjection et aussi pour placer un nécessaire système de sondes donnant la phase centrale le long d'un rayon (réglage de l'isochronisme). L'utilisation de 4 cavités procurera un gain d'énergie important favorisant la séparation par tour et facilitant les problèmes d'injection et d'éjection.

Le "flutter" dans une solution à bobines supraconductrices séparées étant supérieur à celui de la solution classique, on peut espérer obtenir $v_z > 1$ avec des secteurs droits d'ouverture angulaire égale à 18, voire 20°. Il restera de l'ordre de 30° pour loger les cavités accélératrices et leur efficacité, $\sin(h\delta\phi)$, avec $\delta\phi = 15^\circ$ sera 0.86, 0.96 et 1 respectivement pour $h = 4, 5$ et 6.

Compte-tenu du caractère "soft-edge" du champ et de sa composante négative dans les vallées, la valeur $(\overline{B \cdot r})_{\max}$ de 7.144 Tm à l'éjection sera obtenue pour un champ dans le secteur tel que :

$$B_{\max} > \frac{\pi}{N} (\overline{B \cdot r}) \frac{1}{\theta_s r} = \frac{215}{\theta_s r} \text{ Teslas (degrés.m)}^{-1} \quad (37)$$

soit avec $\theta_s = 10^\circ$: $B_{\max} > 21.5/\overline{r}$ Teslas .m⁻¹.

Nous devons donc avoir $\overline{r}_{\text{éjec}} > 4.3$ m pour avoir $B_{\max} \leq 5T$; en nous reportant au tableau 1, nous avons les deux solutions possibles :

$\overline{r}_{\text{inj}} = 2.25$ m	$K = 4$	$h = 6$
$\overline{r}_{\text{inj}} = 2.50$ m	$K = 3$	$h = 5$

Entre $h = 6$ et $h = 5$, le gain du point de vue de l'efficacité des cavités est minime (< 4%), par contre, s'il est à priori favorable d'avoir les fréquences HF les plus élevées ($K = 4$) cet avantage est fortement contrebalancé par les problèmes de regroupement en phase impliqués. D'autre part, de plus grandes dimensions favorisent l'accessibilité et la séparation par tour.

S'il s'avérait que l'on doit prendre des secteurs non pas de 20° mais de 18° pour assurer la focalisation, alors il serait préférable d'avoir un rayon d'injection de 2.5 m pour conserver $B_{\max} = 5T$.

Enfin, plus la dimension radiale des pôles sera grande, plus il sera aisé d'y loger le système des bobines d'isochronisme, la croissance du champ en $\gamma(r)$ s'effectuant sur une plus grande plage de rayons.

Toutes ces considérations nous ont conduit à choisir pour notre pré-étude un rayon d'injection de 2.5 m et des secteurs d'ouverture angulaire égale à 20° mesurée entre les axes des parties droites de la bobine.

3.2. Paramètres des cavités accélératrices.

Le choix de $\bar{r}_{inj} = 2.5$ m détermine la gamme de fonctionnement des cavités accélératrices :

$$K = 3 \Rightarrow 21 \text{ MHz} \leq f_{HF} \leq 36 \text{ MHz.} \quad (38)$$

Leur ouverture angulaire sera prise a priori égale à 30° (entre les axes des intervalles d'accélération) ce qui laisse plus de 10° libres.

Nous avons vu (formule 30) que la demi-largeur du faisceau Δr sera de l'ordre de 3 mm à $\bar{r}_{éjéc} = 5$ m. Pour obtenir une séparation par tour $\sigma_{éjéc} \geq 2\Delta r$, il nous faudrait un gain d'énergie par tour supérieur à 2.8 MeV/A soit, pour $Q/A = 1/2$ et 4 cavités d'efficacité égale à 95%, une tension de l'ordre de 750 kV sur l'électrode centrale. Dans un premier temps, nous pouvons espérer, par un effet de précession, augmenter la séparation par tour à l'éjection et nous demanderons une tension de 500 kV au rayon d'éjection.

3.3. Résumé des paramètres utilisés pour la pré-étude de CSS3.

Le résumé de ces paramètres est donné dans le tableau 3 et une vue schématique de CSS3 sur la figure 8.

Nombre de secteurs	6
Ouverture angulaire	10° (axes des bobines)
Rayon moyen injection	2.5 m
Rayon moyen éjection	5.0 m
Champ moyen injection	1.151 T
Champ moyen éjection	1.429 T
Nombre de cavités accélératrices double gap	4
Gamme de fréquence	21 à 36 MHz
Harmonique	5
Ouverture angulaire	$\cong 15^\circ$
Tension maximale à 36 MHz et réjéc	$\cong 500$ kV
Diamètre hors tout du cyclotron	$\cong 18$ m

TABLEAU 3.

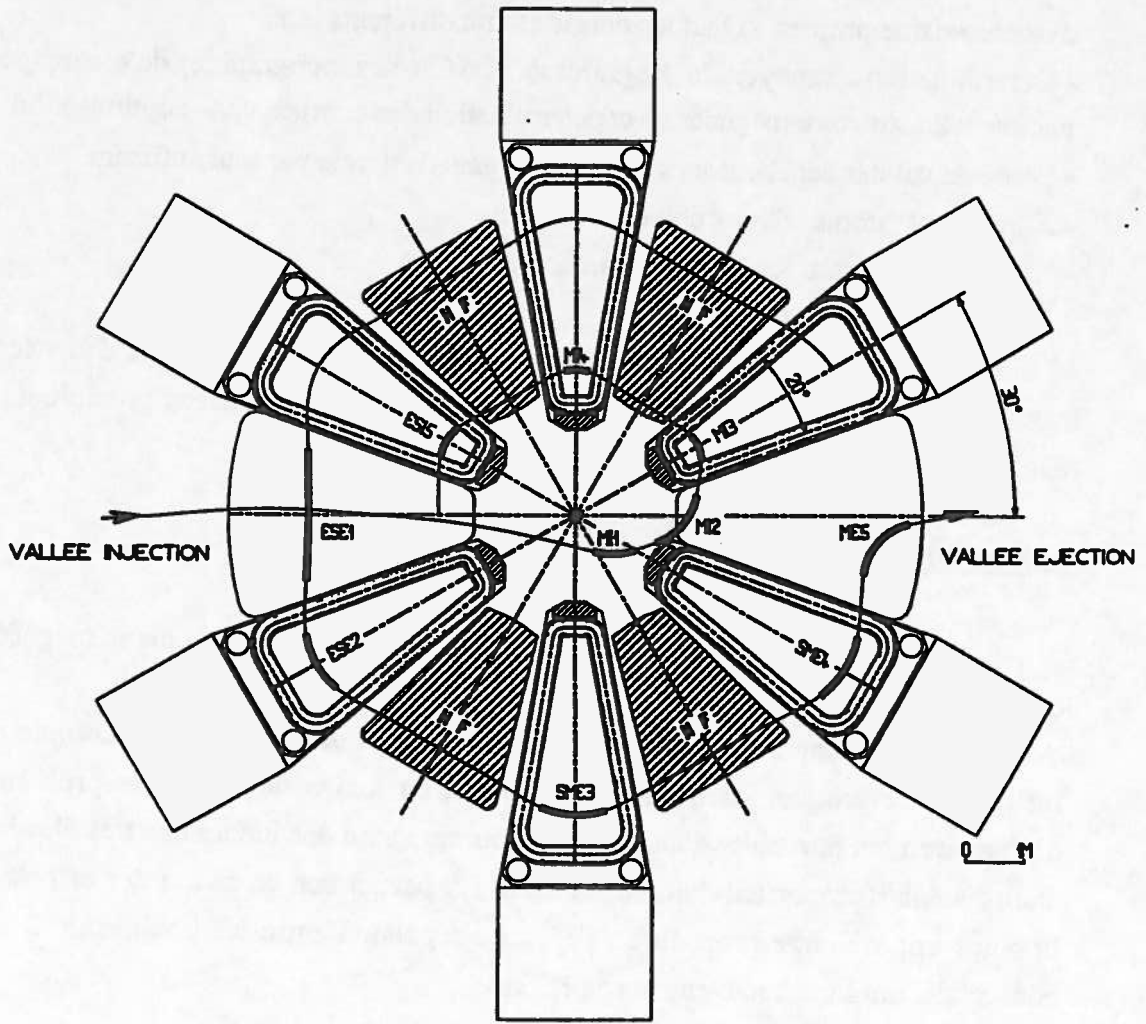


Figure 8 : Schéma de CSS3

B. RESULTATS DE LA PRE-ETUDE DE CSS3.

Cette étude de faisabilité comporte les aspects essentiels suivants:

- Détermination d'une solution technique permettant la réalisation de l'ensemble magnétique, soit essentiellement l'étude de la bobine supraconductrice et des enroulements polaires permettant d'obtenir les niveaux de champ et les lois d'isochronisme propres à chaque énergie et aux différents ions.
- Détermination au moyen du programme TOSCA des topographies de champ données par une telle structure magnétique et détermination des courbes $v_r v_z$: optimisation.
- Etude de cavités accélératrices assurant un gain d'énergie par tour suffisant.
- Etude des systèmes d'injection et d'éjection.
- Ebauche d'une solution pour la chambre à vide.

Une étude sommaire des principaux systèmes annexes dont celle d'un nécessaire regroupueur R3 a aussi été faite et nous proposons une implantation possible de CSS3 dans l'ensemble du GANIL.

1. ETUDE DE LA STRUCTURE MAGNETIQUE

Le programme TOSCA a été utilisé pour tous les calculs du champ magnétique et des forces associées.

Les 6 secteurs sont introduits dans le calcul de façon à tenir compte de leur influence réciproque. Bien que très coûteux en temps de calcul, le problème doit obligatoirement être traité dans sa totalité compte tenu des inductions très élevées et du champ négatif important dans les vallées. En particulier, le calcul des efforts sur les bobines impose cette procédure : l'effet de répulsion entre les bobines de 2 secteurs consécutifs diminue notablement ces efforts.

1.1 La structure magnétique.

La conception globale d'un secteur a été faite à partir des options fondamentales suivantes :

- Chaque secteur est constitué de deux bobines principales supraconductrices entourant des pôles à température ambiante et d'une culasse de dimensions appropriées. Le nombre d'ampères tours par bobine nécessaire pour produire un champ utile de 5T dans les secteurs est estimé à $2.4 \cdot 10^6$.

- Un système de bobines d'isochronisme, elles aussi supraconductrices, assurera, avec un minimum d'amenées de courant, l'essentiel de la variation du champ entre les rayons d'injection et d'éjection. Le nombre d'ampères tours total par nappe est estimé à $5 \cdot 10^5$.

- Un système de nappes de conducteurs chauds est destiné à affiner la loi d'isochronisme.

De plus nous avons choisi d'inclure les bobines cryogéniques de chaque pôle (principale et d'isochronisme) dans un même cryostat. Les fermetures haute et basse des chambres à vide des deux cryostats sont assurées par le circuit magnétique (culasses haute et basse). La figure 9 montre un croquis de l'ensemble magnétique.

Une hauteur disponible de 150 mm (vide machine) a été imposée pour le logement des éléments d'injection et d'éjection : à noter qu'une telle hauteur n'est nécessaire qu'aux parties avant et arrière.

D'autre part le dimensionnement de la culasse (à saturation) correspond à un champ de 2.2 T ce qui lui permet d'absorber l'essentiel du flux vers l'arrière et d'obtenir dans cette zone des champs de fuite réduits.

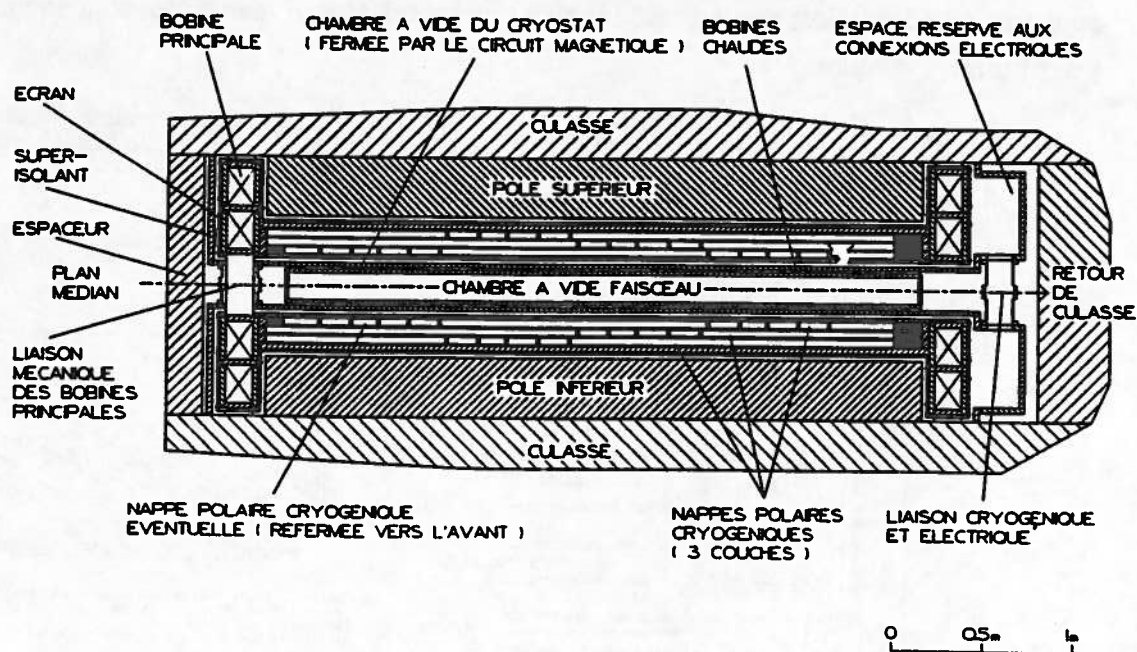


Figure 9 : Schéma des enroulements cryogéniques (bobines principales et enroulements correcteurs). Insertion des cryostats dans le circuit magnétique (coupe selon l'axe du secteur).

Une étude préliminaire de la technologie de la partie cryogénique (bobinages, cryostats et circuits associés) a été effectuée à Saclay par le Service des Techniques Instrumentales des Particules Élémentaires (S.T.I.P.E.) et a donné lieu à un rapport détaillé dont nous ne donnons que les principaux résultats.

- Bobines principales (figures 9 et 10). D'une section de $150 \times 420 \text{ mm}^2$, chaque bobine est constituée de 12 doubles galettes. Une densité apparente de courant de 40 A/mm^2 (en dessous des limites actuelles) a été choisie pour assurer la cryostabilité de cette bobine, l'intensité étant de 10^4 A .

Les forces magnétiques (voir figure 11) dépassent 1000 tonnes réparties le long de la partie droite des bobines. C'est l'une des raisons qui ont conduit au choix d'un conducteur creux qui permet un bobinage imprégné classique dont le refroidissement est assuré par une circulation forcée d'He supercritique. Un tel système placé dans une boîte en acier inoxydable, elle même divisée en deux compartiments et rigidifiée par un voile entre ses parties droites, permet de bien mieux tenir les forces qu'un système à bain.

Un calcul préliminaire a montré que dans ces conditions la déformation de la partie droite pouvait atteindre quelques millimètres. Il conviendra de définir par un calcul plus poussé les perturbations de champ que en découlent et leur influence sur la dynamique des ions dans la machine. On pourra alors déterminer les tolérances de construction nécessaires tout en sachant bien que les tolérances réalisables sont soumises à des limites pratiques.

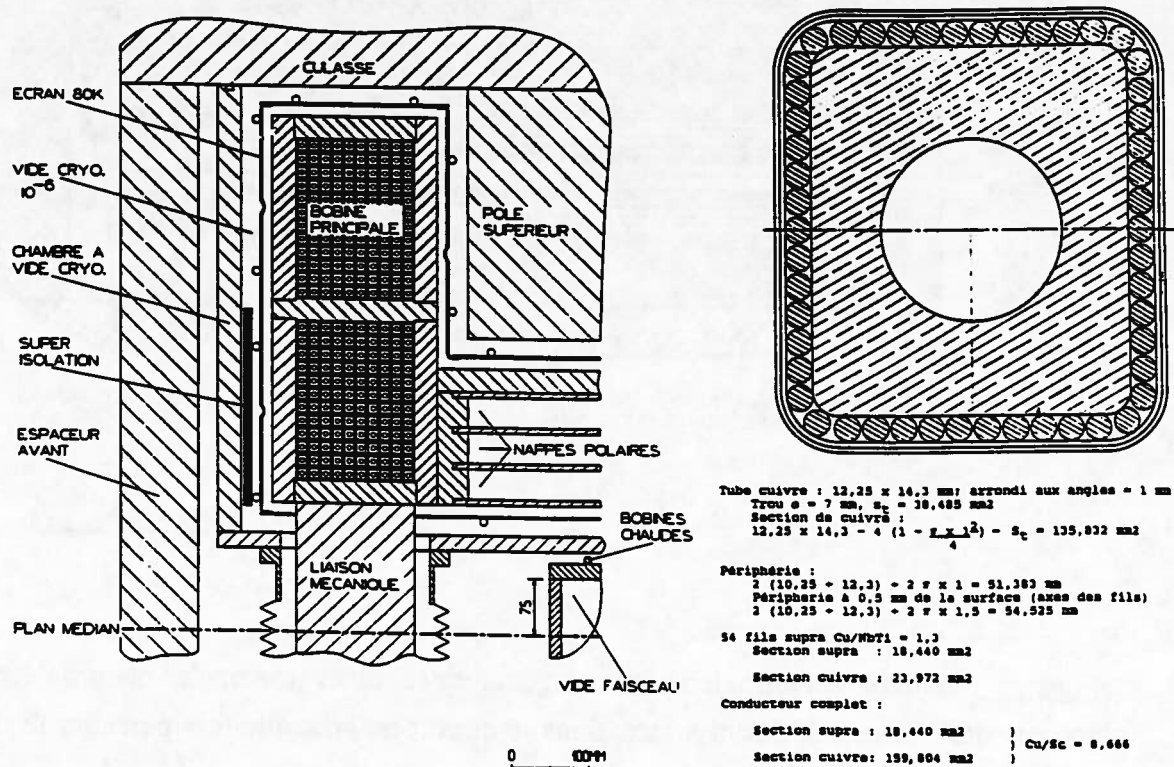


Figure 10 : Schéma de la bobine principale et du conducteur utilisé.

- Energie stockée, système de protection. Une estimation de l'énergie stockée donne 40 MJ/secteur, soit 240 MJ pour l'ensemble.

Le circuit électrique des bobines principales comportera l'alimentation stabilisée munie d'un contacteur et 6 résistances de décharge (50 mΩ, 40 MJ, 500 V) munies de 6 contacteurs en parallèle. On a pu estimer qu'en cas de transition sur une bobine principale, la température atteinte est limitée à 50 K, valeur tout à fait acceptable.

- Système cryogénique. Il assure la mise en froid initiale, fournit la puissance calorifique nécessaire en régime stationnaire et est utilisé pour le réchauffage en cas d'arrêt. La mise en froid demandera entre 15 et 20 jours pour atteindre 4.4K, température à laquelle on devra produire environ 2000 litres d'He. Le régime stationnaire étant atteint, le refroidissement des écrans (70 - 80 K) nécessite une puissance frigorifique inférieure à 2.5 kW et un débit de gaz d'environ 50g/s, le refroidissement des bobinages requiert de l'ordre de 350 W.

Le réfrigérateur retenu devra donc fournir \approx 500 l/h de liquide et 2.5 kW à 70 K, il s'agira certainement d'une machine unique avec un cycle à 16 bars et production de froid par détente (2 ou 3 turbines).

Dans le tableau 4 nous avons résumé l'essentiel des caractéristiques du circuit magnétique que nous avons choisi comme point de départ de notre étude.

Circuit magnétique (1 secteur).	
- Poids du fer (culasse + pôle)	500 t
- Distance entre pôles	700 mm
- Champ maximum	5 T
- Energie stockée	45 MJ
Bobine principale (1 pôle) : cryogénique.	
- Ampères tours	2.4 10 ⁶ A
- Intensité maximum	10 ⁴ A
- Densité de courant moyenne (maximum)	40 A/mm ²
- Nombre de tours (12 doubles gallettes de 2 fois 10 tours)	240
Bobines d'isochronisme (1 pôle) : cryogéniques.	
- Ampères tours	5.10 ⁵ A
- Intensité maximum	2500
- Densité de courant moyenne (maximum)	25 A/mm ²
- Nombre de tours (3 couches de 9 groupes de conducteurs bobinés en double galette de 2 fois 4 tours)	216

TABLEAU 4 : Principales caractéristiques d'un secteur.

1.2. Topographies de champ.

La figure 12 représente le maillage de CSS3 utilisé dans TOSCA (bobines principales seules) : la totalité des 6 secteurs est prise en compte par symétrie.

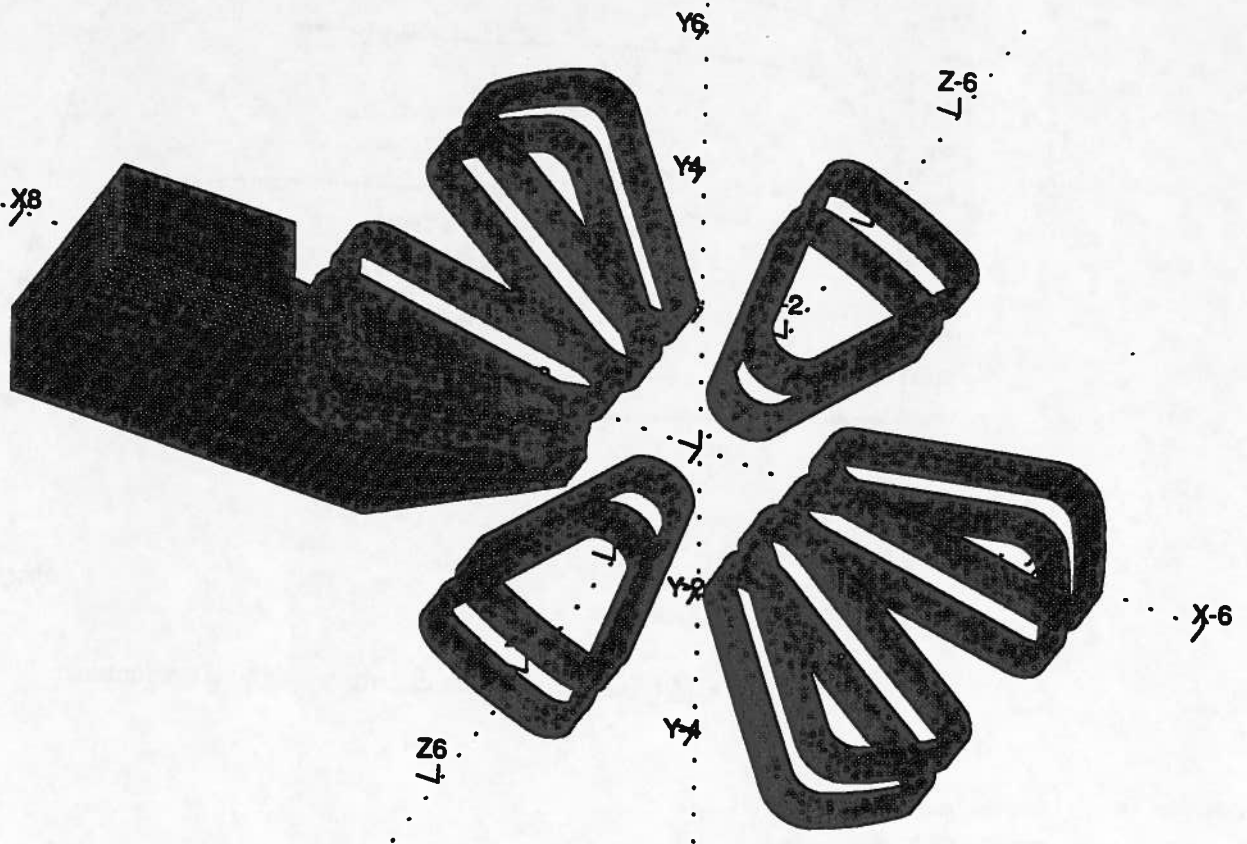


Figure 12 : Le maillage utilisé dans TOSCA (sans les enroulements correcteurs).

Généralités sur les topographies de champ. Sur la figure 13 nous avons tracé les courbes donnant le champ sur l'axe des secteurs et le champ moyen pour un rayon donné en fonction de la densité de courant δ dans les bobines principales : 2 zones de fonctionnement apparaissent clairement. La première ($\delta \leq 7.5A/mm^2$) correspond à un fonctionnement classique (le champ est déterminé par le fer des pôles non saturés). Dans la seconde ($\delta \geq 20A/mm^2$) le fer saturé donne une contribution constante et seule la bobine contribue à l'augmentation de B.

Les figures 14, 15 et 16 montrent pour diverses valeurs de δ , respectivement les courbes $B(r)$ sur l'axe des secteurs, les courbes $B(\theta)$ à $r = 4m$ et les courbes $\overline{B}(r)$. Sur cette dernière figure, les deux zones de fonctionnement apparaissent clairement : à bas champ nous avons les chutes de champ à l'avant et à l'arrière de l'aimant classique alors qu'à haut champ nous avons une remontée du champ vers l'arrière et une atténuation de la chute de champ avant (effet prépondérant de la bobine).

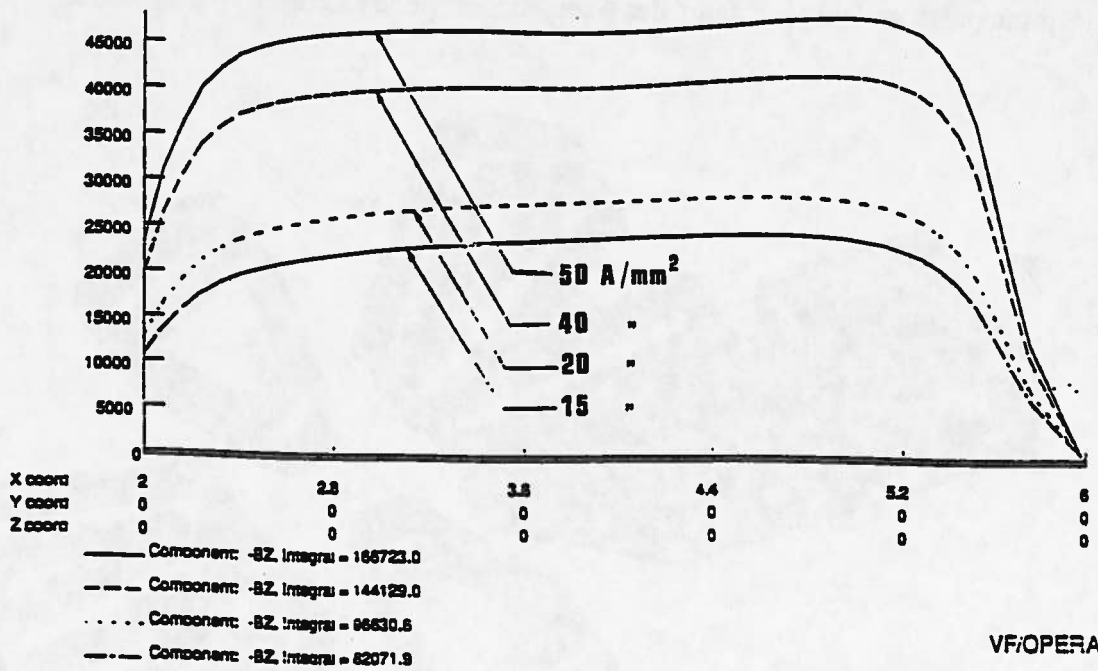


Figure 14 : Distribution du champ sur l'axe d'un secteur

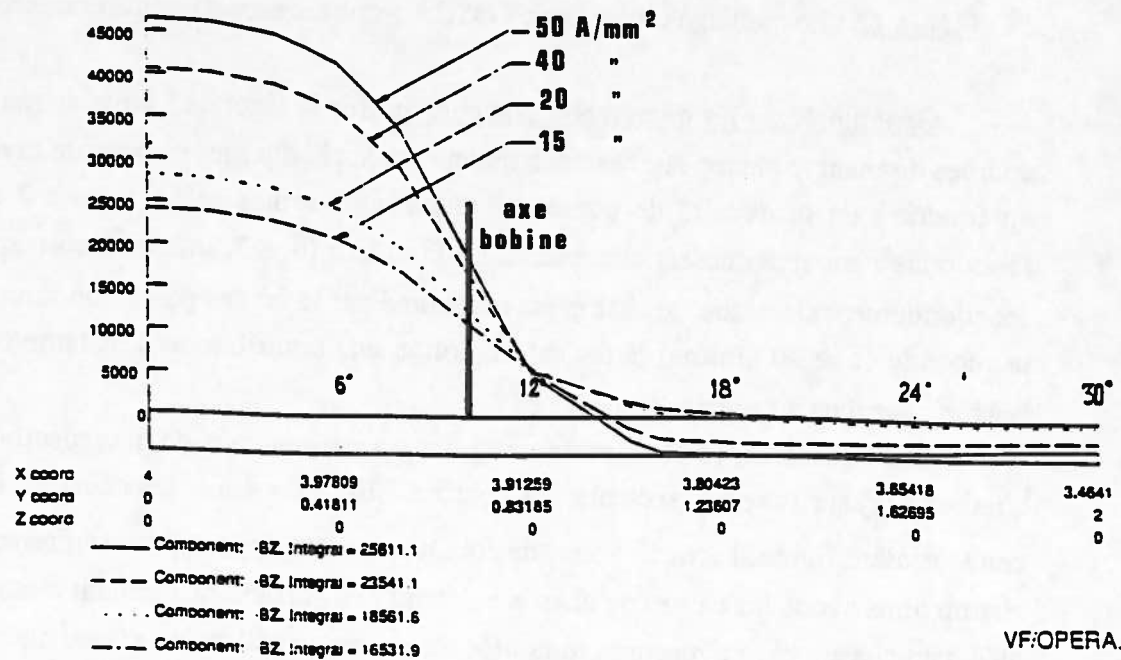


Figure 15 : Distribution du champ en fonction de l'azimut à $r = 4$ m

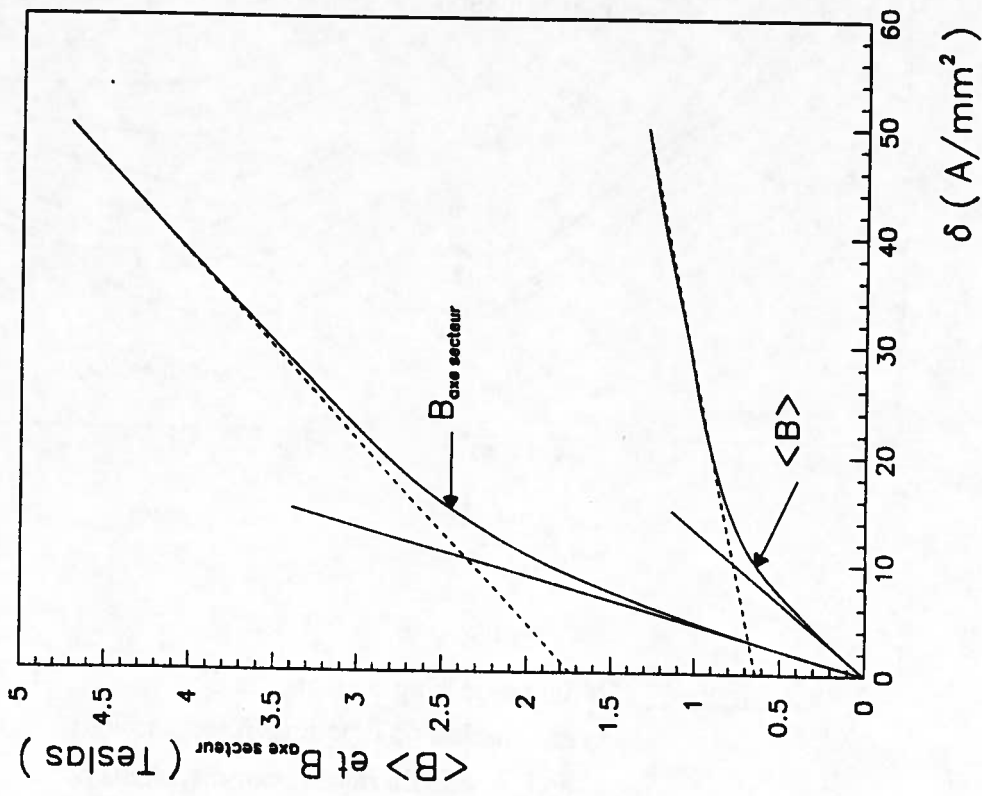


Figure 13 : Courbes donnant le champ sur l'axe d'un secteur et le champ moyen à $r = 4.5$ m en fonction de la densité apparente de courant dans la bobine principale

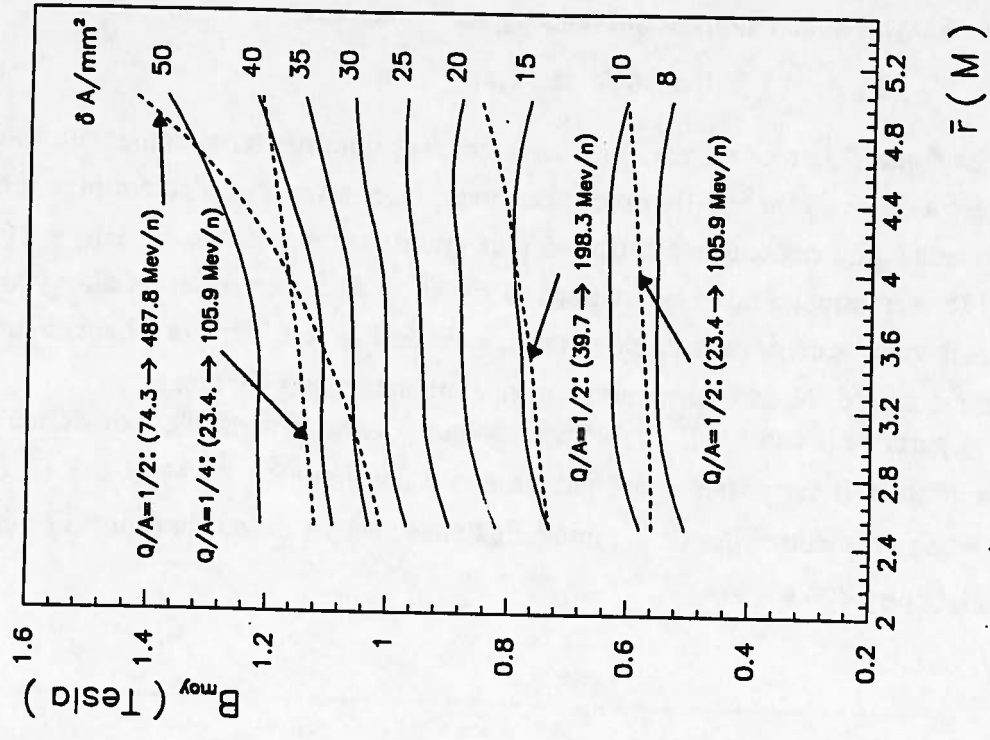


Figure 16 : Distribution du champ moyen en fonction de r pour différentes valeurs de la densité apparente de courant dans la bobine principale et courbes $B(r)$ isochrones

Nous pouvons, à partir de ces résultats, déterminer l'angle magnétique θ_m des secteurs : à rayon donné, nous définissons θ_m par la relation :

$$\theta_m = \int_0^{\theta_s} B(\theta, r_i) d\theta / B(0, r_i). \quad (39)$$

La figure 17a montre que, à rayon donné, θ_m diminue sensiblement en fonction de δ , c'est à dire en fonction du niveau de champ. Cet effet sera d'autant plus sensible que l'on sera à plus haute énergie, donc à plus grands rayons puisque $\delta \approx B(r) \approx \gamma(r)$; la figure 17b, sur laquelle nous avons tracé la variation de θ_m en fonction du rayon pour différentes valeurs de δ , montre bien la remontée de θ_m vers l'arrière à haut champ (on note ici encore la différence de comportement entre haut et bas champs).

A partir de la courbe $\overline{B}(\overline{r})$ correspondant à l'accélération d'un ion donné à une énergie donnée, il est possible compte tenu des courbes $\overline{B}(\overline{r}, \delta)$ et $\theta_m(\overline{r}, \delta)$ de tracer l'angle magnétique $\theta_m(\overline{r})$: une telle courbe est portée sur la figure 17b dans le cas du carbone à 490 MeV/A.

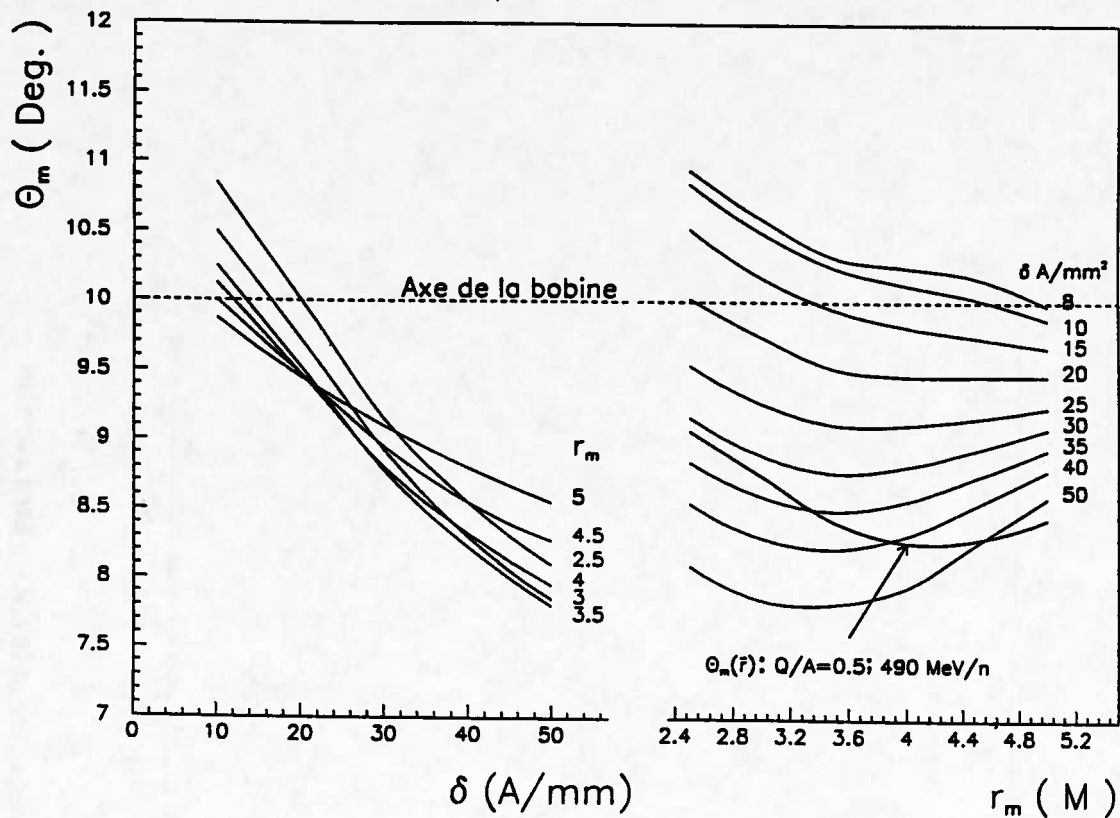


Figure 17 : Variation de l'angle magnétique :

- a) en fonction de δ pour différents rayons.
- b) en fonction du rayon pour différents δ .

- Isochronisme : Les bobinages d'isochronisme supraconducteurs doivent fournir le champ :

$$\delta B = B_{iso} - B_{base} \quad (40)$$

où B_{iso} est le champ isochrone (pour Q/A et f_{HF} donnés) et B_{base} le champ dû aux seules bobines principales.

Sur la figures 16 nous avons aussi tracé les lois d'isochronisme $\overline{B}(\overline{r})$ pour les cas extrêmes (énergies maximales à $Q/A = 1/2$ et minimales à $Q/A = 1/4$ et $1/2$) et pour un cas intermédiaires ($\cong 200$ MeV/A à $Q/A = 1/2$) : la contribution des enroulements polaires y est mise en évidence.

A haut champ et haute énergie, il sera toujours possible d'obtenir $\delta B > 0$ à tous les rayons et ce d'autant plus que les conducteurs d'isochronisme bouclés vers l'arrière créeront un champ inverse à l'avant. A bas champ ou à faible énergie, il n'en sera peut être pas ainsi, mais les corrections demeureront faibles et les enroulements à température ambiante devraient pouvoir assurer l'essentiel de la correction.

On a donc prévu comme point de départ d'un système à optimiser 3 couches de conducteurs bouclés vers l'arrière (voir figure 11) disposés approximativement selon la loi γ_{max} à réaliser.

Sur la figure 18 nous avons tracé l'apport de champ donné par un certain nombre d'enroulements (2 de chacune des 3 couches) : à $I_{max} \cong 2500$ A on obtient de l'ordre de 350 à 500 gauss par enroulement sur l'axe des secteurs (cet apport dépend de la distance de l'enroulement au plan médian).

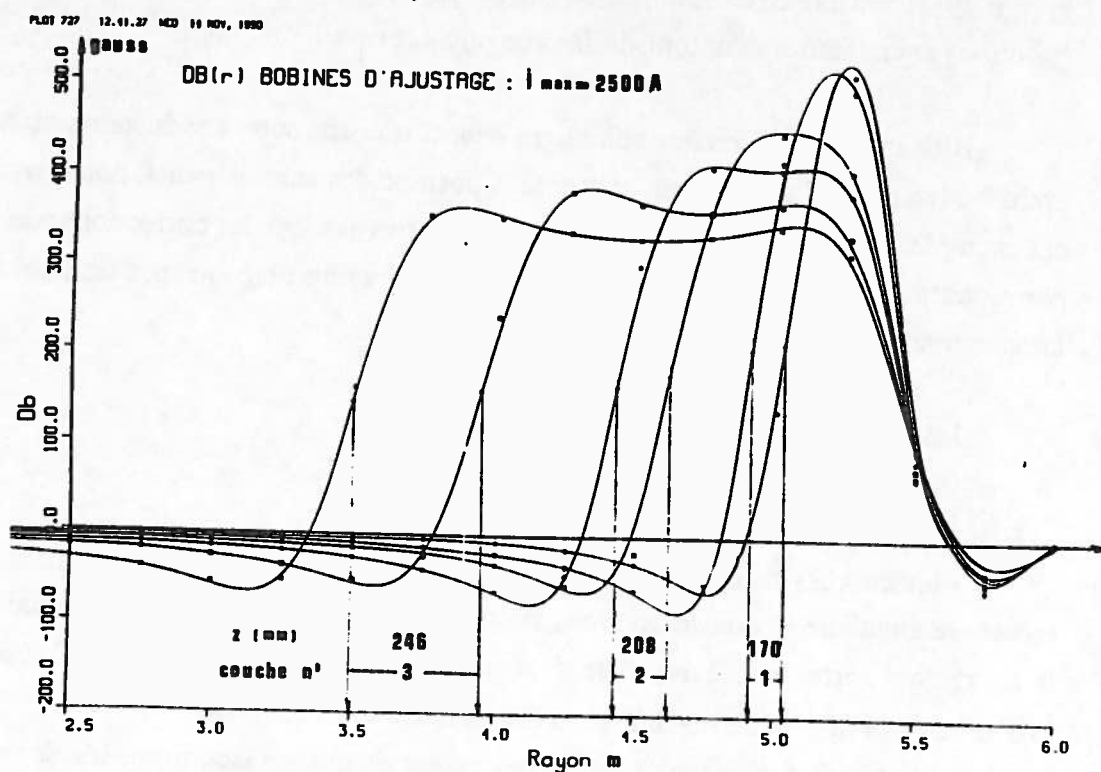


Figure 18 : Contribution d'un enroulement cryogénique.

Sur la figure 19 nous avons représenté le champ isochrone obtenu avec les seuls enroulements cryogéniques dans le cas du carbone à 490 MeV/A : ce résultat est obtenu avec 3 alimentations (les conducteurs de chacune des 3 nappes sont parcourus par un même courant).

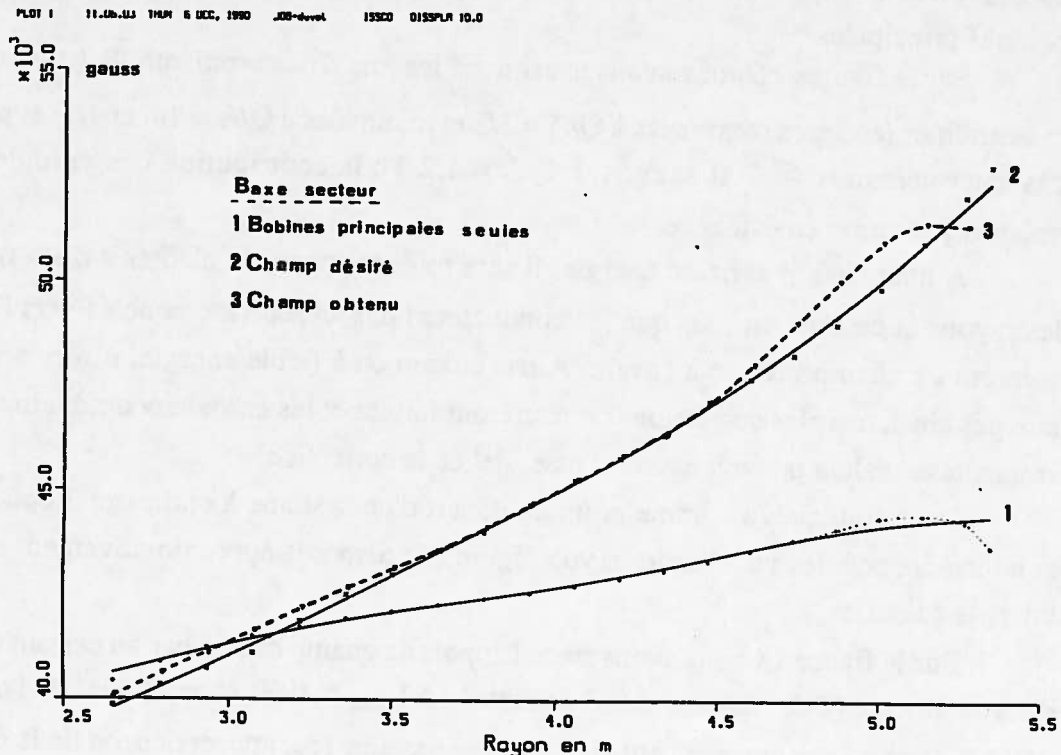


Figure 19 : Exemple d'isochronisation (B_{axe}) par les seuls enroulements cryogéniques (positions et courants non optimisés dans ce premier essai).

Bien que le système des bobinages d'isochronisme supraconducteurs ne soit pas optimisé (en particulier en ce qui concerne la position des enroulements) nous voyons sur cet exemple, mais ceci a aussi été testé dans les autres cas, que les corrections résiduelles par rapport aux lois d'isochronisme désirées pourront être obtenues par les bobinages à température ambiante.

1.3. Les courbes v_r, v_z .

Sur la figure 20 nous avons tracé :

- les courbes théoriques de l'approximation hard-edge pour 6 secteurs de demi-ouverture angulaire θ_s constante. Nous avons aussi tracé (dans la même approximation) la courbe qui correspond à des secteurs d'ouverture angulaire variable $\theta_s = \theta_m$, θ_m étant la courbe de la figure 17b obtenue pour le carbone à 490 MeV/A.

- les courbes obtenues à partir des cartes de champ isochronisées données par TOSCA dans les différents cas traités.

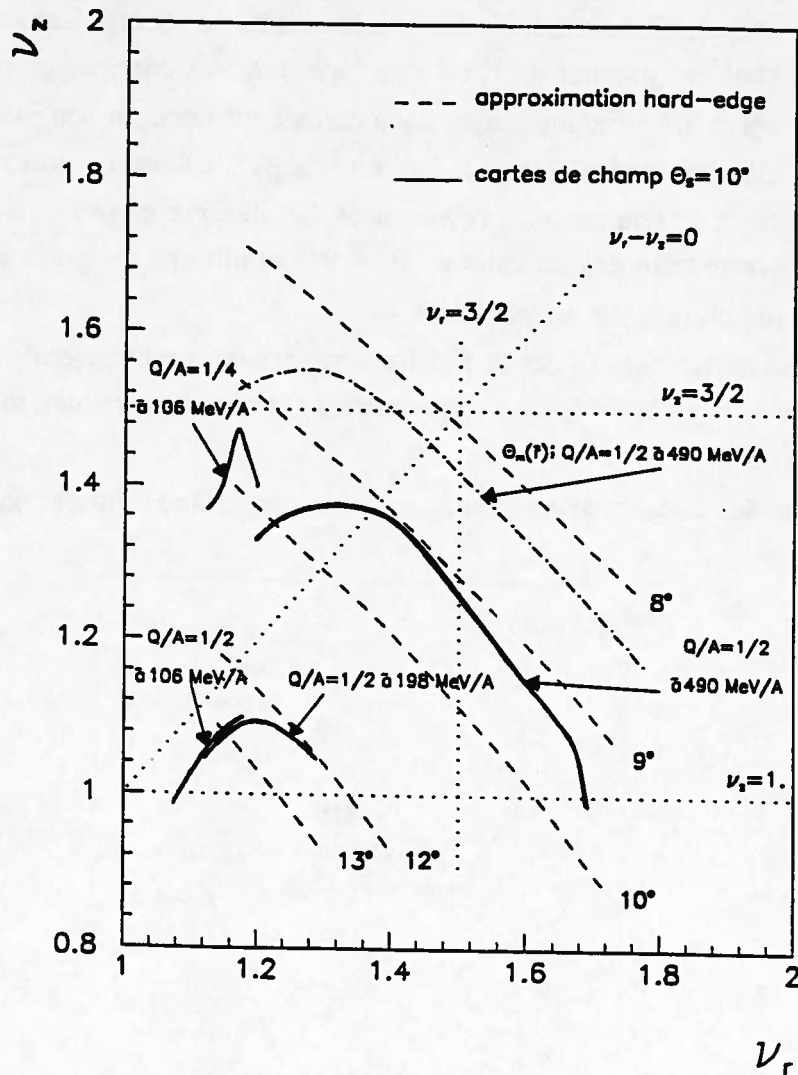


Figure 20 : Courbes $v_r v_z$ typiques ($\theta_s = 10^\circ$).

Dans le cas du carbone à 490 MeV/A, notre géométrie ($2\theta_s = 20^\circ$ entre les axes de la bobine) correspond à la courbe hard-edge obtenue pour $2\theta_s = 18^\circ$ sauf aux extrémités du pôle (parties basse et haute énergie) : on voit bien le surcroît de focalisation apporté par le fort "flutter" propre à ce type de structure magnétique. Si par contre on effectue la comparaison avec la courbe théorique hard-edge obtenue en considérant $\theta_m(\bar{r})$, on observe cette fois un bon accord qualitatif de l'injection jusqu'au voisinage de l'éjection : la chute brutale de v_z à l'éjection est due au fait que l'on a choisi un pôle un peu trop court. Par contre, les forces de focalisation verticale sont plus faibles que celles qui correspondent à l'angle magnétique : on se situe à mi-chemin entre $\theta_s = 10^\circ$ et $\theta_m(\bar{r})$ de l'ordre de 8° .

A bas champ, les courbes obtenues correspondent à des angles θ_s de 12° à 14° en approximation hard-edge (cf. figure 17b).

La structure à bobines séparées supraconductrices a donc des propriétés de focalisation verticale très différentes suivant le niveau de champ. Dans notre cas, les valeurs de ν_z sont très proches de 1, sinon inférieures, aux énergies extrêmes pour les ions les plus légers. La structure magnétique choisie est donc un peu juste du point de vue de la focalisation verticale et pour être un peu plus à l'aise on doit réduire un peu l'angle des secteurs et, comme nous l'avons noté, les allonger un peu.

Nous avons testé des secteurs de $\theta_s = 9.5^\circ$ et allongé les pôles de 25 cm : les résultats sont représentés sur la figure 21.

L'accroissement des forces de focalisation verticales est très grand : à l'effet de la diminution de θ_s s'ajoute l'effet de l'augmentation du champ entraînant un surcroît dans la diminution de θ_m .

L'angle des secteurs devra donc, pour notre projet, être optimisé autour de 9.75° .

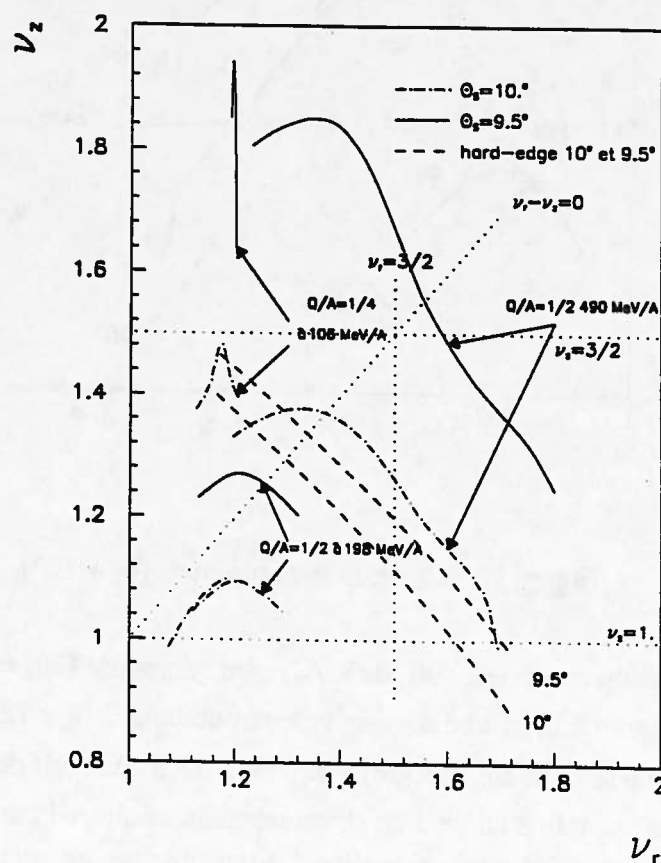


Figure 21 : Courbes $\nu_r \nu_z$ à $\theta_s = 10^\circ$ et 9.5° .

1.4. Conclusion.

Bien que non optimisée, la structure magnétique que nous avons définie, satisfait pratiquement à tous nos critères et peut donc servir de point de départ tout à fait solide pour une étude fine de la structure définitive.

2. ETUDE DU SYSTEME D'ACCELERATION.

Les résonateurs doivent satisfaire aux impératifs suivants :

- . Gamme de fréquence : 21 à 36 MHz.
- . Tension maximale effective (vue par les particules) de l'ordre de 1 MV par résonateur à 36 MHz.
- . Extension radiale utile (entre les tours extrêmes) de 2.25 à 5m.

De plus, l'espace disponible pour loger un résonateur correspond à l'ouverture angulaire libre entre deux secteurs magnétiques consécutifs, soit de l'ordre de 30° pour nos secteurs d'ouverture angulaire $\cong 20^\circ$ entre les axes de la bobine principale.

2.1. Choix du type du résonateur.

Deux principaux types de résonateurs peuvent être envisagés :

- Les résonateurs monogap : ils possèdent l'avantage d'une efficacité maximale et la tension dans le gap doit donc être de $\cong 1$ MV à 36 MHz. Une étude préliminaire a alors montré que l'on arrive (pour notre gamme de fréquence) à des dimensions verticales considérables et à des puissances très grandes. Deux méthodes peuvent être utilisées pour varier la fréquence : variation du volume de la cavité ou variation de la charge capacitive. Dans les deux cas la course de l'élément mobile sera importante conduisant à des cavités atteignant respectivement de l'ordre de 7 m et de 4 m de part et d'autre du plan médian. La puissance nécessaire à 36 MHz serait de l'ordre de 350 kW pour obtenir 1 MV. Enfin, pour maintenir une tension acceptable au niveau de l'injection, par exemple $V_{inj}/V_{éjéc} \cong 0.5$, l'extension radiale du résonateur devrait être de l'ordre de 5m ce qui n'est certainement pas acceptable. Nous avons écarté cette solution.

- Les résonateurs double gap : sur l'harmonique 5 et pour une ouverture angulaire de 30° nous obtenons une efficacité voisine de 1 donc la tension requise à 36 MHz sur l'électrode centrale est de l'ordre de 500 kV.

La variation de fréquence peut être obtenue par variation capacitive (cavités du type de celles utilisées à GANIL) au moyen d'un panneau capacitif arrière ou par variation inductive (variation de la longueur des stems par déplacement d'un court-circuit mobile). Compte tenu des tensions mises en jeu, nous avons choisi un accord inductif, la géométrie du résonateur étant alors optimisée pour réduire au maximum la puissance nécessaire.

2.2. Résultats de l'étude du résonateur.

Conception générale (figure 22) : L'utilisation de secteurs magnétiques droits permet de réaliser des résonateurs indépendants de la partie magnétique du cyclotron. Ils peuvent ainsi être portés et introduits dans les vallées par des chariots autonomes. Un dispositif à joints gonflables permet la jonction des chambres à vide propres aux résonateurs et aux secteurs et assure de plus la continuité HF des courants dans les retours de masse solidaires de la partie magnétique.

L'électrode est raccordée à la ligne intérieure (le stem) par une géométrie très évasée minimisant les pertes HF et ménageant un espace suffisant pour le logement de panneaux de pompage cryogéniques. La ligne extérieure est fixée sur la chambre à vide qui constitue ainsi le retour de masse.

L'ensemble du résonateur (électrode, lignes interne et externe, chambre à vide) est constitué de structures en acier inox recouvertes d'une peau de cuivre refroidie.

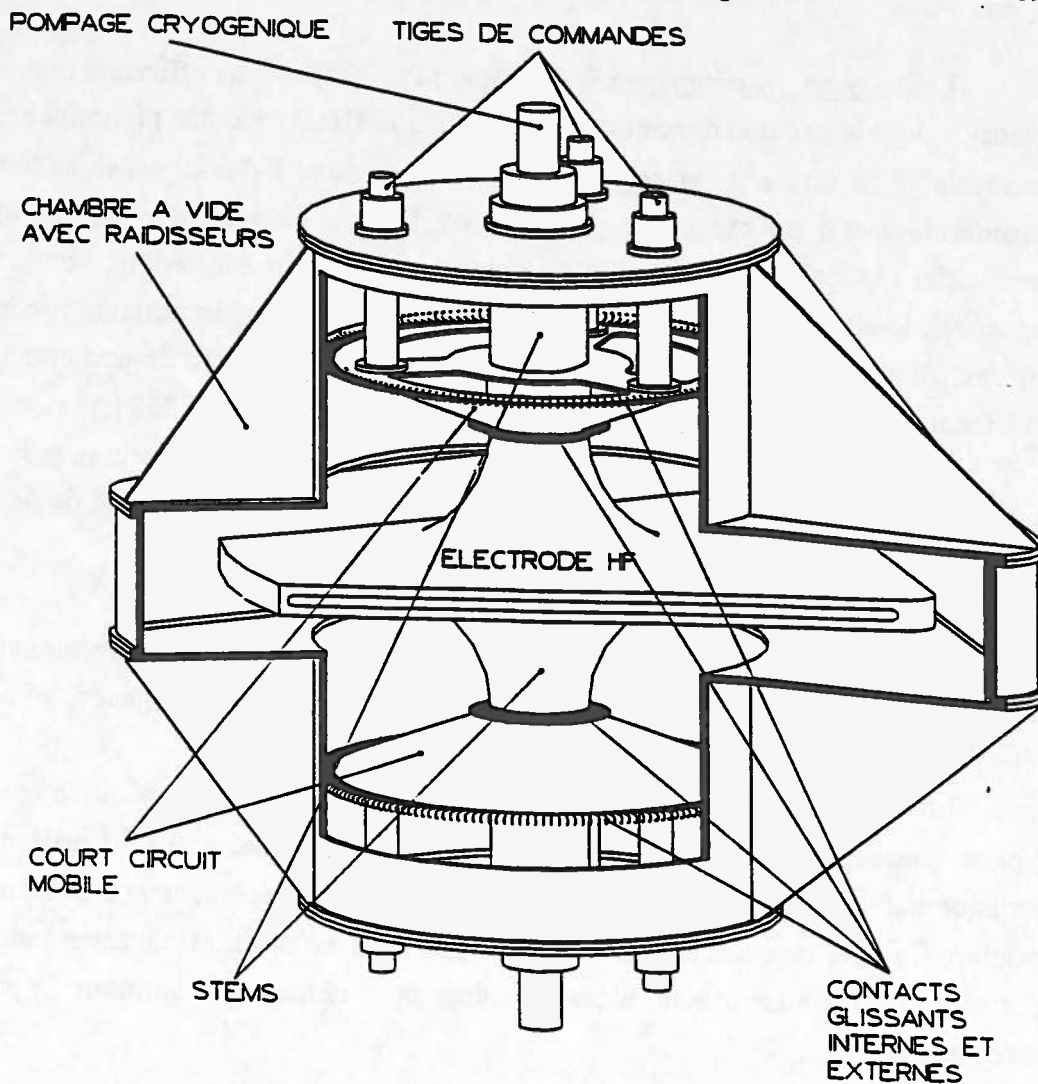


Figure 22 : Schéma du résonateur.

Les courts circuits entre les lignes intérieures et extérieures assureront l'accord "gros" de la fréquence permettant ainsi de réduire les dimensions et les mouvements du système d'accord "fin". Il est alors nécessaire d'utiliser un système de contacts glissants assurant, en mouvement, le passage de courant. De tels contacts, développés par ailleurs, supportent des courants de 55 A/cm à 36 MHz avec une tolérance mécanique de ± 0.6 mm.

Pour simplifier les problèmes mécaniques et augmenter la rigidité propre des court-circuits ceux-ci seront coniques ce qui permet en outre de réduire la densité de courant sur les contacts avec la ligne intérieure.

- Résultat du calcul des résonateurs : en utilisant le code RESHF, il a été possible d'obtenir une première optimisation des résonateurs, c'est à dire de minimiser la puissance HF consommée, la course des court-circuits, la densité de courant dans les contacts glissants et de façon générale le volume de ces résonateurs. On s'est aussi attaché à obtenir une distribution de tension croissante avec le rayon. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5 et illustrés sur la figure 23.

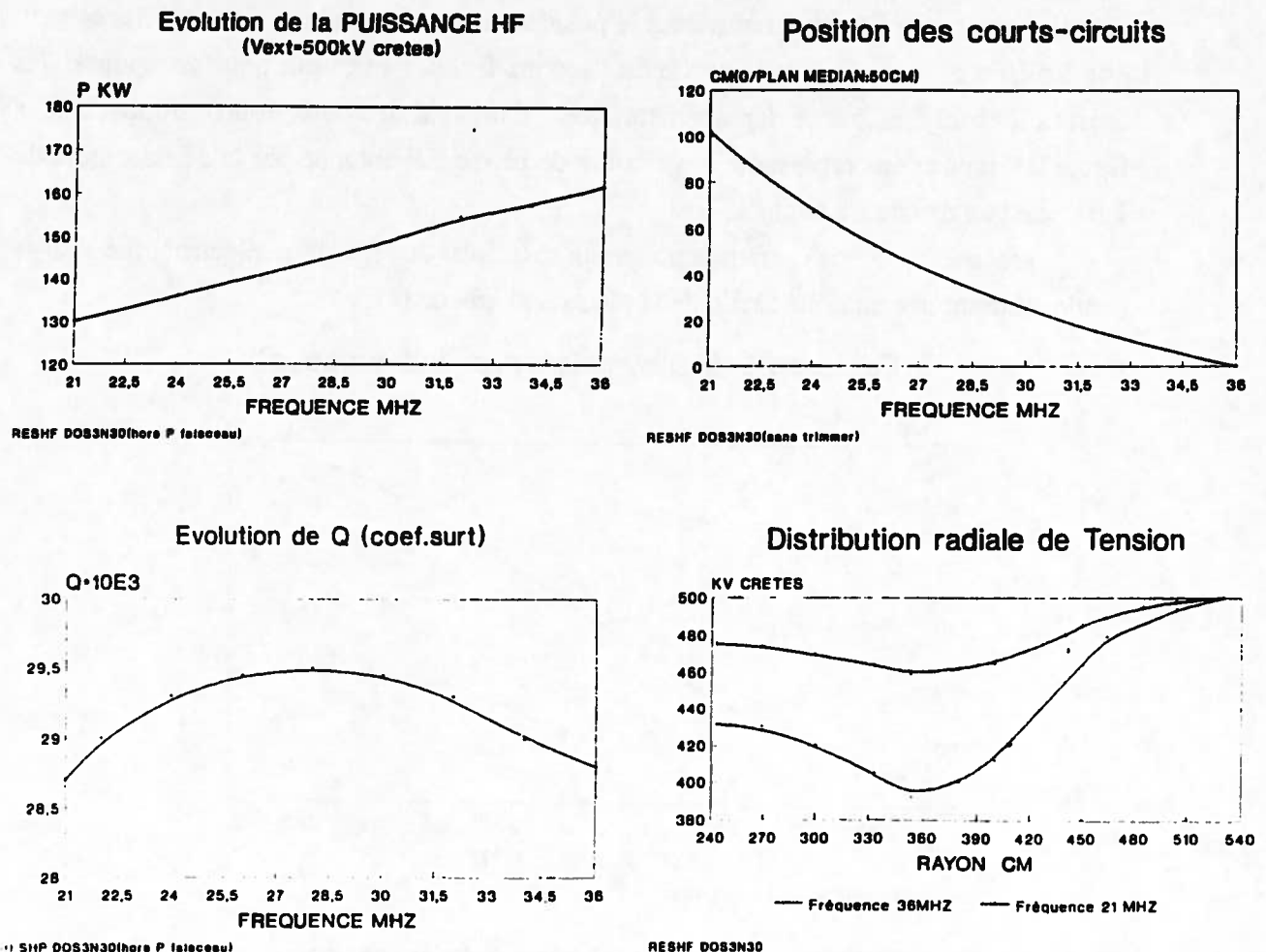


Figure 23 : Principales caractéristiques du résonateur.

Gamme de fréquence	21-36 MHz
Puissance hors faisceau	≅ 160 kW à 36 MHz et 500 kV
Course d'un court-circuit	≅ 1 m (0.5 à 1.5/plan médian)
Dimension verticale du résonateur	≅ 3.5 m (± 1.75 m/plan médian)
Dimension verticale hors tout	≅ 6.0 m (± 3.00m/plan médian)
Densité maximale de courant contacts internes	49 A/cm
Densité maximale de courant contacts externes	12 A/cm
Coefficient de surtension à vide	≅ 29000 (pratiquement constant)

TABLEAU 5.

- Dispositifs d'accord : l'accord grossier (à plus de 100° de phase HF) est réalisé par déplacement symétrique des court-circuits haut et bas afin de conserver la symétrie de tension haut-bas sur l'électrode.

Cependant, sans altérer sensiblement cette symétrie de la tension, on peut tolérer une dissymétrie de l'ordre du mm dans la position des court-circuits. Cette tolérance peut être utilisée pour réaliser une partie de l'accord fin, par exemple pour compenser les dérives thermiques, par le déplacement "lent" d'un seul des deux court-circuits. Sur la figure 24 nous avons représenté la variation de phase HF obtenue par le déplacement de 1 mm de l'un des court-circuits.

L'accord fin ($\pm 5^\circ$) sera obtenu par un dispositif de régulation électronique à large bande assurant une stabilité finale de la phase à mieux de 0.1° .

Ecart de PHASE/mm(1*ct_circuit conique)

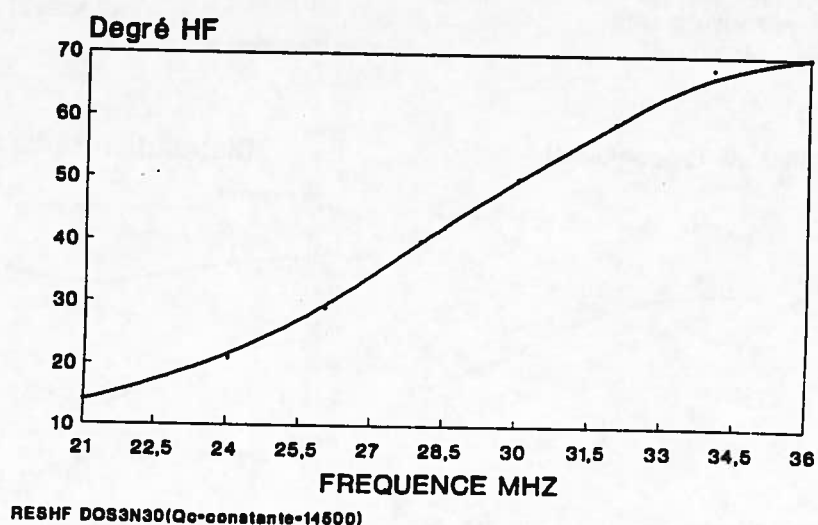


Figure 24 : Ecart de phase par mm de déplacement de l'un des court-circuits mobiles.

- Couplage du résonateur au feeder : ici encore deux techniques de couplage peuvent être utilisées : un couplage capacitif (capacité variable à une extrémité de l'électrode) ou un couplage inductif (boucle de surface variable au voisinage du court-circuit). Nous utiliserons cette seconde solution qui présente de gros avantages tant du point de vue des claquages que des problèmes liés au passage du multipactor.

La boucle de couplage (figure 25) peut être placée sur la ligne externe au voisinage de la position du court-circuit correspondant à 36 MHz. Un mouvement de translation de la boucle d'environ 10 cm sera suffisant pour maintenir l'impédance de boucle constante à 50 Ω sur toute la gamme de fréquence.

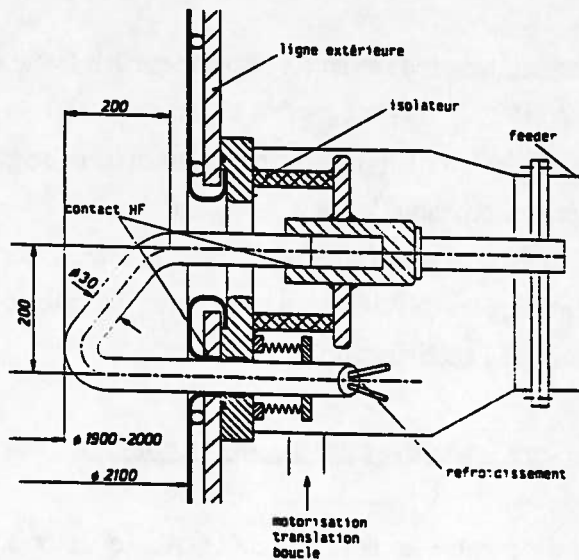


Figure 25 :
Schéma de la boucle de couplage.

2.3. Les amplificateurs HF de puissance.

Dans la gamme de fréquence utilisée, la réalisation d'amplificateurs délivrant 200kW utiles ne présente pas de difficultés particulières.

Une optimisation du nombre de circuits accordés (bas étages de puissance large bande) doit permettre de réduire les réglages motorisés. Une attention particulière sera apportée au niveau de réjection des harmoniques 2 et 3. Un dispositif de commutateurs coaxiaux placés sur les feeders permettra de pré-régler les amplificateurs en utilisant une seule charge fictive.

2.4. Conclusion.

La pré-étude effectuée a permis de définir de façon déjà assez précise un type de résonateur qui répond aux impératifs fixés. Utilisant des techniques éprouvées (contacts glissants) sa réalisation ne devrait pas présenter de problème particuliers.

3. DYNAMIQUE DES IONS.

Les cartes de champ données par TOSCA ne sont pas tout à fait isochores (en particulier TOSCA ne fait pas intervenir le système des bobines d'isochronisme à température ambiante) aussi, pour les utiliser dans nos codes de simulation (ANJO et NAJO), les avons nous isochronisées finement en utilisant le code ORBISO. Ce processus gomme les petites oscillations résiduelles dues à la nature discrète des bobines d'isochronisme et une étude de tolérance concernant cet effet doit être effectuée.

Nous avons traité comme exemple le cas du C_{12}^{+6} à 36 MHz (énergie maximale) :

- faisceau simulé par 100 particules.

- conditions d'injection (demi-largeur au pied) avec un regroupeur R3 (voir § 7):

$$\Delta\phi = 4^\circ \quad \Delta W/W = 3.10^{-3} \quad \epsilon_r = \epsilon_z = 5 \pi \text{ mm.mrad}$$

- tension sur les 4 cavités accélératrices (supposées d'ouverture angulaire constante égale à 28°) : $V(r) = 500 \text{ kV}$ prise constante le long du rayon.

Le programme ANJO permet de définir les paramètres d'injection de la particule centrale et en utilisant le code multiparticules NAJO nous obtenons l'évolution des caractéristiques du paquet d'ions au cours de l'accélération.

3.1. Comportement du faisceau en absence de perturbation

Le tableau 6 présente la comparaison entre les résultats théoriques et ceux obtenus par simulation. Comme nous pouvons le voir, l'accord est excellent tant en ce qui concerne l'évolution des émittances et de la dispersion d'énergie qu'en ce qui concerne les enveloppes de faisceau.

On peut remarquer que les valeurs de v_r données par l'approximation hard-edge ne sont guère différentes ni de celles issues de l'approximation brutale $v_r \approx \gamma$, ni de celles effectivement obtenues dans notre structure magnétique. En ce qui concerne les valeurs de v_z il en va tout autrement ainsi qu'il a déjà été dit (figure 20 et 21) : la structure magnétique adoptée est beaucoup plus focalisante que celle correspondant à l'approximation hard-edge et ce d'autant plus que le champ dans les secteurs est plus fort, l'angle des secteurs plus petit.

En ce qui concerne les enveloppes de faisceau, leur modulation est déterminée par les fonctions β_r et β_z : sur la figure 26 nous avons tracé les évolutions de $\Delta r(\theta)$ et $\Delta z(\theta)$ sur une période ($0 \leq \theta \leq 60^\circ$) à l'injection et à l'éjection pour un faisceau non accéléré, d'émittance longitudinale nulle et d'émittance transversale égale à $5\pi \text{ mm mrad}$ dans les deux plans. Nous en déduisons, concernant les fonctions β_r et β_z les résultats reportés dans le tableau 7. La fonction β_r est fortement modulée (maximale au centre du secteur) alors que β_z est pratiquement constante.

	Injection : $r = 2.5$ m			Ejection : $r = 5$ m		
	Théorie	Simulation		Théorie	Simulation	
W MeV/A	-----75.469-----			-----488.272-----		
γ	-----1.081-----			-----1.524-----		
$\Delta\phi$ Degrés	-----			-----		
$\Delta W/W$ ‰ formule 19	-----3-----			-----		
v_r hard-edge	1.165	1.19		1.3	1.29	
ϵ_r mm mrad/ π formule 24	-----5-----			1.740	1.69	
v_z hard-edge	1.40	1.32		1.77	1.79	
ϵ_z mm mrad/ π formule 24	-----5-----			0.88	1	
	Moyen	Vallée	Secteur	Moyen	Vallée	Secteur
Δr_m mm formule 28	3.4	2.9	3.9	1.77	1.76	
Δr mm formule 30	4.8	4.3	5.3	2.4	1.95	3.05
Δz mm formule 22	3.1	2.8	3.1	2.9	2.5	3.5
Nombre de tours				3	2.8	3
				219	228	

TABLEAU 6.

Fonctions β	Injection (75 MeV/A)		Ejection (490 MeV/A)	
	Radial	Axial	Radial	Axial
β	2.31	1.74	3.36	5
\bar{r}/v_x	2.12	1.90	2.94	5
$\beta_{\max}/\beta_{\min}$	1.75	1.30	2.60	1.60

TABLEAU 7 : $\beta_x \equiv \pi \Delta x^2 / \epsilon_x \equiv \bar{r} / v_x$.

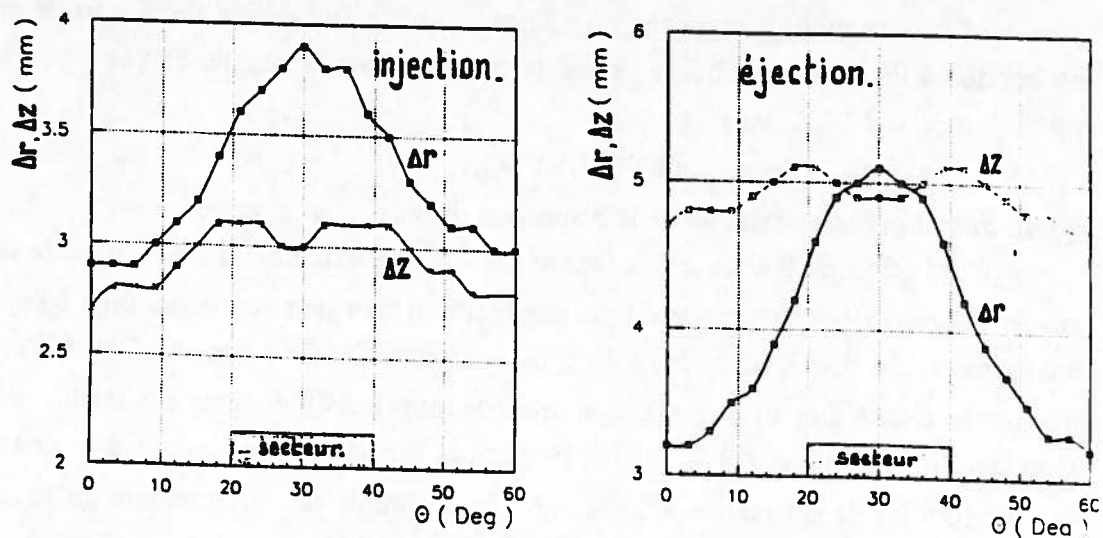


Figure 26: Evolutions sur une période de Δr et Δz (faisceau adapté non accéléré de C à l'énergie maximale): $\Delta W/W = \Delta\Phi = 0$; $\epsilon_r = \epsilon_z = 5\pi$ mm.mrad.

En ce qui concerne l'émittance longitudinale, un exemple est représenté sur la figure 27 qui montre parfaitement la forme en COS de la dispersion d'énergie finale et le peu d'importance de la dispersion d'énergie initiale.

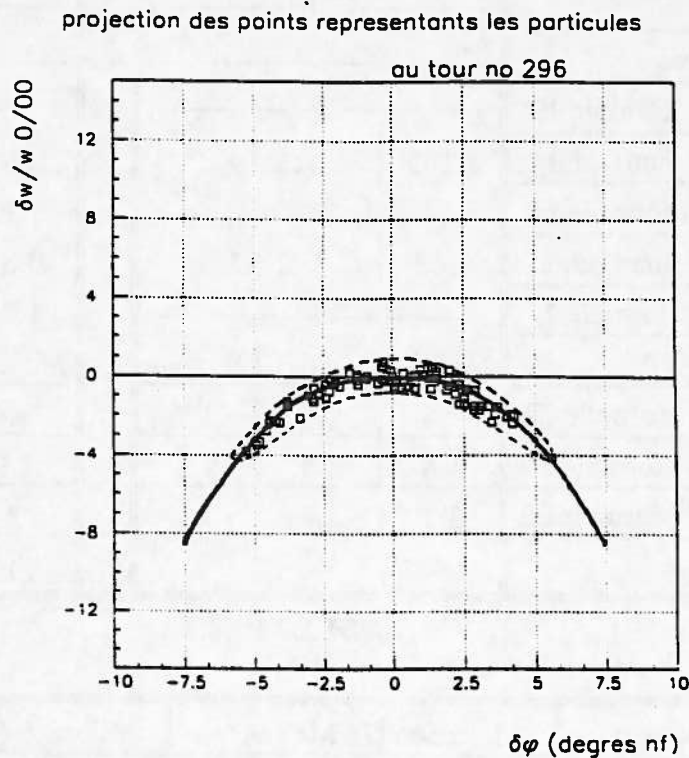


Figure 27 : Emittance longitudinale à l'éjection :
C⁺⁶ à 506MeV/A, $(\Delta W/W)_{inj} = 5 \cdot 10^{-3}$, $(\Delta\phi)_{inj} = 5^\circ$.

3.2. Effet de quelques perturbations, tolérances.

- Stabilité du niveau de champ : Nous savons qu'un défaut de niveau de champ δB conduit à un déphasage $\delta\phi$ du centre du paquet d'ions donné par : (γ_i et γ_f valeurs de γ à l'injection et à l'éjection)

$$\delta\phi = - 2\pi hN(\delta B/B)/(\gamma_i\gamma_f) \quad (41)$$

qui se traduit par une variation de la dispersion d'énergie du faisceau.

Sur la figure 28 nous avons représenté $\delta\phi(N)$ parfaitement conforme à la théorie et sur la figure 29, les variations de la dispersion d'énergie et du déphasage à l'éjection en fonction de $\delta B/B$. Ces deux figures correspondent au cas du C⁺⁶ à l'énergie maximale, c'est à dire au plus grand nombre de tour (≈ 230) donc au cas le plus critique. Une stabilité de champ $\delta B/B \leq 10^{-5}$, limitant le déphasage à l'éjection à moins de 3° , semble tout à fait suffisante. Elle sera facile à obtenir soit directement au niveau de l'alimentation, soit plus vraisemblablement par un asservissement du champ à la phase centrale du paquet d'ions à la sortie de l'accélérateur comme nous le faisons actuellement à mieux de 1° près pour CSS1 et CSS2.

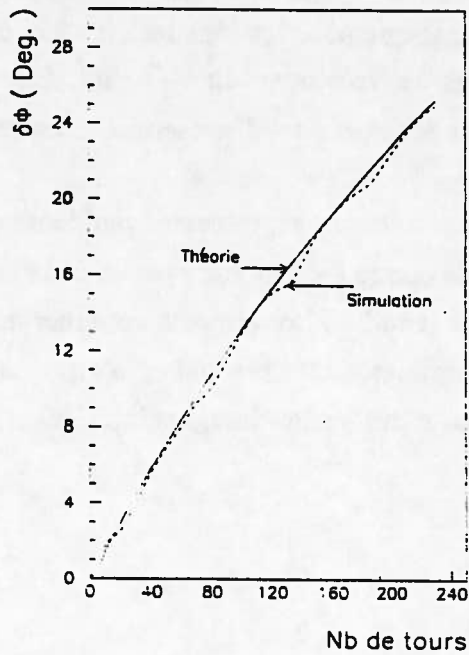


Figure 28

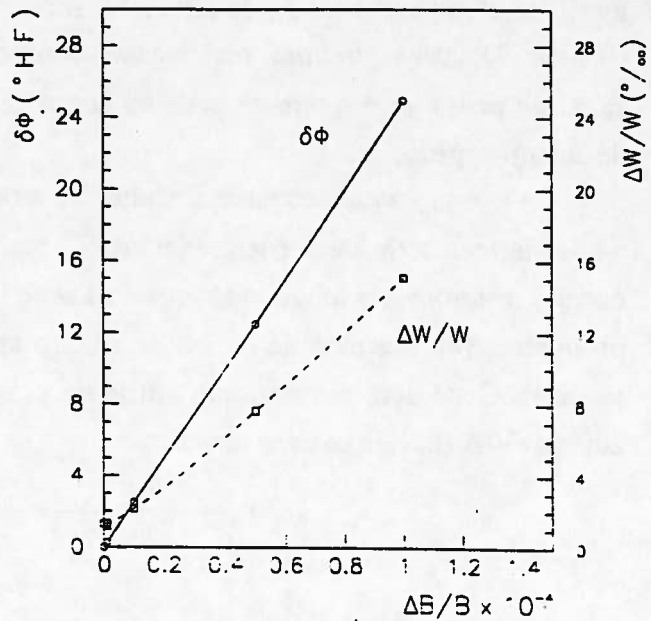


Figure 29

- **Oscillation de champ due à la nature discrète des bobinages** : En absence de données précises, nous avons simulé l'effet d'une modulation du champ :

$$\delta B(r) = \delta B_0 \sin(2\pi r/r_0)$$

qui entraîne une modulation de la phase centrale du faisceau et donc de la dispersion d'énergie à l'éjection. Cette modulation correspond à des enroulements circulaires centrés au centre de la machine et non pas à des bobinages épousant les trajectoires; la modulation radiale des trajectoires dans les secteurs va donc entraîner un effet de moyennage : l'effet de la perturbation sera alors très atténué.

Sur la figure 30 nous avons représenté la variation de la dispersion d'énergie et de l'extension radiale à l'éjection pour diverses valeurs de l'amplitude de la perturbation et pour une période de modulation $r_0 = 7.5$ cm correspondant à l'espacement probable des bobinages d'isochronisme supraconducteurs. Au vu de ces résultats des valeurs $\delta B_0/B_0 \leq 10^{-3}$ devraient être suffisantes.

- **Passage par des résonances** : la structure magnétique définitive permettra d'éviter la résonance $\nu_z = 1$, cependant nous pouvons traverser les résonances suivantes (voir figure 19) :

- $\nu_r = 3/2$, cette résonance demi-entière due aux imperfections est traversée rapidement à haute énergie. Elle ne pose pas de problèmes, l'augmentation d'émission qu'elle entraîne restant extrêmement faible ainsi que l'ont montré nos simulations.

- $\nu_z = 3/2$, dans la mesure où les valeurs de ν_z doivent être remontées par rapport à celles qui apparaissent sur la figure 19, nous voyons que pour les ions les plus lourds (courbe 2), nous pouvons rester assez longtemps au voisinage de $\nu_z = 3/2$. Cette situation peut être dangereuse et devra être regardée lorsque nous disposerons de cartes de champ appropriées.

- $\nu_r = \nu_z$, cette résonance linéaire due aux imperfections est traversée rapidement par les faisceaux de haute énergie (courbe 1) mais par contre les faisceaux légers de basse énergie resteront très longtemps autour de cette ligne (courbe 3) ce qui peut entraîner des problèmes (en absence de cartes de champ appropriées, cette résonance n'a pas été étudiée). Cette dernière situation milite encore pour éliminer les énergies inférieures à 200 MeV/A dans le cas des ions légers.

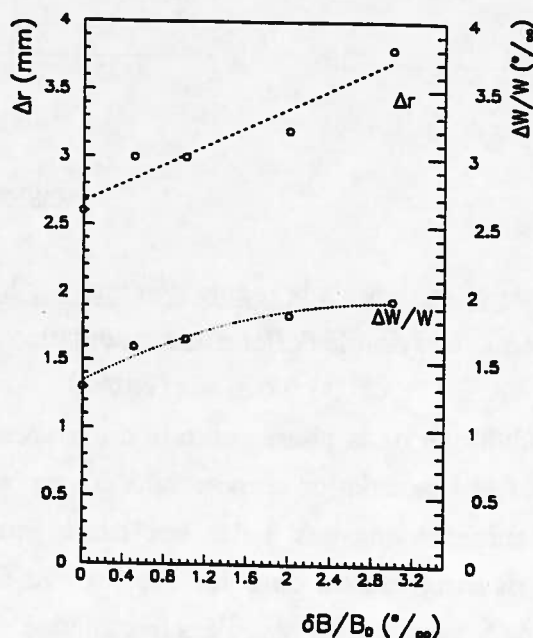


Figure 30

3-3 Conclusion.

Les simulations effectuées, dont les résultats sont conformes aux prévisions théoriques, montrent que les tolérances sur le champ magnétique (stabilité, modulation due aux enroulements d'isochronisme) devraient être assurés sans problème et les caractéristiques de faisceau annoncées garanties.

Une étude plus fine des résonances $\nu_z = 3/2$ mais surtout $\nu_z = \nu_r$ devra cependant être faite. Il est enfin évident que, lorsque les solutions mécaniques auront été élaborées, on devra procéder à une étude soignée des tolérances associées aux effets des défauts de réalisation et de montage et aux effets liés aux déplacements ou aux déformations induits par les forces auxquelles seront soumis certains éléments.

4. ETUDE DES SYSTEMES D'INJECTION ET D'EJECTION.

4.1. Généralités.

Les puissances dans le faisceau pouvant atteindre plus de 4 KW à l'injection et plus de 25 KW à l'éjection (10^{13} ions/sec d'Ar entre 65 et 400 MeV/A par exemple), les systèmes d'injection et d'éjection doivent être des systèmes "sans pertes" n'interceptant pas plus de quelques % du faisceau de façon à minimiser les problèmes de tenue mécanique et d'activation. En particulier, l'éjection doit se faire sur un tour et, si l'on se rappelle que dans le cas le plus difficile d'ions de $Q/A = 1/2$ à 490 MeV/A, la séparation par tour obtenue en utilisant 4 cavités accélératrices à double gap portées à 500 KV n'est que d'environ 4.5 mm alors que la dimension radiale du faisceau atteint 6 mm, l'utilisation d'effets comme la précession ou de dispositifs comme un "bump" de champ sera nécessaire.

D'autre part, un fonctionnement à orbites constantes n'est pas possible d'une part à cause de la variation des topographies du champ en fonction de son niveau et d'autre part du fait de la grande diversité des lois $\gamma(r)$. Il en résulte que certains éléments des systèmes d'injection et d'éjection devront être déplacés (sous vide et sous champ) suivant l'ion et l'énergie.

La nécessité de réduire le plus possible les champs parasites et donc leurs effets sur les trajectoires (tolérances sur ces champs de fuite) conduira d'autre part à des systèmes de blindage ou de compensation qui ne feront qu'accroître les importants problèmes d'encombrement liés aux éléments nécessairement présents dans l'entrefer de certains secteurs.

Nous donnons ici les résultats de la pré-étude de ces systèmes : détermination des éléments nécessaires et de leurs caractéristiques. Elle a été faite en utilisant le programme TRAJ39, les cartes de champ utilisées sont données par TOSCA puis isochronisées par TRAJ27. Nous avons étudié les cas du C à 500 MeV/A et de U à 100 MeV/A qui correspondent à des niveaux de champ équivalents mais à des lois $\gamma(r)$ extrêmes et le cas du C à 200 MeV/A correspondant à un niveau de champ très bas et à une loi $\gamma(r)$ intermédiaire.

Cette pré-étude s'est concrétisée dans les systèmes représentés sur la figure 31: les systèmes d'injection et d'éjection comportent chacun 5 éléments dont les caractéristiques sont résumées dans les tableaux 8 et 9.

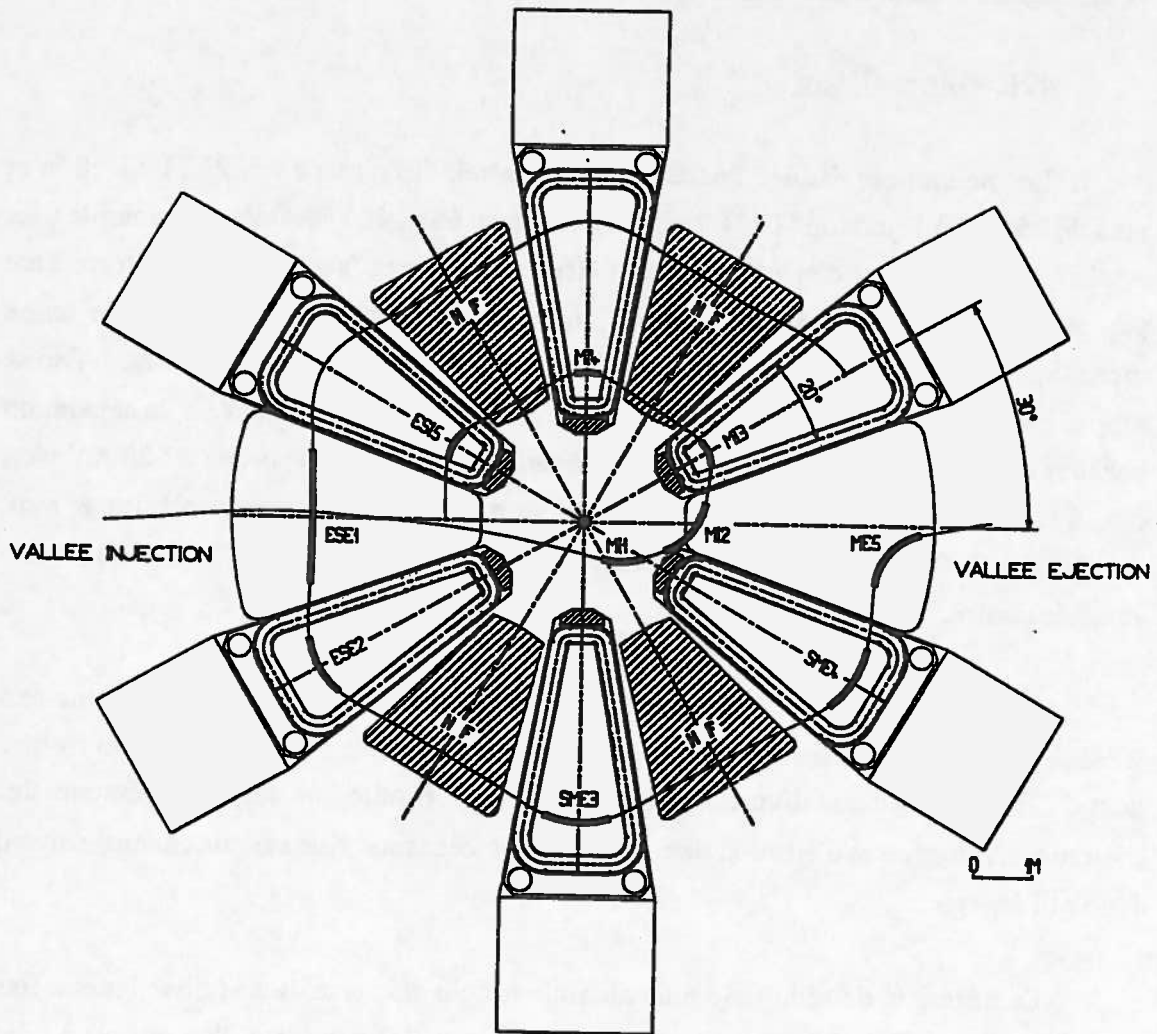


Figure 31 : schéma montrant les éléments d'injection et d'éjection.

4.2. Le système d'injection.

-La trajectoire centrale d'injection : Nous avons choisi d'injecter à orbites pratiquement constantes et nous avons fixé la séparation entre le faisceau injecté ($\theta = 0^\circ$) et le premier tour accéléré à la valeur maximale correspondant aux ions de $Q/A = 1/2$ à l'énergie la plus haute soit:

$$\sigma_{inj-vallée} \approx 23 \text{ mm}$$

Les orbites d'injection correspondant aux différents niveaux de champ seront cependant légèrement différentes à cause des variations des topographies de champ fonctions de son niveau. La simulation des cas extrêmes a montré que tous les éléments doivent être mobiles, les déplacements nécessaires de chacun étant cependant très limités : de l'ordre de 1 à 2 cm.

La figure 32 représente dans le cas du C à 500 MeV/A la trajectoire d'injection et celle du premier tour accéléré sur les mêmes angles polaires. Sur la figure 33 nous avons tracé à titre d'exemple les trajectoires au niveau de ESI5 du C à 500 et 200 MeV/A et de l'U à 100 MeV/A: on voit qu'un déplacement de quelques centimètres de cet élément devrait suffire à accommoder tous les cas.

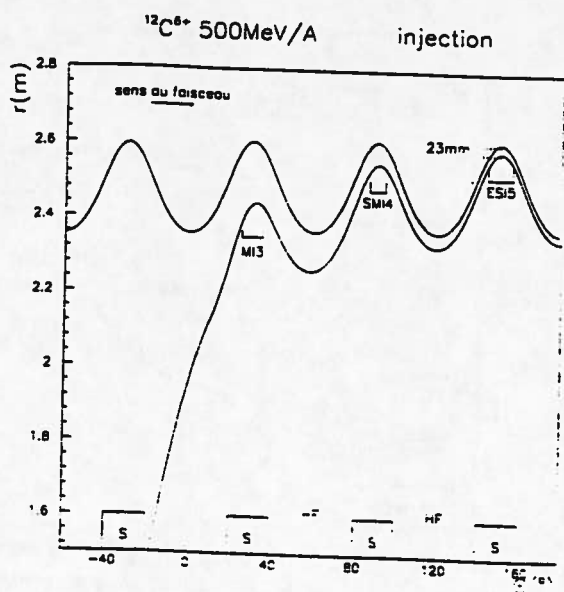


Figure 32.

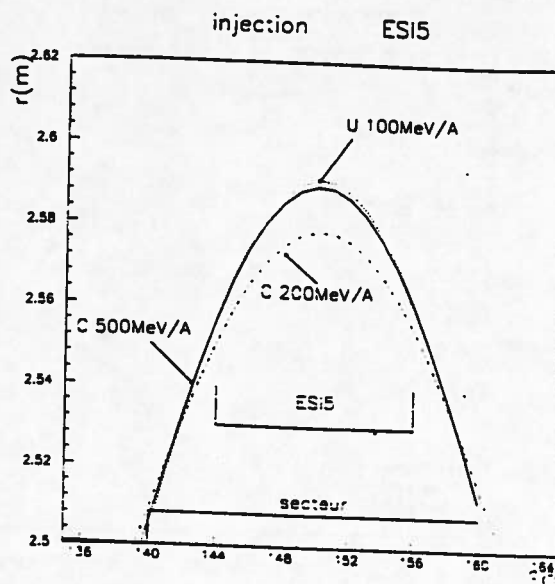


Figure 33.

ELEMENT	Mi1	Mi2	Mi3	SMi4	ESi5
TYPE	Aimant supra	Aimant supra	Septum magnétique supra	Septum magnétique chaud	Septum électrostatique
Champ max	2.55T	2.67T	1.1T	0.25T	60kV/cm
Rayon de courbure	1.20m	1.08m	0.62m	0.75 m	0.80m
Angle de rotation	34°	60°	42°	32°	40°
Longueur du canal	0.71m	1.13m	0.45m	0.42m	0.56m
Largeur-hauteur	5-3 cm	3-3 cm	φ 3 cm	φ 3 cm	largeur : 1.5
Élément mobile	oui	oui	oui	oui (très peu)	oui
Séparation/tour					
à l'entrée	—	—	164mm	55mm	26mm
à la sortie	—	276mm	120mm	48mm	23mm

TABLEAU 8 : Caractéristiques des éléments d'injection

- Les enveloppes de faisceau à l'injection. Elles sont représentées sur les figures 34 et 35. Dans les trois cas étudiés les enveloppes ne sont guère différentes (pour les mêmes émittances injectées) et les dimensions transversales du faisceau ne dépassent pas 12 mm à l'intérieur des éléments d'injection. Les ouvertures des différents éléments données dans le tableau 8 semblent donc tout à fait convenables.

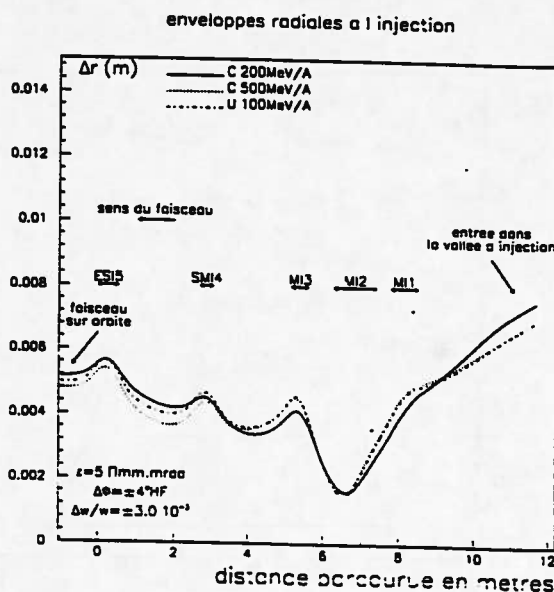


Figure 34.

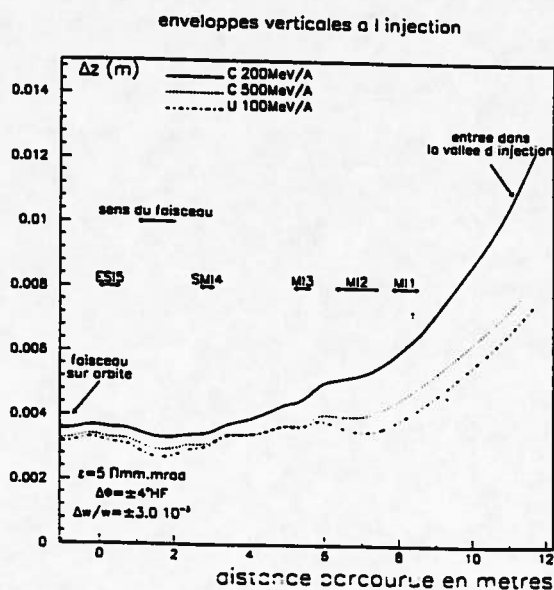


Figure 35.

4.3. Le système d'éjection.

La séparation par tour due à l'accélération n'est pas suffisante pour extraire à tours séparés aux plus hautes énergies. On peut augmenter cette séparation en utilisant un "bump" de champ ou un effet de précession. L'utilisation d'un "bump" de champ à l'inconvénient d'augmenter la dimension radiale du faisceau, à peu près proportionnellement à l'accroissement de la séparation par tour qu'il apporte. Il apparaît donc indispensable d'utiliser un effet de précession bien qu'aux valeurs de v_r proches de 1.5 on ne puisse guère que doubler la séparation par tour naturelle en un point donné.

- La trajectoire centrale d'éjection. Sur la figure 36 nous montrons l'effet de la précession dans le cas le plus difficile du C à 500 MeV/A : nous avons représenté, pour les 10 derniers tours accélérés, la différence $r(\theta, \text{tour extrait}) - r(\theta, N)$. La séparation à l'entrée du septum de ESE1 n'est que de 9 mm, ce qui implique une dimension radiale du faisceau inférieure à 3.5 voire 4 mm si l'on veut éjecter sans pertes notables.

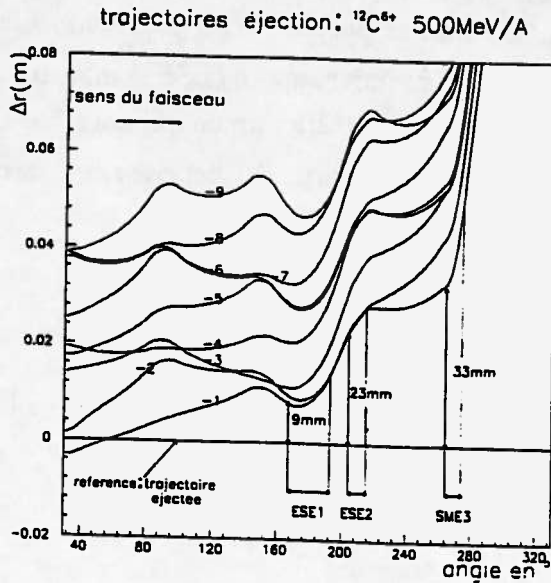


Figure 36.

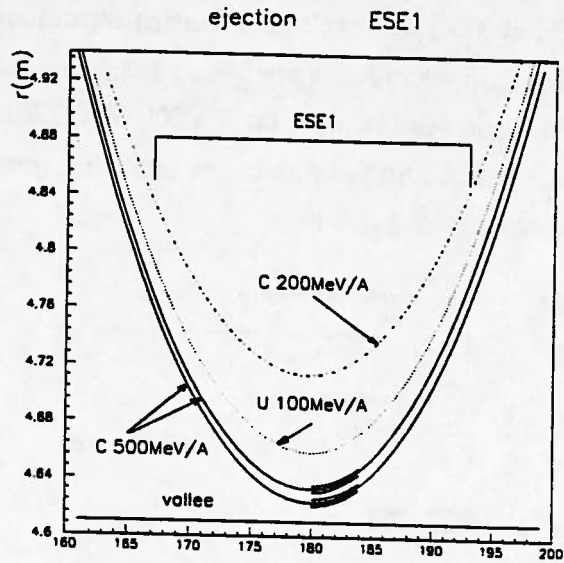


Figure 37.

D'autre part, comme nous l'avons dit, on ne peut pas éjecter à trajectoires constantes. Sur la figure 37, nous avons représenté les trajectoires éjectées du C à 500 et 200 MeV/A et celle de l'U à 100 MeV/A : un déplacement de quelques cm des 3 premiers éléments sera nécessaire. Par contre les gros éléments supraconducteurs SME4 et ME5 resteront fixes.

ELEMENT	ESE1	ESE2	SME3	SME4	ME5
TYPE	septum électro-statique	septum électro-statique	Septum magnétique chaud	septum magnétique supra	aimant supra
Champ max	70 kV/cm	60 kV/cm	0.3T	1T	$B\rho \leq 7.2$
Rayon de courbure	$\leq 38\text{m}$ variable	1.5m	1.58m	1.76m	T.m
Angle de déviation	3.5 à 4.5°	43°	42°	40°	-
Longueur du canal	2.3m	1.125m	1.16m	1.23m	-
Ouverture du canal	1cm	1cm	ϕ 3cm	ϕ 3cm	ϕ 7cm
Élément mobile	oui	oui	oui	non	non
Séparation/tour				$\geq 20\text{cm}$	
à l'entrée	9mm	25mm	35mm		
à la sortie	16mm	30mm	53mm		

TABLEAU 9 : caractéristiques des éléments d'éjection

- Les enveloppes du faisceau à l'éjection. Elles sont représentées sur les figures 38 et 39. Les enveloppes verticales toujours $\leq \pm 3$ mm ne posent aucun problème. Les enveloppes radiales atteignent ± 3.5 mm à l'entrée du premier septun (ESE1) mais dans le cas le plus critique du C à 500 MeV/A ne dépassent pas ± 2.5 mm ce qui nous laisse environ 4 mm pour placer la lame du septun et garder une marge de sécurité nécessaire d'environ ± 1.5 mm.

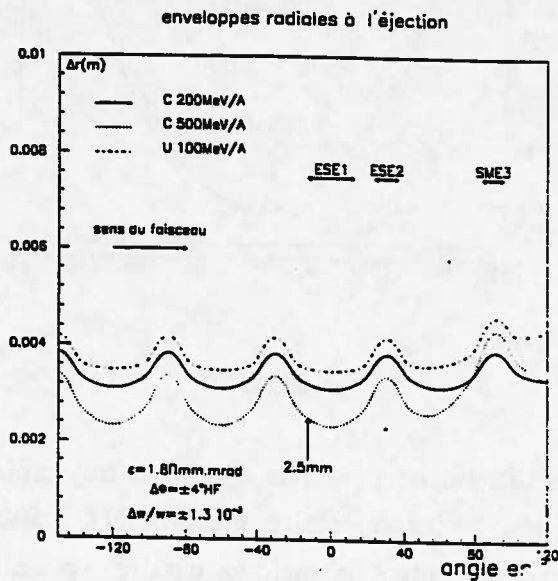


Figure 38.

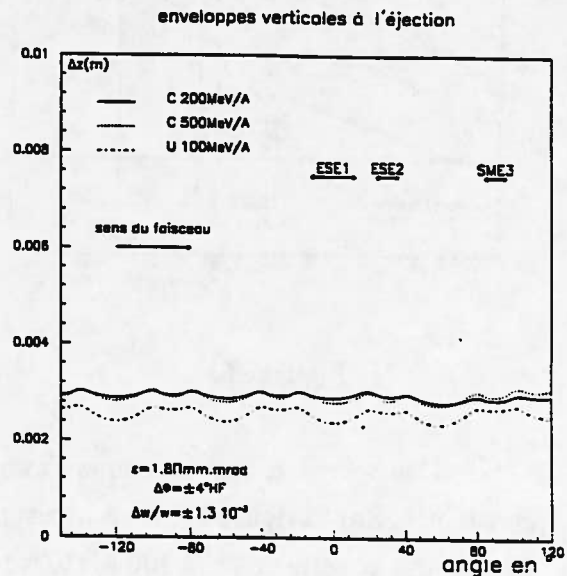


Figure 39.

Nous n'avons pas représenté les enveloppes du faisceau en aval de SME3, en effet, les cartes de champ à l'arrière des secteurs maillés dans TOSCA, secteurs que nous savons trop courts d'une vingtaine de cm, présentent une brutale chute de champ qui n'est pas réaliste. En conséquence, les enveloppes de faisceau qui en résultent ne sont pas significatives à cause des forts gradients qu'elles traversent.

4.4 Conclusion.

En ce qui concerne la dynamique du faisceau, les systèmes d'injection et d'éjection ne semblent pas poser de problèmes trop ardues bien que les ions légers aux plus hautes énergies soient tout de même à la limite de nos exigences d'un processus d'éjection sans pertes, du moins pour les émittances considérées. Heureusement, et tout particulièrement dans le cas des ions légers à haute énergie, ce sont des valeurs majorées, en particulier l'émittance transversale est certainement plus proche de 3π que des 5π considérés et ce dans les deux plans. L'action du regroupueur R3 s'avère bien sûr capitale pour obtenir un rendement d'extraction acceptable.

L'étude technique concernant la réalisation des différents éléments n'a pas été faite. Cependant, de par notre expérience antérieure ou en se référant à des réalisations faites dans d'autres laboratoires, nous pensons que les éléments magnétiques ne devraient pas poser de problèmes technologiques trop difficiles.

Dans les éléments électrostatiques ESI5 à l'injection, ESE1 et ESE2 à l'éjection, les champs ne dépassent pas 70 KV/cm valeur qui paraît tout à fait raisonnable; toutefois, pour ESI5 et ESE2 qui sont dans une ambiance pouvant atteindre 5 T une vérification de la tenue en tension serait à confirmer sur un modèle.

En ce qui concerne les champs de fuite des éléments magnétiques, on cherchera bien évidemment à les minimiser lors des études sur prototypes.

Enfin l'implantation des éléments dans la chambre à vide, en particulier celle d'éléments mobiles, nécessite une étude mécanique détaillée surtout au niveau des secteurs: leur position finale et donc leurs caractéristiques définitives ne seront fixées qu'en tenant compte des contraintes mécaniques et bien sûr qu'une fois terminée l'optimisation de la structure magnétique et la possession de cartes de champ précises.

5. PRE-ETUDE DE LA CHAMBRE A VIDE.

Contrairement à la solution adoptée pour CSS1 et CSS2, la conception d'une chambre modulaire a été préférée à celle d'une chambre monolithique. Cette dernière serait d'un encombrement imposant (≥ 12 m de diamètre) et cumulerait de surcroît beaucoup de difficultés techniques : précision dimensionnelle, accessibilité, possibilité de montage des équipements, nettoyage...etc).

La chambre à vide est donc formée de 12 éléments indépendants, démontables, assemblés par brides et joints d'étanchéité. On distingue 3 familles:

- 6 éléments de chambre insérés dans les secteurs magnétiques,
- 4 éléments de chambre destinés à recevoir les résonateurs HF,
- 2 éléments de chambre par lesquels s'effectuèrent pour l'une l'injection du faisceau et pour l'autre son éjection.

La perspective de réalisation en petites séries aura une incidence économique positive. Ce mode de conception limitera les risques industriels inhérents aux très grandes pièces et facilitera les réceptions techniques. Il permettra aussi l'étagement des essais, secteur par secteur, sans la nécessité d'attendre la fin du montage final ou l'interconnexion de tous les éléments de chambre entre eux. Il suffira de concevoir pour l'obturation des ouvertures latérales des couvercles provisoires comportant un système

de pompage pour ceux des éléments qui en sont dépourvus. Les résonateurs HF pourront être ainsi testés indépendamment de l'ensemble. Notons aussi que les interventions de maintenance seront plus aisées et les zones d'interface, fréquentes causes de litige et d'incertitude, plus commodes à délimiter et à définir.

5.1 La chambre à vide des secteurs magnétiques.

Deux versions ont été envisagées:

- première version : la chambre, en une seule pièce, est divisée en trois compartiments étanches par deux parois (figure 40)

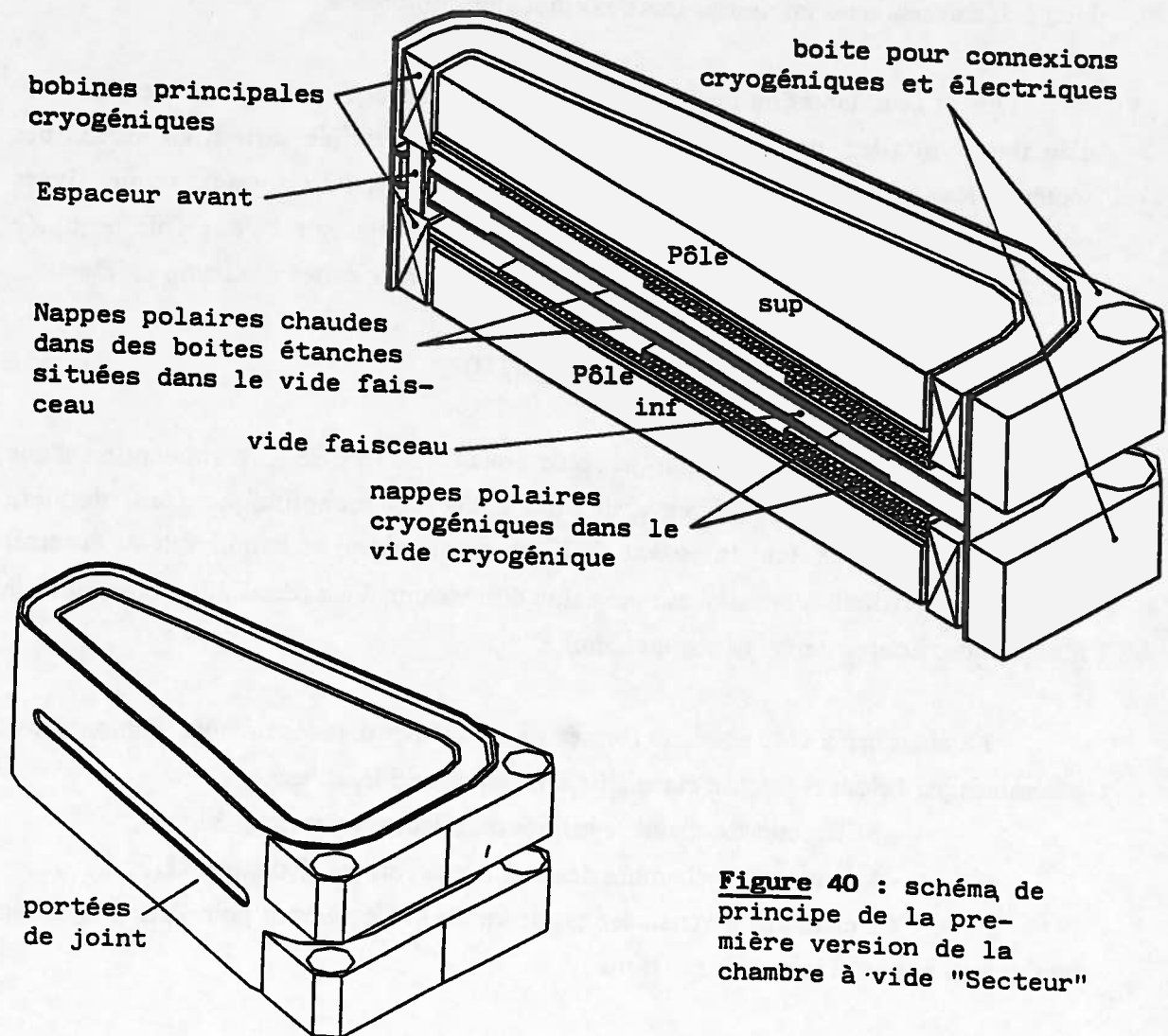


Figure 40 : schéma de principe de la première version de la chambre à vide "Secteur"

Les deux bobines principales et les nappes polaires supraconductrices se partagent les compartiments supérieur et inférieur qui font office de cryostat, la partie centrale est réservée au faisceau. Naturellement il n'y a aucune communication entre le vide "faisceau" et le vide des deux cryostats.

Les deux nappes polaires "chaudes" enfermées chacune dans une boîte étanche, doivent trouver place sous vide dans le compartiment central: il s'agit d'une solution qui s'apparente à celle des CSS actuels du GANIL.

- deuxième version : la chambre est constituée par l'assemblage de 3 éléments indépendants: (Figure 41)

- 2 cryostats contenant chacun une bobine principale et son ensemble de nappes polaires supraconductrices.

- 1 chambre centrale destinée au faisceau et s'assemblant avec les chambres sectorielles des vallées adjacentes. Cette chambre est totalement séparée des 2 cryostats et son vide aura les qualités de propreté requises pour l'accélération du faisceau ($< 10^{-7}$ m.bar).

Les nappes polaires "chaudes" sont, dans cette version, à pression atmosphérique ce qui simplifie beaucoup leur réalisation et la sortie de leurs connexions. Elles sont insérées entre la chambre centrale et les cryostats.

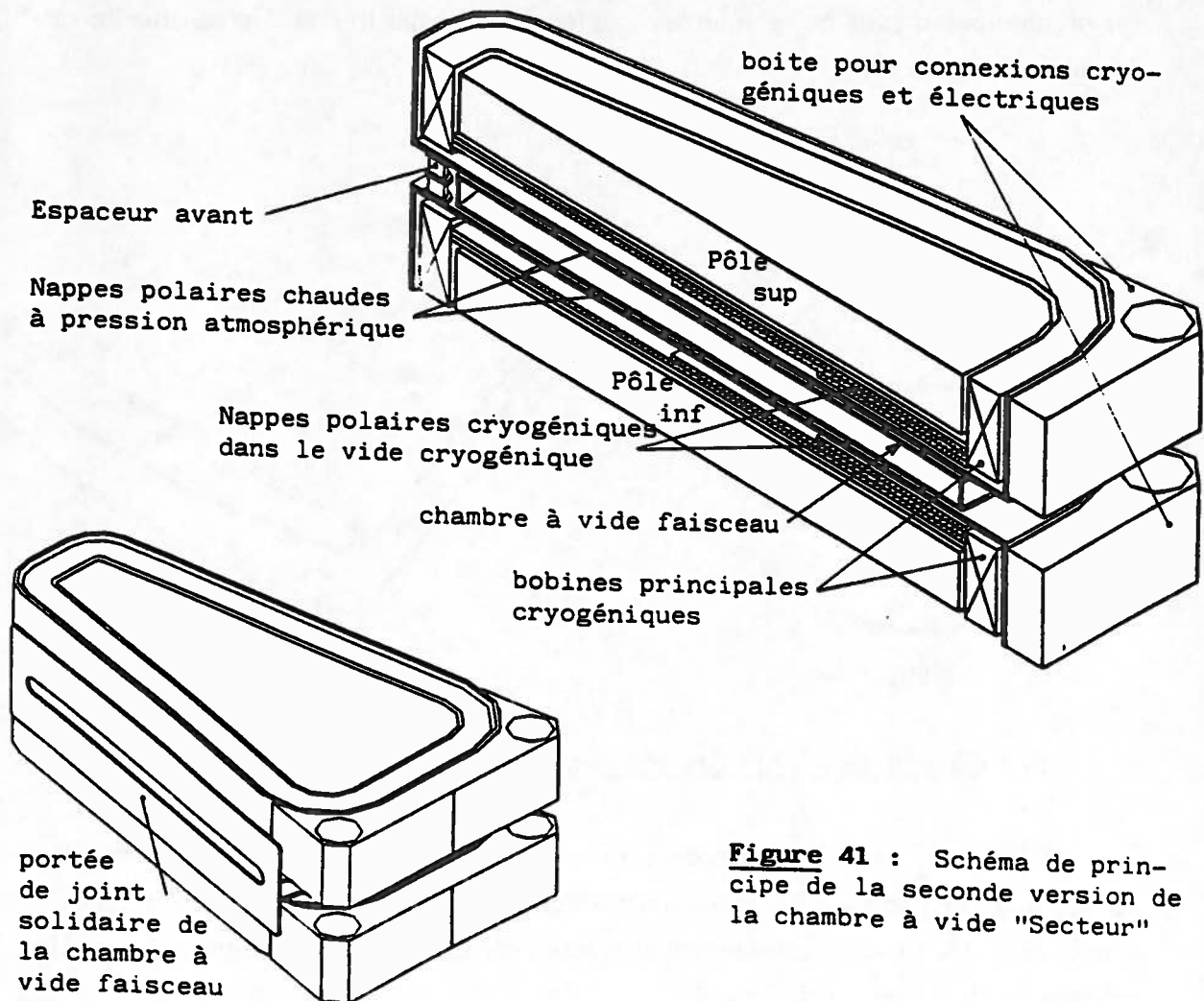


Figure 41 : Schéma de principe de la seconde version de la chambre à vide "Secteur"

Malgré un coût intrinsèque probablement un peu plus élevé (peut-être compensé par un moindre coût des nappes polaires chaudes), cette dernière version paraît présenter des avantages décisifs, à cause de la simplification de mise en place et de construction des nappes polaires "chaudes" qu'elle apporte, mais aussi par le fait qu'elle permet de traiter de manière totalement découplée le délicat problème de la réalisation de chaque bobine principale et des nappes polaires supraconductrices qui lui sont associées dans son propre cryostat.

Les premiers calculs effectués par la méthode des éléments finis avec le logiciel ACORD montrent qu'on arrive à des épaisseurs de parois raisonnables de l'ordre de 25 mm grâce à un ensemble de nervures et raidisseurs judicieusement disposés. Un calcul plus précis passe par l'utilisation du code MODULEF.

5-2 Chambre à vide des résonateurs HF.

Cette chambre monolithique, équipée de pompes à vide cryogéniques, est montée sur un chariot sur rails qui permet son déplacement radial in situ. Un schéma en est donné sur la figure 42.

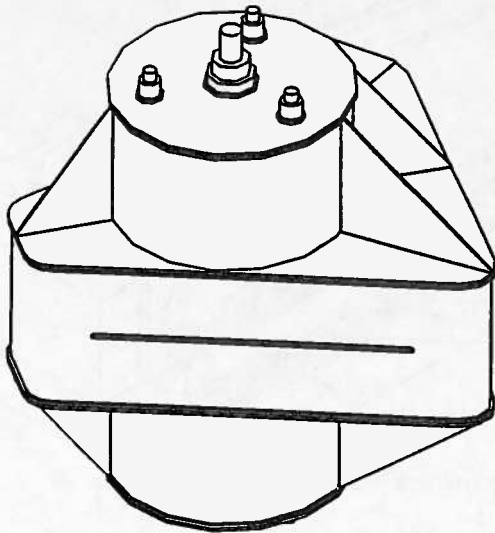


Figure 42 .

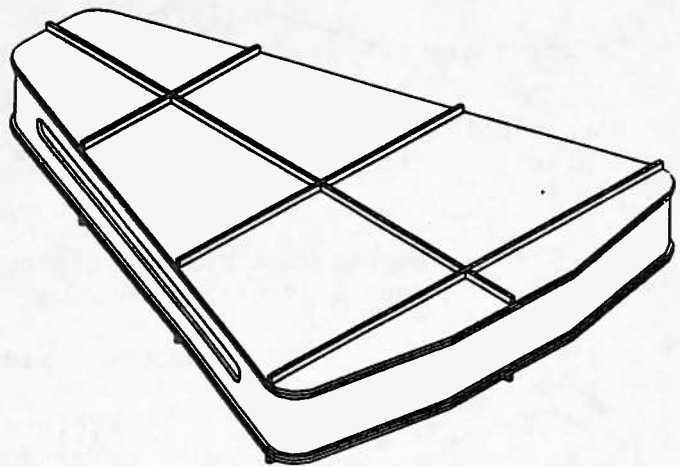


Figure 43.

5-3 Chambres à vide des vallées d'injection et d'éjection.

Elles sont monolithiques de conception classique et abriteront certains des composants des canaux d'injection et d'éjection ainsi que certains diagnostics dont les sondes de phase radiales. Elles seront elles aussi équipées de pompes cryogéniques. Un schéma en est donné sur la figure 43.

5-4 L'étanchéité entre les éléments de chambre.

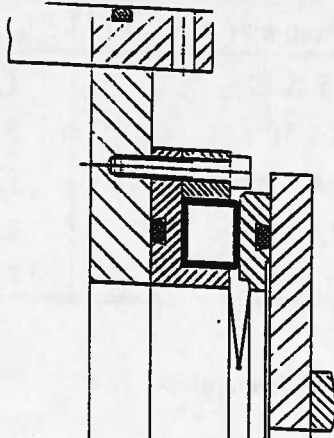


Figure 44.

Elle est assurée par des joints toriques élastomères montés sur brides avec soufflet. Le système à bride démontable dont un croquis possible est donné sur la figure 44 est identique pour chacune des ouvertures latérales des 6 chambres de vallée. Après positionnement in situ, les brides mobiles sont appliquées contre les faces d'appui des chambres des secteurs magnétiques par des joints pneumatiques genre CEFILAIR gonflés à une pression de 6 bars.

6- LES SYSTEMES ANNEXES.

6- 1 Le système de pompage.

- Estimation du vide nécessaire : Utilisant les estimations de sections efficaces de capture et de perte d'électrons, un programme adapté à la gamme d'énergie du CSS3 a été écrit ; il permet de déterminer la transmission pour un ion et une accélération donnés en fonction de la valeur du vide résiduel. Le gaz résiduel considéré dans les calculs est l'azote et les pressions sont données en "équivalent azote".

Les résultats sont montrés sur la figure 45 dans le cas le plus critique de l'Uranium (état de charge 58+ et énergie comprise entre 25 et 110 MeV/A) qui effectue environ 200 tours dans CSS3.

Bien que ce calcul ne puisse prétendre à une très grande précision, nous voyons qu'un vide de 10^{-6} Pa est nécessaire pour assurer une accélération sans perte du moins dans le cas des éléments les plus lourds. En acceptant quelques pour-cent de pertes nous fixerons comme vide limite à atteindre dans CSS3 la valeur $P = 2 \cdot 10^{-6}$ Pa.

- Flux de dégazage et vitesse de pompage : Dans le tableau 10 nous donnons pour les différents matériaux utilisés les taux de désorption après 100 heures de pompage, les surfaces estimées et donc le flux Q qui permet de calculer la vitesse de pompage nécessaire S :

$$S = Q/P \approx 18 \cdot 10^{-5} / 2 \cdot 10^{-6} = 90 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$$

Matériaux	Surfaces estimées (m ²)	Taux de désorption après 100 h (Pa m s ⁻¹)	Flux (Pa.m ² .s ⁻¹)
Acier inox (316 L)	380	5 10 ⁻⁸	1,9 10 ⁻⁵
Cuivre (OFHC)	460	1,2 10 ⁻⁷	5,5 10 ⁻⁵
Joints PERBUNAN	0,59	1,6 10 ⁻⁴	9,4 10 ⁻⁵
Autres	3	2,8 10 ⁻⁶	0,9 10 ⁻⁵
		TOTAL	17,7 10⁻⁵

TABLEAU 10 : calcul du flux dû à la désorption

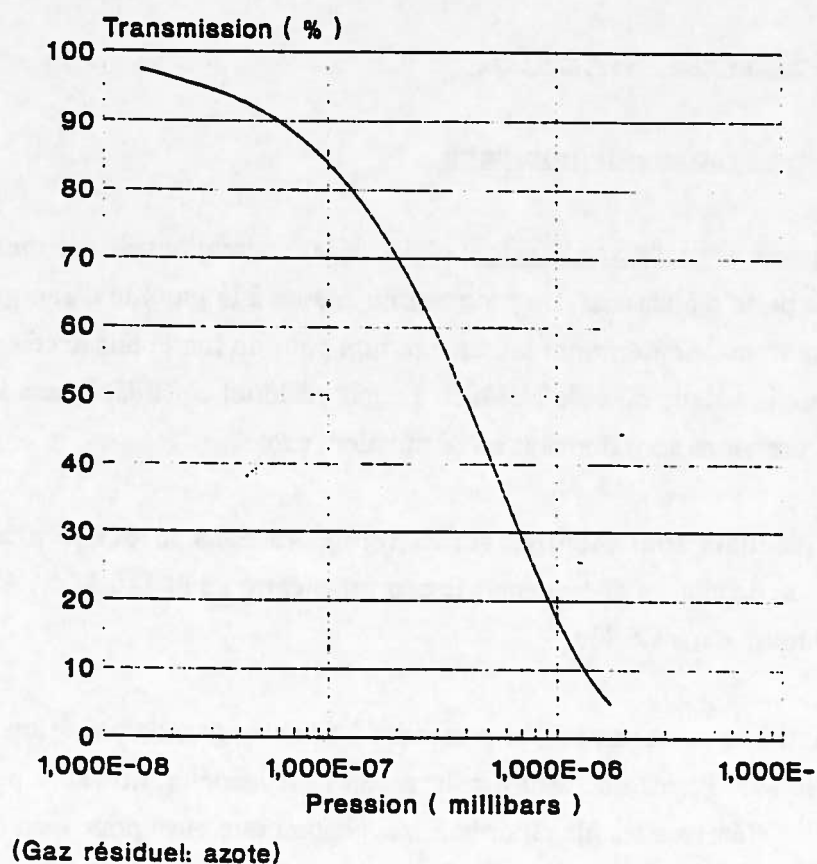


Figure 45 : Transmission de CSS3 en fonction de la pression (U⁵⁸⁺ entre 25 et 110 MeV/A, 200 tours).

On a préféré les joints PERBUNAN (préalablement étuvés sous vide à 80°C) à des joints VITON qui ont un taux de désorption plus faible mais qui sont durs et manquent d'élasticité. Le serrage par gonflage ne permet pas l'utilisation de joints du type HELICOFLEX.

- Le système de pompage : On a choisi un système de pompage cryogénique (absence de vapeur d'huile, grandes vitesses de pompage et fonctionnement en présence de champs magnétiques de fuite $\leq 0,2$ T au niveau des pompes), mais un système de pompes turbomoléculaires est cependant nécessaire pour éliminer des gaz tels que l'hélium, l'hydrogène, le néon et pour effectuer les recherches de fuite.

Pour la descente en vide, de la pression atmosphérique au $2 \cdot 10^{-6}$ Pa souhaité, nous utiliserons le système de pompage décrit dans le tableau 11, il tient compte du fait que le volume à pomper est ≤ 100 m³.

Pression (Pa)	Moyens de pompage (vitesses de pompage données pour l'air)
10 ⁵ → 10 ³	2 pompes mécaniques de 200 m ³ ·h ⁻¹ .
10 ³ → 10 ¹	1 roots de 2000 m ³ ·h ⁻¹ .
10 ¹ → 10 ⁻²	2 pompes turbomoléculaires de 3500 l·s ⁻¹ avec vanne d'isolement. 2 pompes cryogéniques de 5000 l s ⁻¹ avec vanne d'isolement.
10 ⁻² → 2 · 10 ⁻⁶	8 pompes cryogéniques de 10000 l s ⁻¹ sans vanne. 4 panneaux cryogéniques dans les électrodes HF.

TABLEAU 11

Nous avons tenu compte dans ce tableau des 4 panneaux cryogéniques logés dans les électrodes HF, chaque panneau supposé avoir une vitesse de pompage = 2000 l·s⁻¹ pour l'hydrogène est connecté à l'extérieur à travers le stem. Ces panneaux assureront un pompage très intéressant au niveau du plan médian des électrodes HF dont la conductance vers l'extérieur est faible.

Les vallées d'injection et d'éjection recevront chacune 2 pompes cryogéniques et les vallées HF chacune une (éventuellement placée en position horizontale à l'arrière de la chambre à vide).

Les pompes turbomoléculaires seront placées sur les vallées d'injection et d'éjection ainsi que les 2 pompes cryogéniques de 5000 l s⁻¹ qui jouent le même rôle que les pompes turbomoléculaires pour le prévidage et la régénération des pompes et des panneaux cryogéniques dépourvus de vannes.

6.2. Le système de commande-contrôle.

L'ensemble est conçu comme un prolongement du système informatique actuellement en cours de développement. Il est constitué d'une station de travail VAX

6410 et de deux terminaux graphiques raccordés au réseau ETHERNET. Ce matériel, ainsi que l'ensemble des baies d'électronique de tous les équipements de CSS3 (systèmes HF, diagnostics de faisceau, gestion de vide, etc ...), sont rassemblés dans une salle proche de CSS3. De cette manière l'installation et les premières mises au point n'interfèrent pas avec le fonctionnement du GANIL actuel.

Une migration des terminaux informatiques vers la salle de commande principale du GANIL pourra ensuite être effectuée de manière à permettre le contrôle de CSS3, comme celui de l'ensemble de la machine, par les équipes d'opérateurs.

6.3. Diagnostics de faisceau.

Ils s'inspirent de ceux déjà en exploitation dans les CSS actuels et leurs emplacements sont indiqués sur la figure 46.

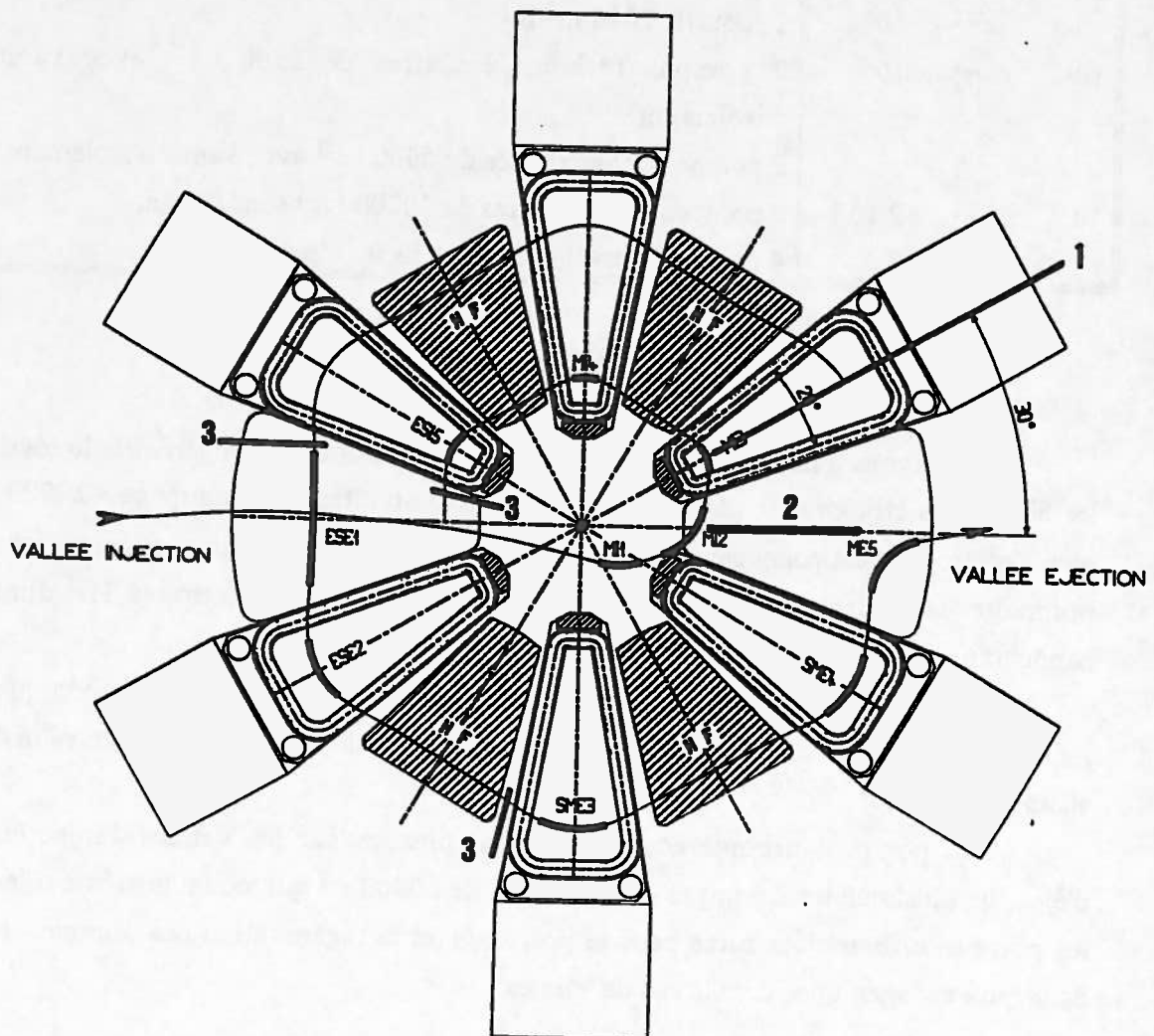


Figure 46: 1) Sonde mobile de culasse
2) Sondes de phase centrale
3) Sondes mobiles à course limitée

Diagnostiques installés sur les canaux d'injection et d'éjection : On dispose à l'entrée de chaque élément déviateur un ensemble de quatre détecteurs de courant en "trèfle" permettant de contrôler le centrage du faisceau dans l'ouverture. Ce dispositif peut être utilement complété, au moins dans le canal d'injection, par une sonde de position capacitive dont la médiocre sensibilité à haute fréquence sera compensée par la forte intensité du faisceau du moins en ions légers.

Sonde de phase centrale : Une série de sondes détectant la phase centrale du faisceau est montée radialement dans la vallée d'éjection du faisceau.

Sondes mobiles : On prévoit au moins une grande sonde traversant l'une des culasses et permettant le balayage radial de toute la zone d'accélération, et trois sondes à capacité de déplacement réduite : l'une traversant la chambre à vide à partir du centre machine permettra la visualisation de l'orbite d'injection après ES15 et des premiers tours accélérés. Les deux autres sont disposées, à la périphérie, l'une à l'entrée de ESE1, l'autre à l'entrée SME3.

Leur technologie, concernant aussi bien le capteur que la mécanique de déplacement, sera directement extrapolée des équipements existants.

Sécurité des équipements : La puissance transportée par le faisceau pouvant atteindre 25 kW à la sortie de CSS3, il est indispensable de prévoir une série de diagnostics capables d'évaluer en permanence les pertes de faisceau. Les capteurs gérés de manière centralisée par un automate seront couplés à un système de coupure ultra rapide du faisceau évitant ainsi tout impact prolongé du faisceau que peut entraîner la défaillance d'un équipement..

6.4. Les alimentations

Elles reposent sur des technologies classiques bien maîtrisées et n'appellent pas de commentaires particuliers.

7. ETUDE DU REGROUPEUR R3.

7.1. Paramètres d'un regroupeur R3.

En vue de déterminer des paramètres préliminaires du nécessaire regroupeur R3, nous supposons qu'à la sortie de CSS2, le faisceau est, dans l'espace longitudinal, caractérisé par une ellipse droite $\Delta\phi = 5^\circ$, $\Delta W/W = 2.10^{-3}$ (les caractéristiques mesurées sur les faisceaux de haute énergie issus de CSS2 sont à l'intérieur de cette émittance).

L'adjonction d'un regroupeur R2 entre CSS1 et CSS2 permettrait, dans tous les cas d'obtenir $\Delta\phi \leq 2.5^\circ$ et $\Delta W/W \leq 1.5 \cdot 10^{-3}$.

L'émittance étant conservée dans le transfert CSS2-CSS3 et la fréquence HF de CSS3 étant $k=3$ fois celle de CSS2, nous aurons donc à l'entrée de CSS3 :

$$\Delta\phi \Delta W/W \begin{cases} \leq 30 & \text{degrés} \cdot \% \text{ en absence de R2} \\ \leq 11.25 & \text{" " en présence de R2} \end{cases}$$

soit si l'on exige $(\Delta\phi)_{\text{CSS3}}^{\text{in}} \leq 5^\circ$, des valeurs $(\Delta W/W)_{\text{CSS3}}^{\text{in}} \geq 6 \cdot 10^{-3}$ en absence de R2 et $\geq 2.25 \cdot 10^{-3}$ avec R2 : d'où l'intérêt évident de prévoir R2.

Les relations décrivant le transfert d'une ellipse, dans l'approximation linéaire ($\sin x \approx x$) d'une lentille mince pour le regroupeur, sont :

$$\Delta\phi_{R3} = \Delta\phi_{\text{CSS2}} \cdot (1 + \beta_0^2 / \tilde{d}_0^2)^{1/2} / (\beta_0 \tilde{d}_0) \quad (42)$$

$$\Delta\phi_{\text{CSS3}} = k \cdot \Delta\phi_{\text{CSS2}} \left\{ \frac{[d_1/d_0 + (1 + \tilde{d}_0 V \cdot d_1/d_0)]^2 + [1 + \tilde{d}_0 V \cdot d_1/d_0]^2 \beta_0^2}{\beta_0^2 / \tilde{d}_0^2} \right\}^{1/2} \quad (43)$$

$$\alpha = - [1 + d_1/d_0 (1 + 2 \tilde{d}_0 V) + (1 + \beta_0^2 / \tilde{d}_0^2) (1 + \tilde{d}_0 V \cdot d_1/d_0) \tilde{d}_0 V] / (\beta_0 \tilde{d}_0) \quad (44)$$

Dans ces formules :

- d_1/d_0 est le rapport des distances équivalentes (R3-CSS3)/(CSS2-R3),
- $\tilde{d}_0 = d_0 \{h / (2 \bar{r})\}_{\text{CSS2}}^{\text{éjec}}$ est la distance équivalente réduite CSS2-R3 en

approximation non relativiste ($\gamma(\gamma + 1) = 2$) : dans notre cas $h = 2$, $r = 3m$,

- $\beta_0 = [\Delta\phi / (\Delta W/W)]_{\text{CSS2}}^{\text{éjec}}$

- $V = (Q/A) \cdot h_r V_{\text{eff}} / W_{\text{CSS2}}^{\text{éjec}}$ est la tension réduite vue par les ions à la traversée de R3 porté à la tension crête V_{eff} et fonctionnant sur l'harmonique h_r de la fréquence HF de CSS2. Lorsque CSS2 fonctionne comme injecteur de CSS3, $(W_{\text{CSS2}}^{\text{éjec}})_{\text{max}} \leq 7.5$ MeV/A pour $Q/A = 1/2$ d'où $V_{\text{eff}} \leq 150$ V/ h_r .

Une ellipse droite à la sortie de CSS2, donne une ellipse droite à l'entrée de CSS3 lorsque $\alpha = 0$. Si d'autre part, nous exigeons que $\Delta\phi_{\text{CSS3}}$ soit égal à une certaine valeur nous obtenons :

$$\tilde{d}_0 V = - \{1 + [(k \Delta\phi_{\text{CSS2}} / \Delta\phi_{\text{CSS3}})^2 (1 + \beta_0^2 / \tilde{d}_0^2) - \beta_0^2 / \tilde{d}_0^2]^{1/2}\} / (1 + \beta_0^2 / \tilde{d}_0^2) \quad (45)$$

$$d_1/d_0 = - \{1 + (1 + \beta_0^2 / \tilde{d}_0^2) \tilde{d}_0 V\} / \{k \Delta\phi_{\text{CSS2}} / \Delta\phi_{\text{CSS3}}\}^2 \quad (46)$$

Les résultats sont montrés en fonction de d_0 sur les figures 47 et 48 donnant respectivement sans et avec R2, l'extension en phase au niveau de R3 et par conséquent la valeur maximale de h_r ($h_r \Delta\phi_{R3} \leq 30^\circ$ pour rester linéaire), la distance d_1 de R3 à CSS3 et la valeur de la tension $h_r V_{\text{eff}}$. Il est évident que nous devons construire R2 et R3, R2 étant d'ailleurs prévu.

Des paramètres possibles de R3 sont donnés dans le tableau 12.

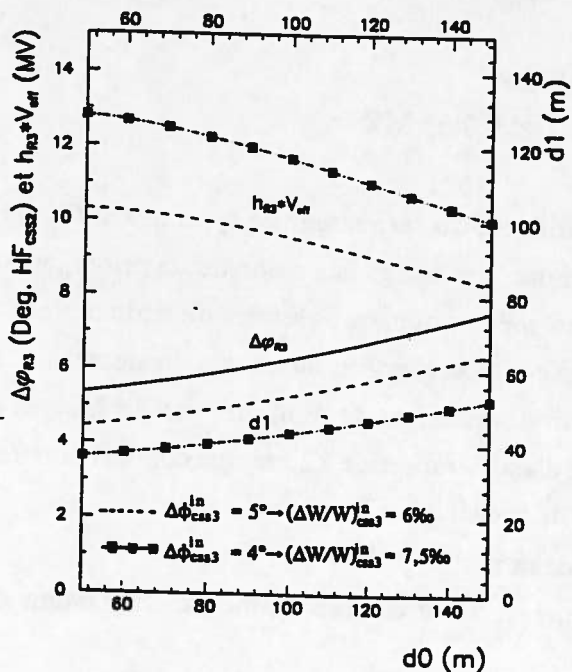


Figure 47 : sans le regroupeur R2

$$\Delta\phi_{\text{CSS2}}^{\text{out}} = 5^\circ, (\Delta W/W)_{\text{CSS2}}^{\text{put}} = 2\%$$

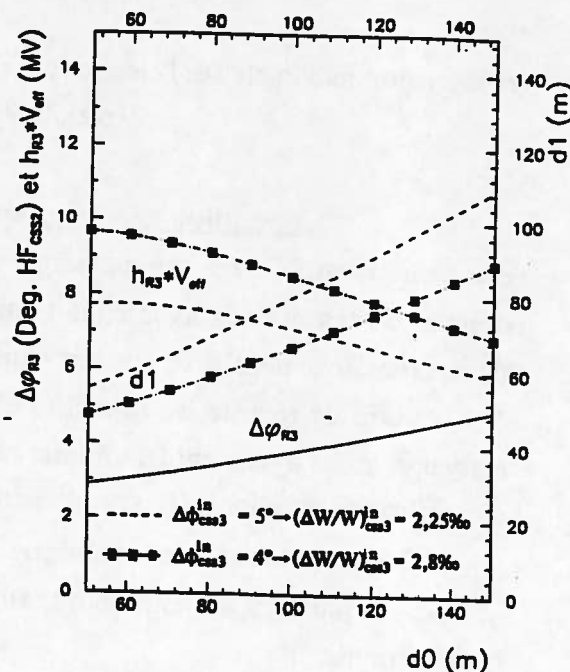


Figure 48 : avec le regroupeur R2

$$\Delta\phi_{\text{CSS2}}^{\text{out}} = 2.5^\circ, (\Delta W/W)_{\text{CSS2}}^{\text{put}} = 1.5\%$$

		Sans R2	Avec R2
Distance CSS2-R3	m	90 à 110	90 à 110
Distance R3-CSS3	m	41 à 55	62 à 85
$\Delta\phi_{R3}$	degrés/HF_CSS2	6.1 à 6.3	3.6 à 4
$h_{R3} \text{ max} = h_{R3} \text{ choisi}$		5	8
$V_{\text{eff}}^{\text{max}}$ (à f_{max})	MV	1,9 à 2.4	0.86 à 1.1
Gamme de f_{HF} de R3	MHz	35 à 60	56 à 96
$\Delta\phi_{\text{CSS3}}$	degrés/HF_CSS3	4 à 5	4 à 5
$(\Delta W/W)_{\text{CSS3}}$	%	6 à 7.5	2.25 à 2.8

TABLEAU 12

7.2. Avant-projet du regroupeur R3.

R3 peut être basé sur une structure à 2 intervalles d'accélération avec accord par court-circuit mobile, le déphasage entre les centres de deux intervalles d'accélération consécutifs devant être égal à π la distance qui les sépare est :

$$L = \frac{\pi}{h_r} \left(\frac{r}{h} \right)_{\text{CSS2}}^{\text{out}} = \frac{3}{16} \pi = 0.589 \text{ m}$$

et la tension maximale sur l'électrode centrale sera :

$$V_{\text{max}} (\text{à } 96 \text{ MHz}) \approx 0.55 \text{ MV}$$

Conception générale: On utilisera un résonateur de type quart-d'onde à court-circuit mobile de forme conique comme dans le cas des résonateurs principaux et donc avec les mêmes avantages (rigidité mécanique, problèmes de coincement et diminution de la densité de courant dans les contacts glissants au niveau du stem).

Afin de réduire les capacités électrode-masse et de diminuer les problèmes de claquage, nous avons choisi un intervalle d'accélération de 12 cm qui conduit encore à une efficacité excellente (facteur de temps de transit ≥ 0.97).

L'enceinte externe sera réalisée en deux parties :

- la partie ligne extérieure, support de stem et mécanisme de translation des courts-circuits.

- la partie inférieure, incluant la partie à la masse des intervalles d'accélération et le système de pompage, est fixée sur un châssis mobile. Elle est reliée à la partie haute par un joint d'étanchéité métallique et un système de contact HF.

Un schéma du résonateur est donné sur la figure 49.

Gamme de fréquence	56 - 96 MHz (h=8)	
Puissance (à 550 kV)	50 - 47 kW	
Course du court circuit	56 cm	
Dimension verticale (hors tout)	≈ 320 cm	
Densité de courant maximale	Contact central	≤ 50 A/cm
	Contact intermédiaire	≤ 17 A/cm
	Contact externe	≤ 12 A/cm
Coefficient de surtension à vide	21500 - 24500	
Champ maximum sur les électrodes (550kV)	70 kV/cm	
Champ moyen dans le gap	46 kV/cm	

TABLEAU 13

Résultats du calcul : En utilisant le code RESHF, les dimensions générales du résonateur ont été optimisées pour minimiser les pertes HF, la course du court-circuit et la densité de courant dans les contacts glissants. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 50 et résumés dans le tableau 13.

Les champs maxima respectent bien le critère de Kilpatrick.

$$f = 1.6 E^2 \exp(-8.5/E) \approx 100 \text{ kV/cm} \quad \text{entre 56 et 96 MHz.}$$

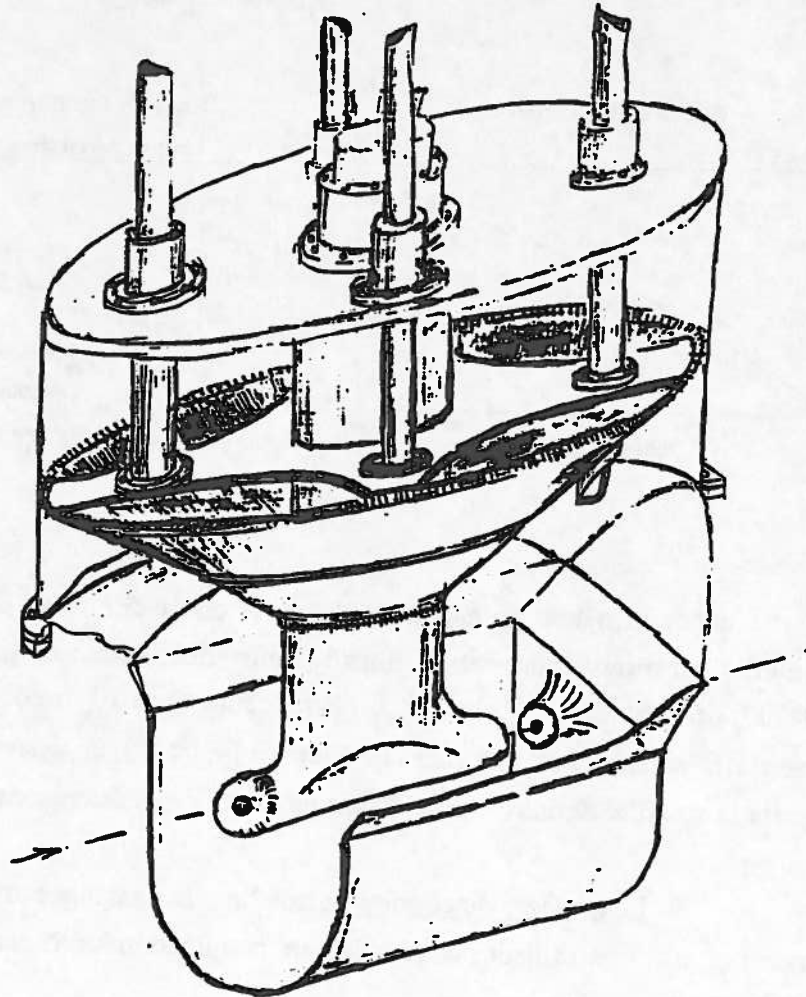


Figure 49 : schéma du regroupneur R3

. **Les dispositifs d'accord :** le système d'accord "gros" est assuré par le court-circuit mobile, l'écart de phase obtenu pour un déplacement de 1 mm est donné sur la figure 50. On obtient de l'ordre de $1000^\circ/\text{mm}$. Un déplacement d'environ $50 \mu\text{m}$ permettra d'obtenir une variation de l'ordre de 60° suffisante pour réaliser l'accord "gros".

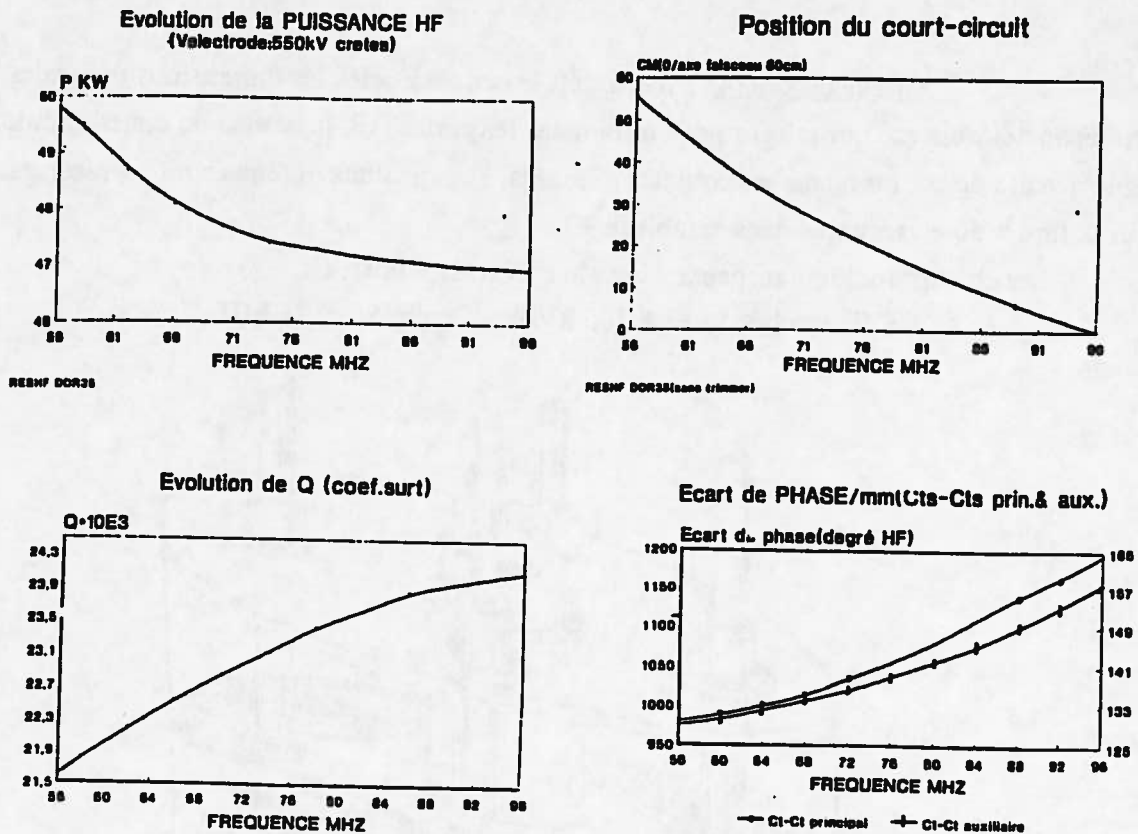


Figure 50 :

L'accord fin sera obtenu en réalisant le court-circuit en deux parties possédant entre elles un mouvement relatif limité (figure 50), l'écart de phase est ainsi réduit à 100°/mm de déplacement relatif et un déplacement de 10 μm donnant une variation de phase $\leq 1.6^\circ$ satisfait aux exigences de l'accord fin ($\leq 5^\circ$), un système électronique rapide assurant la stabilité définitive à $\pm 0.1^\circ$ comme dans le cas des résonateurs principaux.

Le système de couplage : une boucle coaxiale portée par la partie mobile du court-circuit sera utilisée pour réaliser un couplage inductif variable d'impédance fixe $\approx 75 \Omega$.

La variation de la portion active de la boucle, lors des déplacements de cette partie du court-circuit nécessaires à la réalisation de l'accord fin, ne perturbera pas son impédance de façon sensible.

Conclusion : la pré-étude du regroupeur R3 permet de définir un projet déjà assez détaillé qui répond aux impératifs fixés. Comme dans le cas des résonateurs principaux, l'utilisation de techniques éprouvées ne devrait pas poser de problèmes de réalisation particuliers.

C. EXEMPLE D'IMPLANTATION DE CSS3

1. RADIOPROTECTION ENTOURANT CSS3

Une première estimation des besoins en radioprotection entourant la machine a été effectuée.

CSS3 est conçu pour transmettre $\approx 100\%$ du faisceau incident venant de CSS2 mais, des pertes de faisceau sont inévitables. Elles peuvent être classées en deux catégories : les pertes en continu et les pertes sur défaut d'équipement ou de réglages.

Les pertes en continu seront limitées à une puissance de 100 watts ($\approx 1\%$ du faisceau de ≈ 10 kW). Dans le cas où ces pertes (entre l'entrée et la sortie du cyclotron) dépassent cette puissance, un arrêt faisceau devra être mis en place automatiquement à l'entrée de CSS3. Les temps de décision et d'action sont de quelques secondes donc ne posent pas de problème.

La perte (totale) de faisceau sur défaut d'équipements ou de réglage demandera une décision très rapide, non pas comme nous le verrons du fait des impératifs de radioprotection, mais à cause des problèmes liés à la tenue des équipements. Le faisceau sera donc coupé très rapidement, par action sur une HF par exemple, puis un arrêt de faisceau sera mis en place en amont de CSS3.

Dans ce contexte, il est impératif de pouvoir faire les réglages de CSS3 avec une intensité réduite. Cette réduction pourra se faire soit en plaçant une passoire en amont de CSS3 afin de préserver l'émittance du faisceau injecté, soit en pulsant le faisceau de façon à en conserver la puissance crête.

Les calculs du blindage nécessaire ont été effectués en partant de ces hypothèses. Ils ont pris en compte 5 points de pertes du faisceau placés à l'entrée des éléments d'éjection de CSS3, points auxquels on suppose l'arrêt dans du fer de 3.10^{11} ions/seconde de C à 500 MeV/A (figure 51). La dose admise derrière le blindage est de $7.5 \mu\text{Sv/h}$ et celle due à l'effet de ciel de $2.5 \mu\text{Sv/h}$.

1.1. Blindage pour les pertes en continu

Dans le cas d'une perte en continu de 3% du faisceau (3.10^{11} ions/s de C à 500 MeV/A), le débit de dose est limité à $7.5 \mu\text{Sv/h}$ derrière un blindage de l'ordre de 2 m, mais qui peut atteindre 7 m dans les endroits les plus exposés aux rayonnements ainsi qu'on peut le voir figure 51. Ce blindage relativement imposant nous a conduit à enterrer CSS3.

1.2. Blindage pour la perte totale du faisceau

Dans ce cas, la dose, derrière le blindage précédent sera de $7.5 \Delta t_s / 3600 \mu\text{Sv/h}$ et compte tenu du fait que la coupure du faisceau doit se faire en moins de 10 ms (100 W au point de perte), le blindage calculé précédemment suffit amplement. C'est bien la protection des équipements qui détermine la rapidité Δt_s de coupure du faisceau.

1.3. Effet de ciel

Le débit de dose calculé pour une perte en continu du faisceau de l'ordre de 3% sera limité à la valeur requise de $2.5 \mu\text{Sv/h}$ derrière une épaisseur du toit de blindage $\approx 1.7 \text{ m}$ de béton.

Cette pré-étude donne les caractéristiques générales du blindage nécessaire à cette machine. Elle est limitée à CSS3, aucune étude du blindage entourant les équipements qui seront placés derrière CSS3 n'a été effectuée pour le moment.

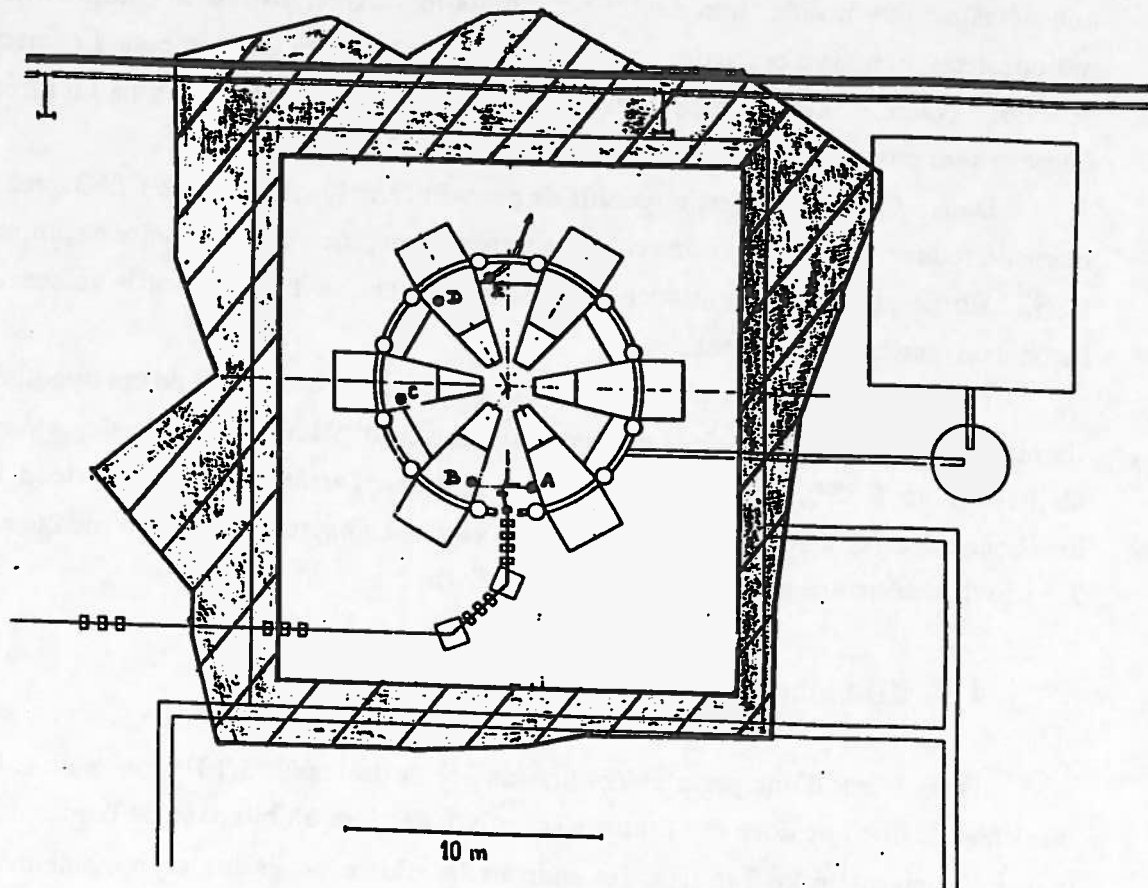


Figure 51 : Etude de la radioprotection de CSS3

- Blindage nécessaire (béton) pour limiter à $7.5 \mu\text{Sv/h}$ le débit de dose dû à une perte localisée de 3% du faisceau de C à 500 MeV/A aux points A, B, C, D, E.
- Epaisseur du toit pour limiter le débit de dose à $2.5 \mu\text{Sv/h}$ dans les mêmes conditions.

2. EXEMPLE D'IMPLANTATION DE CSS3

Nous proposons une implantation de CSS3 dans le prolongement de "l'arête de poisson" en version enterrée avec cible de production au niveau bas, les faisceaux primaires et secondaires étant remontés au niveau des lignes actuelles.

Dans une telle implantation schématisée sur la figure 52 :

- le fonctionnement de GANIL ne serait pas perturbé pendant la phase de construction,
- il sera toujours possible d'utiliser, en temps partagé le faisceau de CSS2 sur les aires actuelles et de l'injecter, aussi en temps partagé, dans CSS3. Le fonctionnement de la SME n'est bien sûr pas affecté.
- la cible de production étant enterrée , le bruit de fond neutronique au niveau actuel sera faible.

Nous avons donc dans une telle implantation, la nature et l'énergie de l'ion étant déterminées par l'expérience pilote :

simultanément	Faisceau SME	Pendant Δt_1 casemate 1
	Faisceau CSS2	Pendant Δt_2 casemate 2
		Pendant Δt_3 injecté dans CSS3

Les fonctions spéciales (modulation d'intensité, suppression de paquets, ...) à l'exclusion du ralentissement , seront utilisables en présence de CSS3 fonctionnant en temps partagé.

D'autre part, d'un point de vue technique, cette implantation :

- conduit à la plus modeste adjonction de bâtiment que l'on puisse envisager : adjonction de 2 ou 3 travées au bâtiment des aires,
- limite au maximum la ligne de faisceau CSS2-CSS3 puisque le glissement d'une centaine de mètres nécessaire entre CSS2 et R3 est automatiquement acquis par la ligne CSS2-arête de poisson,
- permet de bénéficier des fonctions du spectromètre α et de la ligne CSS2-arête de poisson.

Les aires d'expérience de faisceau spécifiques de CSS3 ne sont pas envisagées dans cet avant-projet : elles dépendent des axes de physique qui seront définis prioritairement.

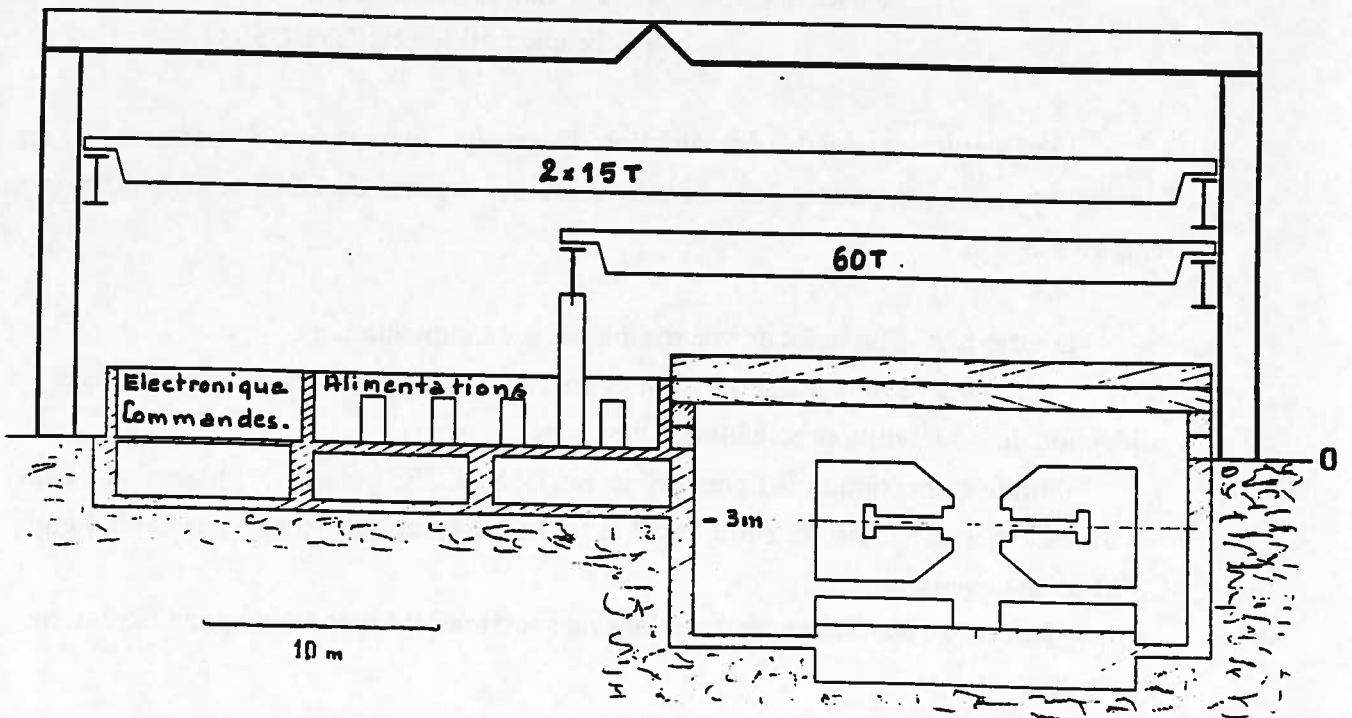
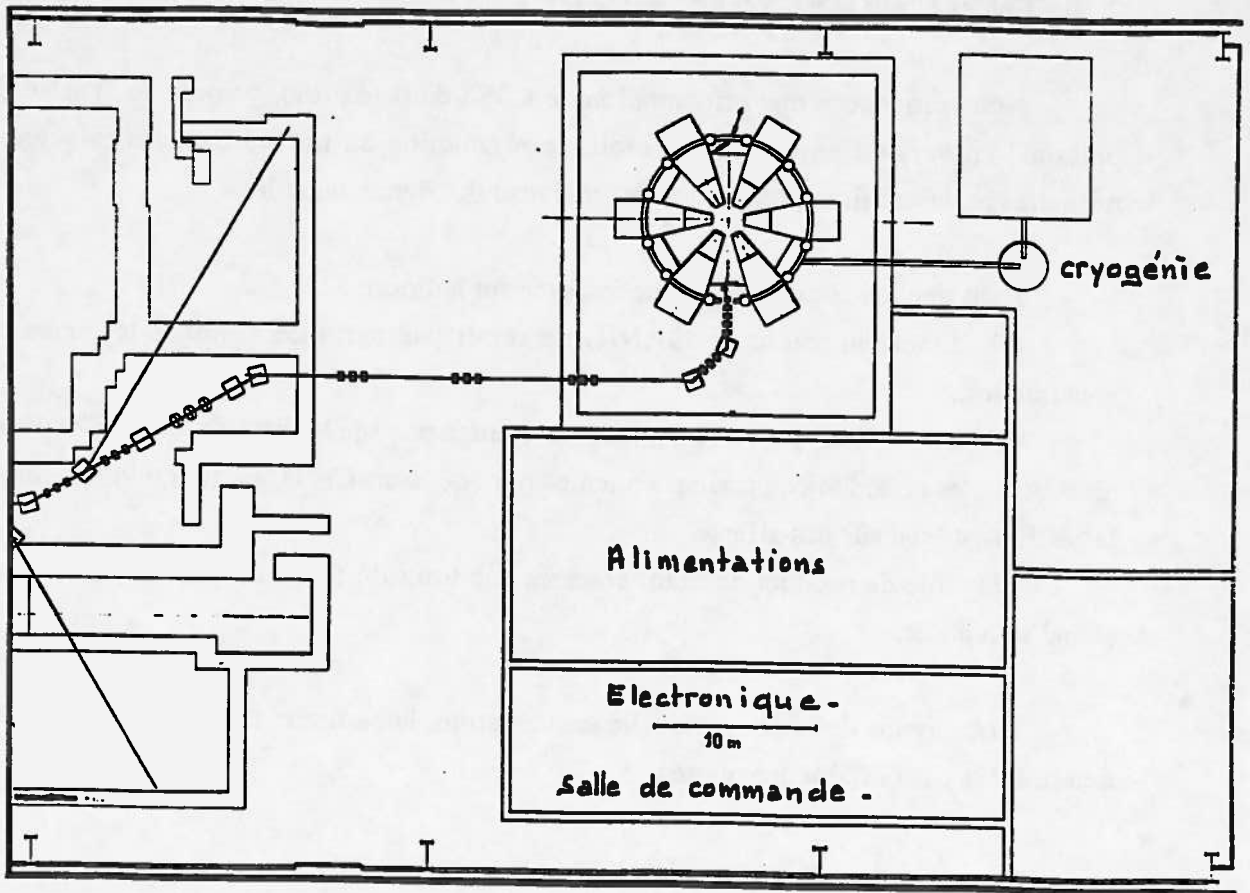


Figure 52 : Schéma d'implantation de CSS3 (casemate CSS3 et disposition possible des systèmes annexes)

D. ASPECT FINANCIER ET ECHEANCIER

1. ETUDES ET CONSTRUCTION

L'estimation du coût de CSS3 est limitée à la seule réalisation de l'accélérateur et de sa ligne de faisceau amont (aucun dispositif expérimental n'y figure). Elle est détaillée dans le tableau 14 dans lequel les prix sont donnés en MF hors taxes (valeur 1991), hors main d'oeuvre mais en y incluant une marge d'aléas de l'ordre de 10%.

ETUDES GENERALES		20
INFRASTRUCTURE		48
Bâtiment (1)	35	
Réfrigération (2)	2	
Sous-station secteur	6	
Radioprotection	5	
CSS3		392
Circuits magnétiques	60	
Nappes polaires normales	8	
Bobines supra et cryostats (3)	105	
Cryogénie	30	
Système accélérateur HF	70	
Injection-éjection	23	
Chambres à vide	20	
Pompage	10	
Alimentation de courant	28	
Diagnostics de faisceau	5	
Commandes-contrôles	8	
Installation-montage	25	
LIGNE DE FAISCEAU AMONT		25
Ligne équipée	11	
Regroupeur	14	
TOTAL GENERAL		485

TABLEAU 14 : Estimation du coût de CSS3

- Notes** : 1. Le coût du génie civil et du bâtiment a été déterminé à partir du plan d'implantation proposé, qui serait naturellement à revoir en détail notamment en fonction des aires expérimentales et de l'instrumentation de physique.
2. Le faible montant de ce poste s'explique par le fait qu'il ne s'agit que d'une simple adaptation de pompes de circulation et du prolongement des tuyauteries, le système actuellement en service ayant une capacité suffisante pour refroidir les enroulements classiques de CSS3 et de sa ligne de faisceau amont.
3. Les enroulements supra conducteurs de CSS3 (bobines principales et nappes polaires), les cryostats et la centrale cryogénique ont fait l'objet d'une pré-étude technique de faisabilité par le CEA DSM/STCM. Les prix indiqués sur ces deux lignes sont repris du rapport final de cette étude.

2. ECHEANCIER DE REALISATION

La durée de construction est estimée à 8 années se partageant en une phase d'étude de 2 ans, une phase de construction de 5 ans et une phase de montage et d'installation de 1 an.

CONCLUSION

La construction de ce post-accélérateur , qui permettrait d'obtenir 10^{13} ions par seconde dans une gamme d'énergies allant de 490 MeV/nucléon pour les ions légers à 110 MeV/nucléon pour l'uranium apparaît techniquement possible sous la forme d'un cyclotron à 6 secteurs magnétiques séparés, chaque secteur étant équipé de son propre système de bobines supraconductrices. Grâce à l'utilisation de cette technologie, les dimensions d'une telle machine restent raisonnables tout en ménageant un espace suffisant dans la zone centrale pour l'implantation des équipements d'injection. On arrive à un diamètre extérieur hors tout de la machine d'environ 18 m pour des rayons moyens d'injection et d'éjection égaux respectivement à 2.5 et 5 m.

Une première étude technique, menée en collaboration avec le CEA (DSM/STCM) a abouti à une configuration des cryostats et des bobinages supraconducteurs technologiquement réalisable et assurant les caractéristiques magnétiques attendues.

L'éjection à tours séparés est subordonnée à l'obtention des valeurs crêtes d'une tension accélératrice de 500 kV. Ce point mérite une attention particulière, car il conditionne la possibilité d'une éjection "sans perte".

Les études de faisabilité concernant cet avant-projet de post-accélérateur ont débuté en 1989. Ce document en est l'aboutissement, étant entendu que l'étude technologique approfondie des différents éléments, étape indispensable dans le cadre d'un projet, n'a pu être qu'effleurée. Aller au-delà supposait déjà l'engagement de moyens budgétaires et en personnel importants.