

ORSAY

N° D'ORDRE :

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Jean-Michel TESSIER

**STABILISATION DE CHAMP DANS
DES CAVITES SUPRACONDUCTRICES
EN REGIME PULSE**

Soutenue le 17/12/1996 devant la commission d'examen

Mr.	J. Haissinski	Président
Mr.	R. Garoby	Rapporteur
Mr.	T. Garvey	Rapporteur
Mr.	B. Aune	
Mr.	A. Mosnier	



**STABILISATION DE CHAMP DANS
DES CAVITES SUPRACONDUCTRICES
EN REGIME PULSE**



REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Commissariat à l'Énergie Atomique à Saclay, au Service d'Étude des Accélérateurs .

En premier lieu, je remercie Alban Mosnier avec qui j'ai travaillé en étroite collaboration. Tout au long de ces trois années, j'ai pu apprécier sa rigueur d'esprit dans le travail, et ses qualités humaines au quotidien. Mon amitié et ma reconnaissance lui sont toutes acquises.

Ma gratitude va aussi à M. Bernard Aune et à M. Jean Gastebois, qui m'ont accueilli dans leur service, et qui ont mis à ma disposition tous les moyens pour accomplir cette thèse dans les meilleurs conditions.

Je remercie aussi Stéphane Chel, dont les conseils ont toujours été précieux. Comment ne pas remercier Phung Ngoc Bao, Messieurs Lalot et Lefevre, qui ont réalisé tous les éléments du système de contrôle HF, et donc sans qui rien ne serait possible au niveau expérimental. Tous les trois ont fait preuve d'une grande disponibilité et d'une grande patience envers moi durant les expériences.

Je remercie spécialement M. le professeur J. Haissinski qui m'a fait l'honneur d'être présent dans le jury de thèse. Je remercie bien évidemment mes deux rapporteurs, Roland Garoby et Terence Garvey, qui ont bien voulu consacrer du temps à ce manuscrit.

Ma sincère amitié est aussi acquise à Marcel Jablonka, dont une lecture attentive et pointilleuse a permis une plus grande clarté et cohérence de cet ouvrage. De même, je remercie Franck Varenne pour les corrections qu'il a apportées.

Je remercie aussi Michel Juillard, Michel Luong et Marion Ribeau pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Quelques moments de détente avec Pierre Bosland m'ont permis de mieux apprécier sa gentillesse ainsi que son coup droit (il comprendra !). De même, Discuter avec Xavier Hanus pendant la pause café a été à chaque fois un régal tant il a enrichi ma culture musicale.

Enfin, je dédie ce travail de thèse à mes parents, qui m'ont donné le goût des études et à ma future épouse, Juliette, qui m'a encouragé pendant toutes ces années.

Merci à tous !

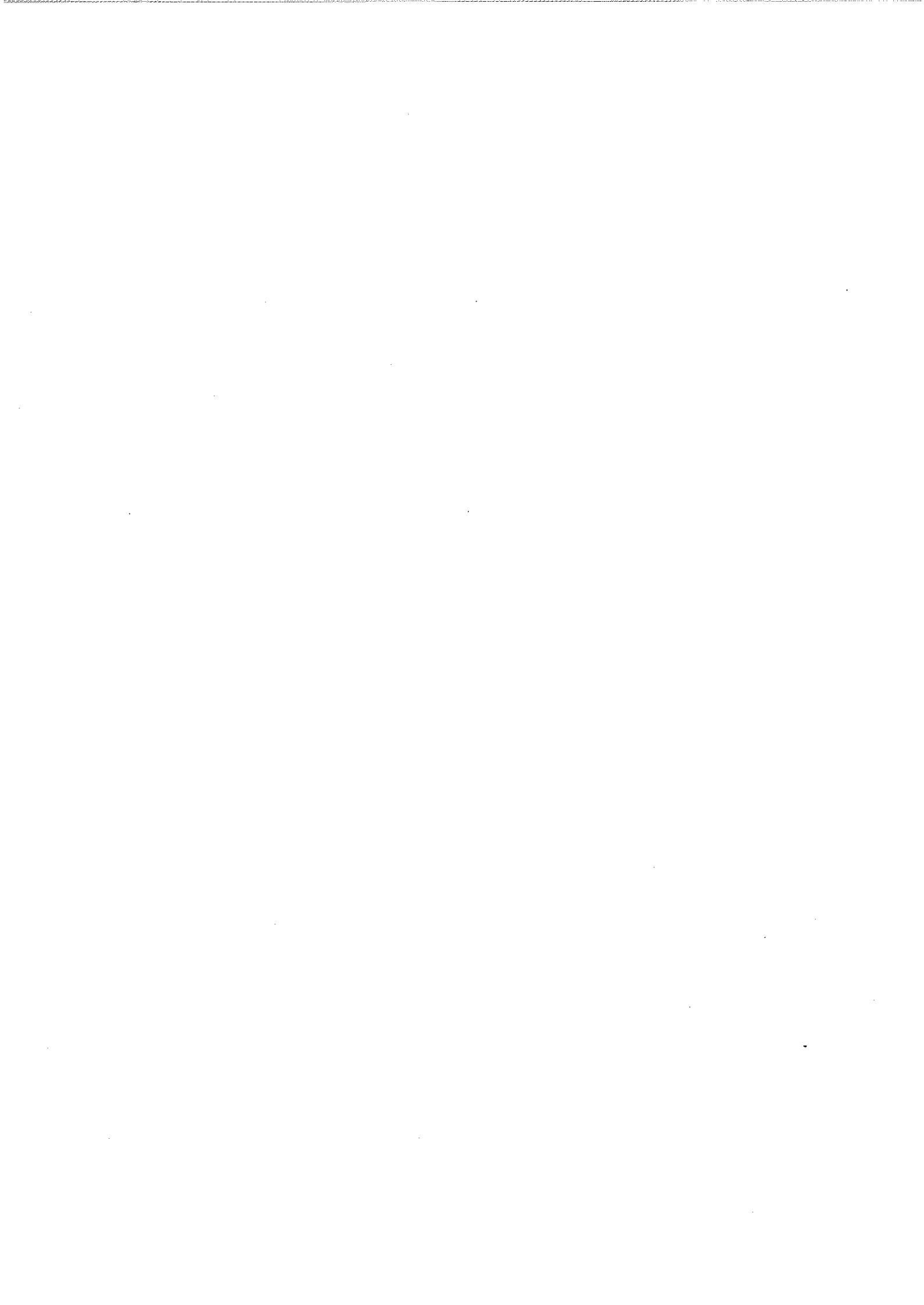


TABLE DES MATIERES

Introduction Générale.....	11
I - Compensation de la charge faisceau dans une cavité à ondes stationnaires	15
1. Modèle du circuit résonant.....	17
2. Réponse d'une cavité à des impulsions HF et de courant faisceau.....	19
3. Compensation de la charge du faisceau	24
4. Application aux projets TESLA et TTF	28
II - Effet de la pression de radiation.....	31
1. Introduction.....	33
2. Variation de la fréquence propre de la cavité sous l'action des forces de Lorentz	34
3. Descriptions des différentes méthodes d'asservissement de la fréquence du générateur sur la fréquence de la cavité.....	36
3.1 Description et principe d'une boucle auto-oscillante.....	37
3.2 Synchronisation de la phase initiale sur un signal de faible niveau	39
3.3 Injection du faisceau avec ou sans saut de fréquence.....	40
3.4 Changement de variables	41
4. Simulation avec les paramètres de TTF et de TESLA	42
4.1 Optimisation des paramètres f_0 et df_0	42
4.2 Influence du désaccord initial en fréquence sur la dispersion d'énergie.....	45
5. Résultats expérimentaux	45
5.1 Mise en évidence des effets de la pression de radiation sur une cavité	46
5.2 Simulation d'une cavité MACSE insérée dans la boucle auto-oscillante	47
6. Conclusion.....	48
III - Stabilisation du champ avec des boucles de régulation d'amplitude et de phase.....	53
1. Introduction.....	55
2. Description et principe des boucles de régulation	55
2.1 Expression de la tension du générateur à appliquer en présence des boucles de régulation.....	57
3. Boucle de régulation d'amplitude	58
4. Boucle de régulation de phase.....	60
5. Choix des gains G_I et G_Q des boucles de régulation.....	62
6. Stabilisation de la tension d'une cavité MACSE avec les boucles de régulation.....	64

7. Sensibilité à la pression de radiation.....	65
7.1 Influence du paramètre de désaccord K.....	65
7.2 Influence du niveau de champ accélérateur	68
8. Effet des vibrations microphoniques	71
8.1 Description du phénomène	71
8.2 Mise en évidence expérimentale sur MACSE des effets des vibrations mécaniques.....	72
8.3 Premier remède : méthode de la "Référence de Phase Flottante".....	75
8.4 Deuxième remède : méthode de la "Phase Contrôlée durant le Temps de Montée"	75
8.5 Récapitulatif des différentes méthodes pour réguler la phase de la tension d'une cavité unique	78
9. Tests effectués avec la cavité de capture de l'injecteur de TTF.....	79
9.1 Présentation de l'installation et des performances de la cavité de capture	79
9.2 Résultats des tests dans CRYOCAP.....	81
9.3 Observation du mode de résonance le plus proche du mode accélérateur.....	86

IV - Sources de dispersion d'énergie pour des chaînes de cavités

alimentées par un seul générateur.....	89
1. Introduction.....	91
2. Description et comparaison des différentes méthodes de régulation d'une chaîne de cavités.....	91
2.1 Cas de N cavités insérées dans la boucle auto-oscillante.....	92
2.2 Cas d'une seule cavité insérée dans la boucle auto-oscillante	93
2.3 Effet de la dispersion des désaccords initiaux df_0	94
3. Influence de la dispersion des paramètres mécaniques K et τ_m des cavités	98
4. Instabilité temporelle du faisceau.....	100
5. Fluctuation de la charge du faisceau	101
5.1 Introduction	101
5.2 Analyse du système sans les effets de la pression de radiation.....	101
5.2.1 Système en boucle ouverte.....	103
5.2.2 Système en boucle fermée.....	105
5.3 Résultats des simulations numériques.....	106
6. Erreur de calibrations sur la somme vectorielle.....	108
6.1 Calcul de la dispersion d'énergie	108
6.2 Simulations avec une chaîne de plusieurs cavités.....	112
7. Dispersion des tensions accélératrices.....	113

7.1 Puissance variable d'une cavité à l'autre.....	114
7.2 Dispersion des couplages.....	115
8. Conclusion.....	118
V - Dispersion d'énergie induite par les phénomènes de propagation dans une structure à ondes stationnaires	121
1. Introduction.....	123
2. Circuit équivalent d'une cavité multi-cellules.....	123
3. Analyse modale de la bande passante.....	127
4. Calculs du régime HF transitoire et de l'interaction du faisceau.....	130
4.1 Enveloppes des champs.....	131
4.2 Interaction avec le faisceau	132
5. Cas d'un faisceau relativiste	132
6. Cas d'un faisceau non relativiste.....	135
6.1 Cas du faisceau traversant la cavité de capture de l'injecteur I de TTF.....	135
6.2 Compensation d'un désaccord en fréquence produit par un désaccord dû au faisceau.....	137
6.3 Résultats	138
7. Conclusion.....	141
Conclusion Générale.....	143
Annexe A - Description du système de contrôle HF de TTF.....	145
1. Présentation générale de la station d'essai TTF	147
1.1 Description des installations.....	147
1.2 Le système HF de TTF	150
1.3 Schéma du système de contrôle HF pour la cavité de capture de l'injecteur I de TTF.....	151
Annexe B - Présentation des installations de MACSE.....	153
Annexe C - Principes des modulateurs vectoriels	156
1. Le modulateur d'amplitude	157
2. Le modulateur de phase	158
3. Le détecteur de phase 360°.....	159
4. Le déphaseur CPM 360°	161
Références	163
Liste des figures.....	166
Liste des tableaux.....	171



Introduction Générale

Les différentes approches pour la réalisation d'un accélérateur linéaire de génération suivante diffèrent principalement dans le choix de la taille du faisceau au point d'interaction, de la puissance faisceau et du choix technologique, en particulier de la fréquence. Un compromis entre ces différents paramètres est à trouver pour optimiser le rapport entre la puissance du faisceau requise et la taille du faisceau au point d'interaction. Une plus grande intensité du faisceau conduit à des tolérances moins sévères sur l'émittance du faisceau. C'est le choix qui a été adopté pour TESLA^[0.1]. TESLA (TeV Electron Superconducting Linear Accelerator) est un projet de collisionneur linéaire e^+e^- utilisant des cavités supraconductrices et fonctionnant en régime pulsé. Une faible dispersion en énergie est requise au point d'interaction pour entrer dans l'acceptance du système de focalisation finale, mais aussi tout au long de l'accélérateur afin de ne pas dégrader l'émittance du faisceau. Des calculs de dynamique de faisceau montrent qu'une dispersion en énergie de quelques 10^{-4} est ainsi nécessaire^[0.2].

L'avantage technique des cavités supraconductrices provient des très faibles pertes des parois. Ceci permet l'utilisation d'une structure à grande ouverture opérant à une fréquence relativement basse, avec des longueurs d'impulsions longues et une demande en puissance HF crête faible. Une grande ouverture des cavités a comme conséquence bénéfique de réduire les effets transverses et longitudinaux des champs de sillage.

Pour optimiser le coût de fabrication de l'accélérateur et sa longueur, des cavités 9-cellules à 1,3 GHz en niobium forment la structure accélératrice. En contrepartie, il est très difficile actuellement d'obtenir des très hauts gradients dans les cavités supraconductrices, à cause de la limitation due à l'émission de champ électronique qui apparaît à un niveau beaucoup plus bas que la limite théorique de 50 MV/m pour une structure en niobium. Le champ accélérateur visé pour TESLA est de 25 MV/m.

De plus les cavités supraconductrices sont refroidies à l'hélium à 1,8 K. Pour limiter la puissance cryogénique, il est nécessaire que les sources d'alimentation HF fonctionnent en régime pulsé.

Des systèmes HF alimentant des cavités supraconductrices en régime continu ont déjà été réalisés, comme sur le HEPL^[0.3] (High Energy Physic Laboratory, à Standford), sur le S-

DANILAC^[0.4] (à Darmstadt), sur CEBAF^[0.5] (Continuous Electron Beam Accelerator Facility, Virginie), ou sur MACSE^[0.6] (Module Accélérateur à Cavités Supraconductrices pour Électrons, Saclay). La principale difficulté provient de la faible bande passante des cavités supraconductrices (de l'ordre de quelques centaines de Hz) par rapport à des cavités cuivres (plusieurs centaines de kHz), du fait d'un facteur de qualité très élevé (supérieur à 10^9). De petites variations de la fréquence de résonance provoquent de larges variations du champ accélérateur en amplitude et en phase. Les variations lentes (dérive de la pression du bain d'hélium) sont en général corrigées par le système d'accord mécanique en fréquence, alors que les variations rapides (vibrations mécaniques) doivent être compensées par les boucles de contre-réaction du système HF.

Dans le cadre de futurs collisionneurs linéaires, fonctionnant en régime pulsé, le régime transitoire est prépondérant car la durée de l'impulsion faisceau est du même ordre de grandeur que la constante de temps de la cavité. En outre, la dérive de la fréquence de résonance provoquée par la déformation des parois de la cavité sous l'effet des forces de Lorentz (appelé aussi pression de radiation) a été un problème important à résoudre. Elle peut être de plusieurs fois plus grande que la bande passante pour les champs accélérateurs élevés et prévus pour TESLA. De plus, l'effet des vibrations mécaniques doit être traité différemment par rapport au régime continu^[0.7, 0.8] car il ne se fait plus ressentir durant l'impulsion HF, mais au démarrage de chaque impulsion HF et n'est pas prédictif d'une impulsion à l'autre, étant un phénomène aléatoire. Un système dynamique est alors nécessaire pour pouvoir établir le champ électrique dans chaque cavité. De plus, il faut compenser la perte d'énergie provoquée par la charge du faisceau injecté et aussi corriger toutes les fluctuations qui peuvent se produire au passage du faisceau afin de garder une dispersion d'énergie la plus faible possible grâce à un système de stabilisation du champ électromagnétique de chaque cavité. Par ailleurs, pour des raisons économiques, il est prévu d'alimenter un grand nombre de cavité par un seul générateur (klystron) de très forte puissance.

Dans la première partie de la thèse, je décris les effets de la charge du faisceau dans une cavité à ondes stationnaires dans l'approximation d'un "simple résonateur". Dans la deuxième partie, je montre les effets de la pression de radiation sur le champ accélérateur d'une cavité et je présente différentes méthodes qui permettent d'établir le champ dans une cavité supraconductrice. La troisième partie décrit le système de contre-réaction nécessaire pour obtenir une faible dispersion d'énergie à l'intérieur d'un train de paquets de particules chargées. J'expose aussi les problèmes engendrés par les vibrations mécaniques qui apparaissent pour la régulation et compare différentes méthodes qui réduisent ces bruits "microphoniques". Dans la quatrième partie, j'explique quelles sont les méthodes possibles de stabilisation du champ de plusieurs cavités alimentés par un seul générateur. J'expose tous les problèmes qui peuvent apparaître et quelle est l'incidence sur la dispersion d'énergie. Dans la dernière partie, les phénomènes transitoires qui apparaissent dans une cavité à ondes stationnaires sont analysés par le modèle des résonateurs

couplés. En particulier, la dispersion en énergie qui résulte est donnée dans le cas d'un faisceau relativiste qui justifie l'approximation d'un "simple résonateur" faite pour l'étude des chapitres précédents, et dans le cas d'un faisceau non relativiste.

Chapitre I

Compensation de la charge faisceau dans une cavité à ondes stationnaires
--

- I.1 Modèle du circuit résonant
- I.2 Réponse d'une cavité à des impulsions HF et de courant faisceau
- I.3 Compensation de la charge du faisceau
- I.4 Application aux projets TESLA et TTF

I - Compensation de la charge faisceau dans une cavité à ondes stationnaires

Dans ce chapitre, nous allons regarder quelle est la réponse d'une cavité à des impulsions de puissance HF et de courant faisceau en régime transitoire. Dans le cadre de la théorie des circuits micro-ondes exposée par R.E. Collin^[1.1] et P.B. Wilson^[1.2], nous utiliserons l'approximation d'un résonateur simple pour modéliser une structure à ondes stationnaires.

1. Modèle du circuit résonant

Une cavité supraconductrice fonctionnant en régime pulsé à basse fréquence s'apparente à un résonateur électrique et elle peut être modélisée par un circuit RLC^[1.3]. On peut toutefois trouver une justification rigoureuse de cette représentation dans la réf. 1.4.

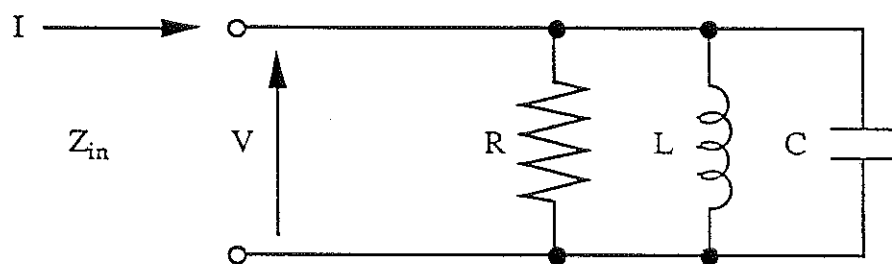


Figure 1.1 : Circuit résonant

La résistance R , appelée impédance shunt, est une résistance équivalente qui rend compte de la puissance perdue dans l'inductance L et la capacité C et de la puissance qui peut être extraite du système résonant par une charge extérieure couplée au circuit résonant. L'impédance shunt relie la tension dans la cavité à la puissance dissipée dans les parois par la relation suivante

$$V = (2RP_c)^{1/2} \quad (1.1)$$

La fréquence de résonance du circuit est déterminée par la relation suivante

$$\omega_0 = (LC)^{-1/2} \quad (1.2)$$

R définit le coefficient de surtension Q , appelé aussi le Q sans charge ou encore le facteur de qualité d'un résonateur comme le rapport

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_c} = \frac{\omega_0 (\text{énergie stockée dans le système})}{\text{énergie perdue par seconde dans le système}} \quad (1.3)$$

$$Q_0 = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L} \quad (1.4)$$

La tension aux bornes du circuit résonant correspond à la tension accélératrice du mode résonant dans la cavité. Pour une pulsation ω donnée, l'impédance d'entrée \tilde{Z}_{in} peut se mettre sous la forme :

$$\tilde{Z}_{in} = \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \right)^{-1} \quad (1.5)$$

Après calcul, on trouve l'expression suivante pour l'impédance d'entrée

$$\tilde{Z}_{in} = \frac{R}{1 + jQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad (1.6)$$

Au voisinage de la résonance, en considérant $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ et $\omega \approx \omega_0$, on obtient alors une expression approchée de l'impédance d'entrée

$$\tilde{Z}_{in} \approx \frac{R}{1 + j2Q_0(\Delta\omega/\omega_0)} \quad (1.7)$$

A partir de l'expression définie en (1.6), on obtient la courbe typique (cf. fig. 1.2) de résonance de l'impédance d'entrée en fonction de l'écart en fréquence par rapport à la fréquence de résonance. La bande passante est inversement proportionnelle à Q_0 , et est par conséquent très petite dans le cas de résonateurs supraconducteurs.

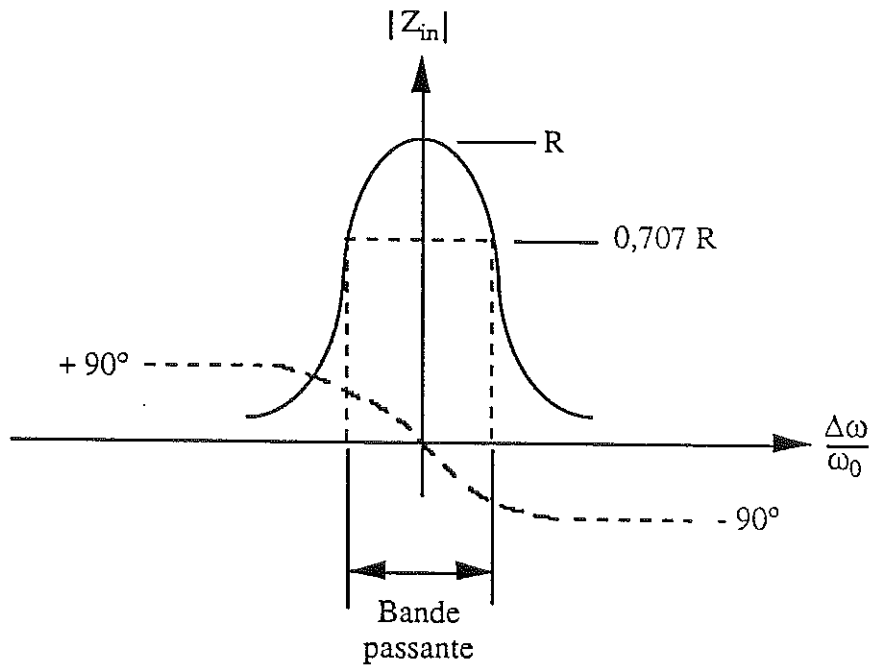


Figure 1.2 : Impédance d'entrée d'une cavité résonante

2. Réponse d'une cavité à des impulsions HF et de courant faisceau

On veut déterminer l'évolution temporelle de la tension d'une cavité lorsque celle-ci est alimentée en régime pulsé par un générateur de puissance à une fréquence ω_r constante et lorsqu'elle est traversée par un faisceau de courant crête I_b , composante harmonique à la fréquence ω_r . I_b est défini par rapport au courant moyen I_0 qui traverse la cavité. Pour une distribution de charge gaussienne de chaque paquet de particules qui traverse la cavité, on peut définir le courant I_b par la relation suivante

$$I_b = 2I_0 e^{-\omega_0^2 \sigma_t^2 / 2} \approx 2I_0 \quad (1.8)$$

en supposant que les paquets sont suffisamment rapprochés pour avoir $\omega_0 \sigma_t \ll 1$, où σ_t est la longueur rms du paquet en temps.

On peut noter que le faisceau qui traverse la cavité HF est représenté comme un générateur de courant. Ceci est une très bonne représentation dans le cas d'un faisceau relativiste, car la vitesse des particules qui traversent la cavité est indépendante de la tension de la cavité.

Nous supposons qu'il y a un isolateur entre la source de puissance HF et la cavité. La source de puissance peut alors être représentée par une source de courant.

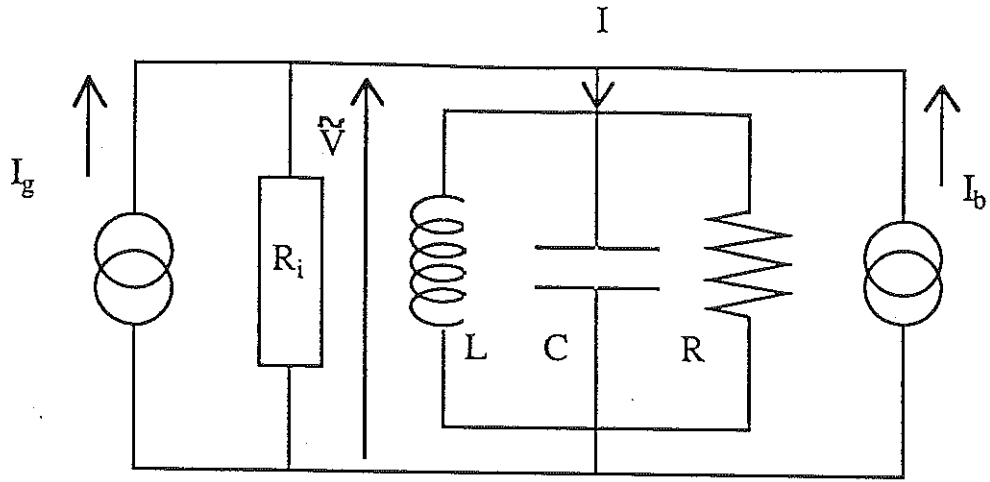


Figure 1.3 : Circuit équivalent d'une cavité alimentée par un générateur et traversée par un faisceau

Le couplage du résonateur à une charge extérieure qui absorbe une fraction de la puissance, peut être représenté par l'addition d'une résistance R_i , correspondant à l'impédance du générateur, en parallèle avec R . Le nouveau Q , appelé Q en charge et noté Q_L , est plus petit et est donné par la relation

$$Q_L = \frac{R_L}{\omega_0 L} \quad (1.9)$$

où R_L est la résistance équivalente du circuit

$$\frac{1}{R_L} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_i} \quad (1.10)$$

L'impédance d'entrée de la cavité précédemment définie alimentée par un générateur devient alors

$$\tilde{Z}_L = \frac{R_L}{1 + j2Q_L(\Delta\omega/\omega_0)} \quad (1.11)$$

Le Q extérieur, noté Q_{ext} , est défini comme le Q du circuit résonant sans perte et en présence de la seule charge extérieure.

$$Q_{ext} = \frac{R_i}{\omega_0 L} \quad (1.12)$$

En utilisant les définitions précédentes, on montre que l'on a la relation suivante

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_0} \quad (1.13)$$

Un autre paramètre important qui caractérise un circuit résonant est le temps de décroissance τ . Ce paramètre mesure le temps que mettent les oscillations à décroître lorsque la source d'alimentation est déconnectée et est donnée par

$$\tau = \frac{2Q_L}{\omega_0} \quad (1.14)$$

On définit aussi le facteur de couplage, qui exprime le rapport entre la puissance émise par le générateur sur la puissance dissipée dans la cavité.

$$\beta = \frac{R}{R_i} = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (1.15)$$

Le circuit est traversé d'une part par le courant \tilde{I}_g , représentant la source de puissance de pulsation ω_r , et d'autre part par le courant faisceau \tilde{I}_b .

La loi des nœuds nous donne alors le courant total dans le circuit résonant

$$\tilde{I} = \tilde{I}_g + \tilde{I}_b = \frac{\tilde{V}}{R_i} + \frac{1}{L} \int \tilde{V} dt + C \frac{d\tilde{V}}{dt} + \frac{\tilde{V}}{R} \quad (1.16)$$

On peut exprimer le courant total qui passe dans le circuit en fonction des différentes tensions imposées à la cavité :

$$\tilde{I} = \tilde{I}_g + \tilde{I}_b = \frac{\tilde{V}_g}{Z_L} - \frac{\tilde{V}_b}{Z_L} \quad (1.17)$$

D'après ce qui précède, la tension à l'entrée de la cavité à la résonance est définie par

$$V_g = R_L I_g = \frac{2\sqrt{\beta}}{1+\beta} \sqrt{2R P_g} \quad (1.18)$$

tandis que la tension induite par le faisceau à la résonance est donnée par

$$V_b = R_L I_b = \frac{2R I_0}{1+\beta} \quad (1.19)$$

où P_g est la puissance délivrée par le générateur à l'entrée de la cavité.

Dans le cas où $\beta \gg 1$, on obtient les expressions approchées pour V_g et V_b suivantes

$$\begin{aligned} V_g &= 2\sqrt{2(R/Q_0)} Q_{\text{ext}} P_g \\ V_b &= 2(R/Q_0) Q_{\text{ext}} I_0 \end{aligned} \quad (1.20)$$

A partir de la relation (1.16) on peut déterminer l'équation différentielle du deuxième ordre qui décrit l'évolution temporelle de la tension dans la cavité. Le courant total \tilde{I} excite le résonateur et produit la tension cavité \tilde{V} .

Lorsque l'on dérive le courant total par rapport au temps, on obtient l'équation suivante

$$\frac{d\tilde{I}}{dt} = \frac{1}{R_L} \frac{d\tilde{V}}{dt} + \frac{1}{L} \tilde{V} + C \frac{d^2\tilde{V}}{dt^2} \quad (1.21)$$

ou encore

$$\ddot{\tilde{V}} + \frac{1}{R_L C} \dot{\tilde{V}} + \frac{1}{LC} \tilde{V} = \frac{1}{C} \left(\frac{d\tilde{I}_g}{dt} + \frac{d\tilde{I}_b}{dt} \right) \quad (1.22)$$

Sachant que

$$\frac{1}{R_L C} = \frac{1+\beta}{RC} = \frac{\omega_0}{Q_L}$$

l'équation différentielle du deuxième ordre décrivant l'évolution temporelle de la tension dans la cavité devient :

$$\ddot{\tilde{V}} + \frac{\omega_0}{Q_L} \dot{\tilde{V}} + \omega_0^2 \tilde{V} = \frac{\omega_0}{Q_L} (\dot{\tilde{V}}_g - \dot{\tilde{V}}_b) \quad (1.23)$$

On définit l'enveloppe des différents signaux HF de pulsation ω_r de la façon suivante

$$\tilde{V} = V(t)e^{j\omega_r t} \text{ et } \tilde{I} = I(t)e^{j\omega_r t}$$

Pour la suite de l'étude, on ne s'intéresse qu'à la variation temporelle de la tension au cours d'une période HF.

Avec les hypothèses suivantes :

- 1 Les variations temporelles sont très faibles durant une période HF, ce qui nous permet de négliger tous les termes d'ordre supérieur ou égal à 2.
- 2 Le facteur de qualité est élevé.

- 3 La fréquence du générateur reste très proche de la fréquence du mode fondamental de la cavité.

Dans ces conditions, l'équation se ramène à

$$\dot{V} + \left(\frac{\omega_0}{2Q_L} + j \frac{\omega_r^2 - \omega_0^2}{2\omega_r} \right) V = \frac{\omega_0 R_L I}{2Q_L} \quad (1.24)$$

Du faite de la troisième condition, on pourra utiliser l'approximation suivante :

$$\frac{\omega_r^2 - \omega_0^2}{2\omega_r} = \frac{(\omega_r + \omega_0)(\omega_r - \omega_0)}{2\omega_r} \approx \omega_r - \omega_0 \quad (1.25)$$

On définit le déphasage ψ qui représente l'angle de désaccord entre le courant total et la tension accélératrice de la cavité par la relation suivante

$$\tan \psi = -\frac{2Q_L}{\omega_0} (\omega_r - \omega_0) = \frac{2Q_L}{\omega_0} \Delta\omega_r \quad (1.26)$$

L'équation décrivant l'évolution temporelle de la tension dans la cavité devient alors

$$\tau \dot{V} + (1 - j \tan \psi) V = R_L I = V_g - V_b \quad (1.27)$$

On définit l'amplitude et la phase de l'enveloppe des différentes tensions par

$$V = A e^{j\phi_c}, V_g = A_g e^{j\phi_g}, V_b = A_b e^{j\phi_b}$$

En remplaçant dans l'équation de l'évolution de la tension cavité, on obtient

$$\tau \dot{A} e^{j\phi_c} + j A \tau \dot{\phi}_c e^{j\phi_c} + (1 - j \tan \psi) A e^{j\phi_c} = A_g e^{j\phi_g} - A_b e^{j\phi_b} \quad (1.28)$$

soit encore

$$\tau \dot{A} + j A \tau \dot{\phi}_c + (1 - j \tan \psi) A = A_g e^{j(\phi_g - \phi_c)} - A_b e^{j(\phi_b - \phi_c)} \quad (1.29)$$

En séparant la partie réelle et la partie imaginaire, on détermine un système de deux équations différentielles qui décrit l'évolution temporelle de l'enveloppe du champ accélérateur dans la cavité pendant l'impulsion HF.

$$\begin{cases} \tau \dot{A} + A = A_g \cos(\phi_c - \phi_g) - A_b \cos(\phi_c - \phi_b) \\ \tau \dot{\phi}_c = -\frac{A_g}{A} \sin(\phi_c - \phi_g) + \frac{A_b}{A} \sin(\phi_c - \phi_b) + \tan \psi \end{cases} \quad (1.30)$$

Dans le cas où la cavité ne subit aucune perturbation et lorsque la fréquence du générateur est accordée exactement à la fréquence de résonance de la cavité et quand le faisceau est accéléré sur le sommet de la sinusoïde HF, le système (1.30) se simplifie et devient

$$\begin{cases} \tau \dot{A} + A = A_g - A_b \\ \dot{\phi}_c = 0 \end{cases} \quad (1.31)$$

On retrouve alors la croissance exponentielle de la tension de la cavité en l'absence de courant faisceau

$$A(t) = A_g(1 - e^{-t/\tau}) \quad (1.32)$$

Le diagramme de la figure 1.4 montre la somme vectorielle des tensions du générateur et du faisceau dans une cavité HF afin d'obtenir la tension accélératrice de la cavité. ϕ représente l'angle entre le courant faisceau et la crête de l'onde HF.

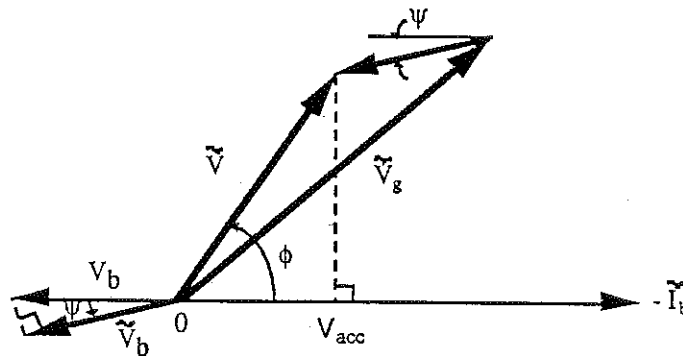


Figure 1.4 : Diagramme des différentes tensions

3. Compensation de la charge du faisceau

Contrairement aux structures à ondes progressives, on peut compenser exactement la charge du faisceau pour une tension accélératrice et un couplage entre générateur et cavité donnés. La compensation est obtenue par ajustement du temps d'injection du faisceau par rapport au temps d'établissement de la puissance HF.

Si on suppose que la tension accélératrice est en phase avec le courant faisceau, alors la

tension de la cavité diminue de la quantité $V_b(1 - e^{-(t-t_{inj})/\tau})$. Dans le cas général où le générateur délivre une tension V_g , pour avoir une pente de la tension accélératrice nulle pendant le passage du faisceau, il faut alors injecter le faisceau au temps

$$t_{inj} = \tau \ln \frac{V_g}{V_b} \quad (1.33)$$

Le faisceau lorsqu'il traverse la cavité enlève la puissance

$$P_b = V I_0 \quad (1.34)$$

Nous souhaitons avoir un couplage critique pour avoir le minimum de puissance réfléchie pendant l'injection du faisceau dans la cavité. La puissance à fournir par le générateur doit alors compenser uniquement la puissance dissipée dans la cavité et la puissance prise par le faisceau.

$$P_g = P_c + P_b \quad (1.35)$$

De plus, comme $P_g = \frac{1}{2} V^2 / R_i$, $P_c = \frac{1}{2} V^2 / R$, et d'après la relation (1.15), on a la relation suivante

$$\beta = 1 + \frac{P_b}{P_c} \quad (1.36)$$

A partir des relations précédentes, on peut déterminer le Q_{ext} qu'il faut avoir pour être au couplage critique pour une tension accélératrice (V) et un courant faisceau moyen (I_0) donnés

$$Q_{ext} = \frac{V}{2(R/Q_0)I_0 + V/Q_0} \quad (1.37)$$

et la puissance incidente que le générateur doit fournir à chaque cavité pour un couplage extérieur donné

$$P_g = \frac{V^2}{2(R/Q_0) Q_{ext}} \quad (1.38)$$

Dans le cas particulier du couplage critique, on a donc la relation suivante entre la tension du générateur et la tension accélératrice

$$V_g = V + V_b \text{ et } V = V_b$$

ce qui nous donne le temps d'injection du faisceau dans la cavité suivant

$$t_{inj} = \tau \ln 2 \quad (1.39)$$

Si on injecte avant $\tau \ln 2$, la charge du faisceau n'est pas assez compensée, et inversement si on injecte après (cf. fig. 1.5).

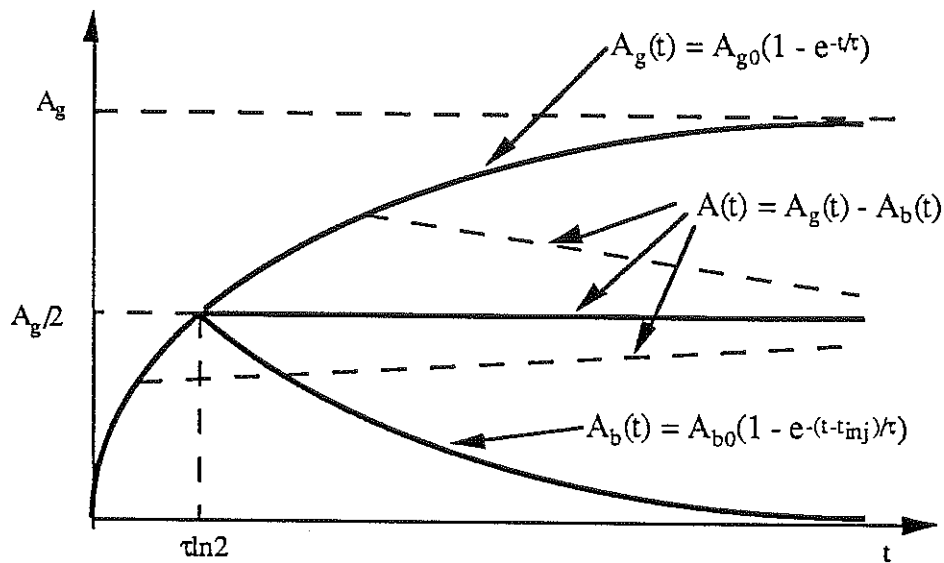


Figure 1.5 : Compensation de la charge du faisceau dans une cavité à onde stationnaire

Regardons maintenant plus en détail la structure du faisceau. Pour TESLA par exemple, le faisceau est groupé par paquets séparés par un certain temps t_b ($1 \mu s$). Ce temps est très petit comparé au temps de décroissance τ de la cavité. La structure de la tension accélératrice dans la cavité est représentée sur la figure 1.6 lorsque des paquets de particules traversent la cavité.

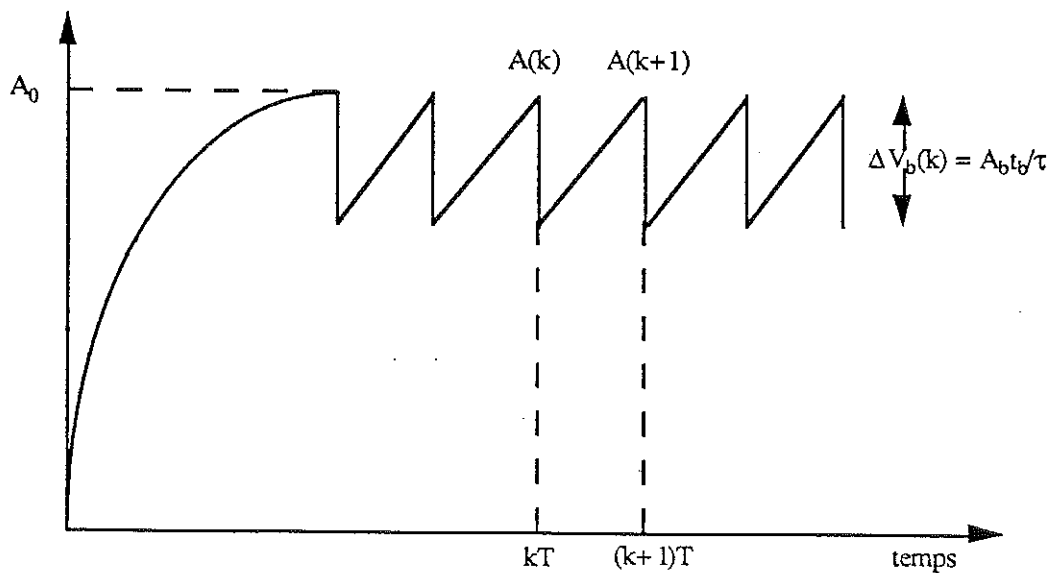


Figure 1.6 : Structure temporelle de l'amplitude de la tension dans la cavité

Connaissant la charge d'un paquet de particules, l'espacement entre deux paquets, on peut déterminer la chute de la tension accélératrice au passage d'un paquet dans la cavité^[1.2]

$$\Delta V = 2 k Q_b \quad (1.40)$$

où k est le paramètre de perte, qui relie la tension faisceau et la charge d'un paquet et est donné par la relation suivante

$$k = \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{R}{Q_0} \right) = \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{R_L}{Q_L} \right) \quad (1.41)$$

avec la relation qui relie la charge d'un paquet et le courant faisceau

$$Q_b = I_0 t_b \quad (1.42)$$

On rappelle que l'amplitude de la tension du faisceau à la résonance est donnée par la relation suivante

$$A_b = R_L I_b = 2 \frac{R}{1 + \beta} I_0 \quad (1.43)$$

D'après les relations précédentes, on peut relier la chute de tension accélératrice à la tension du faisceau par la relation suivante

$$\Delta V = \frac{t_b}{\tau} A_b \quad (1.44)$$

A l'injection d'un paquet, la tension dans la cavité doit atteindre la valeur nominale désirée et chute de la valeur ΔV . D'après la relation (1.31) et en prenant comme condition initiale $A(0) = A_0 - A_b \frac{t_b}{\tau}$, on détermine l'évolution de la tension de la cavité entre deux paquets consécutifs

$$A(t) = A_g (1 - e^{-t/\tau}) + (A_0 - A_b \frac{t_b}{\tau}) e^{-t/\tau} \quad (1.45)$$

On peut alors déterminer la chute de tension entre deux paquets en fonction de la tension du générateur. On obtient

$$\begin{aligned}
\Delta V &= A(t_b) - A(0) = A_b \frac{t_b}{\tau} \\
&= A_g (1 - e^{-t_b/\tau}) + (A_0 - A_b \frac{t_b}{\tau}) e^{-t_b/\tau} - (A_0 - A_b \frac{t_b}{\tau}) \\
&= (A_g - A_0 + A_b \frac{t_b}{\tau})(1 - e^{-t_b/\tau})
\end{aligned} \tag{1.46}$$

On détermine alors la tension du générateur qu'il faut appliquer

$$A_g = A_0 + A_b \frac{t_b}{\tau} \frac{1}{e^{t_b/\tau} - 1} \tag{1.47}$$

A partir de l'équation (1.33), on peut trouver une relation qui détermine le temps d'injection en fonction de la tension du générateur et de la tension accélératrice.

$$t_{inj} = \tau \ln \left(\frac{A_g}{A_g - A_0} \right) \tag{1.48}$$

En remplaçant A_g par l'expression (1.47) et en supposant que $A_0 = A_b$ (le couplage entre la cavité et le générateur reste le même et le courant moyen faisceau I_0 ne change pas), on peut exprimer le temps d'injection en fonction de τ et du temps qui sépare deux paquets consécutifs.

$$t_{inj} = \tau \ln \left(1 + \frac{\tau}{t_b} (e^{t_b/\tau} - 1) \right) \tag{1.49}$$

4. Application aux projets TESLA et TTF

TESLA est un projet de collisionneur linéaire pour accélérer des électrons et des positrons à des énergies très élevés (au moins 500 GeV dans le centre de masse) et une luminosité supérieure à $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. TTF (Tesla Test Facility) est une maquette qui doit montrer la faisabilité du projet TESLA. Elle est en cours de construction à DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hambourg). Toutes les caractéristiques de TTF et de la collaboration TESLA a fait l'objet d'un rapport écrit par D.A. Edwards^[1.5]. Dans le tableau 1.1 et 1.2 sont rappelées les principaux paramètres du faisceau injecté dans le linac et les caractéristiques des cavités utilisées dans TTF.

Dans le tableau 1.3, on donne le temps d'injection, la puissance du générateur et la charge d'un paquet pour différents temps d'espacement entre deux paquets consécutifs.

Paramètre	TESLA	TTF
Energy de sortie du linac	250 GeV	500 MeV
Gradient accélérateur	25 MV/m	15 MV/m
Q_0	$5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$
# cryo modules	2500	4
σ_E/E (à l'intérieur d'un paquet)	$1,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
σ_E/E (d'un paquet à l'autre)	10^{-3}	$2 \cdot 10^{-3}$
Courant moyen faisceau	8 mA	8 mA
Espacement entre les paquets	1 μ s	1 μ s
Longueur de l'impulsion faisceau	0,8 ms	0,8 ms

Tableau 1.1 : Comparaison des paramètres de TESLA et TTF

Fréquence de résonance	1,3 GHz
# cellules par cavité	9
Longueur de la cavité	1,036 m
Rayon de l'iris	35 mm
$2(R/Q_0)$	1000 ohms/cavité
$E_{\text{crête}}/E_{\text{acc}}$	2,0
Puissance HF à 25 MV/m	200 kW/m
Q_{ext} à 25 MV/m	$3,125 \cdot 10^6$
HOM k_{long} /cavité	8,5 V/pC
HOM k_{trans} /cavité	18 V/pC/m

Tableau 1.2 : Paramètres des cavités utilisées pour TTF

t_b (μ s)	0,01	1	100	500
Q_b (nC)	0,8	8	800	4000
P_g (kW)	200,00	199,87	187,42	145,97
t_{inj} (μ s)	530,4	530,6	556,1	673,4

Tableau 1.3 : Puissance incidente et temps d'injection en fonction de l'espacement entre deux paquets et de la charge d'un paquet

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les quelques notions élémentaires de base sur des circuits résonants. Nous avons établi le système d'équations différentielles du premier ordre qui décrit le comportement de la tension d'un résonateur supraconducteur alimenté par un générateur d'impulsion HF. Nous avons montré qu'en l'absence de perturbations extérieures au système et pour une structure à ondes stationnaires, la charge d'un faisceau pouvait être exactement compensée à la fois par le temps d'injection du faisceau et la puissance incidente pour un couplage entre le générateur et la cavité donné.

Chapitre II

Effet de la pression de radiation

- II.1 Introduction
- II.2 Variation de la fréquence propre de la cavité sous l'action des forces de Lorentz
- II.3 Descriptions des différentes méthodes d'asservissement de la fréquence du générateur sur la fréquence de la cavité
- II.4 Simulation avec les paramètres de TTF et de TESLA
- II.5 Résultats expérimentaux
- II.6 Conclusion

II - Effet de la pression de radiation

1. Introduction

Jusqu'à présent, on a fait l'hypothèse que les cavités ne subissaient aucune action extérieure. Aussi en choisissant judicieusement les différents paramètres, tels que la puissance incidente et le temps d'injection, pour un couplage de la cavité avec le générateur donné, le faisceau de particules chargées est uniformément accéléré pendant toute la durée de l'impulsion. Or, lorsque l'on injecte de la puissance HF dans la cavité, des champs électromagnétiques s'établissent. Comme il circule un courant dans les parois de la cavité, celles-ci subissent des contraintes dues aux forces de Lorentz $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, et se déforment. La fréquence de résonance de la cavité dérive au fur à mesure que la cavité se remplit en énergie électromagnétique sous l'effet de la pression de radiation exercée sur les parois. La variation de la fréquence est proportionnelle au carré du champ accélérateur. Aussi, on s'attend à observer des variations importantes de la fréquence de résonance des cavités pour des niveaux de champ élevés (25 MV/m dans le cas du projet TESLA).

Pour conserver un faisceau de dispersion en énergie la plus réduite, l'amplitude et la phase entre la particule et le champ accélérateur doivent être le plus stables possibles. Quand les paquets de particules traversent successivement les cavités, toutes les amplitudes doivent être stables, et la fréquence du champ dans les différentes cavités résonantes asservie à une fréquence commune.

Avec des structures accélératrices en cuivre régulés en température, ces exigences sont automatiquement satisfaites car les variations éventuelles de la fréquence propre des résonateurs sont négligeables par rapport à leurs bandes passantes, qui sont de l'ordre de quelques centaines de kHz (cf. fig. 1.2).

Avec les résonateurs supraconducteurs, en raison de leurs très étroites bandes passantes, de l'ordre de quelques centaines de Hz, leurs fréquences propres instantanées peuvent s'écarter de la fréquence de référence de plusieurs bandes passantes, à cause de la pression de radiation.

Durant le temps de remplissage de la puissance HF dans la cavité, il faut donc que la fréquence du générateur suive la fréquence de la cavité. L'asservissement de la fréquence du générateur sur la fréquence de la cavité peut être effectué à l'aide d'un VCO (voltage controlled oscillator) ou à l'aide d'une boucle auto-oscillante. Dans la première méthode, la fréquence du générateur est soudainement déplacée à la fréquence de référence (1,3 GHz dans le cas de TESLA) dès que le faisceau est injecté dans la cavité. Dans la seconde méthode, on utilise le principe de la boucle auto-oscillante durant le temps de montée du champ dans la cavité et durant l'impulsion faisceau, sans effectuer de saut de fréquence.

Dans ce chapitre, nous allons décrire l'effet de la pression de radiation sur un résonateur supraconducteur. Nous allons montrer que sans système d'asservissement de la fréquence du générateur, il est impossible d'établir une tension accélératrice constante et au niveau souhaité en régime transitoire. Nous envisagerons différentes méthodes d'asservissement, et plus particulièrement la méthode de la boucle auto-oscillante.

2. Variation de la fréquence propre de la cavité sous l'action des forces de Lorentz

Sous l'effet de la pression de radiation, les parois de la cavité se déforment, entraînant une dérive de la fréquence de résonance de la cavité. La loi de variation de la fréquence de résonance, qui est quadratique en fonction du niveau de gradient électrique, est complètement déterminée durant le temps de montée, mais aussi durant l'impulsion faisceau, car l'amplitude reste à peu près constante.

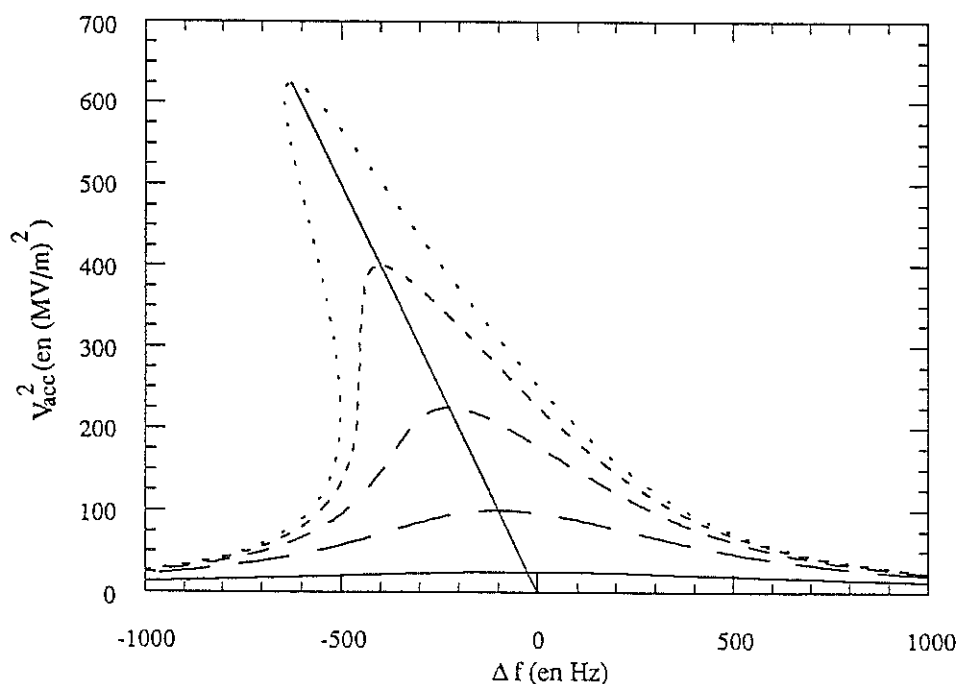


Figure 2.1 : Courbes de résonance d'une cavité se déformant par l'action des forces de Lorentz pour différentes puissances incidentes. Δf représente la différence de fréquence entre le générateur et la cavité

La figure 2.1 montre les courbes du carré du champ accélérateur qui est proportionnel à l'énergie stockée dans la cavité en fonction de la fréquence de résonance de la cavité en régime continu. Pour une très faible puissance, l'effet de la pression de radiation se fait très peu ressentir.

On retrouve alors la courbe de résonance bien connue d'un résonateur. Plus on injecte de puissance dans la cavité, plus les parois de la cavité se déforment sous la pression de radiation entraînant une diminution de la fréquence de résonance. Il faut alors ajuster la fréquence du générateur par rapport à la fréquence initiale pour retrouver le maximum de puissance transmise. Lorsque l'on atteint une tension accélératrice très élevée dans la cavité, il devient très difficile de régler la fréquence du générateur sur la fréquence qui permet d'obtenir la tension accélératrice optimale, car elle est alors instable. Une petite variation de la fréquence peut alors faire chuter la tension accélératrice dans la cavité. Aussi, il est préférable de choisir une fréquence un peu plus haute. La tension obtenue est moins importante, mais elle est stable.

La sensibilité de la fréquence de résonance à la pression de radiation dépend de la rigidité des parois et peut être représentée par la quantité K

$$K = \frac{\Delta f}{E_{acc}^2}$$

et que nous appelons paramètre de désaccord et est exprimé en $\text{Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$.

Dans le cas de TTF et TESLA, comme on veut atteindre des champs accélérateurs très élevés, on a prévu de rigidifier les cavités afin de minimiser la dérive en fréquence. Ainsi, on espère obtenir des valeurs de l'ordre de $1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$ pour le facteur de sensibilité. Cela représente tout de même un désaccord en fréquence statique de 625 Hz à $25 \text{ MV}/\text{m}$, qui est supérieur à la bande passante de la cavité.

D'autre part, la cavité réagit à la pression de radiation avec une certaine constante de temps τ_m (mise en évidence expérimentalement par A. Mosnier^[2.1] sur un accélérateur linéaire MACSE à Saclay). On peut déterminer ainsi l'évolution de la fréquence de résonance de la cavité à l'aide d'une équation différentielle du premier ordre, en supposant qu'aucun mode d'oscillation mécanique de la cavité n'est excité

$$\tau_m \Delta \dot{\omega}_r + \Delta \omega_r = -2\pi K A^2 \quad (2.1)$$

où $\Delta \omega_r = \omega_c - \omega_r$.

Pendant l'impulsion HF, on distingue trois périodes :

- 1 - Temps de remplissage
- 2 - Temps de passage du faisceau
- 3 - Temps de décroissance

Pendant le temps de remplissage, la fréquence du générateur doit être asservie à la

fréquence de la cavité afin qu'un minimum de puissance soit réfléchi. La fréquence de résonance commence à diminuer à partir d'une valeur initiale ω_{ci} qui a été préalablement choisie pour minimiser l'erreur de phase pendant le temps de passage du faisceau, comme on le verra dans une étude ultérieure. En assurant à la fois que la fréquence du générateur est asservie sur la fréquence de la cavité et aussi que la différence de phase entre la tension de la cavité et la tension du faisceau est nulle à l'injection du faisceau, la pente de l'erreur de phase, déterminée par la relation (1.30), est alors simplement donnée par $\dot{\phi} = \omega_c(t) - \omega_r$.

Afin de minimiser la variation de phase durant la traversée du faisceau, la fréquence ω_c doit donc être plus grande au début de l'injection faisceau (pente de la phase positive) et plus petite à la fin (pente de la phase négative) que la fréquence de référence ω_r (cf. fig. 2.2).

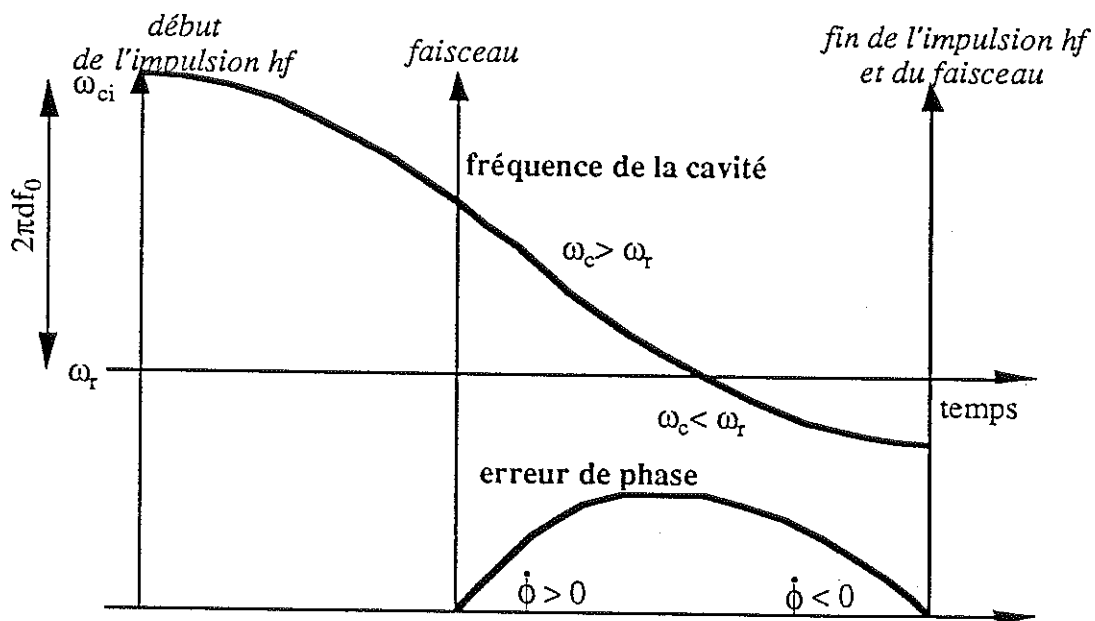


Figure 2.2 : Dérive de la fréquence de la cavité et variation de la phase

3. Descriptions des différentes méthodes d'asservissement de la fréquence du générateur sur la fréquence de la cavité

Dans le paragraphe précédent, on a montré que la fréquence de la cavité diminue sous l'action des forces de Lorentz. Une très faible quantité de puissance est alors transmise à la cavité, sa bande passante étant très étroite. Pour pouvoir alimenter une cavité en énergie électromagnétique, il faut que la fréquence du générateur soit toujours accordée à la fréquence de la cavité pendant toute l'impulsion HF, afin d'avoir le maximum de puissance transmise. Comme les cavités fonctionnent en régime transitoire, la dérive en fréquence ne peut pas être compensée par un système d'accord mécanique. De façon générale, les cavités vont ainsi subir toutes les perturbations qui ont lieu d'une impulsion à l'autre (comme les vibrations mécaniques).

Deux méthodes peuvent être utilisées pour asservir la fréquence du générateur sur la fréquence de la cavité : Dans la première méthode, la cavité est insérée dans une boucle rétroactive et la fréquence du générateur est asservie à la fréquence de la cavité à l'aide d'un VCO[2.2] ("Voltage-controlled Oscillator") (cf. fig. 2.3). Dans la deuxième méthode, précédemment étudiée par J. R. Delayen[2.3], le résonateur est inséré dans une boucle auto-oscillante rétroactive, qui permet d'ajuster en permanence le signal délivré par le générateur par rapport au signal de sortie de la cavité. Nous avons choisi pour notre système de contrôle la deuxième méthode, aussi nous allons la décrire de façon plus précise dans les paragraphes suivants.

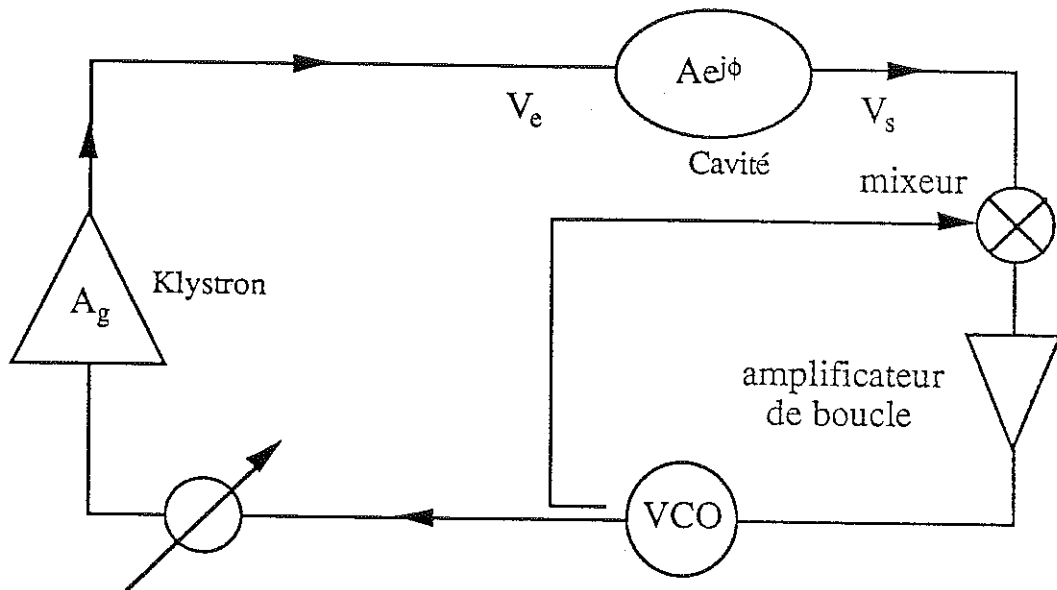


Figure 2.3 : Cavité pilotée par un VCO

3.1 Description et principe d'une boucle auto-oscillante

Le générateur doit en permanence suivre la fréquence de la cavité afin de pouvoir délivrer à la cavité toute la puissance HF. Pour cela, la tension de sortie V_s de la cavité est réinjectée à son entrée, après avoir traversé un déphaseur, un limiteur et un amplificateur de puissance, comme on peut le voir sur le schéma de principe de la boucle auto-oscillante de la figure 2.4. V_e représente la tension à la sortie du générateur.

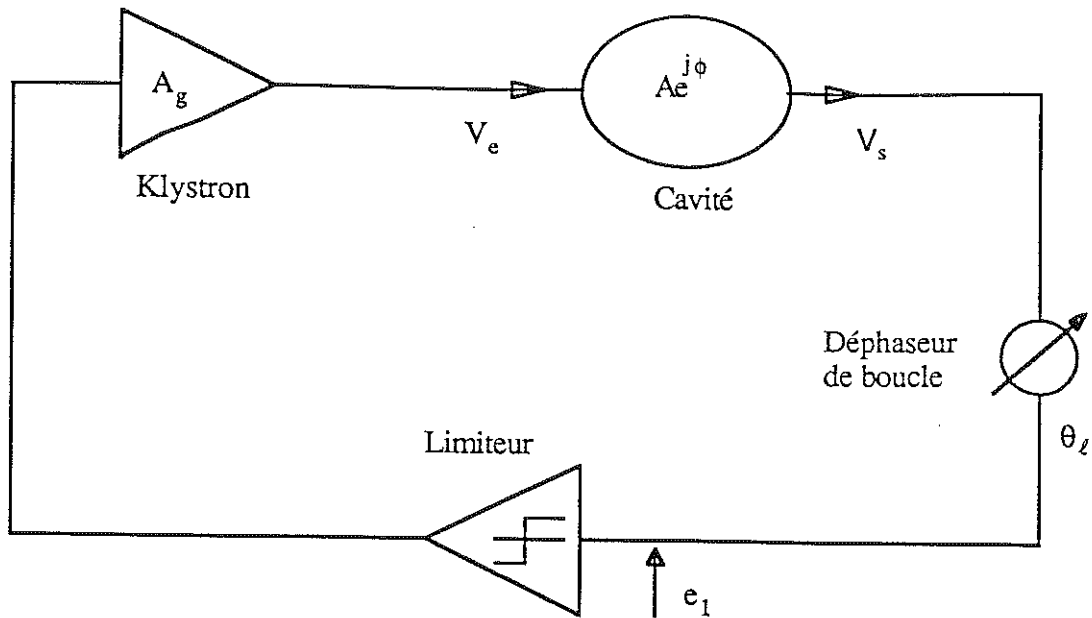


Figure 2.4 : Cavité insérée dans une boucle auto-oscillante

La fonction de transfert du résonateur est donnée par le rapport entre la tension de la cavité et la tension du générateur

$$\Phi(j\omega_r) = \frac{V_s(\omega_r)}{V_e(\omega_r)} = A(\omega_r) e^{j\phi(\omega_r)} \quad (2.2)$$

Soit θ_ℓ le déphasage de la boucle introduit par le déphaseur et A_L le gain de l'amplificateur de puissance et du limiteur.

En régime permanent, on suppose que la boucle oscille à la fréquence ω_ℓ . On obtient les relations suivantes

$$\text{Après le déphaseur de boucle, on a } e_1 = V_s(\omega_\ell) e^{j\theta_\ell} \quad (2.3)$$

$$\text{Après le générateur, } V_e = A_L e_1 = A_L V_s(\omega_\ell) e^{j\theta_\ell} \quad (2.4)$$

$$\text{Après la cavité, on a } V_s = A(\omega_\ell) e^{j\phi(\omega_\ell)} V_e = A(\omega_\ell) A_L V_s(\omega_\ell) e^{j\theta_\ell} e^{j\phi(\omega_\ell)} \quad (2.5)$$

La condition d'oscillation est donc

$$\begin{cases} A_L A(\omega_\ell) = 1 \\ \phi(\omega_\ell) + \theta_\ell = 0 [2\pi] \end{cases} \quad (2.6)$$

La fréquence d'oscillation ω_ℓ de la boucle est celle pour laquelle le déphasage total de la boucle est égal à un multiple de 2π et l'amplitude d'oscillation $A(\omega_\ell)$ est déterminée par le limiteur de la boucle.

La phase de la boucle, θ_ℓ , doit compenser les déphasages des câbles afin de suivre la fréquence de résonance de la cavité et avoir l'amplitude du champ électrique nominale dans la cavité à l'injection du faisceau. Même si la fréquence propre de la cavité dérive toujours, la fréquence de la boucle, ω_ℓ , suit et l'amplitude n'est pas affectée. On dit alors que la boucle auto-oscillante est stable en amplitude (cf. fig. 2.5).

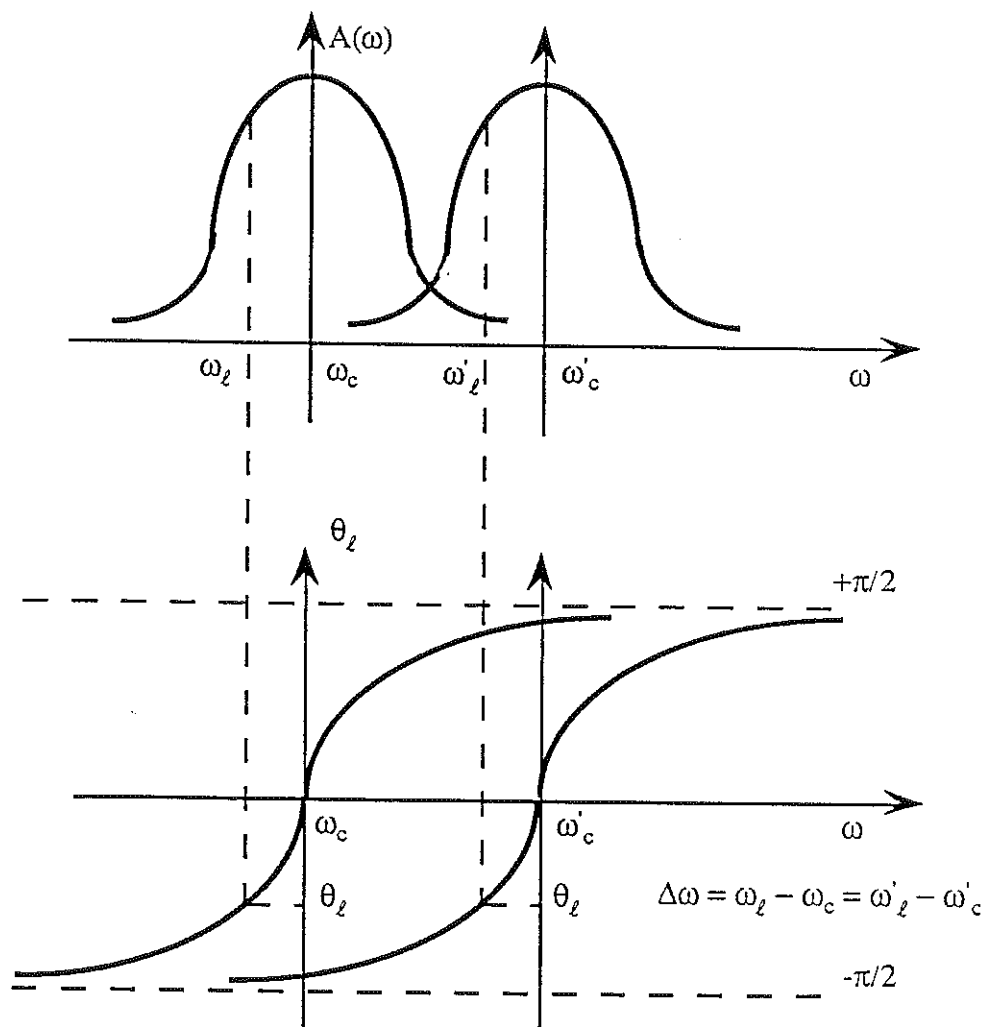


Figure 2.5 : Glissement de la fréquence de la cavité

3.2 Synchronisation de la phase initiale sur un signal de faible niveau

Au début de l'impulsion HF, la boucle auto-oscillante s'accroche sur le signal de sortie de la cavité, dont on ne connaît pas exactement la fréquence. Aussi, la phase initiale de la tension de la

cavité peut prendre n'importe quelle valeur. Or cette valeur initiale conditionne la valeur de la phase à l'injection du faisceau, comme on pourra le voir plus tard. Comme on veut que le faisceau soit en phase avec la tension cavité ($\phi_c = \phi_b$), il est impératif de pouvoir fixer la phase de la tension de la cavité au début de l'impulsion HF. Pour cela, on injecte un faible bruit (de l'ordre de -50 dB) à la fréquence de référence dans la boucle auto-oscillante. On peut ainsi imposer la phase initiale de la tension de la cavité. C'est le principe de la synchronisation d'un oscillateur sur son mode fondamental par injection d'un signal de faible niveau, provenant d'un oscillateur de référence stable (ici, le pilote de fréquence 1,3 GHz) et de bonne qualité spectrale[2.4, 2.5, 2.6, 2.7, 2.8], comme on peut le voir sur la figure 2.6.

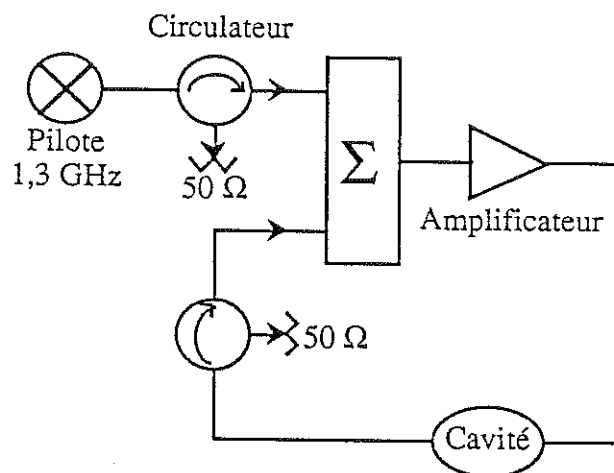


Figure 2.6 : Schéma du système de synchronisation de la boucle auto-oscillante

On a installé deux circulateurs unilatéraux juste avant le sommateur et les deux lignes d'entrée du sommateur sont découplées afin de se protéger de la puissance réfléchiée. Si on reprend l'équation (1.30) qui décrit l'évolution temporelle de la phase de la cavité, on voit qu'il suffit de remplacer l'amplitude et la phase du klystron par ceux du signal de référence

$$\tau \dot{\phi}_c = \tau(\omega_c - \omega_{\text{réf}}) - \frac{A_{\text{réf}}}{A} \sin(\phi_c - \phi_{\text{réf}}) \quad (2.7)$$

où $A_{\text{réf}}$ est le niveau du signal injecté, qui est très faible devant l'amplitude de la tension de la cavité et $\phi_{\text{réf}}$ est la phase initiale générée par le pilote et qui est connue.

3.3 Injection du faisceau avec ou sans saut de fréquence

A l'injection du faisceau, on a deux possibilités : Soit on laisse la fréquence du générateur accrochée à la fréquence de la cavité ($\omega_r = \omega_c$), soit on asservit la fréquence du générateur sur une fréquence de référence par un saut de fréquence ($\omega_r = \omega_{\text{réf}}$).

Pendant l'impulsion HF (temps de remplissage + temps de faisceau), en supposant que l'on injecte le faisceau à la crête de l'onde HF ($\phi_b = 0$), sans saut de fréquence, les équations différentielles du système (1.30) deviennent alors

$$\begin{cases} \tau \dot{A} = A_g \cos \theta_l - A_b \cos \phi - A \\ \tau \dot{\phi} = -\frac{A_g \sin \theta_l}{A} + \frac{A_b \sin \phi}{A} + \tau \Delta \omega_r \end{cases} \quad (2.8)$$

où $\phi = \phi_c - \phi_b$ est l'erreur de phase entre la tension de la cavité et la tension du faisceau.

De plus pour avoir l'amplitude maximum dans la cavité, la phase doit vérifier la relation suivante (la phase de boucle étant mise à zéro)

$$\phi(\omega_l) = 0 [2\pi] \quad (2.9)$$

Aussi, pour un faisceau à la crête de l'onde HF, on a le système d'équations

$$\begin{cases} \tau \dot{A} + A = A_g - A_b \cos \phi_c \\ \tau \dot{\phi} = \tau \Delta \omega_r + \frac{A_b \sin \phi_c}{A} \end{cases} \quad (2.10)$$

Avec un saut de fréquence à l'injection du faisceau dans la cavité, l'évolution de la tension dans la cavité est déterminée par les équations (2.11), pour un faisceau à la crête de l'onde HF ($\phi_b = 0$).

$$\begin{cases} \tau \dot{A} + A = (A_g - A_b) \cos \phi_c \\ \tau \dot{\phi}_c = \tau \Delta \omega_r - \frac{(A_g - A_b)}{A} \sin \phi_c \end{cases} \quad (2.11)$$

D'après les équations (2.10) et (2.11), on s'attend à ce que les deux méthodes donnent des résultats presque identiques, surtout pour des petites fluctuations de la phase de la cavité.

3.4 Changement de variables

Après avoir établi le système d'équations différentielles décrivant le comportement de l'amplitude et de la phase du champ électrique et de la fréquence du mode fondamental de la cavité, nous avons développé un programme en fortran qui résout numériquement ce système à l'aide de la méthode Runge-Kutta^[2.9]. Afin d'optimiser le temps de calcul, nous avons procédé au

changement de variables suivant

$$\begin{aligned} u &= A \cos \phi_c \\ v &= A \sin \phi_c \end{aligned} \quad (2.12)$$

Nous verrons au prochain chapitre que ces variables correspondent aussi aux vraies variables utilisées par un modulateur vectoriel IQ.

La dérivée en temps de ces deux variables nous donne

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \dot{A} \cos \phi_c - A \dot{\phi}_c \sin \phi_c \\ \dot{v} &= \dot{A} \sin \phi_c + A \dot{\phi}_c \cos \phi_c \end{aligned} \quad (2.13)$$

A partir de l'équation (1.28), sans tenir compte du terme de la tension du faisceau, et en séparant la partie réelle de l'imaginaire, on obtient le système d'équations différentielles du premier ordre

$$\begin{cases} \tau \dot{A} \cos \phi_c - \tau A \dot{\phi}_c \sin \phi_c + A \cos \phi_c + \tau \Delta \omega_r A \sin \phi_c = A_g \cos \phi_g \\ \tau \dot{A} \sin \phi_c + \tau A \dot{\phi}_c \cos \phi_c + A \sin \phi_c - \tau \Delta \omega_r A \cos \phi_c = A_g \sin \phi_g \end{cases} \quad (2.14)$$

On remplace maintenant A et ϕ par les nouvelles variables u et v

$$\begin{cases} \tau \dot{u} + u + \tau \Delta \omega_r v = A_g \cos \phi_g \\ \tau \dot{v} + v - \tau \Delta \omega_r u = A_g \sin \phi_g \end{cases} \quad (2.15)$$

4. Simulation avec les paramètres de TTF et de TESLA

4.1 Optimisation des paramètres ϕ_0 et df_0

Les paramètres retenus pour TTF et TESLA, qui sont utilisés pour les simulations sont donnés dans le tableau 2.1. Pour chaque simulation, le désaccord initial de la cavité df_0 est choisi pour minimiser (pendant le temps de passage du faisceau) soit l'erreur de phase entre la tension de la cavité et la tension du faisceau, soit l'erreur relative d'amplitude, ou encore la dispersion d'énergie. Ensuite, pour chaque valeur de df_0 , la phase initiale de la cavité doit être ajustée de telle façon à annuler l'erreur de phase à l'injection du faisceau, pour avoir la plus grande énergie prise par le faisceau. L'expression du gain d'énergie est donnée par $A \cos(\phi_c - \phi_b)$

	TESLA	TTF
Gradient accélérateur	25 MV/m	15 MV/m
Courant faisceau	8 mA	8 mA
Q extérieur	$3,125 \cdot 10^6$	$1,875 \cdot 10^6$
Constante de temps électrique τ	0,77 ms	0,46 ms
Constante de temps mécanique τ_m	1 ms	1 ms
Temps d'injection du faisceau τ_{in2}	0,53 ms	0,32 ms
durée de l'impulsion du faisceau	0,8 ms	0,8 ms
paramètre de désaccord K	$1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$	$1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$

Tableau 2.1 : Liste des paramètres TESLA et TTF

Les tableaux 2.2 et 2.3 donnent les valeurs relatives maximales des erreurs d'amplitudes $\Delta A/A = \max(1-A_{\min}/A, A_{\max}/A-1)$ et les erreurs de phase $\Delta\phi = \max(\phi_{\min}, \phi_{\max})$ aussi bien que le désaccord initial optimum, df_0 , de la fréquence de résonance de la cavité avec ou sans saut de fréquence. On donne aussi la dispersion relative maximale de l'énergie σ_E/E . Pour ces simulations, on a choisi un désaccord initial qui minimise la dispersion d'énergie.

saut de fréquence	df_0 (Hz)	$\Delta A/A$ (10^{-3})	$\Delta\phi$ (deg)	σ_E/E (10^{-3})
sans	67,74	0,54	3,63	0,44
avec	82,68	0,32	2,67	0,31

Tableau 2.2 : Dispersion d'énergie, erreurs d'amplitude et de phase pour TTF

saut de fréquence	df_0 (Hz)	$\Delta A/A$ (10^{-3})	$\Delta\phi$ (deg)	σ_E/E (10^{-3})
sans	230,45	2,52	9,19	2,85
avec	254,54	1,83	7,29	2,20

Tableau 2.3 : Dispersion d'énergie, erreurs d'amplitude et de phase pour TESLA

La figure 2.7 montre les courbes d'amplitude et de phase de la tension accélératrice. La figure 2.8 montre la dérive de la fréquence sous l'effet des forces de Lorentz, dans le cas d'une cavité TESLA.

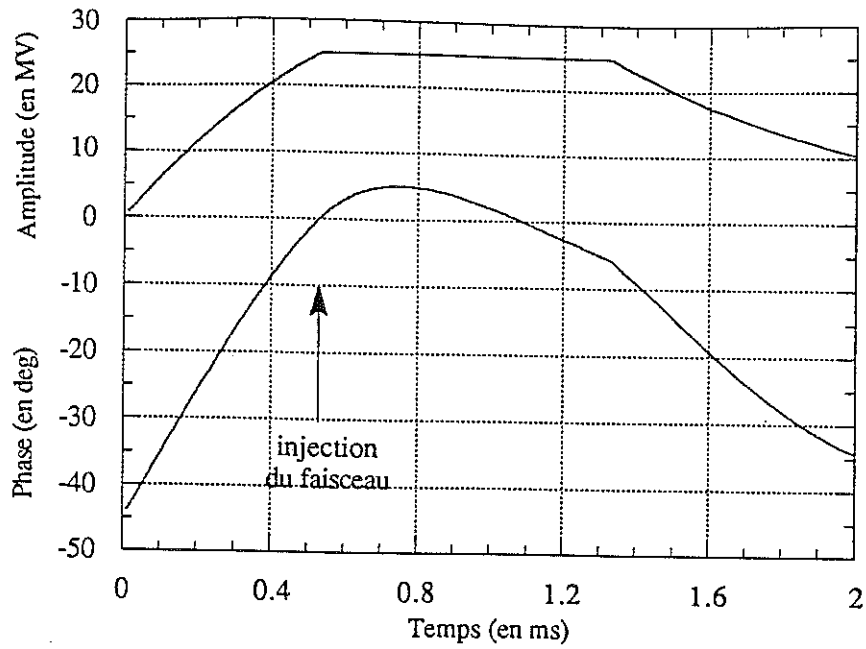


Figure 2.7 : Amplitude et phase de la tension de la cavité insérée dans une boucle auto-oscillante sans saut de fréquence.

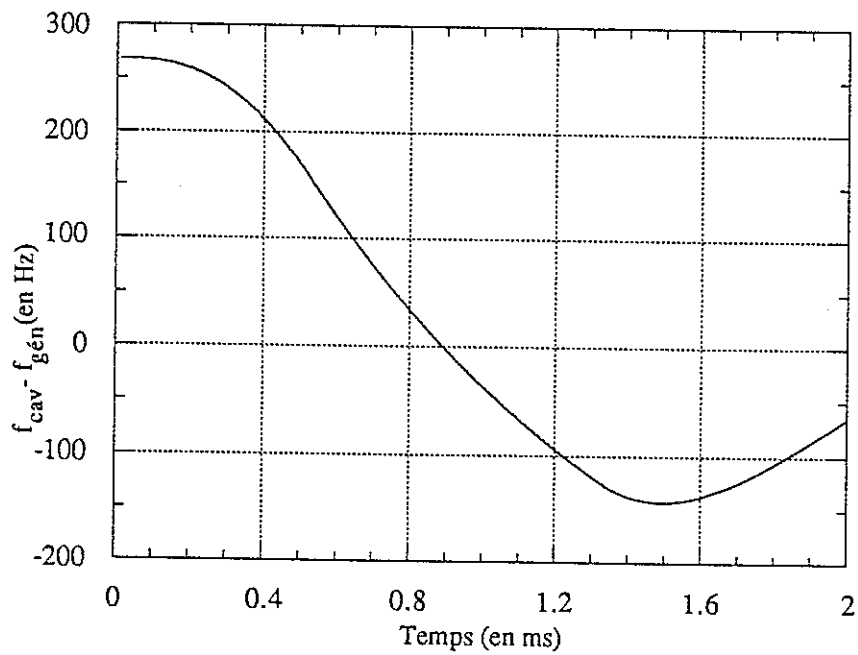


Figure 2.8 : Dérive de la fréquence de la cavité pendant l'impulsion HF sous l'effet des forces de Lorentz

Nous concluons que les deux méthodes donnent des résultats très similaires. La méthode de saut de fréquence est légèrement plus performante. Ceci peut s'expliquer si l'on regarde plus en détail les équations établies plus haut

$$\dot{\phi} = (\omega_c - \omega_r) - \frac{1}{\tau} \frac{A_s - A_b}{A} \sin \phi \text{ pour la méthode de saut de fréquence}$$

$$\dot{\phi} = (\omega_c - \omega_r) + \frac{1}{\tau} \frac{A_b}{A} \sin \phi \text{ pour la boucle auto-oscillante}$$

La dérivée de l'erreur de phase va s'annuler légèrement plus tôt dans le cas de la méthode de saut de fréquence, à cause du second terme qui est négatif. On a donc une erreur de phase légèrement plus petite, la pente de l'erreur de phase étant positive à l'injection du faisceau (cf. fig. 2.2).

4.2 Influence du désaccord initial en fréquence sur la dispersion d'énergie

Prenons simplement le cas d'une cavité à 25 MV/m insérée durant toute l'impulsion HF dans une boucle auto-oscillante. Lorsque l'on s'écarte du désaccord initial optimal, la dispersion d'énergie durant le temps de passage du faisceau augmente (cf. fig. 2.9). On a donc tout intérêt à bien optimiser la fréquence de résonance de la cavité afin de minimiser la dispersion d'énergie pendant l'impulsion faisceau. Bien sûr, il faut réajuster à chaque fois ϕ_0 pour annuler l'erreur de phase à l'injection du faisceau. On voit ici apparaître un problème important que nous traiterons plus tard, qui est le problème des vibrations mécaniques qui vont faire varier la fréquence de résonance de la cavité d'une impulsion HF à l'autre, et par conséquent contribuer à augmenter la dispersion d'énergie.

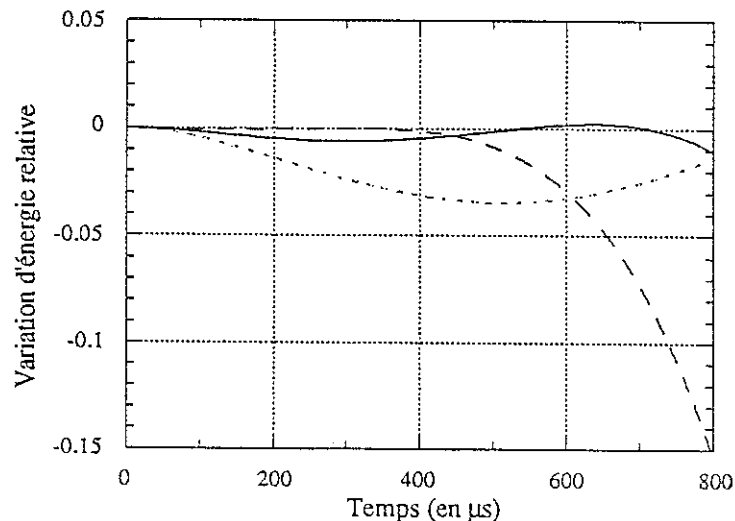


Figure 2.9 : Variation d'énergie durant l'impulsion faisceau pour des désaccords différents de la fréquence initiale (df_0 optimal en continu, $df_0 - 50$ Hz en pointillé long, $df_0 + 50$ Hz en pointillé court)

5. Résultats expérimentaux

Parallèlement à l'étude théorique, des tests ont été effectués sur un accélérateur linéaire à cavités supraconductrices MACSE (Module Accélérateur à Cavités Supraconductrices pour Électrons), installé à Saclay. Nous avons pu ainsi tester l'efficacité de la boucle auto-oscillante sur une cavité MACSE et confronter les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation. Les installations et les caractéristiques principales de MACSE sont décrites en annexe B.

5.1 Mise en évidence des effets de la pression de radiation sur une cavité

On a vu que l'effet de la pression de radiation est proportionnel au carré de l'amplitude du champ accélérateur. Ainsi, pour une cavité rigidifiée de paramètre de désaccord $K = 1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$, le désaccord en fréquence statique engendré à $15 \text{ MV}/\text{m}$ est alors de 225 Hz (dans le cas de TTF). Dans MACSE sont installées des cavités non rigidifiées, de paramètre de désaccord K environ égal à $3,6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Aussi pour avoir un effet comparable à celui attendu dans une cavité TTF, il faut monter à un champ accélérateur de l'ordre de $8 \text{ MV}/\text{m}$ seulement.

Le courant faisceau a été simulé en injectant un signal HF en opposition de phase avec la puissance HF injectée (cf. fig. 2.10). Suivant le moment où l'on injecte le faisceau, la pente de l'amplitude de la tension accélératrice va être différente (cf. fig. 1.5), pour une différence de phase entre le faisceau et la cavité constante. Sur la photo de la figure 2.10, on peut voir que la pente est pratiquement nulle.

Sur les graphes de la figure 2.11, on voit très clairement l'effet de la pression de radiation. Dès que la cavité se remplit d'énergie, la phase se met à tourner. On constate par contre que l'amplitude est stable durant la montée, grâce à la boucle auto-oscillante. On voit aussi qu'il est nécessaire d'ajuster la fréquence de résonance de la cavité au début de l'impulsion HF, afin d'optimiser les dispersions d'amplitude et de phase durant l'impulsion du faisceau. On trouve un optimum lorsque l'on rajoute 196 Hz à la fréquence. Pour chaque désaccord initial de la fréquence, il est nécessaire de régler la phase initiale de la cavité afin d'obtenir la bonne phase à l'injection du faisceau. Pour cela, on synchronise la phase à l'origine grâce à la méthode par injection d'un faible bruit. Ainsi, les courbes de la figure 2.11 sont reproductibles et stables au cours du temps.

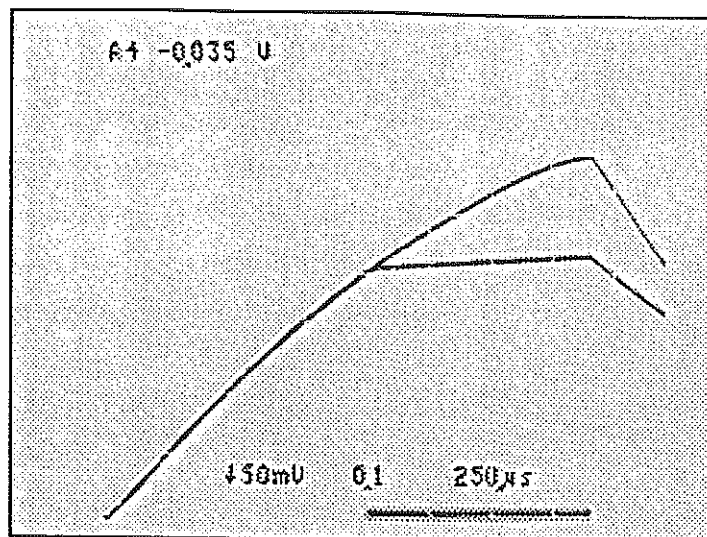


Figure 2.10 : Effet de la charge faisceau sur la tension accélératrice de la cavité. Oscillogramme relevé sur une cavité MACSE, pour un champ accélérateur de 8 MV/m et un temps de faisceau de 800 μ s

5.2 Simulation d'une cavité MACSE insérée dans la boucle auto-oscillante

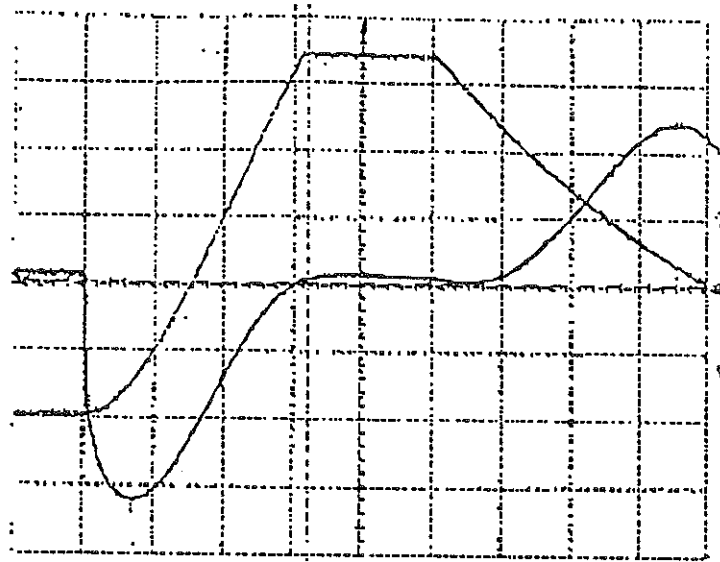
La figure 2.12 montre l'amplitude et le sinus de l'erreur de phase simulés de la tension accélératrice de la cavité MACSE testée précédemment (le détecteur de phase nous a fourni le sinus). Les simulations sont très proches des résultats expérimentaux obtenus. La constante de temps mécanique τ_m est égale à 0,5 ms, ce qui correspond aux valeurs expérimentales trouvées^[2.1]. Le facteur de sensibilité à la pression de radiation K est égal à 3,15 Hz/(MV/m)². Le Q extérieur est égal à $1,92 \cdot 10^7$, ce qui nous donne un temps d'injection de 2,83 ms pour avoir un faisceau adapté. Pour le réglage optimal, le désaccord initial en fréquence est de +196 Hz par rapport à la fréquence de résonance de 1,3 GHz. Le champ, que l'on a pu déterminer grâce à la mesure de la puissance transmise dans la cavité est de 8,34 MV/m. Pour les deux autres courbes, on a désaccordé la cavité de +290 Hz et de +102 Hz toujours par rapport à la fréquence de référence de 1,3 GHz. Le champ atteint n'est plus que de 8 MV/m.

Sur la figure 2.13, on a comparé l'erreur de phase mesurée et simulée, optimisée pour une cavité MACSE dont le champ monte à 5,5 MV/m. Pour la simulation, nous avons pris un facteur de sensibilité K égal à 4 Hz/(MV/m)², un Q extérieur de 10^7 , soit un temps d'injection du faisceau de 1,474 ms, et enfin un temps de réponse mécanique de la cavité τ_m de 0,4 ms. Avec ces paramètres nous retrouvons de façon très précise l'erreur de phase mesurée expérimentalement.

6. Conclusion

Dans ce chapitre, on a mis en évidence les effets néfastes de la déformation des parois provoqué par la pression de radiation. On a donc été obligé de mettre en place un système de contre-réaction qui permet d'asservir la fréquence du générateur sur la fréquence de la cavité. Les tests effectués sur une cavité 5-cellules installée dans MACSE, et insérée dans une boucle auto-oscillante ont été concluant. On a ainsi montré expérimentalement que la boucle est bien stable en amplitude. De plus, l'erreur de la phase entre la tension de la cavité et la tension du faisceau doit être nulle au moment où le faisceau est injecté dans la cavité. Pour cela, on a utilisé la méthode de synchronisation par injection d'un faible bruit, qui ne perturbe pas l'amplitude du champ de la cavité et impose la phase au départ de la montée de l'impulsion HF.

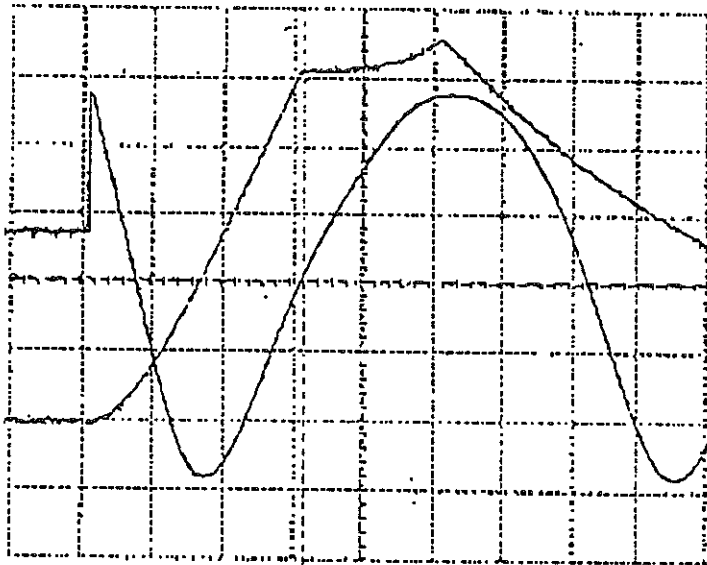
Afin d'optimiser la dispersion d'énergie durant l'impulsion faisceau, on doit ajuster la fréquence initiale de la cavité. Ainsi, pour une cavité TESLA, on trouve une dispersion d'énergie, après optimisation, de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$. Or, la dispersion souhaitée à l'intérieur d'un paquet doit être inférieure à 10^{-3} . Aussi, on veut encore réduire la dispersion d'énergie engendrée durant la macro-impulsion. Pour cela, on doit utiliser des boucles de régulation de l'amplitude et de la phase de la tension de la cavité. C'est ce qui est étudié dans le chapitre III.



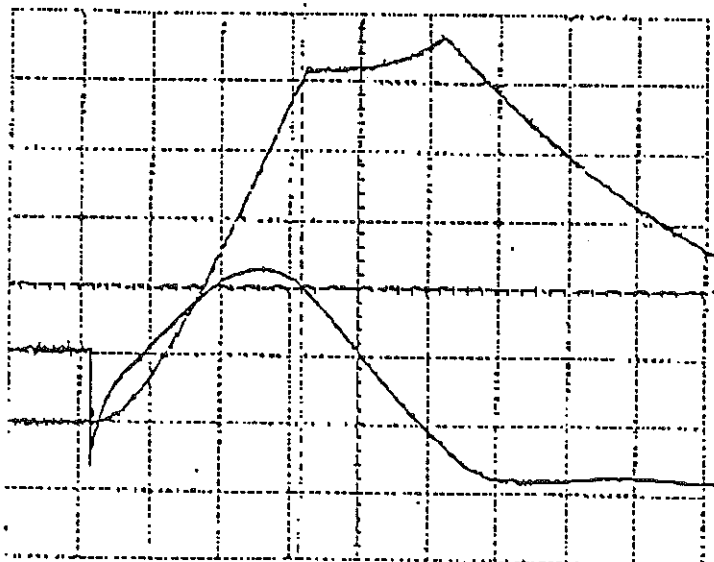
Echelle de temps

1 ms/carreau

$df_0 = 196 \text{ Hz}$



$df_0 = 290 \text{ Hz}$



$df_0 = 102 \text{ Hz}$

Figure 2.11 : Amplitude et erreur de phase du champ mesuré pour un désaccord en fréquence optimal (haut), trop grand (milieu), et trop petit (bas)

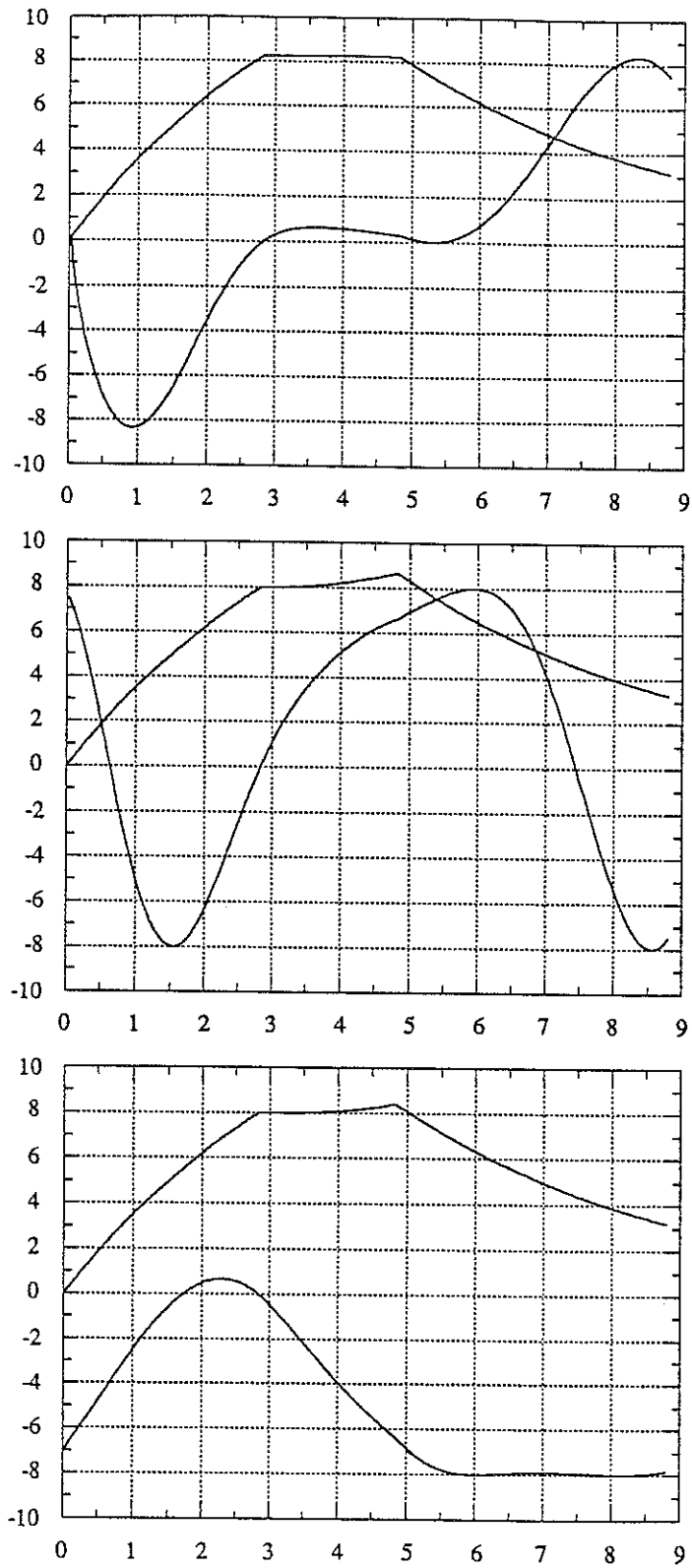
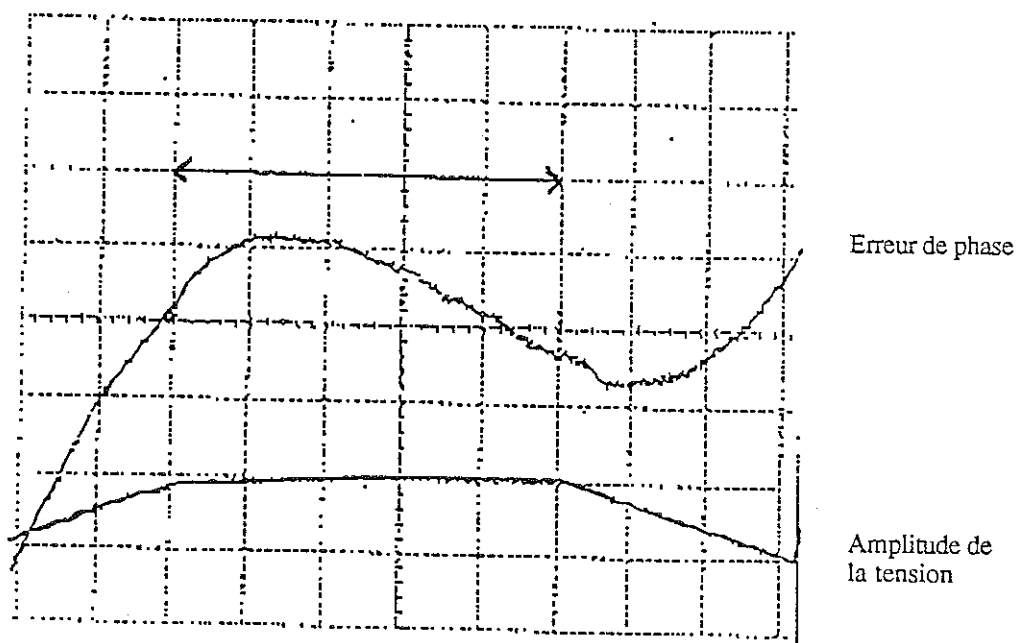
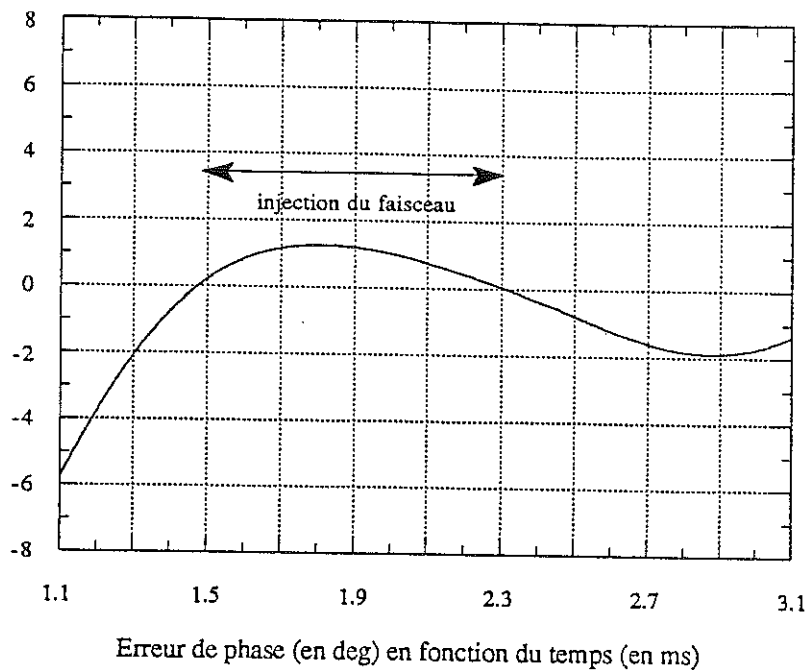


Figure 2.12 : Amplitude et $V_{acc} \cdot \sin(\text{erreur de phase})$ (en MV/m) du champ simulé pour des accords en fréquence différents en fonction du temps (en ms)



Temps : 200 μ s/carreau
 Erreur de phase : 5 mV/division, avec 3 mV/deg

Figure 2.13 : Comparaison entre l'erreur de phase du champ mesuré (en bas) et simulé (en haut) pour une cavité MACSE

Chapitre III

Stabilisation du champ avec des boucles de régulation d'amplitude et de phase

- III.1 Introduction
- III.2 Description et principe des boucles de régulation
- III.3 Boucle de régulation d'amplitude
- III.4 Boucle de régulation de phase
- III.5 Choix des gains G_I et G_Q des boucles de régulation
- III.6 Stabilisation de la tension d'une cavité MACSE avec les boucles de régulation
- III.7 Sensibilité à la pression de radiation
- III.8 Effet des vibrations microphoniques
- III.9 Tests effectués avec la cavité de capture de l'injecteur de TTF

III - Stabilisation du champ avec des boucles de régulation d'amplitude et de phase

1. Introduction

La fréquence du générateur est maintenant asservie à la fréquence du résonateur grâce à la boucle auto-oscillante, permettant l'établissement de la tension accélératrice dans la cavité. De plus, nous avons déterminé le temps d'injection du faisceau et le couplage entre le générateur et la cavité pour adapter le faisceau. Nous avons vu qu'à bas champ, l'effet de la pression de radiation est peu important et induit une très faible dispersion d'énergie durant le passage du faisceau dans la cavité. Mais pour un champ accélérateur élevé (comme dans le cas de TESLA), l'effet de la pression de radiation provoque une grande variation de la tension accélératrice en amplitude et en phase générant une dispersion d'énergie très importante d'un paquet de particules à l'autre pendant l'impulsion du faisceau. On souhaite que la dispersion d'énergie de ce train de paquets ne soit pas supérieure à la dispersion d'énergie à l'intérieur d'un paquet engendrée par le champ de sillage laissé par les paquets précédents^[3.1]. Une réserve de puissance supplémentaire est alors nécessaire pour compenser les erreurs en amplitude et en phase de la tension accélératrice.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le moyen qui permet de réduire les variations d'amplitude et de phase de la tension accélératrice pendant le temps faisceau. Nous montrerons aussi l'importance de la rigidité des cavités, permettant de réduire la demande de puissance supplémentaire nécessaire pour la régulation de la tension accélératrice. Nous allons également aborder le problème important des vibrations mécaniques de la cavité qui perturbent la phase de la tension accélératrice durant le temps de montée de la tension, entraînant une erreur de phase aléatoire à l'injection du faisceau et par conséquent un appel de puissance excessif par les boucles de régulation.

2. Description et principe des boucles de régulation

Afin de réduire davantage la dispersion d'énergie durant l'impulsion de faisceau, deux signaux respectivement en phase et en quadrature sont ajoutés à la tension du générateur proportionnellement aux erreurs d'amplitude et de phase détectées (cf. fig. 3.1). C'est le principe du modulateur vectoriel IQ que nous décrivons en annexe C. Sur le graphe de la fig. 3.2, on peut voir l'intérêt d'injecter un signal en quadrature, alors que l'on aurait pu se contenter d'utiliser un déphaseur pour compenser le désaccord en fréquence généré en particulier par la pression de

radiation, mais aussi par des vibrations mécaniques. En effet, un déphasage de la tension d'entrée de la cavité ne modifie pas son amplitude. Or le désaccord en fréquence diminue l'amplitude de la tension d'un facteur $\cos(\Delta\psi)$, où $\Delta\psi$ est l'angle de désaccord entre le courant total et la tension de la cavité. Aussi, l'addition d'un signal en quadrature permet de conserver la même amplitude, tout en compensant l'erreur de phase introduite par les fluctuations de la fréquence de résonance. Dans les paragraphes suivants nous allons décrire les deux boucles d'amplitude et de "phase". Le terme boucle de "phase" est en fait un peu abusif, car comme on vient de le voir, le signal injecté en quadrature va contribuer à compenser aussi les fluctuations d'amplitude. Par contre, le signal injecté en phase ne doit compenser que les fluctuations d'amplitude afin que les deux boucles soient parfaitement découplées. Il est important de découpler la boucle d'amplitude à la boucle de phase, pour ne pas perturber l'erreur de phase de la tension de la cavité.

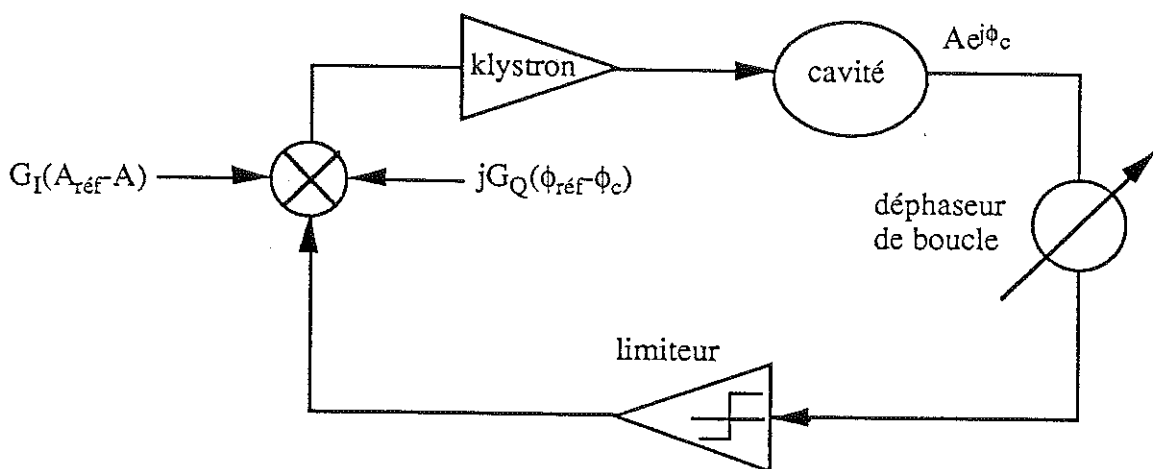


Figure 3.1 : Cavité insérée dans une boucle auto-oscillante montrant les entrées des signaux en phase (régulation de l'amplitude) et en quadrature (régulation de la phase)

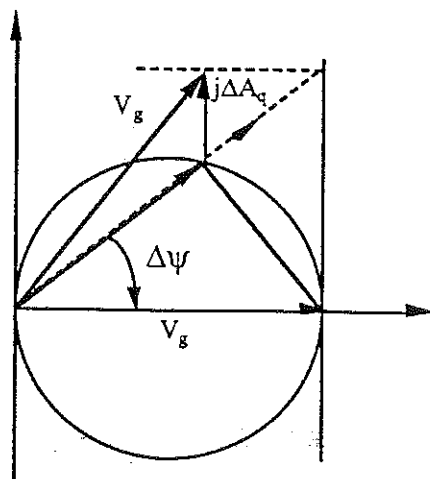


Figure 3.2 : Modification de la tension d'entrée dans la cavité par un signal injecté en quadrature

2.1 Expression de la tension du générateur à appliquer en présence des boucles de régulation

L'amplitude de la tension du générateur doit être remplacée par

$$A_g e^{j\phi_g} = A_g (1 + \Delta A_p + j\Delta A_q) e^{j\phi_g} \quad (3.1)$$

On obtient donc pour la partie réelle et la partie imaginaire

$$A_g \cos \phi_g \Rightarrow A_g [\cos \phi_g (1 + \Delta A_p) - \sin \phi_g \Delta A_q] \quad (3.2)$$

$$A_g \sin \phi_g \Rightarrow A_g [\sin \phi_g (1 + \Delta A_p) + \cos \phi_g \Delta A_q] \quad (3.3)$$

avec les amplitudes en phase et en quadrature données par

$$\begin{aligned} \Delta A_p &= G_I \frac{A_{\text{réf}} - A}{A_{g_0}} \\ \Delta A_q &= G_Q (\phi_{\text{réf}} - \phi_c) \end{aligned} \quad (3.4)$$

où : $A_{\text{réf}}$ et $\phi_{\text{réf}}$ sont les références en amplitude et en phase.

G_I et G_Q sont respectivement les gains des boucles d'amplitude (signal en phase) et de phase (signal en quadrature).

Le système d'équations (1.30) déterminant la tension de la cavité, quelque soit la méthode considérée, devient alors

$$\begin{cases} \tau \dot{A} = A_g [(1 + \Delta A_p) \cos(\phi_c - \phi_g) + \Delta A_q \sin(\phi_c - \phi_g)] - A_b \cos(\phi_c - \phi_b) - A \\ \tau \dot{\phi}_c = -\frac{A_g}{A} [(1 + \Delta A_p) \sin(\phi_c - \phi_g) - \Delta A_q \cos(\phi_c - \phi_g)] + \frac{A_b}{A} \sin(\phi_c - \phi_b) + \tau \Delta \omega_r \end{cases} \quad (3.5)$$

Il est important de connaître le taux de puissance crête supplémentaire délivrée par le klystron et qui dépend des gains des boucles. Celle-ci est donnée par

$$\frac{\Delta P_g}{P_g} = \Delta A_p^2 + \Delta A_q^2 + 2\Delta A_p \quad (3.6)$$

3. Boucle de régulation d'amplitude

Elle permet de réguler l'amplitude de la tension accélératrice de la cavité par rapport à une tension de référence. Elle est pilotée par un CPM (Complex Phase Modulator, cf. annexe C), utilisé en modulateur d'amplitude (cf. fig. 3.3). Il doit compenser l'amplitude sans perturber l'erreur de phase de la tension de la cavité. La tension à la sortie du CPM est modulée en amplitude suivant la tension en phase V_I , sa phase restant constante.

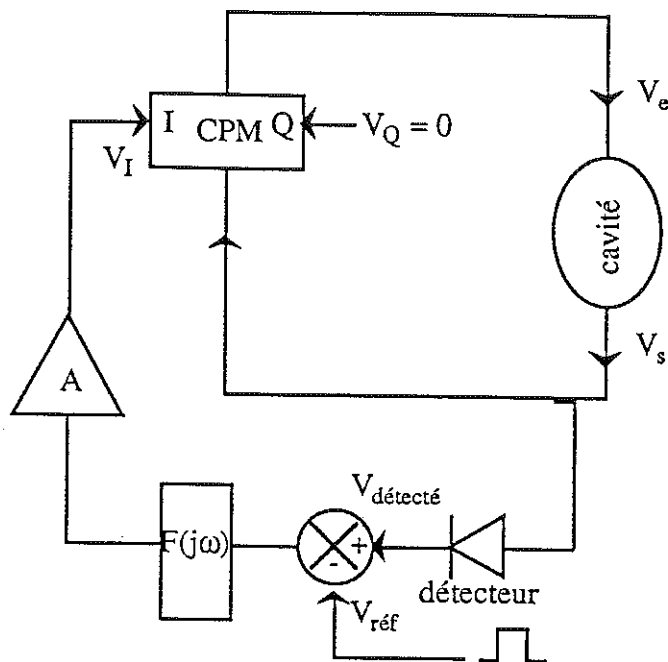


Figure 3.3 : Schéma de la boucle de régulation d'amplitude

La figure 3.4 montre la puissance supplémentaire à injecter en fonction de la tension de polarisation V_I . On a choisi comme point de fonctionnement -1 V, car la réponse en puissance est linéaire et l'erreur de phase constante en ce point-là (cf. fig. 3.4 et 3.5).

Le gain A de l'amplificateur a été déterminé afin d'avoir une erreur relative sur l'amplitude de 10^{-4} . Cette erreur est obtenue au bout d'une μs environ. Ce temps correspond au temps de réponse de la boucle de régulation.

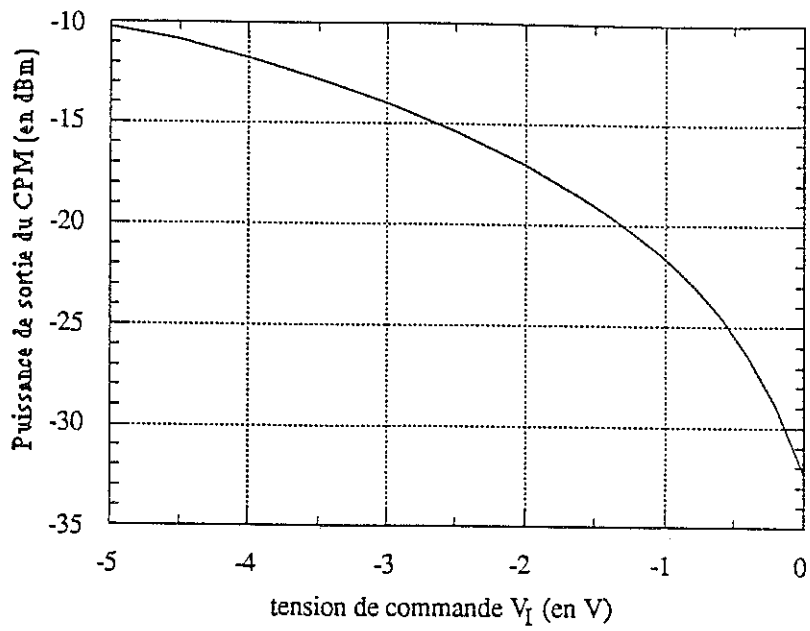


Figure 3.4 : Courbe de réponse du CPM en amplitude pour la boucle de régulation d'amplitude

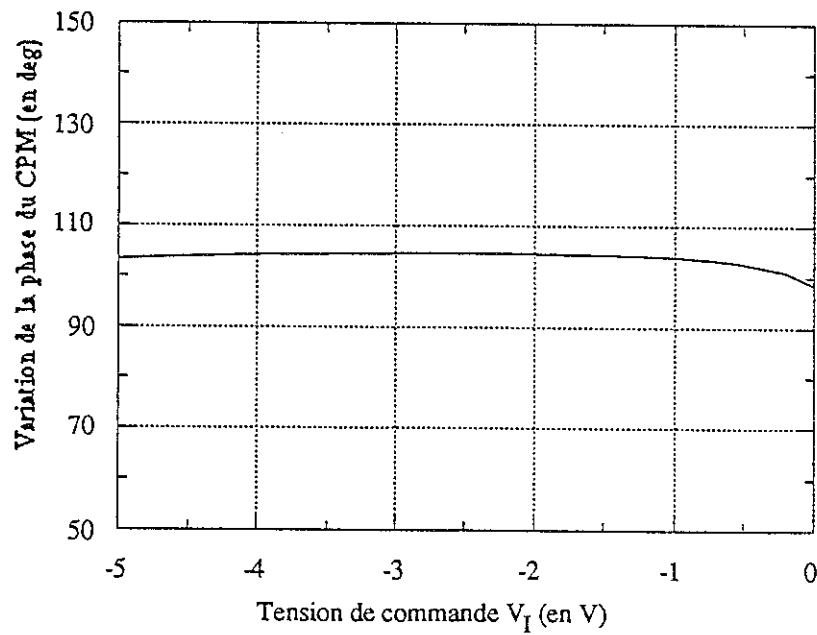


Figure 3.5 : Courbe de réponse du CPM en phase pour la boucle de régulation d'amplitude

4. Boucle de régulation de phase

Elle permet de réguler la différence de phase entre la tension accélératrice et la tension du faisceau. Elle est pilotée par un CPM, qui est utilisé comme un modulateur de phase (cf. fig. 3.6). Il va corriger les erreurs de phase et maintenir la tension de la cavité à un niveau constant comme on peut le voir sur la courbe de la figure 3.7.

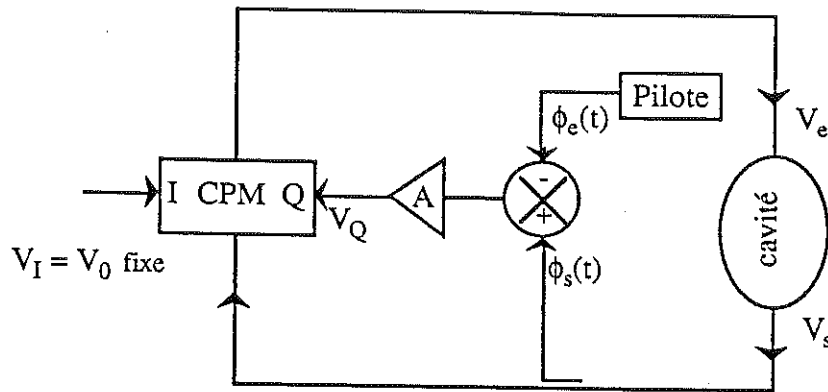


Figure 3.6 : Schéma de la boucle de régulation de phase

La puissance injectée en quadrature qui sert à corriger la phase dépend de l'erreur de phase détectée (cf. fig. 3.7). D'autre part, la courbe de réponse de la puissance de sortie du CPM varie comme l'opposée de la courbe de réponse de la puissance dans la cavité (cf. fig. 3.8). Cette forme permet de maintenir l'amplitude constante quelque soit l'erreur de phase détectée et de réduire le gain requis pour le contrôle de l'amplitude à cause du couplage entre l'amplitude et la phase. La boucle de régulation de phase corrige à la fois les erreurs de phase et les erreurs d'amplitude.

Le gain A de l'amplificateur a été déterminé afin d'avoir une erreur de phase de $0,1^\circ$. Cette erreur est obtenue au bout d'une dizaine de μs environ. Ce temps correspond au temps de réponse de la boucle de régulation.

On a obtenu pour les deux boucles de régulation des temps de réponse très courts bien inférieurs au temps de réponse mécanique de la cavité. Aussi, le programme que nous avons mis au point pour le calcul des différentes dispersions d'énergie néglige les temps de réponse qui peuvent être engendrés par les effets de la pression de radiation, les vibrations mécaniques, ou les variations de tout paramètre intrinsèque à la cavité. On suppose donc une réponse instantanée.

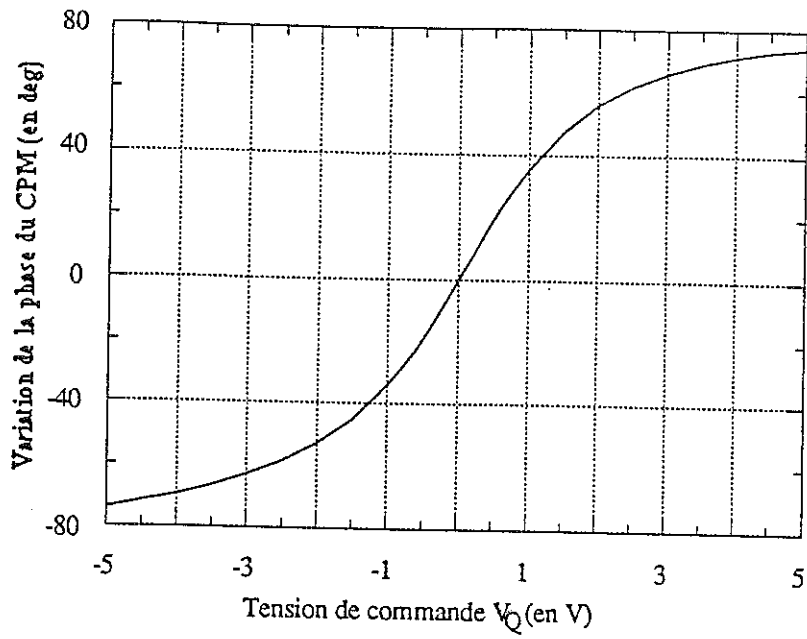


Figure 3.7 : Courbe de réponse en phase du CPM pour la boucle de régulation de phase

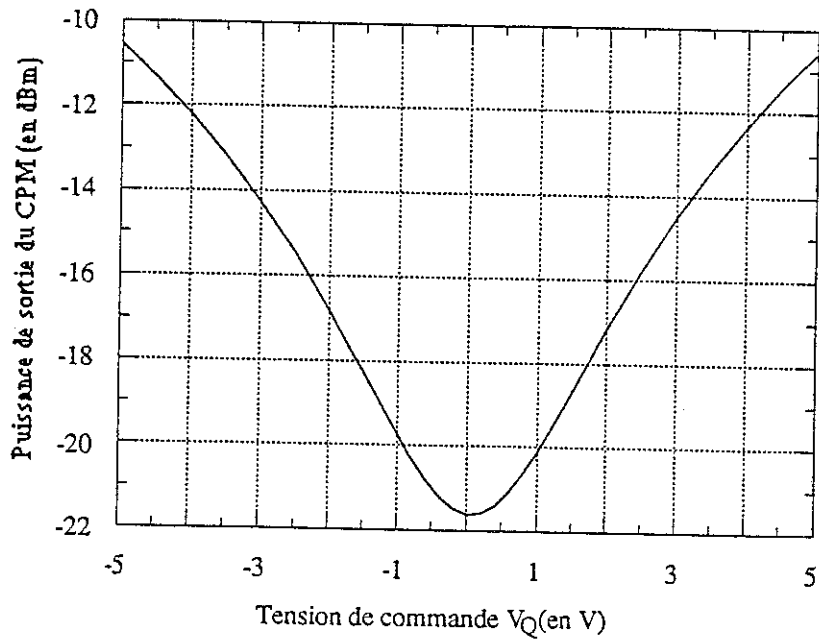


Figure 3.8 : Courbe de réponse en amplitude du CPM pour la boucle de régulation de phase

5. Choix des gains G_I et G_Q des boucles de régulation

La tâche des boucles de régulation consiste à réduire la dispersion en énergie entre les paquets d'électrons jusqu'à environ 10^{-4} . La puissance supplémentaire utilisée doit rester dans des limites raisonnables. On doit donc déterminer les gains des boucles G_I et G_Q , qui minimisent la puissance supplémentaire nécessaire. Pour cette étude, nous nous sommes principalement intéressés au gain de boucle en quadrature. En effet l'erreur d'amplitude due à la pression de radiation étant très petite, la puissance active supplémentaire est négligeable. De plus la boucle de régulation de phase contribue à corriger les erreurs d'amplitude. Les figures 3.9 et 3.10 montrent la dispersion d'énergie et les puissances supplémentaires crête et moyenne en fonction du gain de boucle en quadrature pour une cavité à 25 MV/m insérée dans une boucle auto-oscillante et perturbée par les forces de Lorentz. Le désaccord initial de la fréquence de la cavité a été optimisé pour chaque valeur de gain.

Pour une dispersion d'énergie en dessous ou de l'ordre de 10^{-4} , on trouve qu'un gain minimum de 40 est nécessaire avec ou sans saut de fréquence. Mais comme la puissance supplémentaire augmente très peu au-dessus de ce niveau, on choisit un gain de boucle de régulation de phase de 50.

Pour toutes les études, la puissance crête correspond à la puissance électrique consommée directement à la prise, c'est à dire ce que le klystron doit être capable de fournir en permanence pendant l'impulsion HF. Par contre, la puissance moyenne correspond à la puissance HF consommée par dissipation dans la cavité pendant l'impulsion HF.

Le tableau 3.1 donne le taux de puissance supplémentaire en % pour ce gain de boucle pour les deux méthodes et à un gradient accélérateur de 25 MV/m. Le désaccord initial en fréquence a été ajusté pour minimiser la puissance crête supplémentaire.

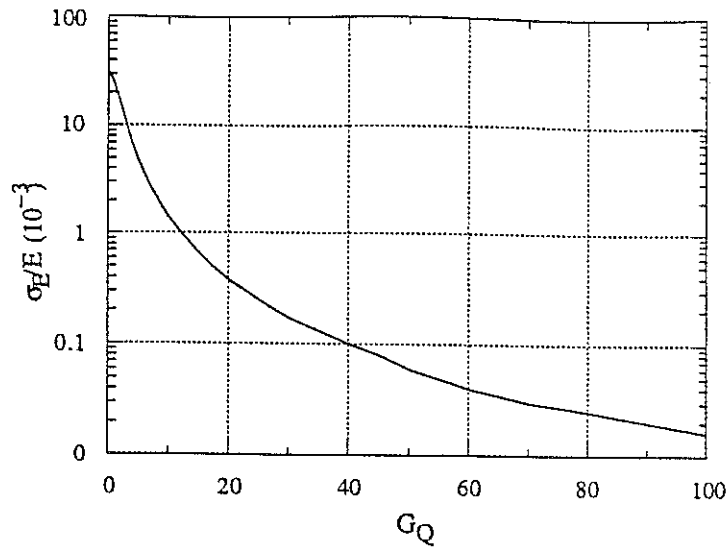


Figure 3.9 : Variation de la dispersion d'énergie en fonction du gain de boucle en quadrature

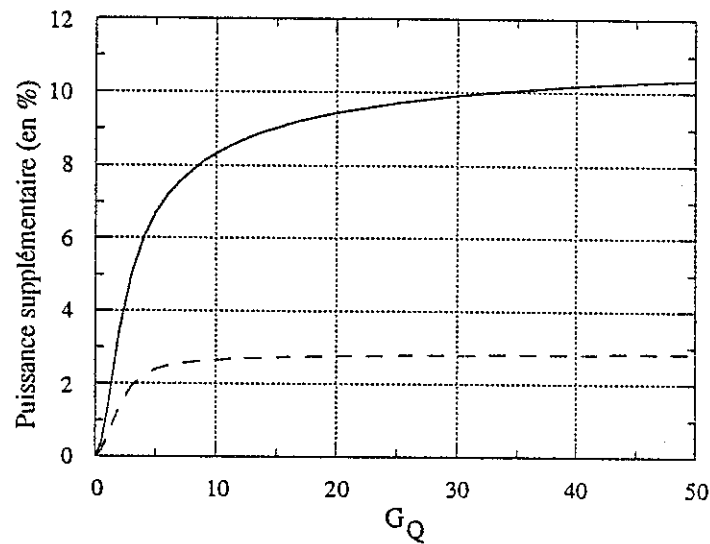


Figure 3.10 : Demande de puissance supplémentaire crête (trait plein) et moyenne (trait pointillé) en fonction du gain de boucle en quadrature

saut de fréquence	$\Delta A/A$ (10^{-4})	$\Delta\phi$ (deg)	σ_E/E (10^{-4})	$\Delta P/P$ (%)	$\langle \Delta P/P \rangle$ (%)
sans	0,05	0,37	0,06	10,36	2,84
avec	10	0,36	1,8	9,94	2,72

Tableau 3.1 : Taux de puissance supplémentaire pour un gain $G_Q = 50$

Pour un même gain, on trouve des puissances et des erreurs de phase comparables pour les deux méthodes utilisées. Mais la différence majeure provient de l'erreur d'amplitude. Avec la

méthode de saut de fréquence, comme la fréquence du générateur est fixe durant l'impulsion faisceau, la boucle de régulation en phase ne régule pas l'amplitude de la tension de la cavité. Au contraire, la boucle auto-oscillante permet à la fréquence du générateur de suivre la fréquence de la cavité.

Afin de pouvoir vraiment comparer les deux méthodes, le système de contrôle va aussi réguler l'amplitude. Le gain de la boucle d'amplitude G_I est égal à 200. Le tableau 3.2 donne la dispersion d'énergie et la puissance supplémentaire nécessaire pour la régulation. Pour la méthode sans saut de fréquence, il n'y a pratiquement pas de changement, car la boucle de phase régule déjà très bien l'amplitude. Pour la deuxième méthode, l'amplitude est régulée à l'aide de la boucle de régulation d'amplitude. Toutefois la dispersion d'énergie reste encore deux fois supérieure à celle obtenue à l'aide de la première méthode. Aussi, par la suite, nous allons abandonner la méthode de saut de fréquence qui est moins performante que la méthode sans saut de fréquence.

saut de fréquence	$\Delta A/A$ (10^{-5})	$\Delta\phi$ (deg)	σ_E/E (10^{-5})	$\Delta P/P$ (%)	$\langle \Delta P/P \rangle$ (%)
sans	0,01	0,37	0,65	10,37	2,84
avec	2	0,36	1,24	9,98	2,62

Tableau 3.2 : Taux de puissance supplémentaire pour des gains de phase $G_Q = 50$ et d'amplitude $G_I = 200$

6. Stabilisation de la tension d'une cavité MACSE avec les boucles de régulation

Reprenons le test du chapitre précédent. Après avoir minimisé les fluctuations d'amplitude et de phase pendant le temps faisceau par un désaccord initial en fréquence de la cavité (cf. fig. 2.13), on ferme les boucles de régulation. La figure 3.11 montre alors que l'amplitude et la phase de la tension sont très stables.

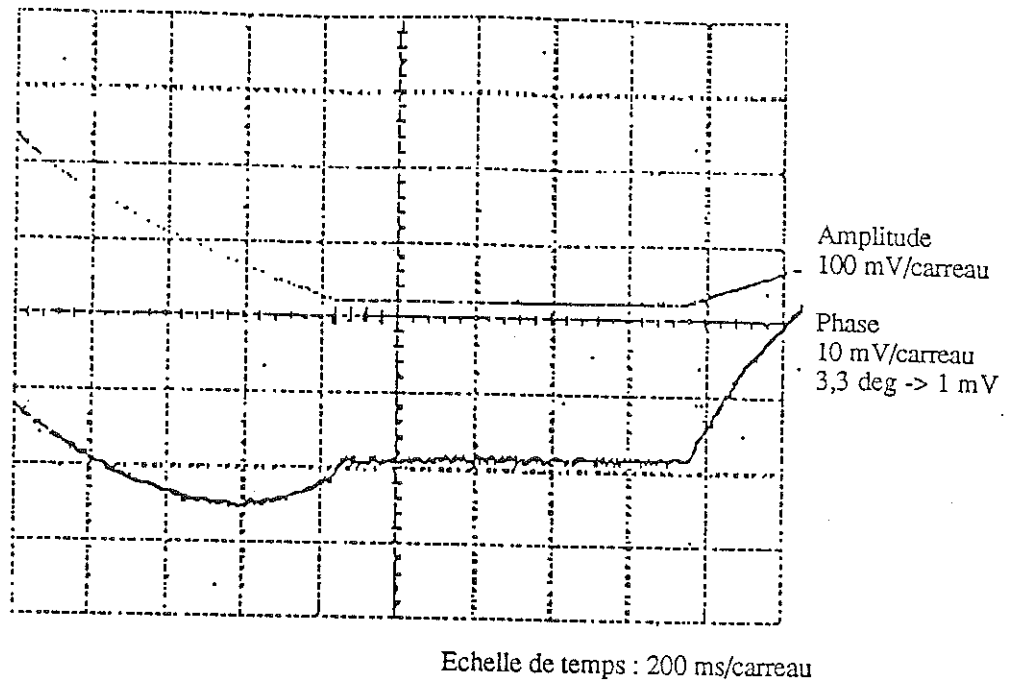


Figure 3.11 : Amplitude et phase de la tension d'une cavité MACSE avec les boucles de régulation d'amplitude et de phase. Le gradient accélérateur atteint est d'environ 8 MV/m

7. Sensibilité à la pression de radiation

7.1 Influence du paramètre de désaccord K

Les cavités 9-cellules prévues pour TTF sont construites en niobium et leur forme a été optimisée^[3.2, 3.3] pour un accélérateur linéaire supraconducteur à $\beta = 1$ (cf. fig. 3.12). Sans boucles de régulation, la fréquence de résonance de chaque cavité varie de façon quadratique avec le niveau du champ accélérateur et proportionnellement avec le facteur de sensibilité à la pression de radiation, K. Comme on désire atteindre une tension accélératrice élevée, il est souhaitable d'obtenir ce facteur de sensibilité le plus petit possible, c'est à dire que les parois doivent se déformer le moins possible. Pour cela, on peut naturellement augmenter l'épaisseur des parois. Le niobium étant un matériau coûteux, cette méthode n'est toutefois pas acceptable. De plus, l'accord en fréquence devient alors difficile. La méthode adoptée^[3.4] consiste à rigidifier les cavités en installant des couronnes en niobium autour des iris de chaque cellule soudées aux parois de la cavités (cf. fig. 3.13).

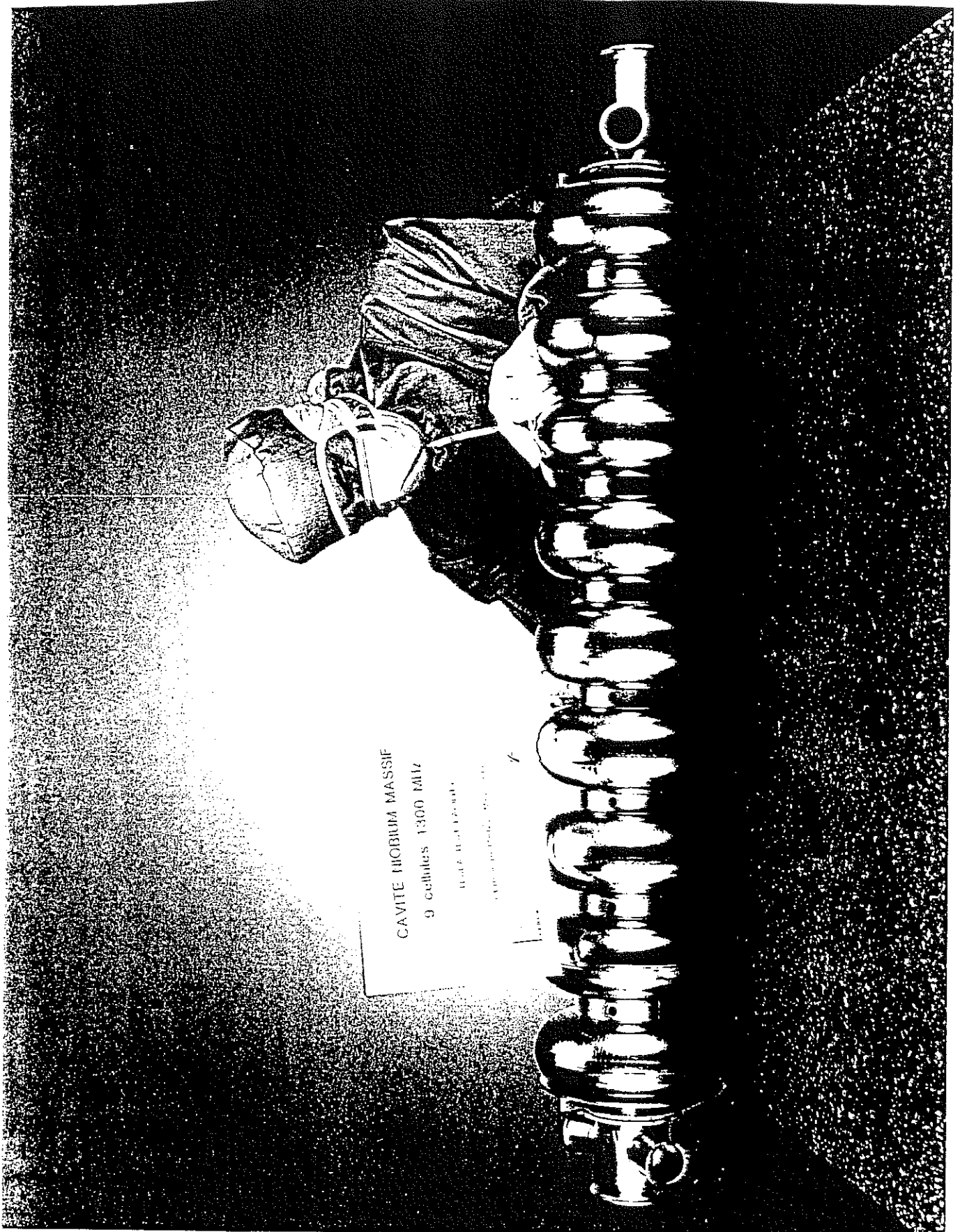
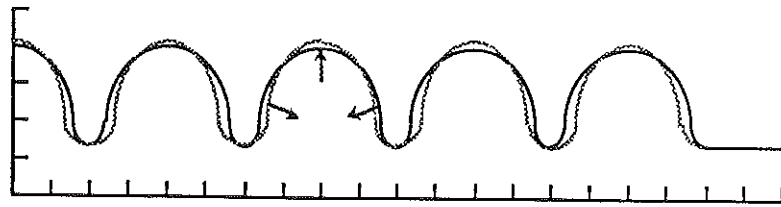
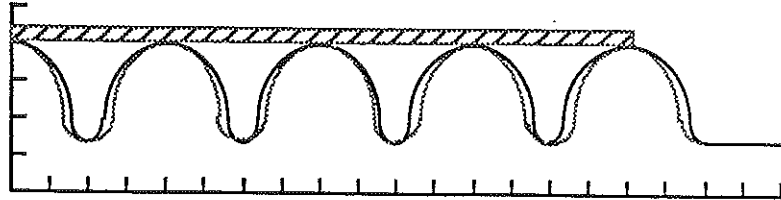


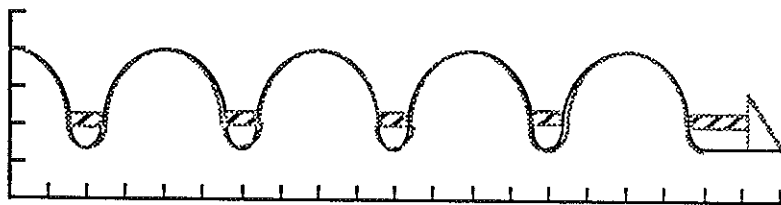
Figure 3.12 : Cavité 9-cellules en niobium rigidifiée par des couronnes de niobium soudées aux iris



Cavité nue, $\Delta f = 2,1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Pression exercée sur les parois, $P = P = \frac{1}{4}(\mu_0 H^2 - \epsilon_0 E^2)$



Rigidifiée par barres soudées aux équateurs, $\Delta f = 1,9 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$



Rigidifiée par bagues soudées aux flancs, $\Delta f = 0,6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$

Figure 3.13 : Méthodes pour rigidifier les parois de la cavité afin de minimiser le désaccord de la fréquence de résonance sous l'effet de la pression de radiation

On a vu que l'on pouvait minimiser les erreurs d'amplitude et de phase grâce au désaccord en fréquence initial, df_0 . Mais, par des soucis d'économie de puissance, on est dans l'obligation d'optimiser la puissance crête supplémentaire nécessaire à la régulation de la tension accélératrice de la cavité dans certain cas. En effet, on s'aperçoit qu'à 25 MV/m, l'effet de la pression de radiation peut engendrer une grande dispersion d'énergie (cf. fig. 3.14) si le paramètre de désaccord K de la cavité devient trop important. Par exemple, une puissance supplémentaire d'environ 10 % est nécessaire pour stabiliser la tension dans le cas où K est égal à $1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$.

Pour une tension accélératrice donnée, le désaccord en fréquence, df_0 qui minimise la dispersion d'énergie augmente proportionnellement avec K . La dispersion d'énergie et la puissance crête et moyenne augmentent, par contre, de façon quadratique avec K (cf. fig. 3.15).

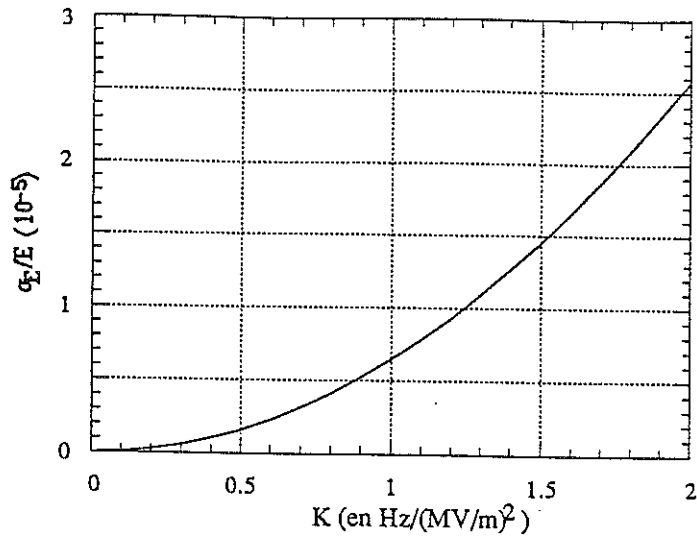


Figure 3.14 : Variation de la dispersion d'énergie en fonction du paramètre de désaccord

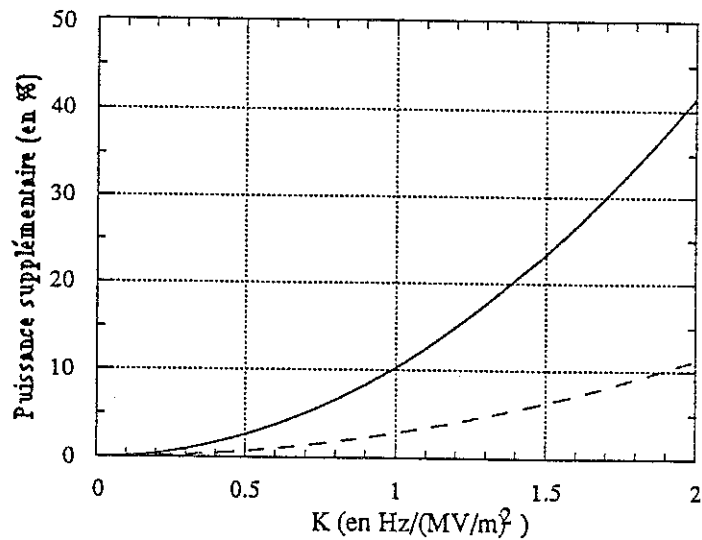


Figure 3.15 : Taux de puissance supplémentaire crête (trait plein) et moyenne (trait pointillé) en fonction du paramètre de désaccord pour une cavité TESLA à 25 MV/m

7.2 Influence du niveau de champ accélérateur

Comme on peut le voir sur les figures 3.16 et 3.17, avec ou sans régulation, la dispersion d'énergie croît très rapidement avec le niveau du champ accélérateur. Lorsque les boucles de régulation opèrent, la demande en puissance supplémentaire augmente aussi de façon exponentielle (cf. fig. 3.18). Pour chaque valeur de champ, on a minimisé la dispersion d'énergie à l'aide de df_0 . Mais, dans ce cas, le coût en puissance supplémentaire devient très important pour des gradients accélérateurs élevés. Il est alors préférable de minimiser la puissance supplémentaire à l'aide de df_0 , plutôt que la dispersion d'énergie, qui sera alors légèrement plus importante.

Le facteur de désaccord K a été choisi égal à $1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$ pour toutes ces simulations.

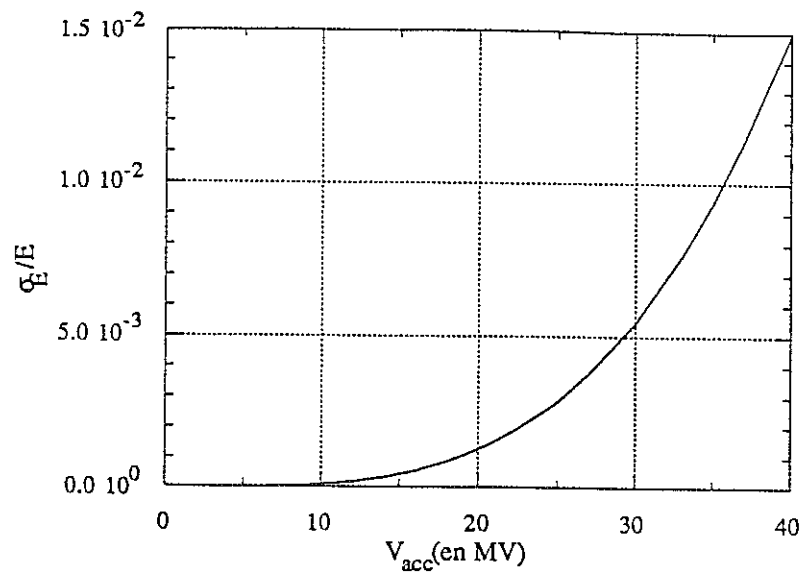


Figure 3.16 : Variation de la dispersion d'énergie en fonction de la tension accélératrice sans les boucles de régulation

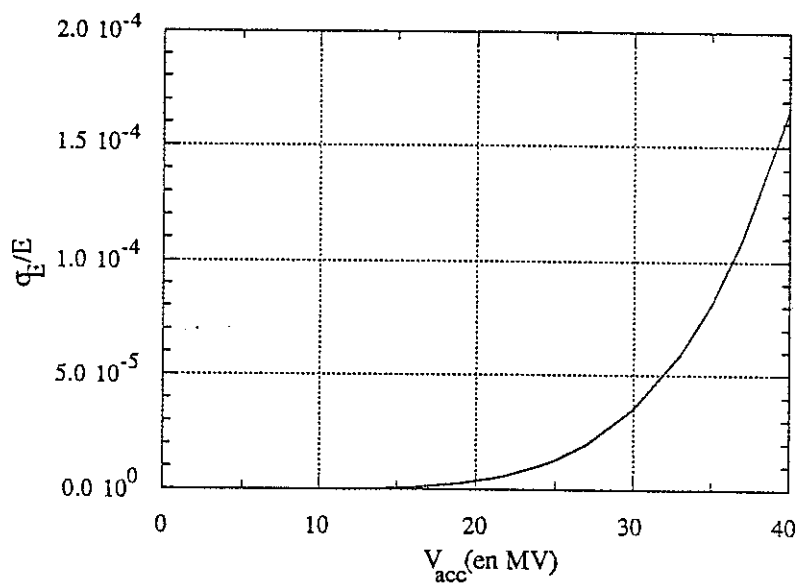


Figure 3.17 : Variation de la dispersion d'énergie en fonction de la tension accélératrice avec les boucles de régulation

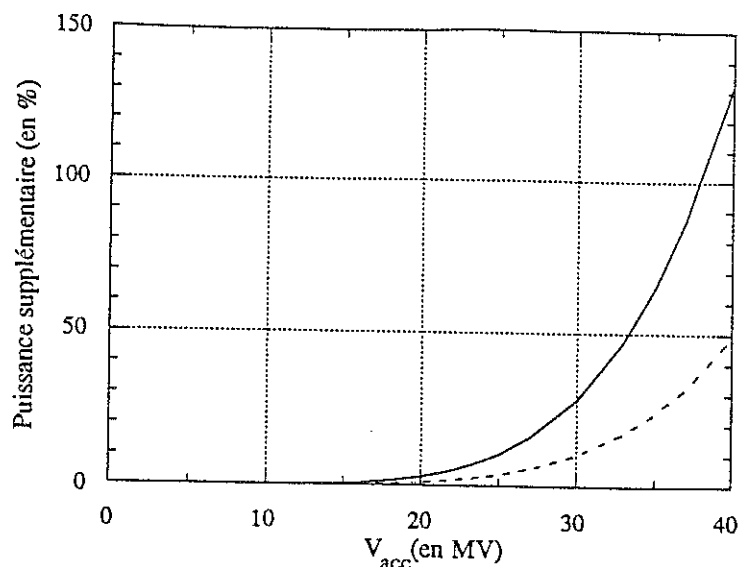


Figure 3.18 : Puissance supplémentaire crête (trait plein) et moyenne (trait pointillé) en fonction de la tension accélératrice

Dans le tableau 3.3 sont résumées les dispersions d'énergie et les demandes de puissances supplémentaires crête et moyenne à 15 et 25 MV/m (qui sont respectivement les champs accélérateurs pour TTF et TESLA) pour des facteurs de sensibilité de 1 et 2 Hz/(MV/m)², dans le cas où l'amplitude et la phase de la tension sont régulés. Les gains de boucles valent respectivement 200 et 50 pour l'amplitude et la phase. On peut choisir un gain plus important pour la boucle d'amplitude que pour la boucle de phase, ce qui permet une régulation d'amplitude plus rapide, sans que cela entraîne une demande supplémentaire de puissance active excessive. A 25 MV/m, il faudra absolument utiliser des cavités très rigidifiées, car la pression de radiation est très forte. Aussi la puissance supplémentaire nécessaire pour compenser les erreurs d'amplitude et de phase devient très importante. Si on limite l'augmentation de puissance crête à 20 % (cf. dernière ligne du tableau 3.3), la dispersion en énergie devient plus importante.

E_{acc} (MV/m)	K (Hz/(MV/m) ²)	σ_E/E	$\Delta P/P$ (%)	$\langle \Delta P/P \rangle$ (%)
15	1	$3,6 \cdot 10^{-7}$	0,6	0,2
	2	$1,4 \cdot 10^{-6}$	2,4	0,8
25	1	$6,5 \cdot 10^{-6}$	10,4	2,9
	2	$2,6 \cdot 10^{-5}$	41,5	11,4
	2	$3,8 \cdot 10^{-4}$	20	10,0

Tableau 3.3 : Effet du niveau de champ et de la sensibilité à la pression de radiation (K)

8. Effet des vibrations microphoniques

8.1 Description du phénomène

Jusqu'à présent, en l'absence de perturbations extérieures, on a montré que l'erreur de phase entre les tensions de la cavité et du faisceau pouvait être annulée à l'injection du faisceau. Malheureusement, la cavité subit des vibrations mécaniques de basses fréquences (cf. fig. 3.21), qui modifient la fréquence propre de la cavité d'une impulsion HF à l'autre. La pente de la phase n'est alors plus la même. Et comme la phase initiale est fixée, l'erreur de phase entre les tensions de la cavité et du faisceau n'est plus nulle à l'injection du faisceau.

Si on ne tient pas compte de la pression de radiation, on peut facilement évaluer l'erreur de phase à l'injection du faisceau

$$\phi(t_{inj}) = \Delta\omega_0 t_{inj} \quad (3.7)$$

La demande en puissance de la boucle de régulation en phase donnée par la relation suivante

$$P = P_0 [1 + (G_Q \phi)^2] \quad (3.8)$$

peut devenir énorme. Par exemple, pour un désaccord en fréquence de 50 Hz, et un gain de boucle de régulation de phase de 50, à 25 MV/m l'erreur de phase est de 10° environ à l'injection du faisceau, et nécessite alors une demande supplémentaire en puissance crête d'environ 7000 % par rapport à la demande normale.

Jusqu'ici, nous avons supposé que nous disposions d'une source de puissance illimitée, ce qui n'est pas réaliste. Nous allons maintenant regarder les effets des vibrations sur la dispersion d'énergie dans le cas où la source de puissance est limitée. Nous reprenons l'exemple du tableau 3.3 (ligne 3), mais cette fois en limitant la puissance crête supplémentaire à 20 % (cf. fig. 3.20). Le système de régulation met un certain temps à compenser cette importante erreur de phase (cf. fig. 3.19). La dispersion d'énergie est alors fortement dégradée pour les premiers paquets, ce qui n'est pas acceptable.

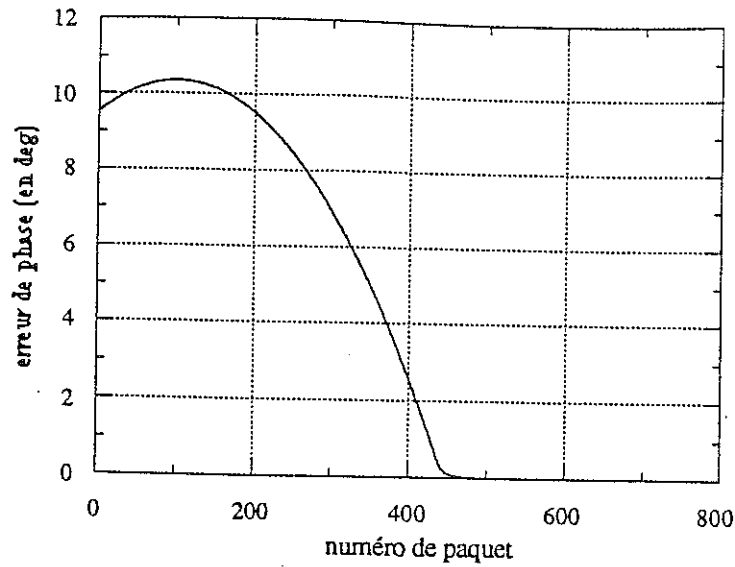


Figure 3.19 : Comportement de l'erreur de phase durant l'impulsion du faisceau pour une puissance crête supplémentaire limitée à 20 % dans le cas d'une cavité TESLA à 25 MV/m

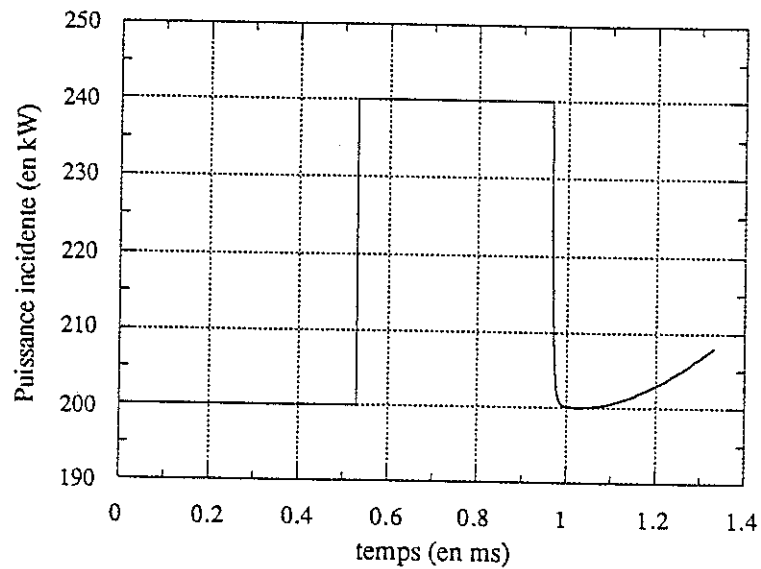


Figure 3.20 : Demande en puissance pendant l'impulsion HF pour une cavité TESLA atteignant 25 MV/m. Réserve de 20 % de puissance supplémentaire pour réguler l'erreur de phase pendant l'impulsion du faisceau.

8.2 Mise en évidence expérimentale sur MACSE des effets des vibrations mécaniques

Sur la photo de la figure 3.21, on peut voir le comportement de l'amplitude et de la phase de la tension de la cavité durant plusieurs impulsions HF. Les boucles de régulations sont fermées. La phase n'est régulée que pendant l'impulsion faisceau par rapport à une référence fixe. Le système de régulation met environ 100 μ s pour rattraper l'erreur de phase détectée à l'injection du

faisceau. On peut voir que cela engendre une dispersion sur l'amplitude non négligeable . Pendant ce temps de correction, on peut voir sur la figure 3.22 que le klystron sature à 4,75 kW. Une fois l'erreur de phase corrigée, la demande en puissance devient négligeable et se stabilise à 3,4 kW car la charge du faisceau est ici simulée.

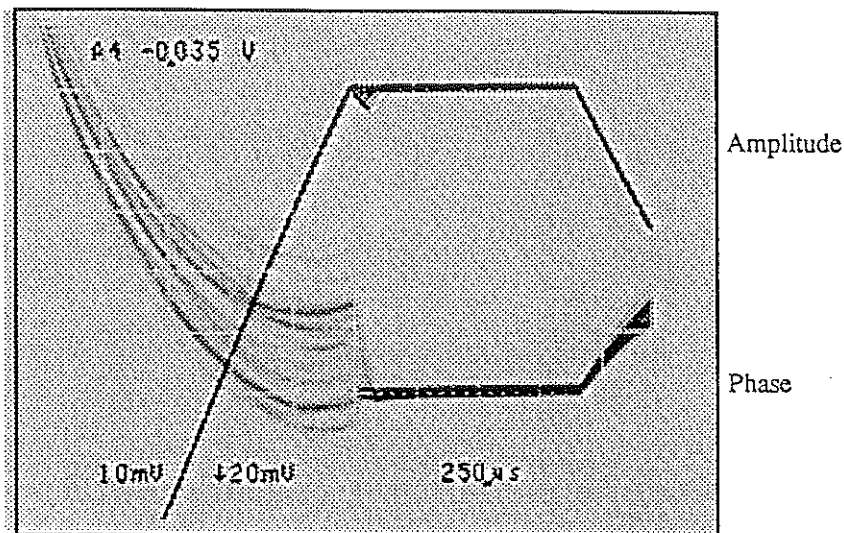
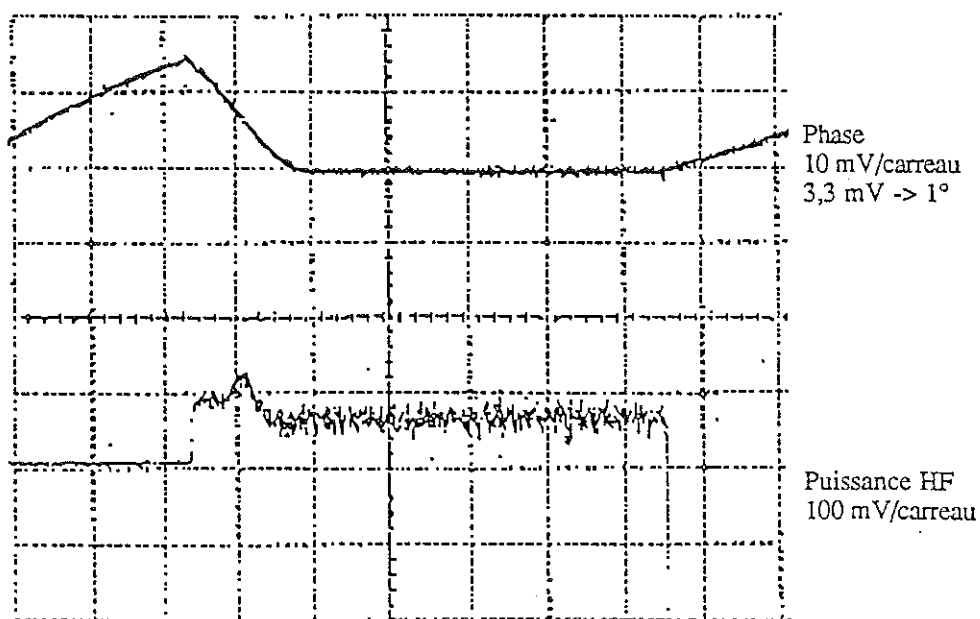


Figure 3.21 : Amplitude et phase régulés durant plusieurs impulsions HF pour une cavité MACSE en présence de vibrations microphoniques



Echelle de temps : 100 μ s/carreau

Figure 3.22 : Demande en puissance HF supplémentaire pour compenser l'erreur de phase pour une cavité MACSE

Les courbes des figures 3.23 et 3.24 montrent la puissance et l'erreur de phase pour une cavité MACSE atteignant un champ accélérateur de 4,7 MV/m, et subissant une vibration de 10 Hz en dessous de sa fréquence optimale. Les gains de boucles de régulation d'amplitude et de phase sont de 200. Le Q extérieur est de 10^7 . Le paramètre de désaccord en fréquence K est égal à $3,6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$.

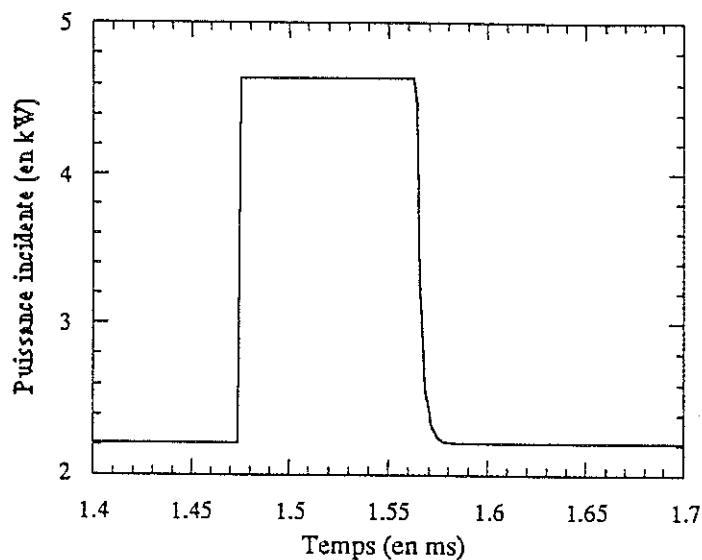


Figure 3.23 : Demande en puissance incidente pendant l'impulsion HF pour une cavité MACSE

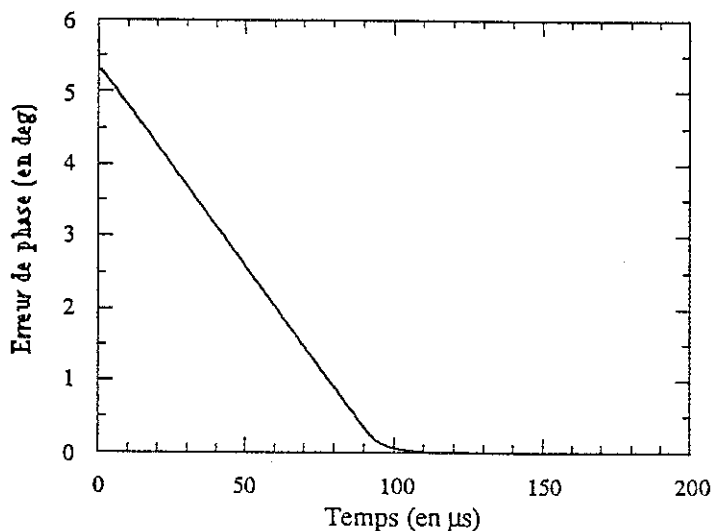


Figure 3.24 : Evolution de l'erreur de phase régulée de la tension d'une cavité MACSE pendant les 200 premières μs de l'impulsion du faisceau

Au lieu d'avoir une phase initiale fixe à chaque impulsion, nous pouvons imaginer un

système rétroactif agissant sur la phase initiale pour retrouver une erreur de phase nulle entre la tension de la cavité et la tension du faisceau au moment de l'injection du faisceau. Malheureusement, les fréquences des vibrations mécaniques attendues se situent autour et au-dessus de la fréquence de répétition de l'impulsion HF, qui est de 10 Hz, rendant un système rétroactif complètement inefficace. Nous avons alors pensé à deux méthodes différentes afin de remédier à ce problème, source de grande dispersion d'énergie.

8.3 Premier remède : méthode de la "Référence de Phase Flottante"

Nous avons profité du fait que les erreurs engendrées par les forces de Lorentz sont corrélées, tandis que les erreurs générées par les vibrations microphoniques sont essentiellement non corrélées. Leur effet est donc beaucoup plus petit dans le cas d'un grand nombre de cavités (divisé par la racine carré du nombre de cavités) à la fin de la machine. Il reste donc essentiel de contrôler la tension pour les erreurs corrélées. Pour cela, on ne va plus réguler la phase sur une référence fixe, mais sur sa valeur atteinte au moment de l'injection du faisceau, qui varie en fonction des vibrations mécaniques. Les différentes valeurs de la phases à l'injection du faisceau peuvent être facilement détectées et mémorisées au moyen d'un échantillonneur bloqueur. Les résultats donnés prennent donc en compte la dispersion d'énergie à l'intérieur d'un train de paquets, qui est de l'ordre de $5,5 \cdot 10^{-6}$ pour TTF et de $1,2 \cdot 10^{-5}$ pour TESLA.

La dispersion d'énergie d'une impulsion à l'autre, qui tient compte de la dispersion à l'intérieur d'une impulsion, est de $(1,06 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ pour TTF (32 cavités, à 15 MV/m) et de $(6,26 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}$ pour TESLA (10000 cavités, à 25 MV/m), pour une distribution aléatoire du désaccord initial en fréquence df_0 de ± 50 Hz. A titre de comparaison, si l'on prend deux chaînes de 16 cavités à 25 MV/m, on obtient une dispersion d'énergie de $2,1 \cdot 10^{-4}$. A partir de ces deux dispersions, on peut déduire les différentes contributions à la dispersion d'énergie. On peut supposer qu'avec 32 cavités, la dispersion d'énergie d'une impulsion à l'autre est dominante. On en déduit qu'avec 10000 cavités cette dispersion est de l'ordre de grandeur de la dispersion à l'intérieur d'une impulsion. (qui est égale à $5,93 \cdot 10^{-5}$, pour TESLA). Ces résultats ne prennent pas en compte la dispersion d'énergie engendrée par l'effet de la pression de radiation.

8.4 Deuxième remède : méthode de la "Phase Contrôlée durant le Temps de Montée"

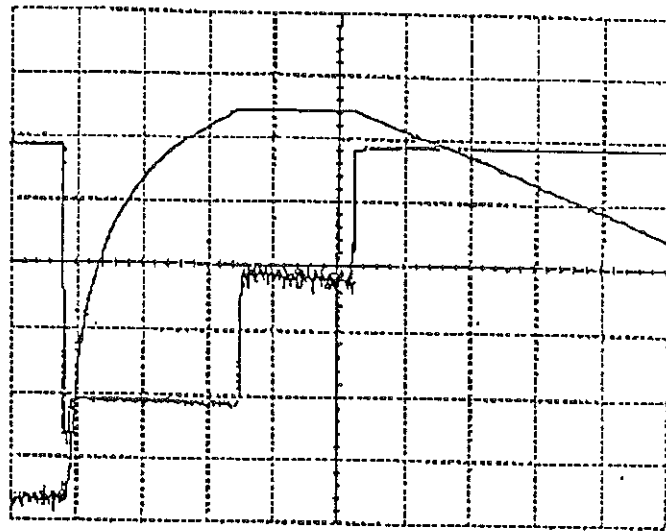
La méthode précédente peut être suffisante pour un grand nombre de cavités, mais dans le cas de TTF, les effets d'une impulsion à l'autre restent importants. Afin de s'affranchir de ces vibrations mécaniques, on a pensé à contrôler et à réguler la phase de la tension de la cavité dès le début de l'impulsion HF, afin d'éviter d'avoir à effectuer un saut de phase au début de l'impulsion du faisceau. En effet, lorsque l'on régule à partir du temps d'injection et sur une référence fixe, la

boucle doit alors compenser une erreur de phase importante, et donc saturer le générateur de puissance (cf. fig. 3.21). Mais, si on corrige l'erreur de phase dès le début de la montée en champ, la boucle doit alors compenser des erreurs de phase infinitésimales. Cette méthode nécessite par conséquent très peu de puissance réactive supplémentaire. Il faut au préalable connaître le signal de phase 'idéal', c'est à dire sans vibration mécanique. Durant le temps de montée du champ dans la cavité, la phase dérive sous l'action des forces de Lorentz. Heureusement, cet effet ne change pas d'une impulsion à l'autre, si on ne modifie pas la rigidité des parois et si le champ atteint le même niveau à chaque impulsion. Aussi, avant de régler la phase, on peut acquérir le signal idéal en prenant le signal moyen sur un certain nombre d'impulsions. Ce signal moyen correspondra bien au signal de phase 'idéal', si l'on suppose que la cavité subit des vibrations qui désaccordent la cavité aléatoirement autour de la valeur de résonance.

La dispersion d'énergie est de $(1,89 \pm 0,31) 10^{-5}$ (à 15 MV/m) et de $(6,24 \pm 1,02) 10^{-5}$ (à 25 MV/m), pour TTF et de $(6,01 \pm 0,06) 10^{-5}$ pour TESLA. On constate, que cette méthode corrige de façon très efficace les erreurs de phase générées par des vibrations aléatoires. La principale contribution à la dispersion provient de la dispersion engendrée à l'intérieur du train des paquets, ce qui est cohérent, puisque l'on a annulé l'erreur de phase à l'injection du faisceau.

Nous avons réalisé un système analogique à l'aide de condensateurs dont la décharge permet de simuler assez précisément le signal de phase idéal lors de la montée en tension de la cavité. Les valeurs initiales et finales, ainsi que la pente peuvent être ajustées au moyen de deux seuils et de la constante de temps de la décharge. On peut ainsi asservir la phase de la cavité pendant la montée de la tension sur cette référence variable.

Sur la figure 3.26, on peut voir les différentes erreurs de phase et le signal de référence pendant plusieurs impulsion HF avec la boucle de régulation ouverte (photo du haut) et fermée (photo du bas). Le système régule parfaitement l'erreur de phase et la demande en puissance supplémentaire est négligeable (cf. fig. 3.25). A noter qu'il est très important de bien régler le signal de référence sur la valeur initiale de l'erreur de phase ϕ_0 , afin d'annuler tout pic initial de puissance supplémentaire requis.



Echelle de temps :
500 μ s/carreau

Puissance HF
0,2 V/carreau

Phase
0,2 V/carreau

Figure 3.25 : Puissance incidente et erreur de phase régulée sur le signal de référence variable pour une cavité MACSE

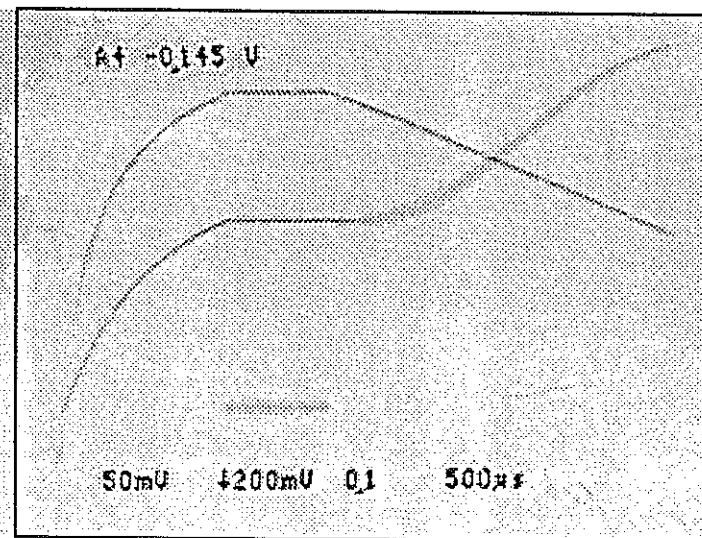
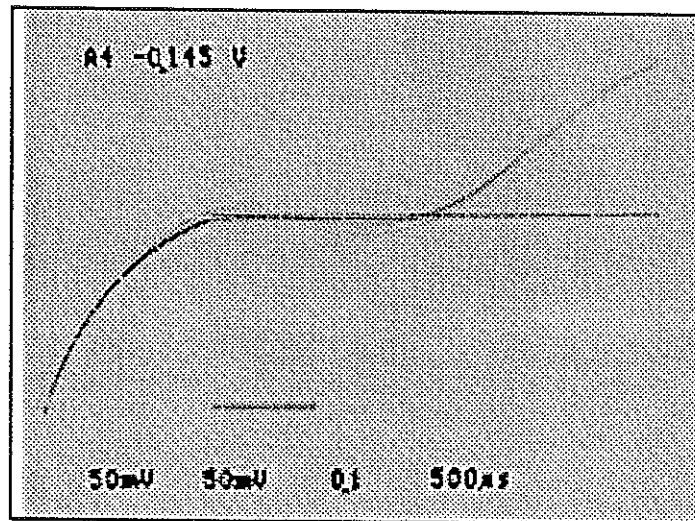


Figure 3.26 : Erreur de phase et signal de référence variable avec les boucles de régulations ouvertes (photo du haut) et fermées (photo du bas) pour une cavité MACSE

8.5 Récapitulatif des différentes méthodes pour réguler la phase de la tension d'une cavité unique

Voici quelles sont les trois méthodes employées

méthode 1 : référence de phase fixe

méthode 2 : référence de phase flottante

méthode 3 : phase contrôlée durant le temps de montée

Pour bien mettre en évidence l'intérêt de la dernière méthode, et notamment en ce qui concerne le coût en puissance supplémentaire, on a appliqué à une seule cavité un désaccord en fréquence de 50 Hz. La puissance supplémentaire est limitée à 20 %. On a effectué le calcul sans tenir compte des effets de la pression de radiation, afin de bien mettre en évidence la dispersion d'énergie engendrée par une vibration mécanique. Le champ accélérateur est de 25 MV/m. Voici, récapitulés dans le tableau suivant, les résultats obtenus

	σ_E/E	$\Delta P/P$ (%)	$\langle \Delta P/P \rangle$ (%)
méthode 1	$3,3 \cdot 10^{-3}$	20	6,3
méthode 2	$4,6 \cdot 10^{-5}$	4,4	3,1
méthode 3	$1,8 \cdot 10^{-7}$	1,5	1,1

Tableau 3.4 : Compensation d'un désaccord en fréquence de + 50 Hz pour une cavité TESLA à 25MV/m. Dispersion d'énergie et coût en puissance suivant les différentes méthodes considérées

Les résultats du tableau 3.4 montrent clairement les avantages que procure la méthode 3 tant sur la dispersion d'énergie que sur le coût de puissance supplémentaire.

On peut aussi affirmer que notre système de contrôle analogique est très performant et réduit la dispersion d'énergie dans des limites acceptables. Toutefois, lorsque le niveau du champ accélérateur devient élevé, la demande de puissance réactive supplémentaire n'est plus négligeable. A 25 MV/m, cette demande est d'environ 10 %, mais à 40 MV/m, la demande supplémentaire est alors de 130 % (lorsque l'on a optimisé la puissance supplémentaire avec df_0 , au détriment de la dispersion d'énergie) et la dispersion d'énergie relative σ_E/E est alors de $8,2 \cdot 10^{-5}$ pour un gain G_Q égal à 50.

Dans le but de réduire le coût des sources de puissance pour TESLA, au moins 16 cavités seront alimentées par un klystron de forte puissance. Dans le chapitre IV, nous allons étudier l'effet de la dispersion des différents paramètres, sachant qu'il n'y a aucune raison que les paramètres HF et mécaniques des différentes cavités soient rigoureusement identiques.

9. Tests effectués avec la cavité de capture de l'injecteur de TTF

9.1 Présentation de l'installation et des performances de la cavité de capture

Les tests ont été effectués sur une cavité installée dans son cryostat horizontal définitif (appelé CRYOCAP^[3.5]) comme on peut le voir sur le plan de la figure 3.27. Cette cavité constituera la cavité de capture de l'injecteur I et II de TTF. Le tableau 3.5 présente les caractéristiques des cavités utilisées pour la construction de TTF et les calculs de TESLA. Avant d'être monté dans son cryostat définitif, les performances de la cavité de capture ont été préalablement mesurées à 1,8 Kelvin dans un cryostat vertical et dans un cryostat horizontal, appelé CHECHIA^[3.6]. On peut voir sur la figure 3.28 les courbes du facteur de surtension, Q_0 , en fonction du champ accélérateur. A chaque fois, la cavité a atteint un champ accélérateur d'au moins 15 MV/m sans dégradation du Q_0 .

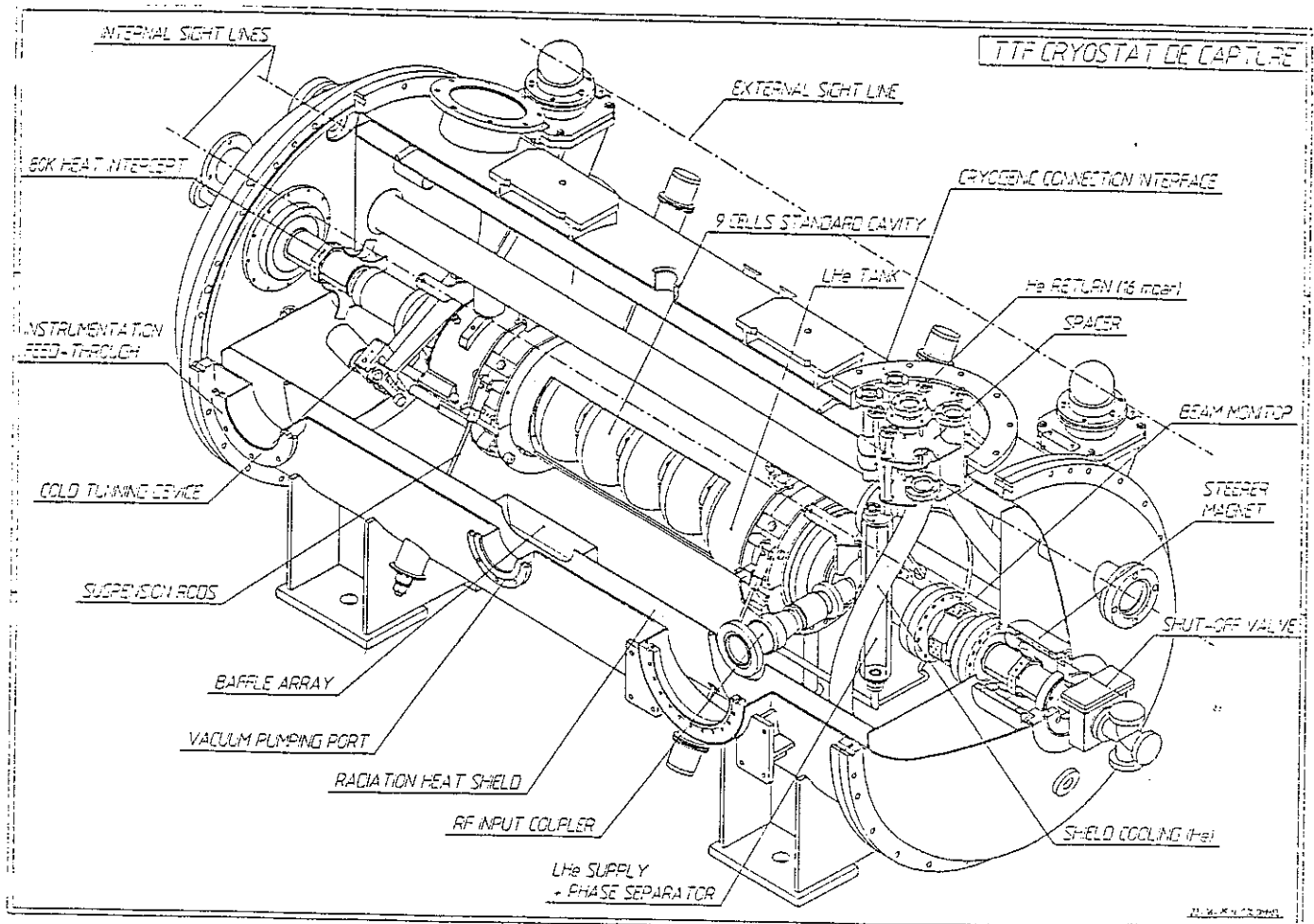


Figure 3.27 : Plan d'une cavité 9-cellules installée dans son cryostat horizontal, CRYOCAP

Paramètres	
fréquence du mode fondamental π	1300 MHz
nombre de cellules	9
couplage entre les cellules	1,87 %
$E_{\text{crête}}/E_{\text{acc}}$	2
$H_{\text{crête}}/E_{\text{acc}}$	4,2 mT/MV/m
(R/Q) par cavité	1030 Ω
longueur active L	1036 mm
longueur de la cavité	1384,8 mm
$\Delta f/\Delta L$	404 kHz/mm
$df = f_{\pi} - f_{\pi-1}$	740 kHz
diamètre d'ouverture	70 mm
bande passante de la cavité pour $Q_{\text{ext}} = 3 \cdot 10^6$	433 Hz

Tableau 3.5 : Caractéristiques des cavités TESLA

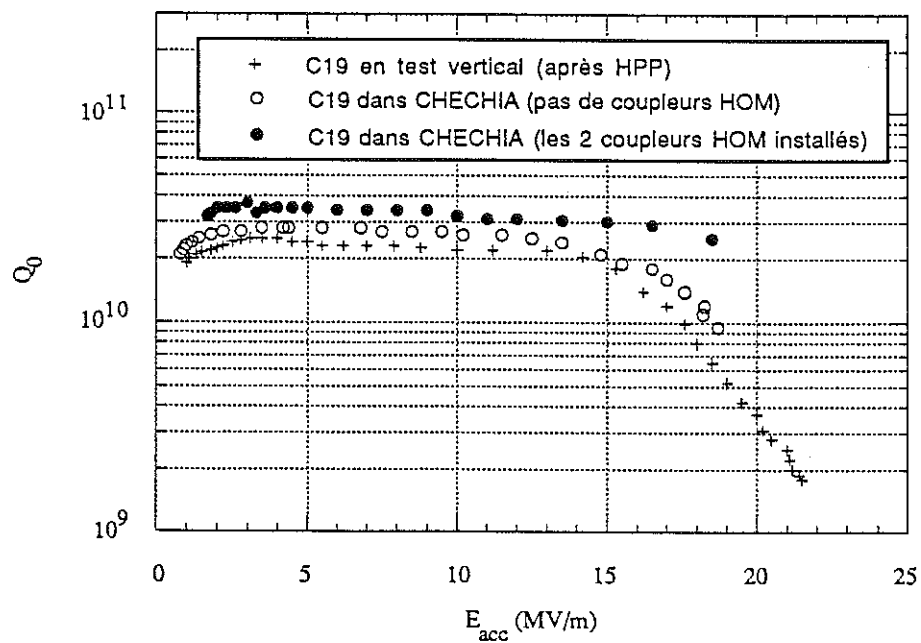


Figure 3.28 : Performance de la cavité de capture dans CHECHIA et dans un cryostat vertical

9.2 Résultats des tests dans CRYOCAP

La cavité de capture, installée dans CRYOCAP, a été testée avec son système de régulation HF. Dans le tableau 3.6 sont résumés les principaux paramètres de la cavité et les conditions des tests effectués.

Fréquence de résonance	1,3 GHz
Q_L	$1,79 \cdot 10^6$
$t_{inj} = \tau \ln 2$	305 μ s
Température du bain d'hélium	1,8 K
P_g	86,1 kW
E_{acc}	12,6 MV/m
Fréquence de répétition	10 Hz
G_I	126 (42 dBm)
G_Q	100 (40 dBm)

Tableau 3.6 : Caractéristiques de la cavité et des conditions des tests sur le système de régulation HF

Tout d'abord, on a vérifié que le déphase klystron est bien compensé par la boucle de phase klystron, et donc que celui-ci ne perturbe pas la boucle auto-oscillante. Le déphasage est réglé à mieux que $0,2^\circ$ pendant la durée de l'impulsion de faisceau et à mieux que 1° pendant toute la durée de l'impulsion HF (cf. fig. 3.29).

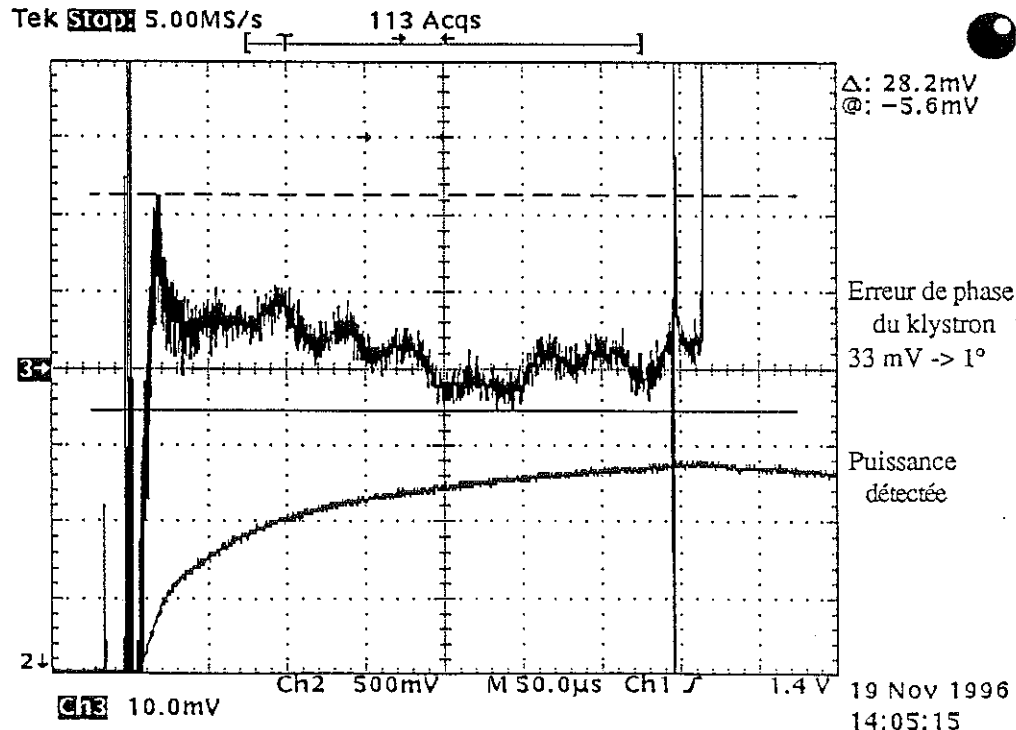


Figure 3.29 : Déphasage klystron réglé pendant toute l'impulsion HF. $t_{faisc.} = 30 \mu$ s.
 $\Delta\phi_K = \Delta V_{1u} / 33 = 28,2 / 33 = 0,85^\circ$. L'erreur est 5 fois plus faible pendant le temps faisceau ($< 0,2^\circ$).

Sur la figure 3.30 sont représentées, pendant une impulsion HF, les courbes de la puissance directe fournie par le klystron, la puissance détectée dans la cavité, le sinus de l'erreur de phase et sa référence. La demande de puissance est 25 % moins importante pendant la durée de l'impulsion de faisceau, afin de compenser l'absence du faisceau. L'amplitude de la tension de la cavité est régulée pendant la durée de l'impulsion de faisceau. La phase de référence est réglée sur l'erreur de phase de la tension de la cavité pendant le temps de montée de la puissance HF.

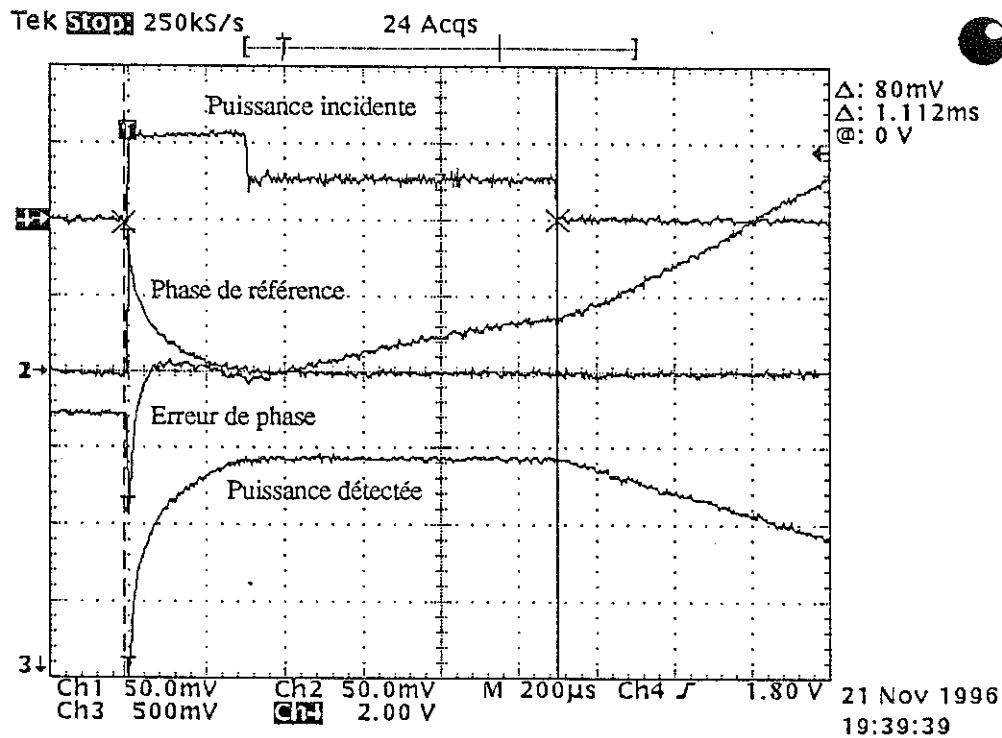


Figure 3.30 : Puissance incidente injectée dans la cavité, puissance détectée dans la cavité, erreur de phase (représentée par son sinus) et phase de référence. Régulation de l'amplitude, mais pas de la phase.

L'effet de la pression de radiation est très faible à ce niveau de champ. Le désaccord statique en fréquence est de 160 Hz, ce qui donne une erreur de phase maximum attendue de $17,4^\circ$, mais qui est en réalité plus petite, car le champ n'est à son maximum qu'à la fin du temps de montée. Or, on observe une rotation rapide de la phase d'environ 20° pendant les 80 premières μs de l'impulsion HF, qui ne peut pas être attribuée à l'effet de la pression de radiation. Des simulations, à posteriori, ont montré que la phase de la boucle auto-oscillante n'est pas nulle, ce qui peut expliquer ce phénomène (cf. fig. 3.31).

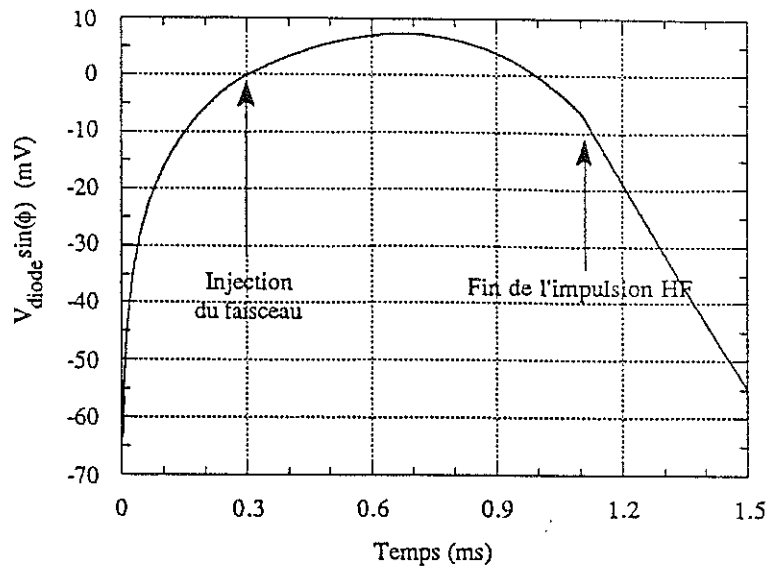


Figure 3.31 : Simulation de la cavité de capture insérée dans CRYOCAP. Erreur de phase exprimée en mV. $E_{acc} = 12,6$ MV/m. $\theta_z = 4^\circ$. Boucles de régulation inactives

Sur la figure 3.32, on peut voir l'amplitude et la phase de la tension accélératrice régulées. Sur les figures 3.33 et 3.34, on peut mesurer les fluctuations en amplitude et en phase de la tension accélératrice pendant la durée de l'impulsion de faisceau.

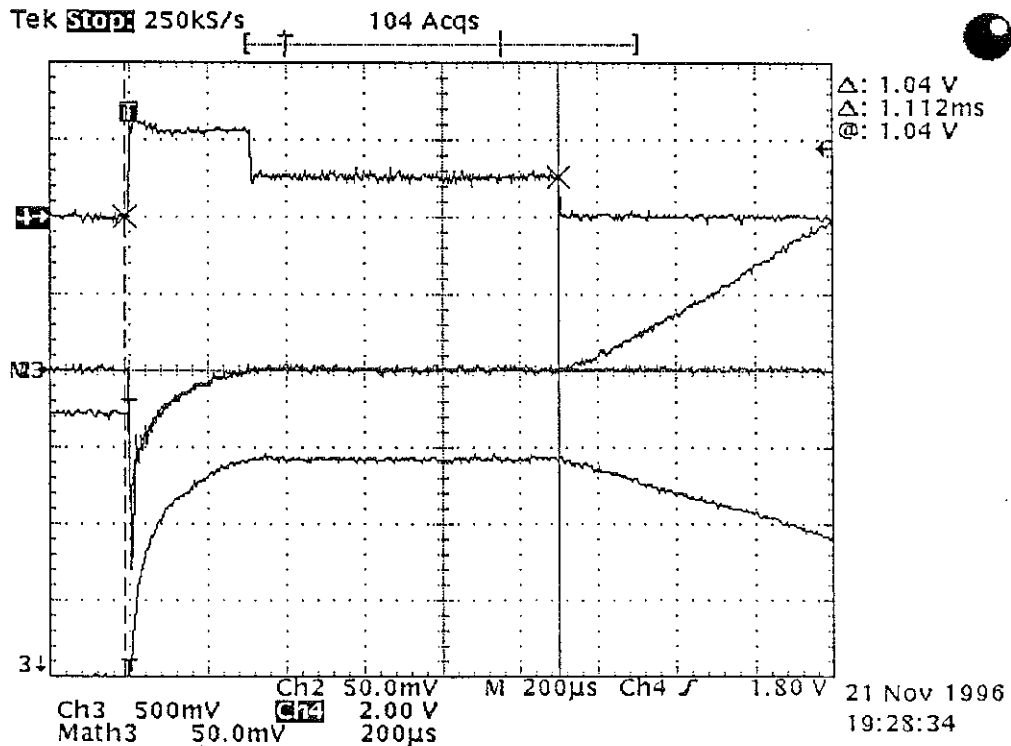


Figure 3.32 : Puissance incidente injectée dans la cavité, Puissance détectée et erreur de phase (représentée par son sinus). Régulation de l'amplitude et de la phase

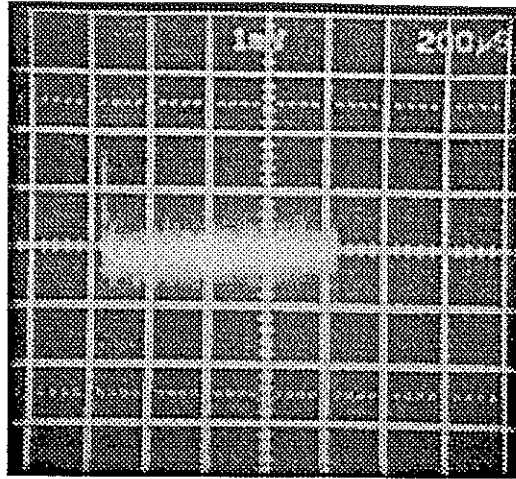


Figure 3.33 : Puissance détectée dans la cavité. Après calibration de la diode de détection, on a une erreur relative maximum de $\pm 0,5$ mV sur la tension détectée par la diode, ce qui donne une erreur relative maximum de $\pm 1,4 \cdot 10^{-3}$ sur l'amplitude de la tension accélératrice, générée par le bruit de fond. Régulation de l'amplitude et de la phase

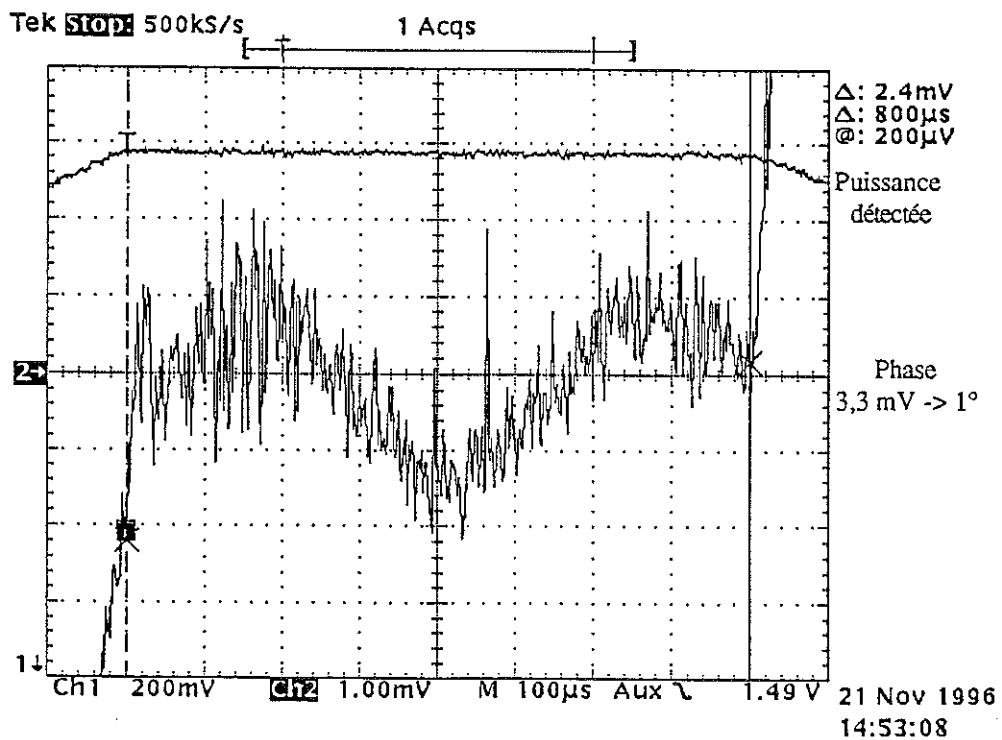


Figure 3.34 : Puissance détectée et Erreur de phase perturbées par du bruit de fond aléatoire d'une impulsion à l'autre. Régulation de l'amplitude et de la phase

On trouve une erreur relative d'amplitude maximum $\Delta A/A$ de $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$, et une erreur de phase maximum $\Delta\phi$ de $(0,7 \pm 0,2)^\circ$. Les erreurs ne sont pas corrélées d'une impulsion à

l'autre et même à l'intérieur d'une impulsion. On peut donc supposer une distribution aléatoire et uniforme des fluctuations en amplitude et phase. Aussi, par un simple calcul de statistique, on détermine la dispersion relative de la tension accélératrice $\sigma_{V_{acc}}/V_{acc}$, qui est de $(8,1 \pm 1,2) 10^{-4}$.

On s'aperçoit que les fluctuations sont principalement dues à la contribution du bruit de fond à des fréquences élevées (> 20 kHz). Ce bruit peut être produit par des câbles, des tensions d'alimentation à découpage, des défauts de masses, etc...Aussi, il faut prendre de très grandes précautions pour en minimiser les effets, comme, par exemple, installer des atténuateurs de bruit entre chaque câble et la sortie des cartes analogiques qui constituent les éléments de la boucles. Toutes les cartes doivent être isolées électriquement et magnétiquement par blindage. Ces améliorations seront apportées sur le site définitif.

Lorsque l'on moyenne la mesure sur un grand nombre d'impulsions, les fluctuations aléatoires, générées par le bruit de fond, disparaissent (cf. fig. 3.35). La dispersion relative de la tension accélératrice est alors bien inférieure à 10^{-4} , qui est la valeur spécifiée.

On peut donc conclure que le système de contrôle HF compense très efficacement des fluctuations prédictives et répétitives. De plus, le système sera d'autant plus performant en présence du faisceau réel, car le niveau de puissance sera le même pendant toute la durée de l'impulsion HF.

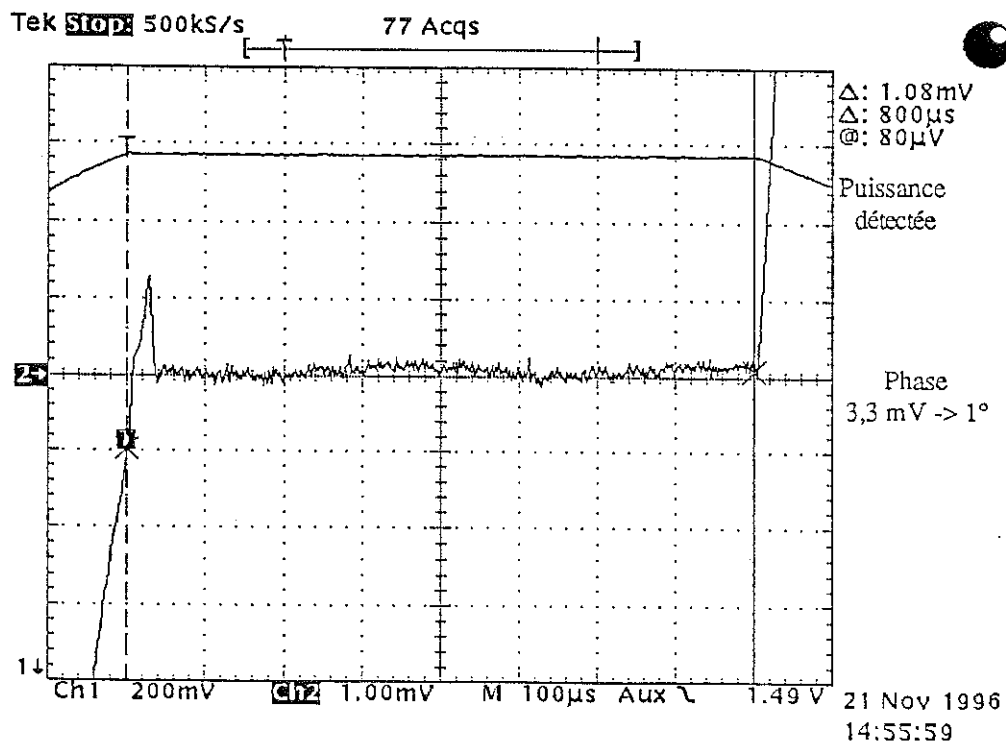


Figure 3.35 : Puissance détectée et erreur de phase moyennées sur plusieurs impulsions. Régulation de l'amplitude et de la phase. Le bruit de fond, effet aléatoire au cours du temps, a disparu. Le pic initial est dû à saut de la phase de référence au début du temps d'injection du faisceau. Il peut être annulé.

9.3 Observation du mode de résonance le plus proche du mode accélérateur

Dans une cavité constituée de plusieurs cellules couplées entre elles, tous les modes de résonance, et pas seulement le mode π accélérateur, peuvent être excités. Dans le cas d'une cavité à 9 cellules, il existe 9 modes de résonance dus au couplage entre les cellules. Ainsi, le mode $8\pi/9$ ne se trouve qu'à 760 kHz du mode π accélérateur. Or, comme la bande passante de la boucle auto-oscillante est de plusieurs MHz, ce mode va être excité et la tension accélératrice dans la cavité va alors être une combinaison entre les deux modes, comme on peut le voir sur la figure 3.36 et 3.37. De plus, les boucles de régulation de la phase du klystron et de la tension de la cavité vont amplifier ce mode tandis qu'elles régulent le mode π .

Le remède est d'installer des filtres réjecteurs qui atténuent très fortement le signal HF à la fréquence de ce mode. Deux types de filtres sont utilisés : Un filtre HF installé dans la boucle auto-oscillante, et des filtres basse fréquence, installés dans toutes les boucles de régulations.

On a donc installé à la sortie de la cavité accélératrice un filtre composé d'une série de cavités dont la fréquence de résonance est fixée à 1,302 GHz et de bande passante égale à 4 MHz. Ainsi, à 1,3 GHz, on a une atténuation de 3 dB (ce qui est acceptable), mais par contre à la fréquence du mode $8\pi/9$, le signal HF est atténué de 19,1 dB. Malheureusement, ce filtre ne suffit pas, car le signal est encore amplifié dans les boucles de régulation. Aussi, des filtres analogiques basse fréquence sont utilisés pour atténuer le signal de la tension continue qui commande chaque boucle. A 700 kHz, la tension est à -70 dB ce qui correspond à une atténuation de -110 dB par rapport à sa valeur à la fréquence de référence, car le gain total de la boucle auto-oscillante est de +40 dB. Avec la combinaison des deux types de filtres, le signal HF est atténué de presque 55 dB en puissance, ce qui permet de supprimer la modulation sur la tension accélératrice. Par contre, comme la puissance est atténuée rapidement à partir de la fréquence de coupure de la bande passante, la phase HF tourne très rapidement et la marge de la phase pour chaque boucle de régulation a diminué d'environ 10° , ce qui reste encore très acceptable.

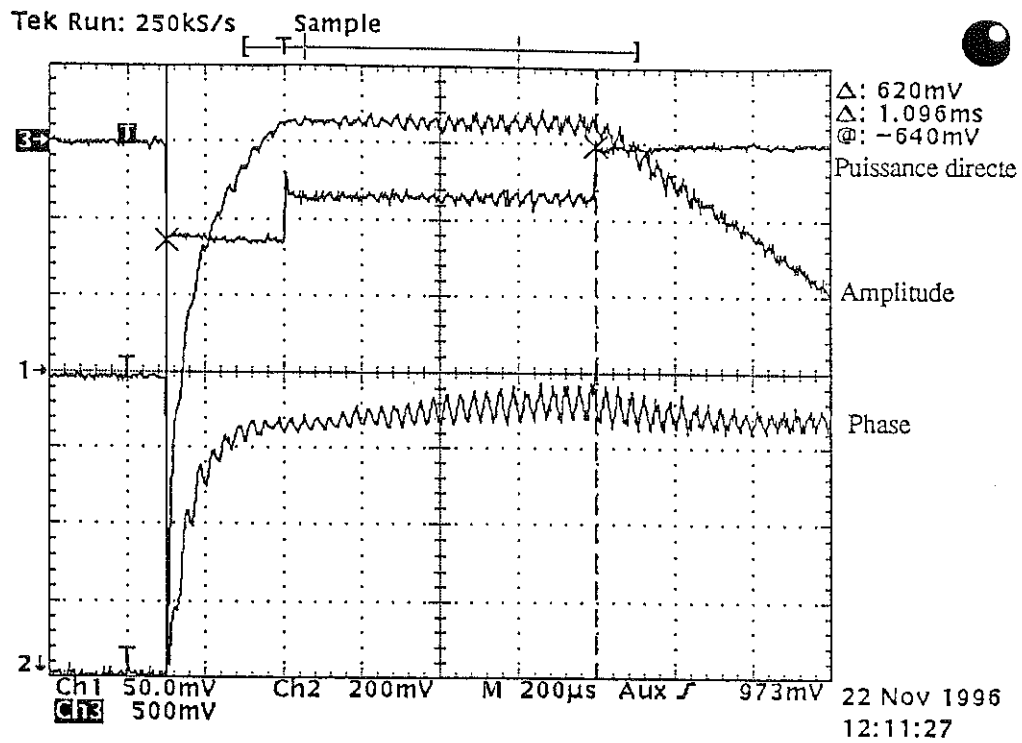


Figure 3.36 : Amplitude et phase de la tension accélératrice, modulée par le mode $8\pi/9$, le plus proche du mode accélérateur π

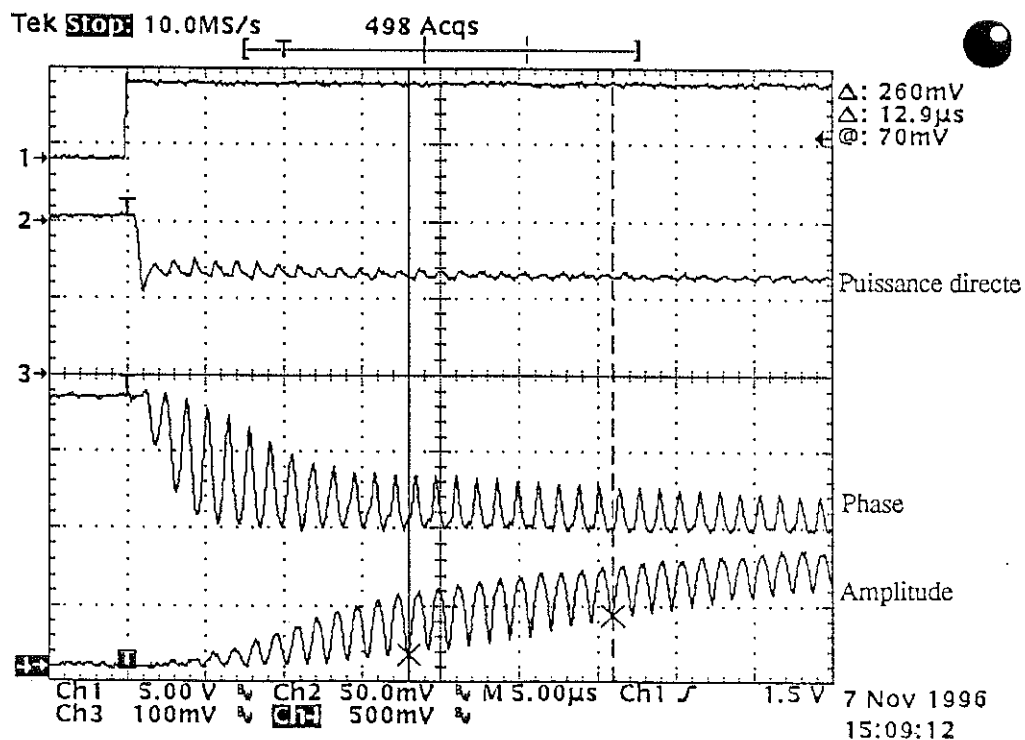


Figure 3.37 : Observation au début de l'impulsion HF de la modulation de la tension accélératrice par le mode $8\pi/9$



Chapitre IV

Sources de dispersion
d'énergie pour des chaînes
de cavités alimentées par
un seul générateur

- IV.1 Introduction
- IV.2 Description et comparaison des différentes méthodes de régulation d'une chaîne de cavités
- IV.3 Influence de la dispersion des paramètres mécaniques de K et τ_m des cavités
- IV.4 Instabilité temporelle du faisceau
- IV.5 Fluctuation de la charge du faisceau
- IV.6 Erreur de calibrations sur la somme vectorielle
- IV.7 Dispersion des tensions accélératrices
- IV.8 Conclusion

IV - Sources de dispersion d'énergie pour des chaînes de cavités alimentées par un seul générateur

1. Introduction

La tension de la cavité est utilisée pour asservir la fréquence du générateur sur la fréquence de résonance de la cavité. Cette méthode est idéale lorsque l'on dispose d'une source de puissance par cavité. Pour le projet TESLA, un klystron de très forte puissance va alimenter un grand nombre (16) de cavités. Les avantages d'un tel choix sont de réduire les coûts et d'avoir une installation plus compacte (l'installation du banc d'essai TTF, et notamment de l'installation HF, est décrite en annexe A).

Par contre, un tel schéma engendre des inconvénients pour le système de régulation, du fait que les cavités ne sont pas rigoureusement identiques. Elles n'ont pas, par exemple, exactement la même fréquence de résonance. Elles ne peuvent pas atteindre toutes le même champ accélérateur. En fait, il existe une certaine dispersion sur chaque jeu de paramètres qui sera source de dispersion d'énergie.

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes méthodes qui permettent cependant de réguler les tensions des cavités, en utilisant toujours le principe de la boucle auto-oscillante. Nous étudierons toutes les nouvelles sources de dispersion d'énergie.

2. Description et comparaison des différentes méthodes de régulation d'une chaîne de cavités

Dans le cas idéal, où une seule cavité est alimentée par un klystron, durant l'impulsion HF, la fréquence du générateur est asservie à la fréquence de résonance de la cavité. Lorsque le générateur alimente plusieurs cavités, sa fréquence peut être réglée en utilisant soit le signal de phase de la tension d'une seule cavité de la chaîne, ou soit le signal représentant la somme vectorielle de toutes les tensions des cavités de cette chaîne (cf. fig. 4.1 et 4.2). Si l'on disposait de cavités parfaitement identiques, ces deux méthodes seraient équivalentes et la distribution de la puissance par un klystron unique à plusieurs cavités ne poserait pas de problème supplémentaire. Mais comme les cavités sont toutes différentes, cela introduit une dispersion sur les fréquences du mode fondamental accélérateur. La condition d'oscillation (2.6) de la boucle auto-oscillante obtenue au chapitre II ne va plus être remplie pour toutes les cavités.

2.1 Cas de N cavités insérées dans la boucle auto-oscillante

Dans ce cas de figure, on utilise la somme vectorielle de toutes les tensions des cavités pour asservir la fréquence du générateur.

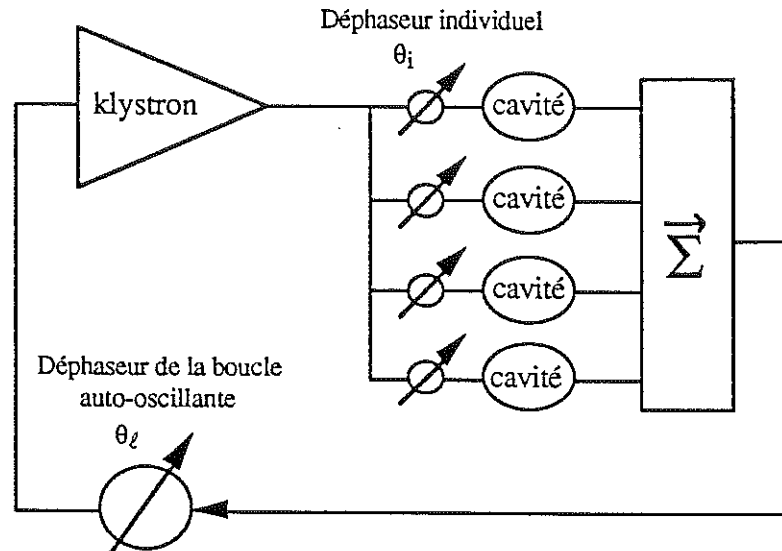


Figure 4.1 : Schéma de principe pour N cavités insérées dans une boucle auto-oscillante

Le système est maintenant décrit par 3 N équations différentielles, décrivant le comportement de l'amplitude et de la phase des tensions de toutes les cavités.

$$\begin{cases} \tau_i \dot{A}_i = A_{g_i} \cos(\phi_{c_i} - \phi - \theta_\ell - \theta_i) - A_{b_i} \cos \phi_{c_i} - A_i \\ \tau_i \dot{\phi}_i = -A_{g_i} \sin(\phi_{c_i} - \phi - \theta_\ell - \theta_i) / A_i + A_{b_i} \sin \phi_{c_i} / A_i - \tau_i (\omega_r - \omega_{c_i}) \\ \tau_{m_i} \Delta \dot{\omega}_{c_i} = -\Delta \omega_{c_i} - 2\pi K_i A_i^2 \end{cases} \quad (4.1)$$

où θ_i est un déphaseur de boucle individuel pour chaque cavité et θ_ℓ est le déphaseur de boucle global.

Une dernière équation donne l'amplitude et la phase de la tension totale des N cavités en fonction des tensions de chaque cavité.

$$Ae^{j\phi} = \sum_{i=1}^N A_i e^{j\phi_{c_i}} \quad (4.2)$$

La condition d'oscillation de la boucle auto-oscillante est alors remplie pour l'amplitude et

la phase de la somme vectorielle de toutes les tensions des cavités.

2.2 Cas d'une seule cavité insérée dans la boucle auto-oscillante

Dans ce cas de figure, la fréquence du générateur est donc asservie à la fréquence de résonance de cette cavité.

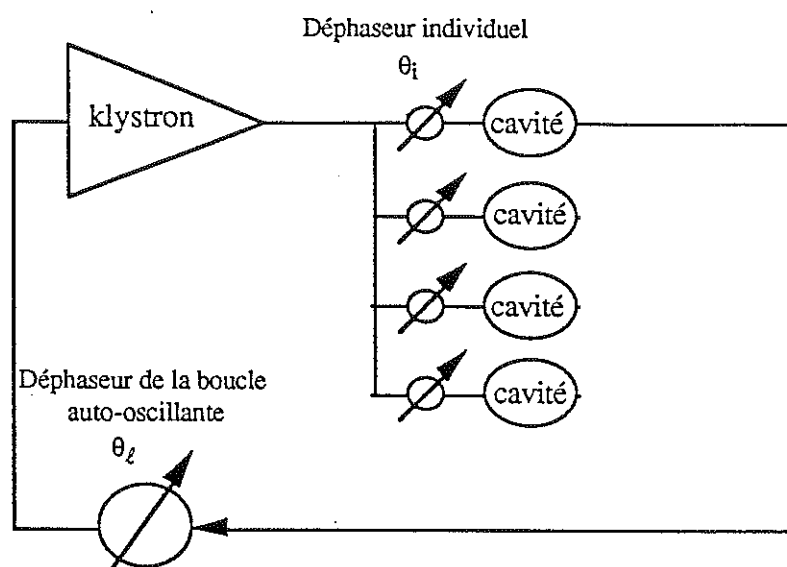


Figure 4.2 : Schéma de principe pour une seule cavité insérée dans une boucle auto-oscillante

Dans le cas où l'on choisit la première cavité (de façon arbitraire), la condition d'oscillation nous donne alors $\phi_g = \phi_1$ et on obtient le système d'équations suivant

$$\begin{cases} \tau_i \dot{A}_i = A_{g_i} \cos(\phi_{c_i} - \phi_{c_i} - \theta_\ell - \theta_i) - A_{b_i} \cos \phi_{c_i} - A_i \\ \tau_i \dot{\phi}_i = -A_{g_i} \sin(\phi_{c_i} - \phi_{c_i} - \theta_\ell - \theta_i) / A_i + A_{b_i} \sin \phi_{c_i} / A_i - \tau_i (\omega_r - \omega_{c_i}) \\ \tau_{m_i} \Delta \dot{\omega}_{c_i} = -\Delta \omega_{c_i} - 2\pi K_i A_i^2 \end{cases} \quad (4.3)$$

On peut montrer de façon évidente que ces deux méthodes donnent des résultats similaires lorsque les cavités sont rigoureusement identiques. Par contre, dans le cas où il existe des différences entre les cavités, les deux méthodes donnent des résultats différents. Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier le cas de deux cavités ayant une fréquence initiale légèrement différente.

2.3 Effet de la dispersion des désaccords initiaux df_0

On a prévu pour chaque cavité un système d'accord de la fréquence du mode fondamental. On pense ainsi pouvoir ajuster chaque fréquence à 10 Hz près. Mais, on a vu au paragraphe 8 du chapitre III, que d'une impulsion à l'autre, la fréquence de chaque cavité est modifiée de façon aléatoire à cause des vibrations microphoniques. Pour notre étude, cela revient à se donner une certaine dispersion sur les désaccords initiaux en fréquence.

Considérons deux cavités identiques, ayant un désaccord initial en fréquence différent. Pour les deux méthodes précédemment décrites, on prend deux cavités TESLA à 25 MV/m, la première étant optimisée, la seconde ayant un désaccord de + 100 Hz par rapport au désaccord optimal (ce qui correspond à un angle de 28°).

Dans le tableau 4.1 sont donnés les paramètres du faisceau dans le cas où les boucles de régulation d'amplitude et de phase sont ouvertes.

	σ_E/E (10^{-3})	E_{acc} (MV/m)	$\Delta A/A$ (10^{-3})	$\Delta\phi$ (deg)
une cavité insérée dans la BAO	9,8	25,000	22,9	14,8
		24,887		
Les deux cavités insérées dans la BAO	16,6	24,972	5,5	18,3
		24,972		

Tableau 4.1 : Paramètres de sortie du faisceau accéléré par 2 cavités à 25 MV/m sans les boucles de régulation d'amplitude et de phase

Pour la suite, nous désignerons ainsi les deux méthodes

méthode 1 : Une cavité insérée dans la boucle auto-oscillante

méthode 2 : Les deux cavités insérées dans la boucle auto-oscillante

On trouve un résultat comparable pour les deux méthodes, la première méthode étant légèrement plus performante. Les figures 4.3 et 4.4 montrent l'amplitude et la phase des deux cavités. La figure 4.5 montre l'amplitude et la phase de la tension totale pour les deux méthodes. Dans la deuxième méthode, la tension atteinte dans chaque cavité est légèrement inférieure à 25 MV/m, à cause de la différence des désaccords initiaux en fréquence. Mais, il suffit de réajuster le temps d'injection pour pouvoir atteindre la tension accélératrice nominale. Toutefois, la dispersion d'énergie reste la même pendant le temps de passage du faisceau.

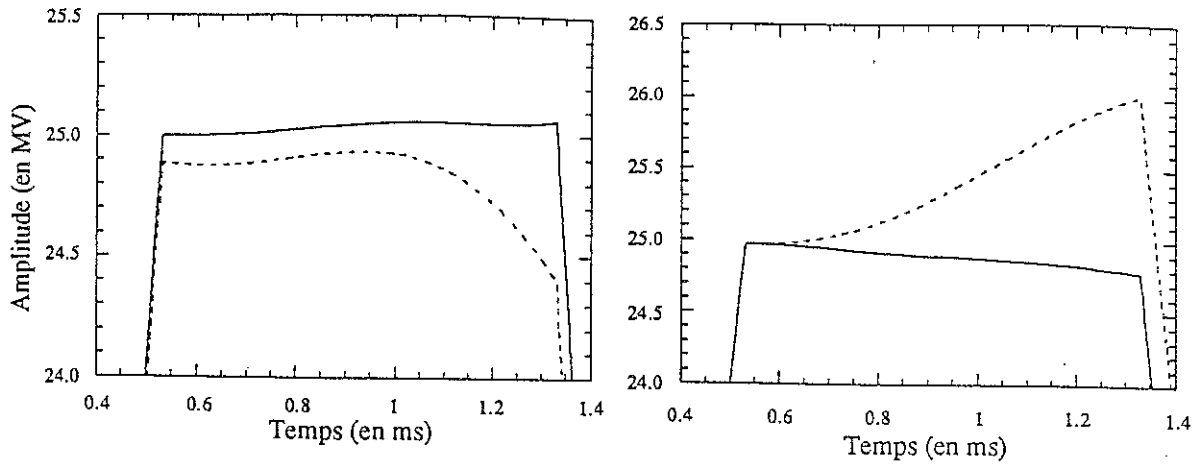


Figure 4.3 : Amplitude de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) sans boucle de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)

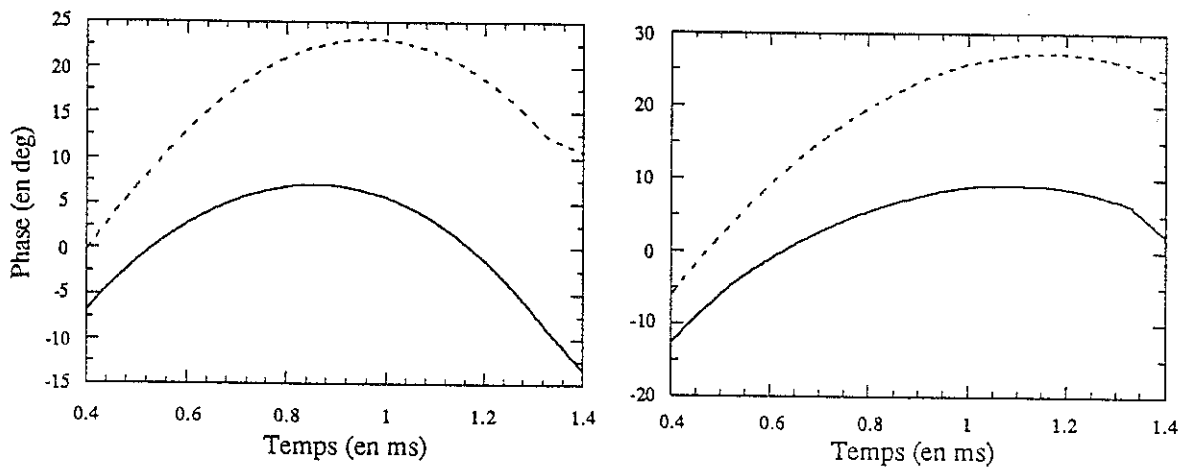


Figure 4.4 : Phase de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) sans boucle de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)

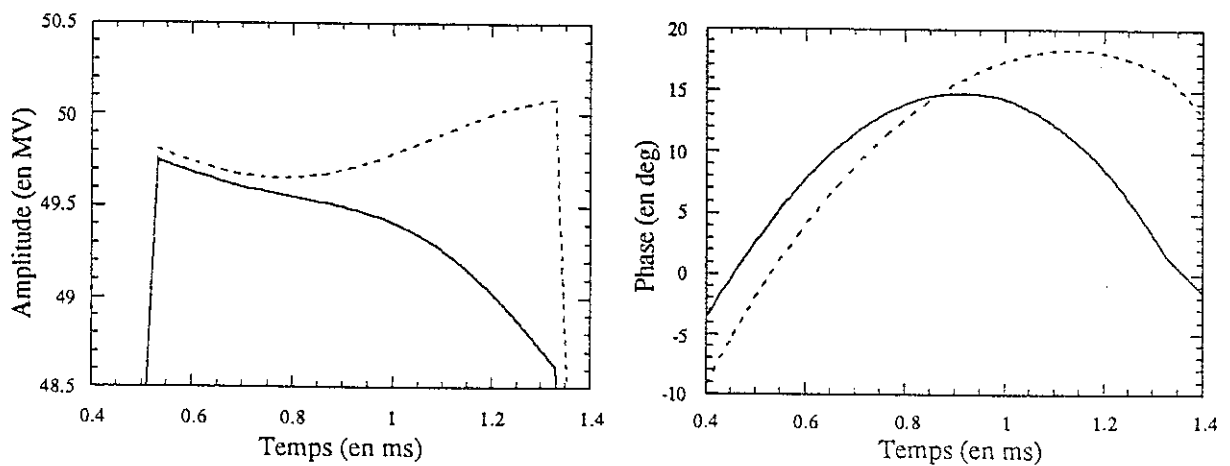


Figure 4.5 : Amplitude et phase de la tension totale pour les deux méthodes (méthode 1 en trait plein)

Quand les deux boucles de régulation sont fermées, on peut voir dans le tableau 4.2 que le

résultat n'est pas du tout le même. Lorsque les deux cavités sont insérées dans la boucle auto-oscillante, la régulation s'effectue sur la somme vectorielle des deux tensions, et on ne trouve pas une dispersion d'énergie trop élevée. La tension accélératrice nominale de 25 MV/m peut être atteinte dans chacune des cavités à condition de réajuster très légèrement le temps d'injection. Par contre, lorsqu'une seule cavité est insérée dans la boucle auto-oscillante, la régulation s'effectue sur la tension de cette cavité. Le modulateur vectoriel CPM ne détecte pas l'erreur de phase de la deuxième cavité, engendrée par un désaccord en fréquence différent, et donc ne la compense pas. De plus la tension accélératrice de la deuxième cavité n'est toujours pas au niveau souhaité. Aussi, on se retrouve avec une grande dispersion d'énergie. Les figures 4.6 et 4.7 montrent l'amplitude et la phase des deux cavités. La figure 4.8 montre l'amplitude et la phase de la tension totale pour les deux méthodes.

	σ_E/E (10^{-3})	E_{acc} (MV/m)	$\Delta A/A$ (10^{-3})	$\Delta\phi$ (deg)
une cavité insérée dans la BAO	9,16	25 24,887	23,15	10,86
Les deux cavités insérées dans la BAO	0,05	25 25	0,28	0,51

Tableau 4.2 : Paramètres de sortie du faisceau accéléré par 2 cavités à 25 MV/m avec les boucles de régulation d'amplitude et de phase

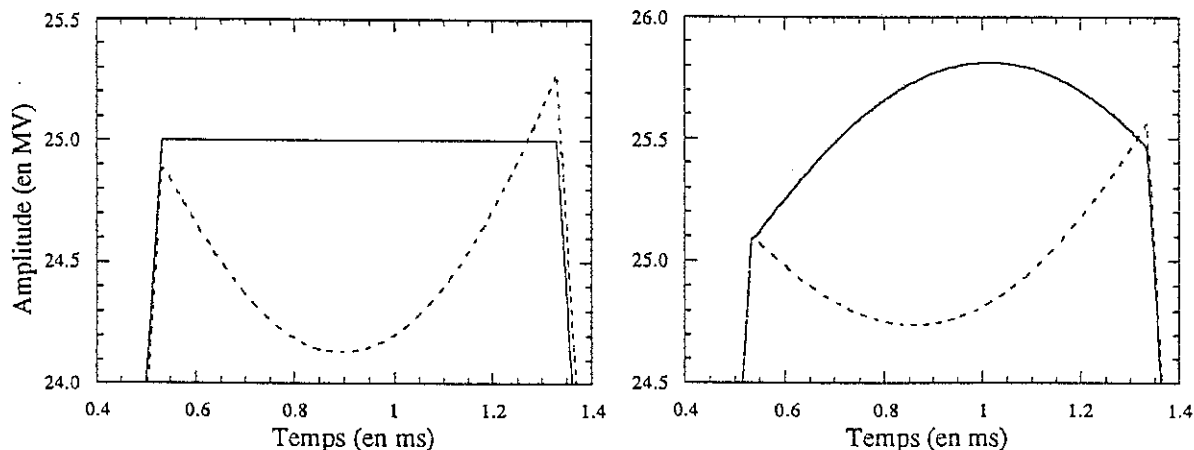


Figure 4.6 : Amplitude de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) avec boucles de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)

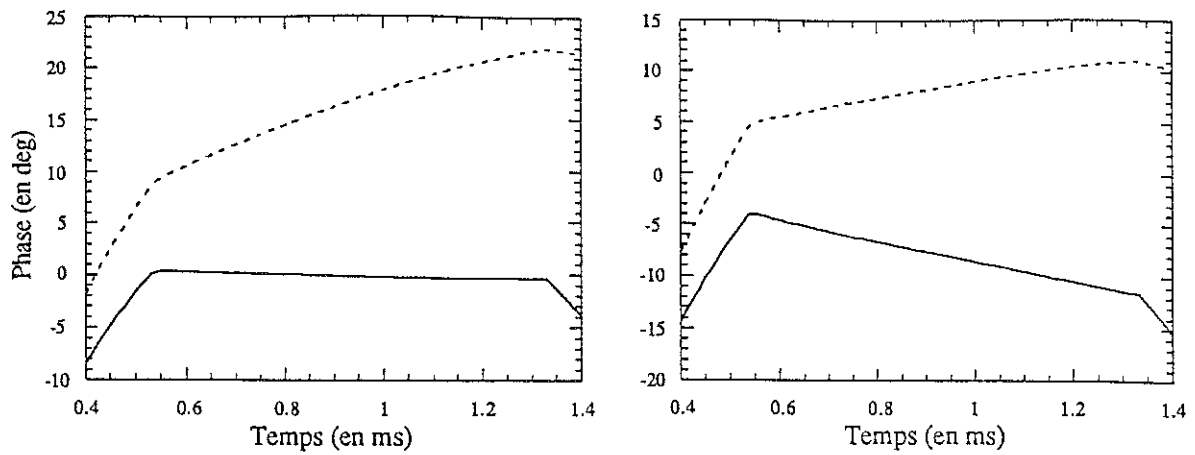


Figure 4.7 : Phase de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) avec boucles de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)

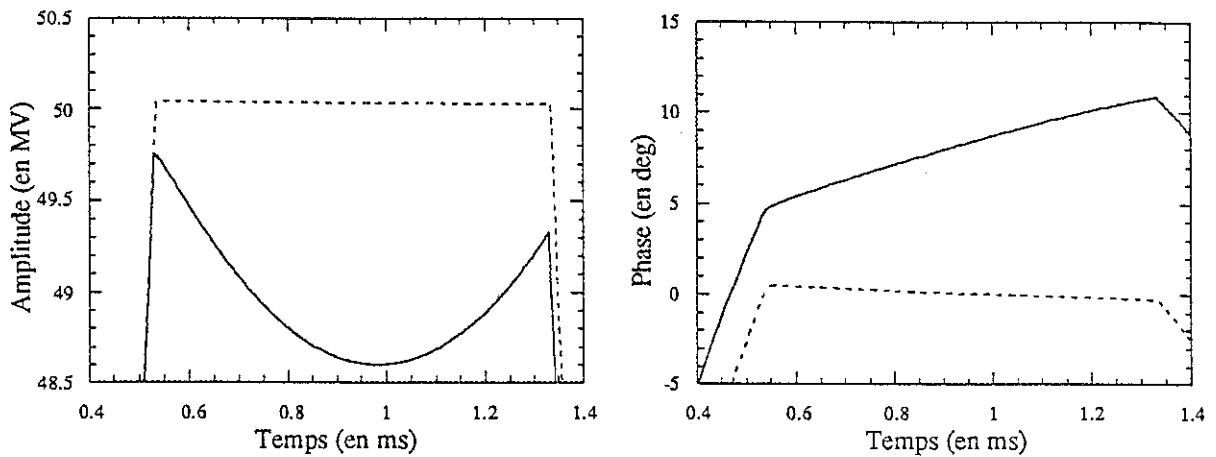


Figure 4.8 : Amplitude et phase de la tension totale pour les deux méthodes (méthode 1 en trait plein)

Les projets de machines en cours d'étude n'envisagent que la méthode des N cavités insérées dans une boucle auto-oscillante. La régulation d'amplitude et de phase ne s'effectue donc que sur la somme vectorielle des N tensions. On va tenter d'établir la liste des principales sources de dispersion d'énergie entre les paquets dans le linac TTF (deux chaînes de 16 cavités) et dans le long linac TESLA (625 chaînes, soit 10000 cavités). Chaque klystron, utilisé comme source de puissance, alimente une chaîne de 16 cavités. Les gains des boucles de régulations sont fixés à 200 pour l'amplitude et à 50 pour la phase. Le gradient accélérateur nominal est de 15 MV/m pour TTF (le Q_{ext} est alors égal à $1,875 \cdot 10^6$ pour avoir un faisceau adapté) et de 25 MV/m pour TESLA ($Q_{\text{ext}} = 3,125 \cdot 10^6$). La dispersion d'énergie est toujours calculée à la sortie du linac.

3. Influence de la dispersion des paramètres mécaniques K et τ_m des cavités

K et τ_m sont les paramètres qui permettent de décrire et quantifier l'effet de la pression de radiation sur la fréquence propre de chaque cavité. Aussi, il est justifié d'étudier en même temps l'influence de ces deux paramètres sur la dispersion d'énergie. La constante de temps mécanique, τ_m , dépend de l'épaisseur des parois de chaque cavité. Le facteur de désaccord, K , dépend de la rigidité de la cavité. La rigidité de la cavité dépend également de l'épaisseur des parois, mais aussi de la géométrie des couronnes installées autour des iris.

Nous considérons maintenant des chaînes de 16 cavités (2 pour TTF, et 625 pour TESLA). Nous introduisons une dispersion aléatoire et uniforme de $\pm 20\%$ autour de la valeur moyenne de K et de τ_m . Nous avons choisi comme valeur moyenne $1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$ pour K et 1 ms pour τ_m .

Les résultats obtenus sont le fruit d'une étude statistique. Nous donnons donc à chaque fois la valeur moyenne et l'écart type de la dispersion d'énergie relative σ_E/E à la sortie du linac (cf. tableau 4.3, fig. 4.9 et 4.10).

	K (Hz/(MV/m) ²)	τ_m (ms)	E_{acc} (MV/m)	$N_{\text{chaînes}}$	σ_E/E
TTF	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,2$	15	2	$(2,75 \pm 0,58) 10^{-6}$
TESLA	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,2$	25	625	$(4,83 \pm 0,06) 10^{-5}$

Tableau 4.3 : Dispersion d'énergie à la sortie des linacs TTF et TESLA dans le cas d'une fluctuation aléatoire de $\pm 20\%$ des paramètres mécaniques de toutes les cavités.

La dispersion d'énergie a augmenté d'un facteur huit par rapport à la valeur trouvée dans le cas de cavités parfaitement identiques. Comme les paramètres K et τ_m ne sont pas corrélés d'une cavité à l'autre, l'écart type de la dispersion d'énergie décroît comme la racine carré du nombre de chaînes, tandis que la valeur moyenne reste constante. On note aussi que la dispersion d'énergie résultante augmente de façon exponentielle avec la dispersion sur K et τ_m (cf. fig. 4.11).

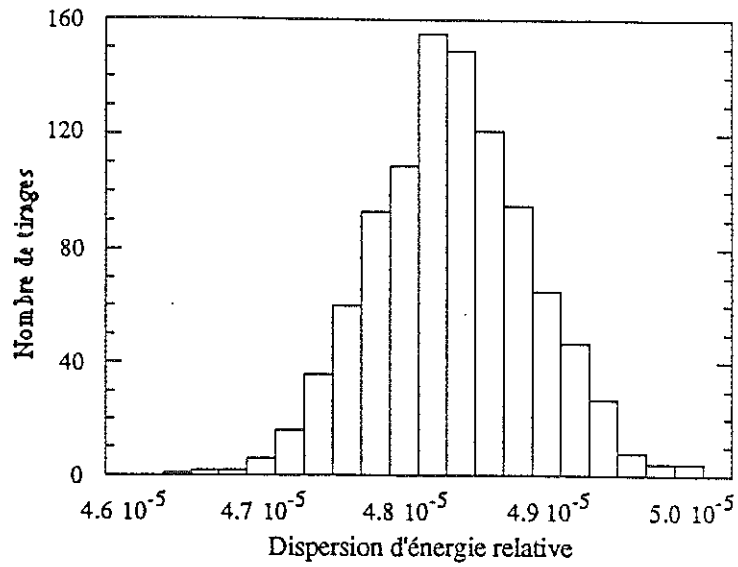


Figure 4.9 : Fluctuation de K et τ_m (de $\pm 20\%$) pour TESLA (10000 cavités)

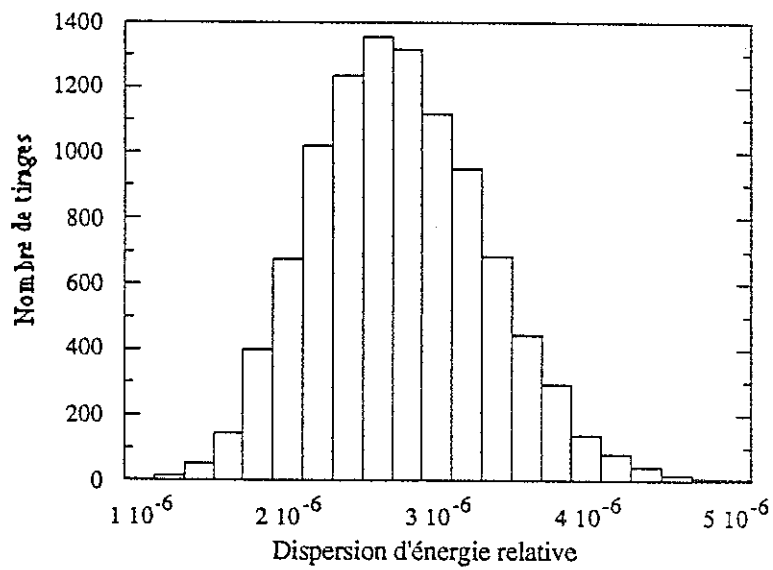


Figure 4.10 : Fluctuation de K et τ_m (de $\pm 20\%$) pour deux chaînes de 16 cavités à 15 MV/m

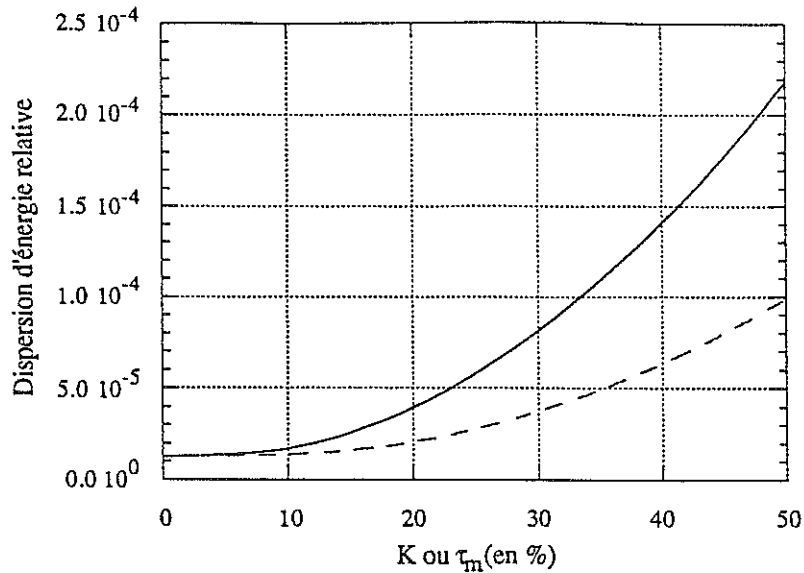


Figure 4.11 : Variation de la dispersion d'énergie en fonction de la dispersion de K (en %, courbe continue) et de τ_m (en %, courbe pointillée) dans le cas de TESLA (à 25 MV/m)

4. Instabilité temporelle du faisceau

Les sources d'électrons envisagées pour l'injecteur de TTF ou de TESLA délivrent des trains de paquets d'électrons qui sont chacun déclenchés par une impulsion laser. Les lasers sont susceptibles d'avoir une incertitude en temps (jitter). Pour une fréquence de résonance de la cavité de 1,3 GHz, une petite erreur du temps d'injection d'un paquet de 2 ps produit une erreur de phase du faisceau de 1 degré. Cette erreur affecte toutes les cavités de la même manière, et le gain d'énergie du paquet varie comme $\cos(\phi_b)$, ϕ_b phase du paquet par rapport à la crête de l'onde HF. Cet effet est identique pour TTF et TESLA, puisqu'il ne dépend ni du nombre de cavités, ni du niveau du champ accélérateur.

On peut considérer deux types de fluctuation : une instabilité rapide et aléatoire et une dérive lente durant le temps d'impulsion du faisceau. Elles conduisent à une même dispersion d'énergie qui est de $4,0 \cdot 10^{-5}$ pour une fluctuation de ± 2 ps, car un grand nombre de paquets traversent la cavité. Dans les deux cas, le champ de la cavité reste pratiquement constant durant l'impulsion faisceau et la contribution majeure à la dispersion d'énergie provient de la projection de la tension de la cavité sur la phase du faisceau ($\cos(\phi_b)$). La dispersion d'énergie augmente de façon quadratique avec la fluctuation temporelle (cf. fig. 4.12).

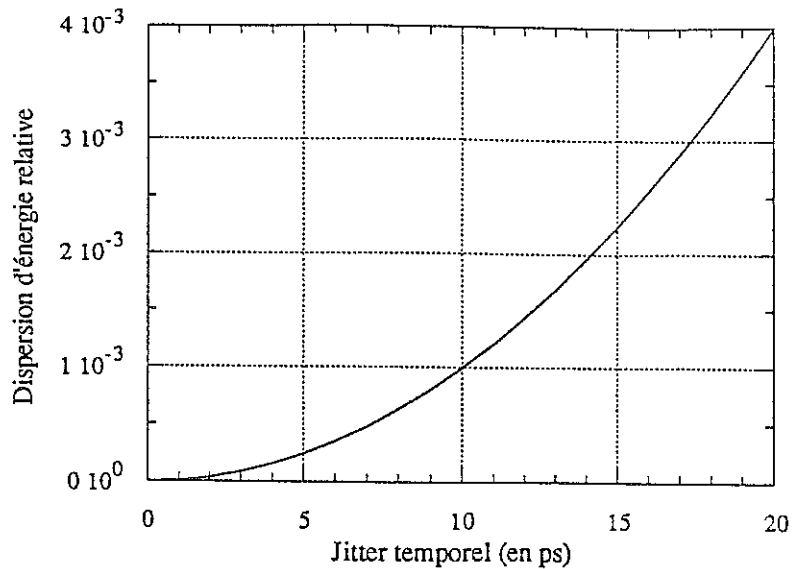


Figure 4.12 : Augmentation quadratique de la dispersion d'énergie avec le jitter temporel

5. Fluctuation de la charge du faisceau

5.1 Introduction

La tension de la cavité subit une variation importante à chaque passage d'un paquet, lorsque la charge des paquets d'électrons (8 nC) est élevée et l'espacement entre les paquets (1 μ s) est long. La tension juste à l'instant d'arrivée de chaque paquet doit rester constante tout le long de l'impulsion HF. Le signal HF de la cavité, utilisé par les boucles de régulation, doit être digitalisé par un échantillonneur bloqueur très rapide. Nous devons vérifier tout d'abord, que ce système discret en temps^[4.1] est toujours stable pour les gains de boucles considérés. De plus, là aussi, les lasers de l'injecteur II^[4.2] peuvent engendrer des fluctuations de charge de paquet à paquet. L'effet sur la tension de la cavité doit être évalué. Toutes les autres perturbations, telles qu'un désaccord en fréquence, dû aux vibrations mécaniques ou aux effets de la pression de radiation, sont lentes comparé à la période de 1 MHz.

5.2 Analyse du système sans les effets de la pression de radiation

Nous étudions la réponse du système, conduit par un générateur et un courant faisceau. Le diagramme de la figure 4.13 nous montre le comportement de la tension de la cavité qui se comporte comme un système du premier ordre.

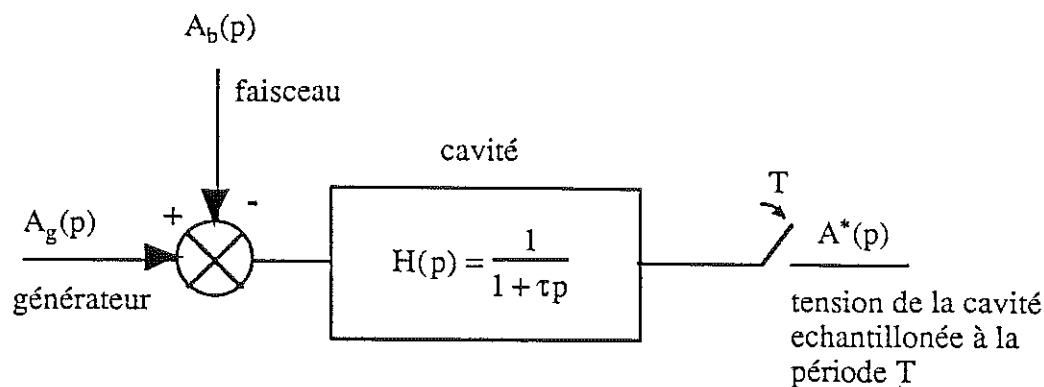


Figure 4.13 : Cavité alimentée par un générateur, traversée par un faisceau

Sans un désaccord de la fréquence de résonance de la cavité, qui peut provenir des forces de Lorentz, seule l'amplitude de la tension de la cavité doit être prise en compte. L'échantillonneur bloqueur convertit un signal continu en temps en un signal discret en temps, donnant l'amplitude de la tension, échantillonnée avec une période T (correspondant à l'espacement entre les paquets). La structure temporelle de l'amplitude de la tension a été décrite dans le chapitre I, nous la rappelons sur la figure 4.14. Après le temps de montée du champ sans faisceau, la cavité va être périodiquement et partiellement vidée par les paquets d'électrons successifs de la quantité ΔV_b et de nouveau remplie par le générateur.

La tension du générateur et la tension du faisceau sont supposées constantes à chaque passage d'un paquet de particules. L'amplitude de la tension de la cavité à l'arrivée du paquet $k+1$ peut alors être facilement exprimée par la relation de récurrence suivante

$$A(k+1) - e^{-T/\tau} A(k) = (1 - e^{-T/\tau}) A_g(k) - \Delta V_b e^{-T/\tau} \quad (4.4)$$

Nous vérifions que, lorsque la tension du faisceau est égale à la moitié de la tension du générateur et lorsque l'amplitude du champ pour le premier paquet est égale à la tension du faisceau (en injectant le faisceau au temps approprié), alors l'amplitude de la tension de la cavité reste constante.

$$A_b(k) = A_g(k) / 2 = A_0 \quad (4.5)$$

et

$$A(k) = A_0 \Rightarrow A(k+1) = A(k) = A_0 \quad (4.6)$$

La relation (4.4) devient alors

$$A_0(1 - e^{-T/\tau}) = 2A_0(1 - e^{-T/\tau}) - \Delta V_b e^{-T/\tau} \quad (4.7)$$

On en déduit alors la valeur relative en amplitude des sauts :

$$\frac{\Delta V_b}{A_0} = e^{T/\tau} - 1 \approx 1,2 \times 10^{-3} \quad (4.8)$$

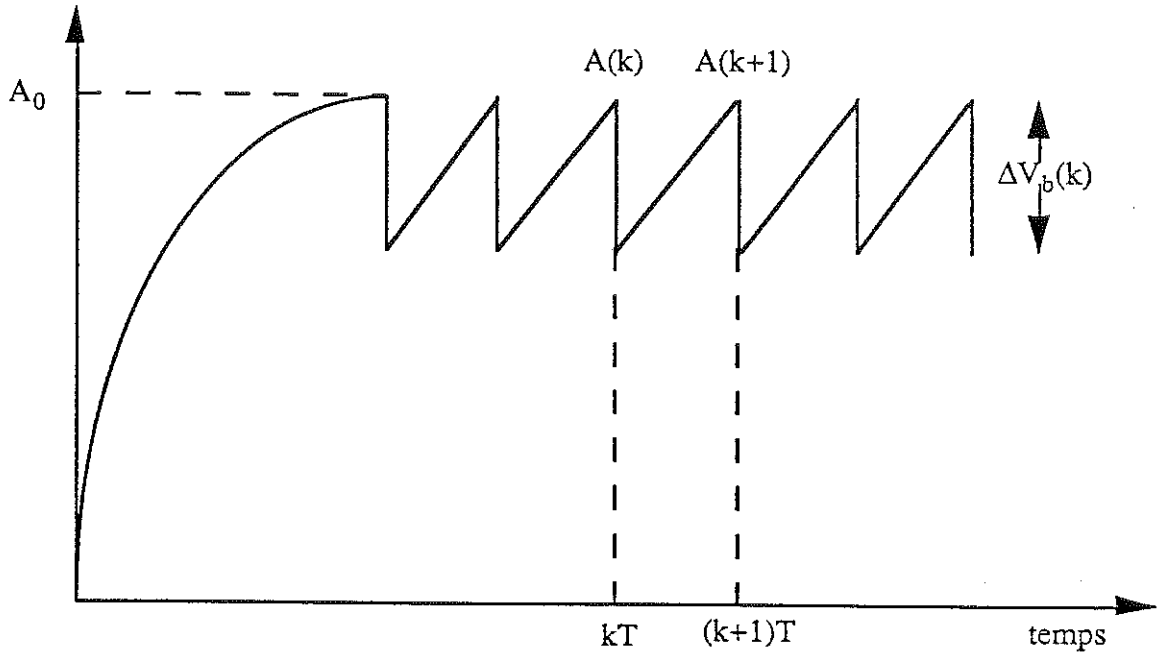


Figure 4.14 : Structure temporelle de l'amplitude de la tension dans la cavité

5.2.1 Système en boucle ouverte

On suppose que la puissance du générateur est constante durant l'impulsion HF

$$GA(k) = 2A_0 \quad (4.9)$$

Mais la tension du faisceau peut changer

$$A_b(k) = A_0[1 + a(k)] \quad (4.10)$$

où $a(k)$ est la fluctuation relative de charge du paquet

$$a(k) = \Delta A_b(k)/A_0 = \Delta Q_b(k)/Q_b \quad (4.11)$$

De la relation de récurrence (4.4), nous obtenons pour l'erreur relative de l'amplitude $\delta(k) = (A(k) - A_0) / A_0$

$$\delta(k+1) = e^{-T/\tau} \delta(k) - a(k)(1 - e^{-T/\tau}) \quad (4.12)$$

Dans le cas de la photocathode excitée par laser, $a(k)$ est une séquence de nombres aléatoires. Si l'on considère une simple variation $\delta(k) = 0$ et $a(k) = \Delta Q_b(k)/Q_b$, on a

$$\delta(k+1) = \Delta A / A = -(1 - e^{-T/\tau}) \Delta Q_b / Q_b \quad (4.13)$$

Pour un changement aléatoire de la charge du paquet $\Delta Q_b(k)/Q_b$ de 10 %, l'erreur relative d'amplitude $\Delta A/A$ est d'environ $1,2 \cdot 10^{-4}$. Sans boucles, on observe l'effet cumulatif des erreurs de charge des paquets consécutifs (cf. fig. 4.15). Avec boucles, l'erreur relative d'amplitude est réduite malgré un temps de retard du système de contrôle égal à la période d'échantillonnage (cf. fig.4.16).

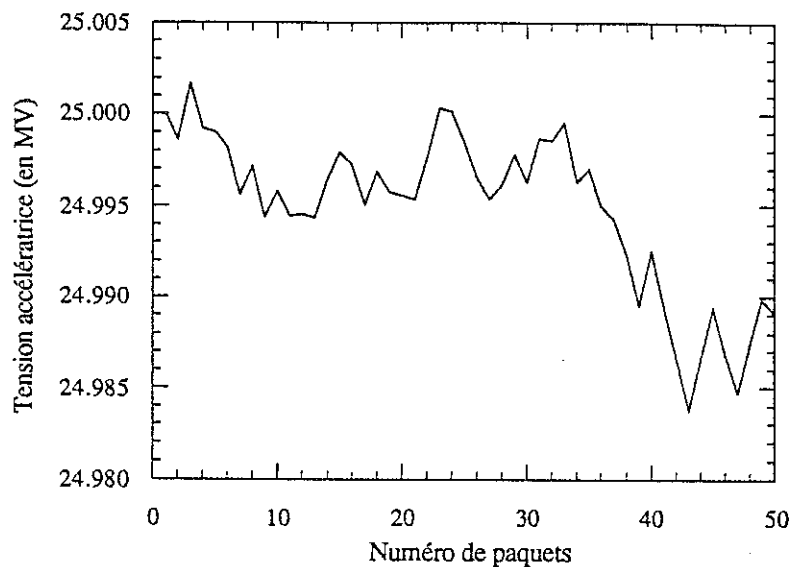


Figure 4.15 : Effet cumulatif des erreurs de charge sur l'amplitude de la tension accélératrice pour 50 paquets

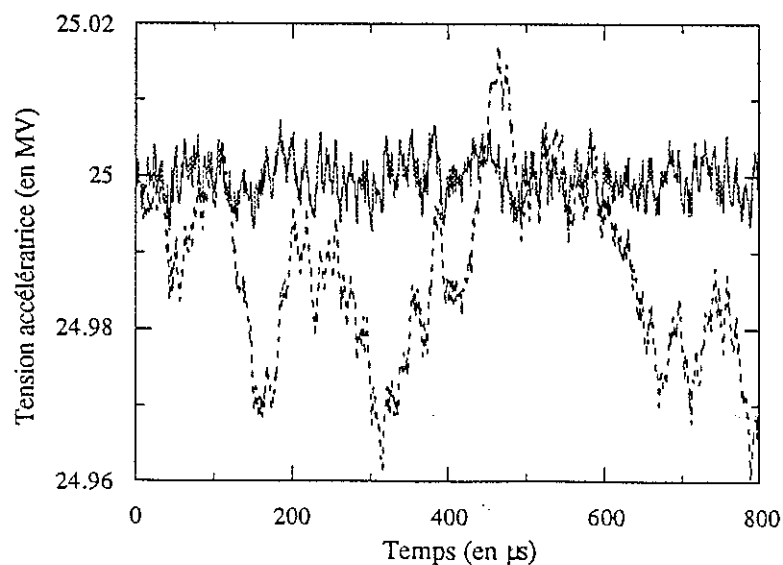


Figure 4.16 : Amplitude régulée (en trait plein) et non régulée (en trait pointillé) de la tension accélératrice pour un variation aléatoire de $\pm 10\%$ de la charge des paquets pendant le temps de passage du faisceau

5.2.2 Système en boucle fermée

Nous considérons simplement une boucle d'amplitude avec un gain total de boucle, sans aucune autre correction. On suppose que la boucle ne régule que lorsqu'un paquet est injecté dans la cavité. Pour cela, on utilise un échantillonneur bloqueur de période T . Nous allons déterminer le gain maximum pour lequel ce système est stable. Les fonctions de transfert de la cavité et de l'échantillonneur bloqueur sont déterminées à l'aide des transformations de Laplace. Pour déterminer le gain maximum, nous utilisons les transformées en $Z^{[4.3]}$, et des produits de convolution. Le diagramme du système est présenté figure 4.17.

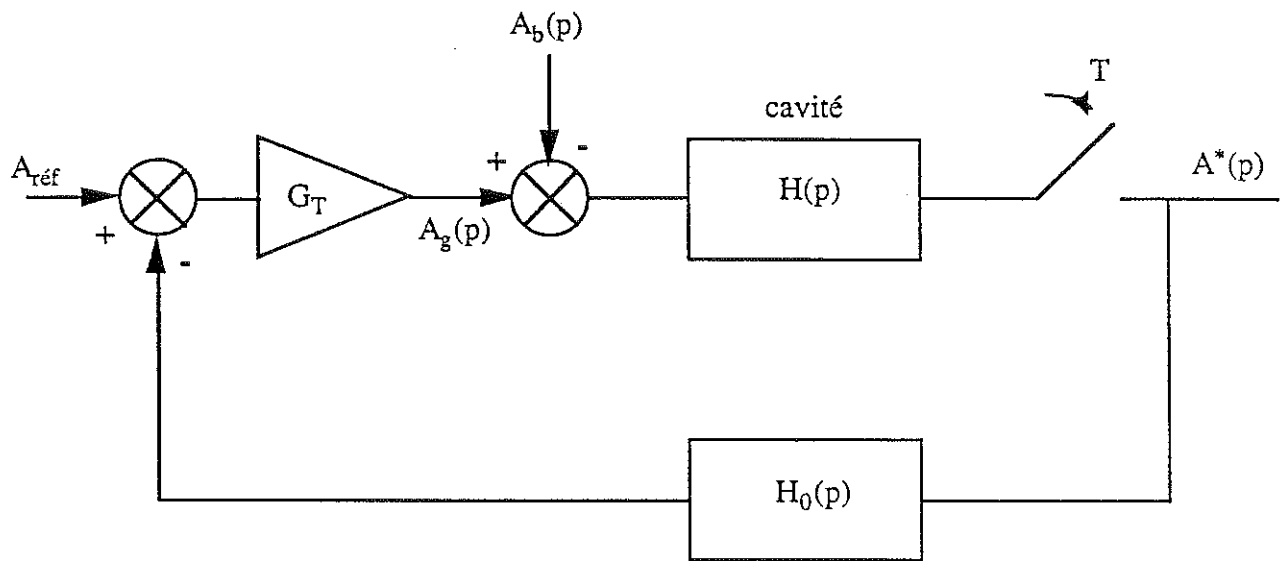


Figure 4.17 : Cavité avec une boucle de rétroaction

La cavité, que l'on considère comme un système du premier ordre, a la fonction de transfert suivante

$$H(p) = \frac{1}{1 + \tau p} \quad (4.14)$$

La fonction de transfert dépendante du temps d'un séquenceur bloqueur de période T est donnée par la relation suivante

$$H_0(t) = \delta(k+1) - \delta(k) \quad (4.15)$$

ce qui correspond, en utilisant la transformation de Laplace, à la fonction de transfert en régime fréquentiel suivante

$$H_0(p) = \frac{1 - e^{-Tp}}{p} \quad (4.16)$$

Les systèmes discrets peuvent être analysés au moyen des transformées en Z, à la place des transformations de Laplace. La transformée en Z de l'amplitude du champ de la cavité est alors donnée par

$$A(z) = \frac{1}{1 + G_T H_0 H(z)} [G_T A_{\text{ref}} H(z) - H A_b(z)] \quad (4.17)$$

Le système est stable si les pôles sont situés à l'intérieur du cercle de rayon unité. Les pôles sont donnés par l'équation caractéristique

$$1 + G_T H_0 H(z) = 0 \Rightarrow z = e^{-T/\tau} - G_T (1 - e^{-T/\tau}) \quad (4.18)$$

Le pôle est à l'intérieur du cercle de rayon unité si

$$G_T < \frac{1 + e^{-T/\tau}}{1 - e^{-T/\tau}} \quad (4.19)$$

Pour une constante de temps τ bien supérieure à la période T des paquets, on peut considérer l'approximation suivante : $e^{-T/\tau} \approx 1 - T/\tau$. On trouve alors une valeur approchée pour G_T donnée par l'équation 4.20.

$$G_T < \frac{2}{T/\tau} - 1 \approx 2 \frac{\tau}{T} \quad (4.20)$$

G_T doit être inférieur ou égal à 1530 pour TESLA ($T = 1 \mu\text{s}$, et $\tau = 0,765 \text{ ms}$), et à 918 pour TTF ($\tau = 0,459 \text{ ms}$). Ce gain maximum est bien plus grand que le gain choisi G_T , qui est de 200 et qui est suffisant pour compenser les effets de la pression de radiation sans avoir une demande trop importante en puissance supplémentaire.

5.3 Résultats des simulations numériques

On a pris une distribution aléatoire de $\pm 10 \%$ de la charge du faisceau. Les calculs ont été effectués sans le terme de la pression de radiation, afin de mettre en évidence la dispersion engendrée par la seule fluctuation de la charge du faisceau (cf. tableau 4.4, fig. 4.18 et 4.19).

	ΔQ_b (nC)	E_{acc} (MV/m)	$N_{chaines}$	σ_E/E sans régulation	σ_E/E avec régulation
TTF	$8 \pm 0,8$	15	2	$(1,1 \pm 0,3) 10^{-3}$	$(1,51 \pm 0,05) 10^{-4}$
TESLA	$8 \pm 0,8$	25	625	$(0,7 \pm 0,2) 10^{-3}$	$(1,10 \pm 0,05) 10^{-4}$

Tableau 4.4 : Dispersion d'énergie à la sortie des linacs TTF et TESLA dans le cas d'une fluctuation aléatoire de $\pm 10\%$ de la charge du faisceau.

La différence de la dispersion d'énergie entre TTF et TESLA s'explique par la différence des Q_{ext} ($3,125 \cdot 10^6$ pour TESLA et $1,875 \cdot 10^6$ pour TTF). On vérifie que la dispersion d'énergie augmente de façon linéaire avec la fluctuation de la charge faisceau (cf. fig. 4.20). On peut constater que la boucle de régulation n'est pas très efficace pour compenser ces fluctuations rapides. Par contre, une dérive lente et régulière va être très efficacement corrigée par la boucle de régulation. Ainsi, si on considère une variation de charge de 10% durant l'impulsion faisceau, la dispersion d'énergie est dans ce cas très petite : $2 \cdot 10^{-5}$.

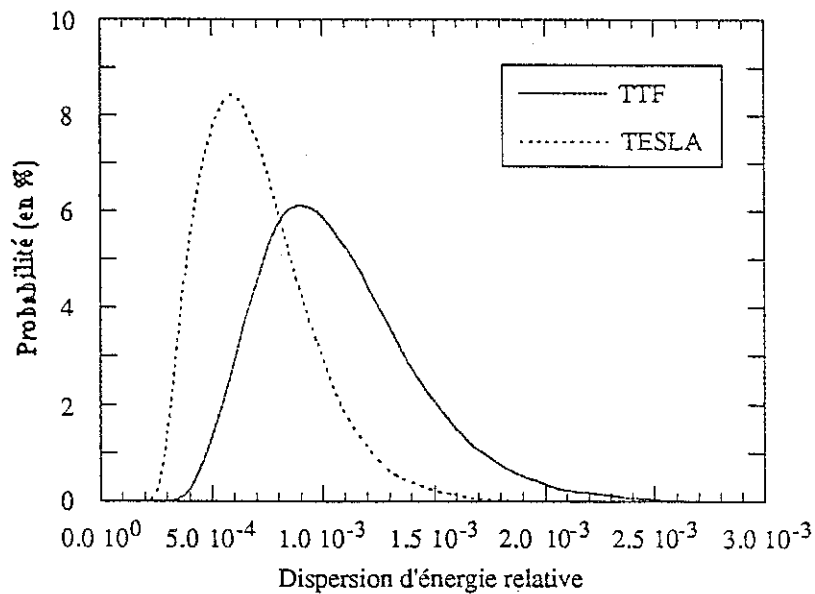


Figure 4.18 : Distribution aléatoire de $\pm 10\%$ de la charge faisceau sans boucles de régulation à 15 (TTF) et 25 (TESLA) MV/m

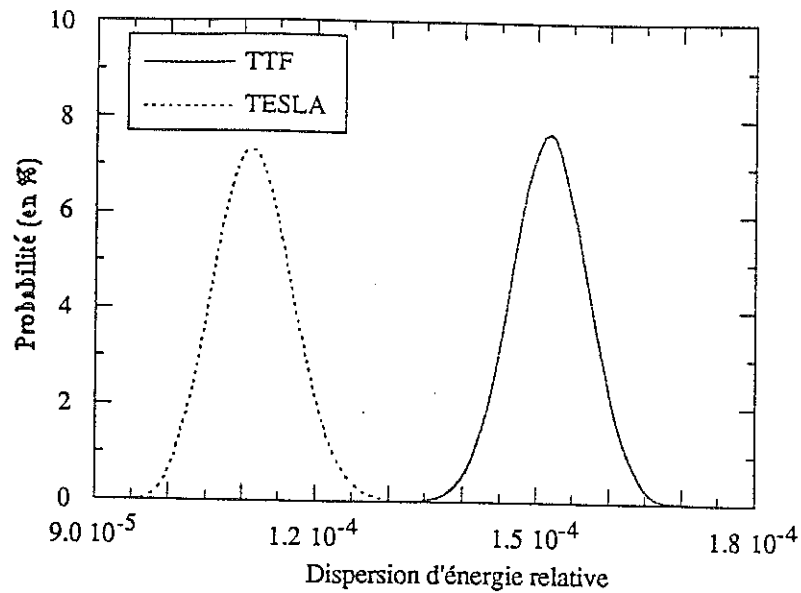


Figure 4.19 : Distribution aléatoire de $\pm 10\%$ de la charge faisceau avec boucles de régulation à 15 (TTF) et 25 (TESLA) MV/m

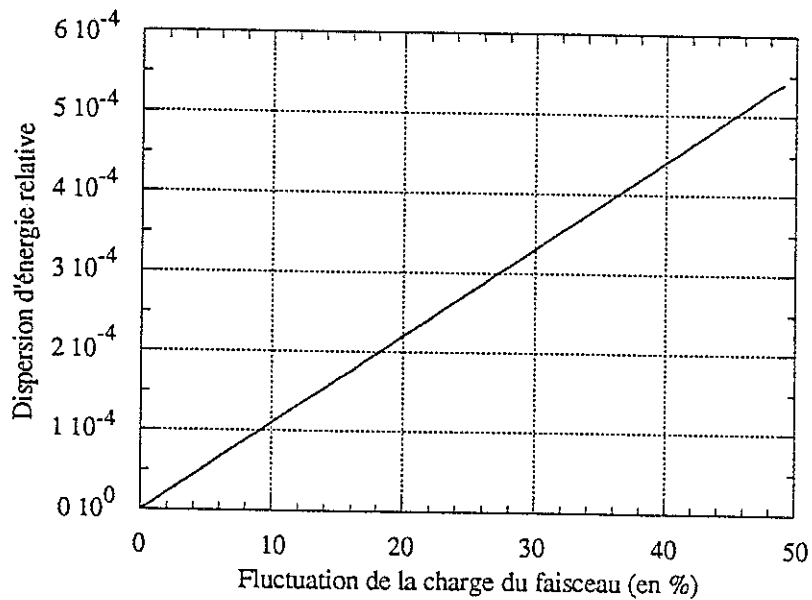


Figure 4.20 : Augmentation linéaire de la dispersion d'énergie avec la fluctuation de la charge faisceau à 25 MV/m

6. Erreur de calibrations sur la somme vectorielle

6.1 Calcul de la dispersion d'énergie

Nous allons supposer un système de régulation parfait, mais avec une erreur de calibration sur la somme vectorielle en amplitude et en phase. Sans perturbation dépendante du temps, l'énergie du faisceau E_0 reste constante. Dès qu'une perturbation dépendante du temps apparaît,

l'énergie du faisceau fluctue autour de E_0 , à cause du système rétroactif qui contrôle la somme vectorielle mesurée et non la somme réelle. La principale perturbation dépendante du temps provient des vibrations microphoniques, qui induisent une variation de la phase due au désaccord en fréquence d'une impulsion à l'autre. La tension véritable correspond à la tension réelle dans les cavités sans erreurs de calibration. Et la tension mesurée est la tension mesurée avec des erreurs de calibration. Pour la suite du problème, on ne tient pas compte de la tension faisceau, car les erreurs de calibration ne modifient que la tension à appliquer à chaque cavité, à savoir la tension du générateur.

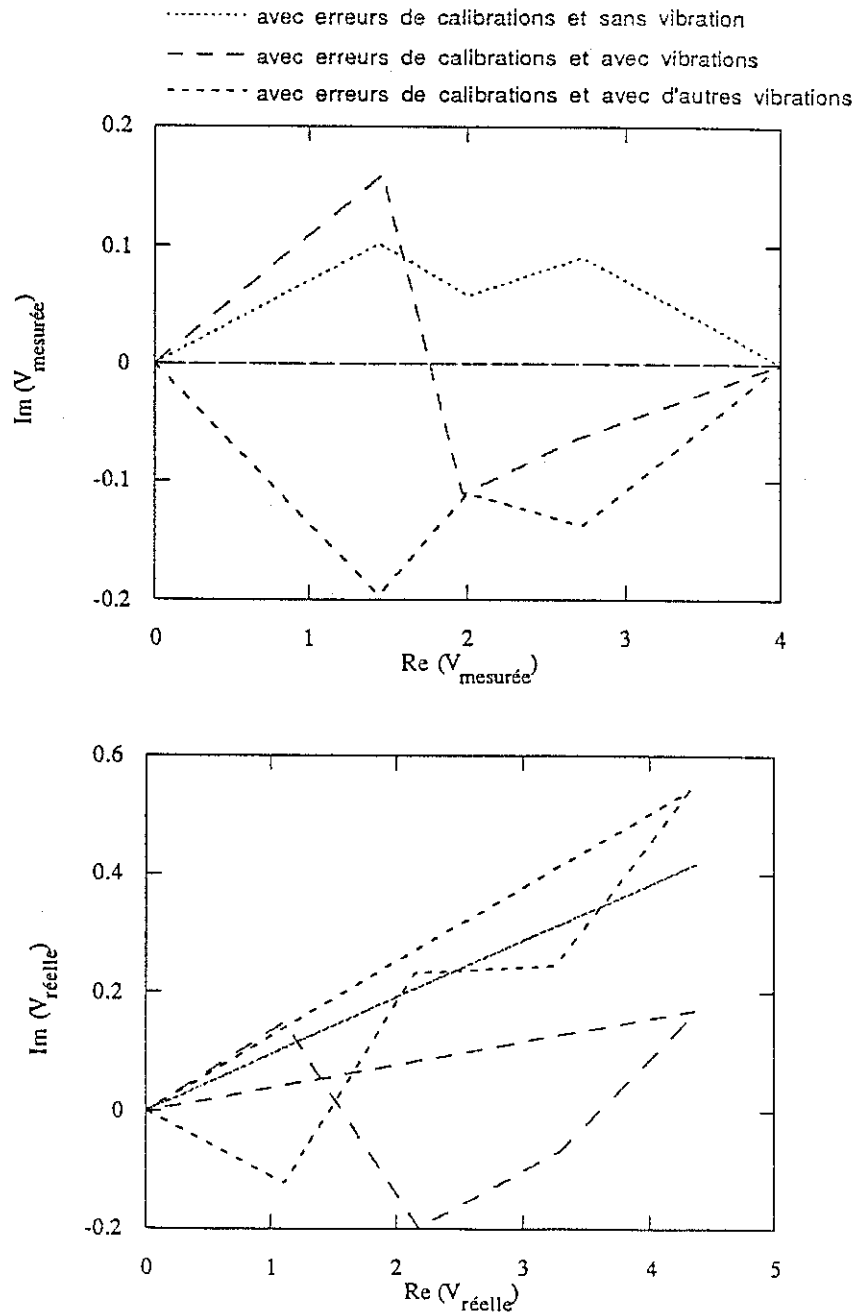


Figure 4.21 : Tensions totale réelle (en bas) et mesurée (en haut) avec un jeu d'erreurs de calibrations, sans vibrations et avec deux jeux de vibrations aléatoires pour 4 cavités.

Considérons un exemple simple avec quatre cavités, pour bien appréhender le problème. On suppose que le système de régulation est parfait. La régulation s'effectue sur la somme vectorielle de toutes les tensions mesurées dans chaque cavité. Sur la figure 4.21 sont représentées les tensions totales mesurées et réelles avec des erreurs de calibrations et avec ou sans vibrations mécaniques. Les tensions sont ici normalisées. L'axe des abscisses représente la partie réelle de la tension. L'axe des ordonnées représente la partie imaginaire de la tension. La tension totale mesurée reste toujours la même dans l'hypothèse du système de régulation parfait. La tension totale réelle subit des fluctuations d'une impulsion à l'autre en présence à la fois d'erreurs de calibration et de vibrations mécaniques.

Nous allons maintenant déterminer la variation relative de la tension totale réelle en fonction des erreurs de calibration de la tension mesurée des différentes cavités et des angles de désaccord engendrés par des vibrations mécaniques aléatoires dans chaque cavité.

Sans un angle de désaccord, la tension totale réelle est

$$\tilde{V}_{\text{réel}} = \sum_i V_{g_i} e^{j\theta_i} = N V_g e^{j\theta} \quad (4.21)$$

où $V_g e^{j\theta}$ est la tension du générateur injectée dans chaque cavité (en supposant que c'est la même pour toutes les cavités).

Avec un angle de désaccord, la tension totale réelle est donnée par la relation suivante

$$\tilde{V}_{\text{réel}} = \sum_i V_g e^{j\theta} \cos \varphi_i e^{j\varphi_i} \quad (4.22)$$

où φ_i est l'angle de désaccord due aux bruits microphoniques de la i ème cavité.

Nous supposons que le système régulant la somme vectorielle (phase et amplitude), fonctionne parfaitement. La tension totale mesurée est toujours la même. Le système de régulation ajuste la puissance active et réactive (V_g et θ), lorsque les cavités sont affectées par des vibrations microphoniques.

Sans angle de désaccord, la tension totale mesurée est

$$\tilde{V}_{\text{mes}} = \sum_i V_g e^{j\theta} \left(1 + \frac{\Delta V_i}{V_i} \right) e^{j\Delta\varphi_i} \quad (4.23)$$

où $\frac{\Delta V_i}{V_i}$ et $\Delta\varphi_i$ sont respectivement la différence relative d'amplitude et la différence de phase entre la tension réelle et la tension mesurée due aux erreurs de calibration sur la tension de chaque cavité.

Avec des angles de désaccord, la tension totale mesurée devient

$$\tilde{V}_{\text{mes}} = \sum_i V'_g e^{j\theta'} \cos \varphi_i \left(1 + \frac{\Delta V_i}{V_i} \right) e^{j(\Delta\varphi_i + \varphi_i)} \quad (4.25)$$

où V'_g et θ' sont ajustés pour avoir la même tension totale mesurée.

La dispersion d'énergie est calculée avec la tension totale véritable. L'erreur relative générée par des vibrations microphoniques est donnée par

$$\frac{\Delta \tilde{V}_{\text{réel}}}{\tilde{V}_{\text{réel}}} = \frac{\sum_i V'_g e^{j\theta'} \cos(\varphi_i) e^{j\varphi_i} - N V_g e^{j\theta}}{N V_g e^{j\theta}} \quad (4.26)$$

$$\frac{\Delta \tilde{V}_{\text{réel}}}{\tilde{V}_{\text{réel}}} = \sum_i \frac{V'_g}{V_g} e^{j(\theta' - \theta)} \cos(\varphi_i) e^{j\varphi_i} - 1 \quad (4.27)$$

A l'aide des relations précédentes, on peut déterminer le rapport des deux tensions génératrices.

$$\frac{V'_g}{V_g} e^{j(\theta' - \theta)} = \frac{\sum_i \left(1 + \frac{\Delta V_i}{V_i} \right) e^{j\Delta\varphi_i}}{\sum_i \cos(\varphi_i) \left(1 + \frac{\Delta V_i}{V_i} \right) e^{j(\Delta\varphi_i + \varphi_i)}} \quad (4.28)$$

Finalement, l'erreur relative de tension est

$$\frac{\Delta \tilde{V}_{\text{réel}}}{\tilde{V}_{\text{réel}}} = \frac{\sum_i \left(1 + \frac{\Delta V_i}{V_i} \right) e^{j\Delta\varphi_i} \times \sum_i \cos \varphi_i e^{j\varphi_i}}{\sum_i \cos \varphi_i \left(1 + \frac{\Delta V_i}{V_i} \right) e^{j(\Delta\varphi_i + \varphi_i)}} - 1 \quad (4.29)$$

où l'erreur relative de la tension a été définie par la formule suivante

$$\frac{\Delta \tilde{V}_{\text{réel}}}{\tilde{V}_{\text{réel}}} = \left(1 + \frac{\Delta V}{V} \right) e^{j\Delta\varphi} - 1 \quad (4.30)$$

Alors l'erreur relative d'énergie est donnée par

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} \cos \Delta\varphi \quad (4.31)$$

Et la dispersion d'énergie relative est donnée par

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\left\langle \frac{\Delta E^2}{E^2} \right\rangle - \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle^2 \right)^{1/2} \quad (4.32)$$

6.2 Simulations avec une chaîne de plusieurs cavités

On a effectué les simulations sur une chaîne de 16 cavités et pour un grand nombre de jeux d'erreurs de calibrations en amplitude et en phase. Pour chaque jeu d'erreurs, le gain d'énergie a été calculé pour différents angles de désaccord. La dispersion d'énergie finale est calculée pour un grand nombre de jeux d'erreurs de calibrations, déterminés aléatoirement (cf. tableau 4.5).

La valeur moyenne de la dispersion d'énergie est de $(2,71 \pm 0,34) 10^{-4}$ pour une chaîne de 16 cavités, pour un angle de désaccord variant aléatoirement de $\pm 10^\circ$, et pour des erreurs de calibrations variants aléatoirement de $\pm 10\%$ en amplitude et de $\pm 1^\circ$ en phase.

Comme les erreurs ne sont pas corrélées, la dispersion d'énergie décroît avec la racine carré du nombre de chaînes ou de cavités (cf. fig. 4.22). Comme on a pu le voir plus haut, ces effets sont indépendants du niveau de champ dans les cavités.

	$\Delta\psi$ (deg)	$\Delta A/A$ (%)	$\Delta\phi$ (deg)	E_{acc} (MV/m)	$N_{chaînes}$	σ_E/E
TTF	± 10	± 10	± 1	15	2	$(1,92 \pm 0,24) 10^{-4}$
TESLA	± 10	± 10	± 1	25	625	$(1,08 \pm 0,13) 10^{-5}$

Tableau 4.5 : Dispersion d'énergie à la sortie des linacs TTF et TESLA dans le cas d'erreurs de calibrations sur la somme vectorielle de la tension accélératrice en présence de vibrations mécaniques.

Pour un angle de désaccord donné, la dispersion d'énergie augmente de façon linéaire avec les erreurs de calibrations (cf. fig. 4.23). Aussi, pour un grand nombre de cavités, la loi de variation trouvée pour la dispersion d'énergie est la suivante

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(4,8 \cdot 10^{-5} \times \frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(9,6 \cdot 10^{-4} \times \Delta\phi\right)^2} / \sqrt{N_{cav}} \quad (4.33)$$

où $\Delta A/A$, l'erreur de calibration maximale en amplitude, est exprimée en %, et $\Delta\phi$, l'erreur de calibration maximale en phase, est exprimée en degré. Nous avons choisi un angle de désaccord de ± 10 degrés.

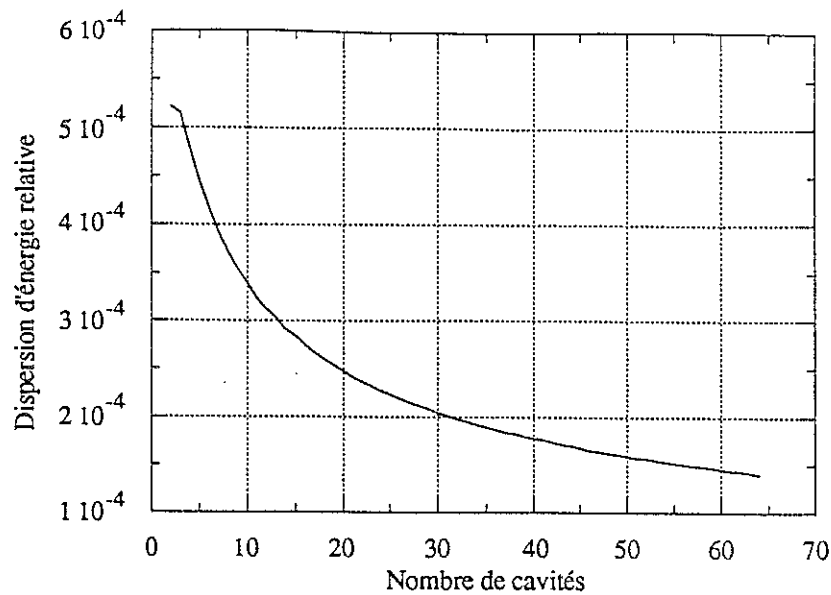


Figure 4.22 : Diminution de la dispersion d'énergie avec la racine carré du nombre de cavités

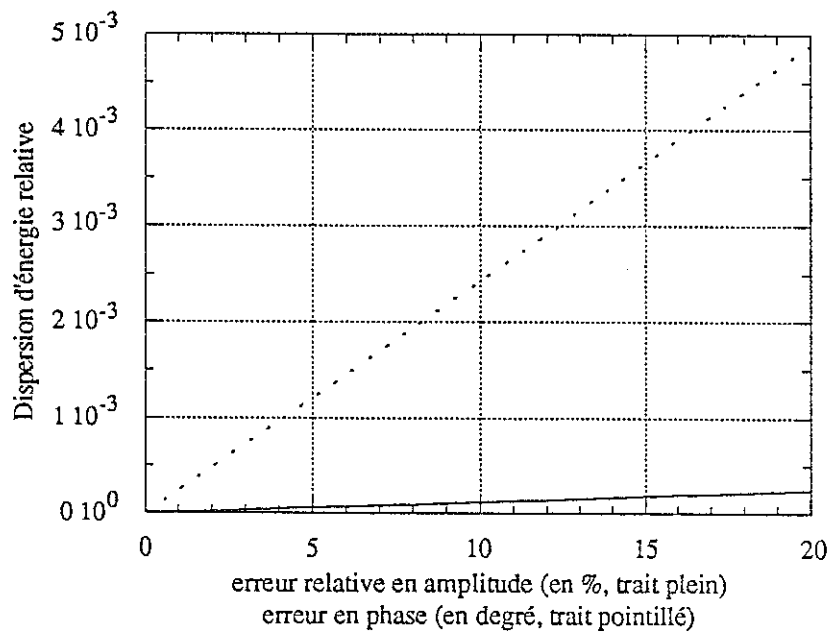


Figure 4.23 : Augmentation linéaire de σ_E/E avec les erreurs de calibrations

7. Dispersion des tensions accélératrices

Pour des raisons économiques, un klystron de forte puissance va alimenter un grand nombre de cavités. Malheureusement, toutes les cavités ne vont pas pouvoir atteindre le même gradient accélérateur, à cause de limitations par émission électronique de champ^[4.4, 4.5], ou encore par quench thermique^[4.6]. Aussi, si une cavité a un gradient très bas, on doit quand même pouvoir

continuer à alimenter les autres cavités à des tensions plus élevées. Régler la tension accélératrice sur la plus mauvaise des cavités serait en effet trop limitatif. On a vu au paragraphe 3 de ce chapitre qu'il n'est pas permis de désaccorder une cavité, afin de réduire la tension, car cela introduit une trop grande dispersion d'énergie. De plus, comme la phase de la tension du générateur "suit" la phase de la somme vectorielle des tensions de toutes les cavités, lorsque que l'on désaccorde une cavité, ce n'est pas seulement la tension de cette cavité qui chute, mais aussi celle des autres cavités.

Heureusement, il reste d'autres moyens pour ajuster le gradient accélérateur dans chacune des cavités. Une première méthode consiste à mettre un atténuateur variable devant chaque cavité, afin d'ajuster la puissance délivrée. C'est la meilleure méthode pour préserver la dispersion d'énergie, mais malheureusement la moins économique. Une autre méthode consiste à jouer sur le couplage entre le générateur et chaque cavité en modifiant les couplages grâce à des coupleurs variables, et puis d'ajuster la puissance totale du générateur et le temps d'injection du faisceau pour minimiser la dispersion d'énergie. Cette méthode est plus économique, mais introduit une plus grande dispersion d'énergie.

7.1 Puissance variable d'une cavité à l'autre

Si on dispose d'atténuateurs de puissance individuels pour chaque cavité, on peut ajuster la puissance d'entrée de toutes les cavités. On introduit une dispersion uniforme de $\pm 20\%$ sur les tensions, de manière à avoir un gradient accélérateur moyen de 25 MV/m (les gradients des cavités varient de 20 à 30 MV/m).

La tension de chaque cavité est donc simplement donnée par

$$A_i(t) = A_{g_i} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.34)$$

où $A_{g_i} = 2\sqrt{2(R/Q_0) Q_{ext} P_{g_i}}$

P_{g_i} est fixé et dépend de la tension que l'on veut atteindre pour chaque cavité.

Pour une chaîne de 16 cavités à 25 MV/m, réglée en amplitude et en phase ($G_I = 200$, $G_Q = 50$), nous trouvons une dispersion d'énergie de $2,8 \cdot 10^{-4}$ pour une puissance supplémentaire crête de 14,3 % et moyenne de 3,9 %.

Pour ce calcul, nous avons tenu compte de la pression de radiation, afin de donner un coût en puissance supplémentaire le plus réaliste possible. Pour une chaîne de 16 cavités identiques, nous rappelons que nous avons trouvé une dispersion de $6,3 \cdot 10^{-6}$ pour une puissance crête supplémentaire de 10,4 %. Nous pouvons dire que cette méthode nécessite très peu de puissance supplémentaire, mais néanmoins dégrade la dispersion d'énergie.

Pour TTF, les gradients s'échelonnent entre 12 et 18 MV/m, avec un gradient moyen de 15 MV/m. La dispersion d'énergie est alors de $1,9 \cdot 10^{-5}$. Le coût en puissance supplémentaire s'élève à 0,8 % en crête et 0,3 % en moyenne.

7.2 Dispersion des couplages

Avec des valeurs de Q_{ext} différentes à l'intérieur d'une chaîne de cavités, les tensions auront des pentes différentes durant l'impulsion du faisceau, celui-ci n'étant plus adapté. Si l'on introduit une petite dispersion, les effets restent négligeables (la dispersion d'énergie est de $2 \cdot 10^{-5}$ pour une dispersion aléatoire des Q_{ext} de $\pm 50\%$, à 25 MV/m). D'un autre côté, si l'on veut introduire une dispersion intentionnelle des Q_{ext} , afin d'avoir des gradients différents à l'intérieur d'une chaîne, le temps d'injection et (ou) la puissance du générateur doivent être réajustés pour minimiser la dispersion d'énergie et la puissance supplémentaire.

On se donne une distribution uniforme de champ, où les tensions de chaque cavité sont connues. Tout d'abord, nous supposons qu'il n'y a pas de pression de radiation. Ces deux effets (pression de radiation et dispersion des Q_{ext}), ne sont pas corrélés, et donc les dispersions d'énergie s'ajoutent. La puissance incidente et le temps d'injection du faisceau sont connus. Ceci détermine le jeu des 16 Q_{ext} , à l'aide des relations suivantes

$$\begin{aligned} A_i(t_{inj}) &= A_{g_i} (1 - e^{-t_{inj}/\tau_i}) \\ A_{g_i} &= 2\sqrt{2(R/Q_0) Q_{ext_i} P_g} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Durant l'impulsion du faisceau, la tension d'une cavité évolue de la façon suivante

$$A_i(t) = A_{g_i} (1 - e^{-t/\tau_i}) - A_{b_i} (1 - e^{-(t_{inj}-t)/\tau_i}) \quad (4.36)$$

La tension totale est la somme des tensions des cavités. On veut que cette tension varie le moins possible lorsque le train de paquets passe à travers la chaîne de cavités. Pour cela, on a deux possibilités : Soit on ajuste le temps d'injection seulement, soit on ajuste le temps d'injection et la puissance incidente du générateur (cf. fig. 4.24).

Sur la figure 4.25, on peut voir le besoin en puissance en fonction du niveau de fluctuation de la tension accélératrice totale pour différentes dispersions des gradients autour de 25 MV/m. Le code de calcul que nous avons développé ne tient pas compte de la pression de radiation. Il calcule les Q_{ext} pour chaque valeur de P_g et t_{inj} à l'aide des équations (4.35) et détermine ensuite la fluctuation relative d'amplitude de la tension accélératrice totale engendrée à l'aide de l'équation (4.36). Pour chaque dispersion des gradients, on peut trouver un couple de valeurs (P_g , t_{inj}) qui minimise l'erreur d'amplitude relative.

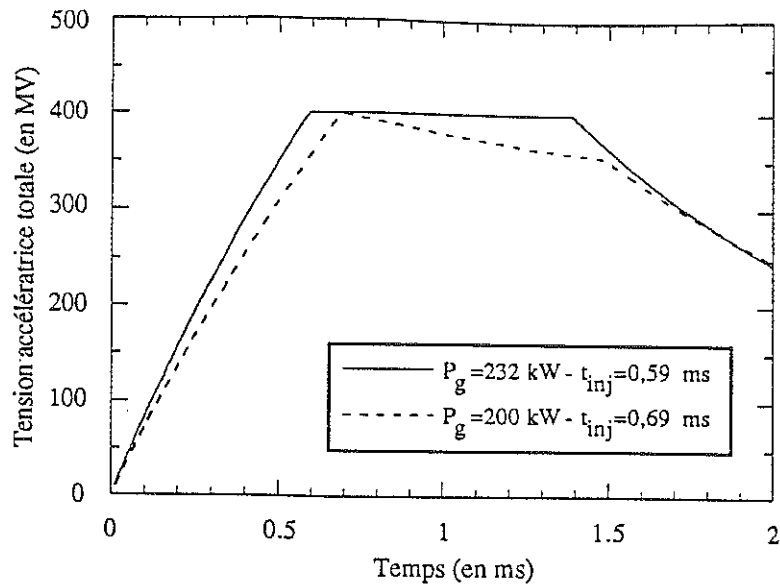


Figure 4.24 : Tension totale avec une dispersion de $\pm 20 \%$ des gradients (sans forces de Lorentz) sur une chaîne de 16 cavités pour un gradient moyen de 25 MV/m

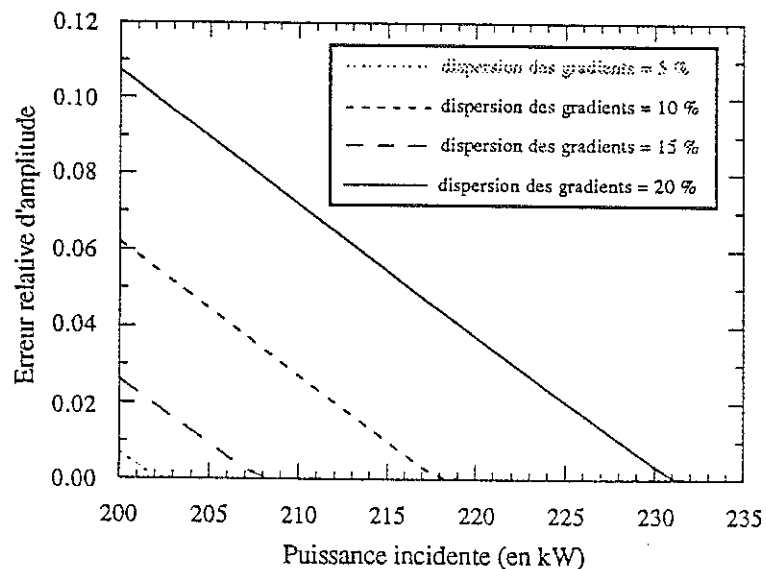


Figure 4.25 : Erreur relative d'amplitude de la tension accélératrice totale en fonction de la puissance fournie à chaque cavité pour différentes dispersions des gradients autour du gradient moyen de 25 MV/m

Les courbes précédentes donnent le besoin en puissance qui minimise les fluctuations de la tension totale pour différentes dispersion des gradients. Mais elles ne donnent pas la puissance supplémentaire à fournir pour réguler la dispersion d'énergie engendrée par la pression de radiation. Le tableau 4.6 donne la dispersion de l'énergie totale et la puissance qu'il faut fournir à chaque cavité pour une chaîne de 16 cavités et pour une distribution uniforme de $\pm 20 \%$ des gradients accélérateurs autour de 15 et 25 MV/m, et avec les effets de la pression de radiation.

$\langle E_{acc} \rangle$ (MV/m)	t_{inj} (ms)	P_{inc} (kW)	σ_E/E (10^{-4})	$\Delta P/P$ en A (%)	$\Delta P/P$ en ϕ (%)	$\langle \Delta P/P \rangle$ en A (%)	$\langle \Delta P/P \rangle$ en ϕ (%)
15	0,41	120	0,49	1,16	0,96	1,09	0,30
15	0,36	142	0,26	0,00	0,95	0,00	0,29
25	0,69	200	3,75	5,08	21,17	1,56	5,93
25	0,59	232	2,29	0,60	15,78	0,11	4,43

Tableau 4.6 : Dispersion d'énergie et coût en puissance pour des temps d'injection et des puissances incidentes différents dans le cas d'une distribution uniforme de $\pm 20\%$ des gradients

Pour TTF, à 15 MV/m, il sera préférable d'ajuster simplement le temps d'injection, car la dispersion reste encore tolérable. A 15 MV/m, une distribution des champs accélérateurs ne pose pas de problème majeur.

Pour TESLA, si l'on veut atteindre un champ accélérateur moyen de 25 MV/m, une distribution uniforme de $\pm 20\%$ nécessite une puissance supplémentaire supérieure à 20 %, lorsque l'on ajuste seulement le temps d'injection, et supérieur à 30 % (16 + 15,8), lorsque l'on ajuste et le temps d'injection et la puissance incidente. De plus la dispersion d'énergie est relativement élevée (de l'ordre de quelques 10^{-4}). Le tableau 4.7 donne la tension accélératrice de chaque cavité et la valeur de son Q_{ext} pour une tension totale optimisée soit avec uniquement le temps d'injection, soit avec la puissance incidente et le temps d'injection. La figure 4.26 montre les différentes tensions des cavités pendant l'impulsion HF dans le cas où les fluctuations de la tension totale sont minimisées avec la puissance incidente et le temps d'injection.

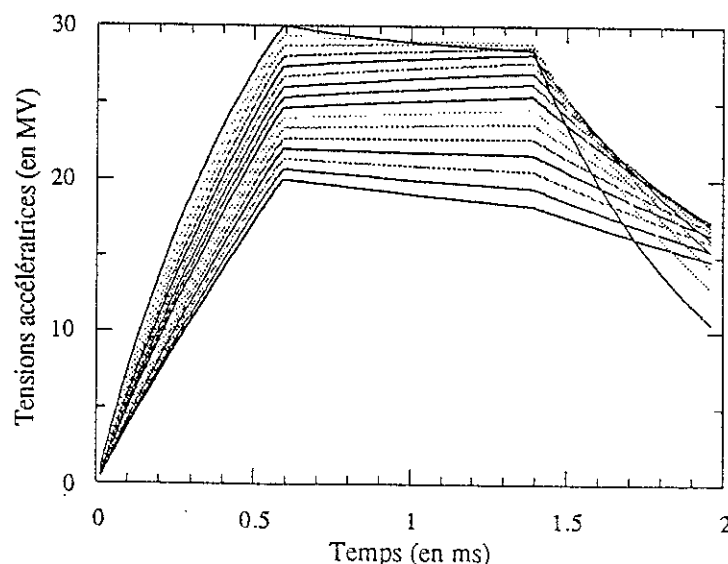


Figure 4.26 : Tensions accélératrices des 16 cavités pour des couplages différents entre le générateur et la cavité

Cavité	E_{acc} (MV/m)	t_{inj} optimisé	
		Q_{ext} (10 ⁶)	p_g et t_{inj} optimisés Q_{ext} (10 ⁶)
1	20,00	12,80	10,90
2	20,67	11,77	10,02
3	21,33	10,82	9,22
4	22,00	9,96	8,48
5	22,67	9,16	7,80
6	23,33	8,44	7,18
7	24,00	7,76	6,60
8	24,67	7,13	6,06
9	25,33	6,53	5,55
10	26,00	5,98	5,08
11	26,67	5,45	4,62
12	27,33	4,94	4,19
13	28,00	4,45	3,77
14	28,67	3,96	3,34
15	29,33	3,45	2,90
16	30,00	2,84	2,35

Tableau 4.7 : Dispersion de $\pm 20\%$ des gradients accélérateurs.

8. Conclusion

Le tableau 4.8 résume les résultats de la dispersion d'énergie à l'intérieur d'un train de paquets de toutes les principales sources de dispersion dans le linac de TTF (2 chaînes, soit 32 cavités) et le grand linac TESLA (625 chaînes, soit 10000 cavités). Le champ accélérateur est de 15 MV/m pour TTF et de 25 MV/m pour TESLA. Le facteur de sensibilité à la pression de radiation, K , est égal à $1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Le temps de réponse mécanique, τ_m , de chaque cavité est de 1 ms.

La dispersion d'énergie engendrée par la pression de radiation est nettement diminuée grâce aux boucles de régulation. Toutefois, pour un champ accélérateur élevé ou une cavité sensible à la pression de radiation (facteur de sensibilité, K , élevé), la puissance crête supplémentaire devient importante (cf. fig. 3.13 et 3.16). Il est donc très important de bien rigidifier les parois des cavités.

Dans le cas d'une fluctuation aléatoire de la charge du faisceau d'un paquet à l'autre, on constate que notre système de régulation reste inefficace pour compenser ces fluctuations rapides. La dispersion d'énergie provoquée est alors importante.

La méthode de la "Phase Contrôlée durant le Temps de Montée" corrige de façon très

efficace les erreurs de phase engendrées par les vibrations mécaniques et nécessite très peu de puissance supplémentaire, car l'erreur est corrigée dès le départ de l'impulsion HF. On peut toutefois remarquer que si le signal de référence n'est pas bien ajusté sur le signal de phase HF de la cavité, cela entraîne un pic de puissance au départ de l'impulsion HF

Pour les erreurs de calibration, le problème n'est pas si important dans le cas de TESLA où l'on a un grand nombre de cavités. En effet la dispersion d'énergie décroît comme la racine carré du nombre de cavités.

Une des sources de dispersion d'énergie la plus importante provient de la différence entre les tensions accélératrices à l'intérieur d'une chaîne de cavités. La demande en puissance devient dans ce cas très importante pour des gradients accélérateurs élevés.

		TTF	TESLA
Forces de Lorentz	cavités identiques	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$
	disp. de K , τ_m ($\pm 20\%$)	$(2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$	$(4,87 \pm 0,05) \cdot 10^{-5}$
Fluctuation du faisceau	en temps (± 2 ps)	$(4,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$	$(4,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$
	de la charge ($\pm 10\%$)	$(1,51 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$(1,11 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$
Vibrations mécaniques ± 50 Hz ($\pm 10^\circ$)	RPF (1)	$(1,06 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$	$(6,26 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}$
	PCTM (2)	$(1,89 \pm 0,31) \cdot 10^{-5}$	$(6,01 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}$
Erreur de calibrations	amp. $\pm 10\%$, phase $\pm 1^\circ$	$(1,92 \pm 0,24) \cdot 10^{-4}$	$(1,08 \pm 0,13) \cdot 10^{-5}$
Dispersion des tensions de $\pm 20\%$	avec t_{inj} optimisé	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{-4}$
	avec t_{inj} & P_g optimisés	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$

(1) méthode de la "Référence de Phase Flottante"

(2) méthode de la "Phase Contrôlée durant le Temps de Montée"

Tableau 4.8: Principales sources de dispersion d'énergie



Chapitre V

<p>Dispersion d'énergie induite par les phénomènes de propagation dans une structure à ondes stationnaires</p>
--

- V.1 Introduction
- V.2 Circuit équivalent d'une cavité multi-cellules
- V.3 Analyse modale de la bande passante
- V.4 Calculs du régime HF transitoire et de l'interaction du faisceau
- V.5 Cas d'un faisceau relativiste
- V.6 Cas d'un faisceau non relativiste
- V.7 Conclusion



V - Dispersion d'énergie induite par les phénomènes de propagation dans une structure à ondes stationnaires^[5.1]

1. Introduction

En plus des effets d'un seul paquet, induits en particulier par la charge d'espace, les effets de plusieurs paquets dus surtout aux effets de propagation du champ HF vont modifier la qualité d'un faisceau non ultra relativiste traversant une structure à ondes stationnaires. Après le temps de remplissage de la cavité, celle-ci est périodiquement remplie par la source de puissance HF durant l'intervalle entre deux paquets. L'étude, réalisée dans les chapitres précédents, assimilait une cavité à un résonateur unique et ne tenait pas compte de la structure de la cavité. Dans ce chapitre, Nous allons étudier les effets de la propagations de la puissance HF dans une cavité multi-cellules, assimilée à une série de résonateurs couplés. Nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'évolution de l'amplitude du champ le long de la structure, alimentée par un générateur, couplé à une cellule d'extrémité. Bien que la fréquence du générateur soit réglée le plus proche possible du mode accélérateur, tous les modes de la bande passante TM_{010} sont excités. Le comportement en régime transitoire des structures à ondes stationnaires a été largement étudié depuis de nombreuses années. Dans la Réf. [5.2], par exemple, l'analyse modale permet d'expliquer la structure du champ HF qui s'établit sur le mode π pendant une impulsion HF, en utilisant les transformation de Laplace. Plus récemment, dans le but d'étudier l'effet de la charge faisceau dans la cavité supraconductrice TESLA par des paquets relativistes placé à la crête du champ accélérateur, le problème des modes multiples a été résolu en utilisant des systèmes d'équations différentielles du premier ordre^[5.3] ou des transformations de Laplace^[5.4].

2. Circuit équivalent d'une cavité multi-cellules

On se propose tout d'abord d'établir le schéma équivalent d'une cavité multi-cellules à partir des équations de Maxwell. La cavité multi-cellules est constituée de cellules résonantes faiblement couplées (cf. Fig. 5.1).

Les champs dans une cellule donnée sont habituellement développés en modes normaux. Mais la bande du mode qui nous intéresse étant très étroite par rapport à la distance qui la sépare du mode suivant, on peut négliger les couplages entre modes. En ne retenant qu'un seul mode du développement, on peut écrire

$$E_n(\vec{r}, t) = \sum_m q_n^m(t) E_{an}^m(\vec{r}) = q_n(t) E_{an}(\vec{r}) \text{ avec la normalisation } \int E_{an}^2 dV = 1$$

où $q_n(t)$ est l'excitation de la cellule n , une fonction du temps, et $E_{an}(\vec{r})$ est la structure du champ du mode simple dans la cellule.

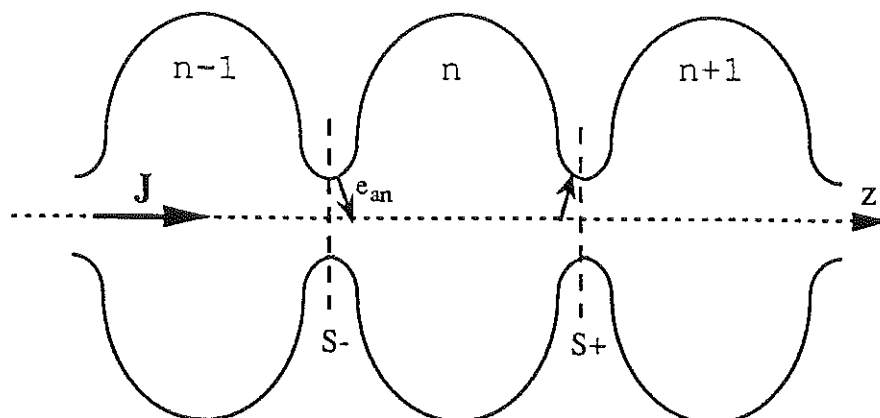


Figure 5.1 : Chaîne de cellules résonantes couplées

On définit les surfaces S et S' de telle façon que la composante tangentielle du champ électrique à S soit nulle et la composante tangentielle au champ magnétique à S' soit nulle. A l'intérieur de la cellule n , de volume V_n enfermé par les surfaces S et S' , l'équation d'onde donne l'équation différentielle relative à la fonction du temps du champ q_n ^[5.5]

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} q_n(t) + \frac{\omega_o}{Q_n} \frac{d}{dt} q_n(t) + \omega_o^2 q_n(t) = -\omega_o c \int_S (\vec{n} \times \mathbf{E}_n(\vec{r}, t)) H_{an}(\vec{r}) dS \\ + \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_{S'} (\vec{n} \times \mathbf{H}_n(\vec{r}, t)) E_{an}(\vec{r}) dS - \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_{V_n} \mathbf{J}(\vec{r}, t) E_{an}(\vec{r}) dV \end{aligned} \quad (5.1)$$

où \vec{n} est un vecteur normal à S et S' dirigé vers l'extérieur.

Il y a une petite composante tangentielle du champ électrique sur la surface S lorsque les pertes sont considérées (S est alors la surface des parois), mais aussi lorsque les cellules sont couplées par de petits trous (S est alors l'ouverture du trou). Les pertes ont été déjà incluses dans le premier membre par Q_n (la faible dérive en fréquence à cause du Q_n fini a été négligée). Le couplage entre cellules est représenté par le premier terme où l'intégration porte sur la surface des iris. Le second terme représente la source du courant générateur et le troisième terme représente l'interaction entre le faisceau et la cellule.

L'intégrale de couplage est écrite explicitement en exprimant proprement les conditions aux limites du champ électrique au niveau des trous de couplage, dont la composante tangentielle est obtenue par le mode e_a en "circuit ouvert" (Le champ électrique est tangent au trou de couplage). Pour un champ électrique de symétrie paire par rapport au plan passant par le milieu de la cellule,

ce qui est le cas du mode TM_{010} , nous obtenons^[5.6] :

$$\int_S (\bar{n} \times E_n(\bar{r}, t)) H_{an}(\bar{r}) dS = \left[\frac{1}{2} q_{n-1}(t) - q_n(t) + \frac{1}{2} q_{n+1}(t) \right] \int_{S_n^-} (e_{an} \times H_{an}) \bar{i}_z dS \quad (5.2)$$

où S_n^- est la surface d'intégration de la première ouverture de couplage de la cellule n.

Nous définissons le facteur de couplage K, indépendant de la cellule n

$$2K = -\frac{c}{\omega_0} \int_{S_n^-} (e_{an} \times H_{an}) \bar{i}_z dS \quad (5.3)$$

L'équation différentielle relative à la cellule n est alors

$$\frac{d^2}{dt^2} q_n(t) + \frac{\omega_0}{Q_n} \frac{d}{dt} q_n(t) + \omega_0^2 q_n(t) = 2K\omega_0^2 \left[\frac{1}{2} q_{n-1}(t) - q_n(t) + \frac{1}{2} q_{n+1}(t) \right] + \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_S (\bar{n} \times H_n(\bar{r}, t)) E_{an}(\bar{r}) dS - \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_{V_n} J(\bar{r}, t) E_{an}(\bar{r}) dV \quad (5.4)$$

Nous réécrivons l'équation de dispersion de la cellule n, alimentée par un courant générateur et par un courant faisceau

$$-Kq_{n-1}(t) + (1 + 2K)q_n(t) - Kq_{n+1}(t) = -\frac{1}{\omega_0^2} \frac{d^2}{dt^2} q_n(t) - \frac{1}{Q_n \omega_0} \frac{d}{dt} q_n(t) + \frac{1}{\epsilon \omega_0^2} \frac{d}{dt} \int_S (\bar{n} \times H_n(\bar{r}, t)) E_{an}(\bar{r}) dS - \frac{1}{\epsilon \omega_0^2} \frac{d}{dt} \int_{V_n} J(\bar{r}, t) E_{an}(\bar{r}) dV \quad (5.5)$$

Les pertes intrinsèques des cellules sont représentées par Q_0 , β_n est le couplage de la cellule n à un circuit extérieur et Q_n le Q en charge de la cellule n. Pour une cavité multi-cellules alimentée par la première cellule, on a

$$\begin{aligned} \text{pour } n \neq 1 \quad Q_n &= Q_0 \\ \text{pour } n = 1 \quad Q_1 &= Q_0 / (1 + \beta_1) \end{aligned}$$

En faisant les changements suivants

$$\begin{aligned} V_n(t) &= q_n(t) \quad K = L / L_k \quad LC\omega_0^2 = 1 \\ Q_0 &= R_0 C \omega_0 = R_0 / (L \omega_0) = Q_n (1 + \beta_n) \end{aligned}$$

nous obtenons les équations du circuit équivalent (figure 5.2) pour des champs de symétrie paire où $V_n(t)$ est maintenant la tension du résonateur n.

$$\begin{aligned}
 -K V_{n-1}(t) + (1 + 2K) V_n(t) - K V_{n+1}(t) = & -\frac{1}{\omega_o^2} \frac{d^2}{dt^2} V_n(t) - \frac{1}{Q_n \omega_o} \frac{d}{dt} V_n(t) \\
 & + L \frac{d}{dt} I_{gn} - L \frac{d}{dt} I_{bn}
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

avec les courants générateur et faisceau donnés par

$$\begin{aligned}
 I_{gn} &= \frac{C}{\epsilon} \int_{S'} (\bar{n} \times H_n(\bar{r}, t)) E_{an}(\bar{r}) dS \\
 I_{bn} &= \frac{C}{\epsilon} \int_{V_n} J(\bar{r}, t) E_{an}(\bar{r}) dV
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Tandis que le terme du courant faisceau est le même pour toutes les cellules, le terme du courant générateur n'existe que pour la première cellule. L'impédance du générateur doit être ajoutée du côté de la première cellule. De plus, une inductance égale à la moitié de l'inductance de couplage doit être ajoutée aux deux extrémités du circuits afin d'avoir le mode π plat, lorsque l'excitation est la même dans toutes les cellules en régime stationnaire.

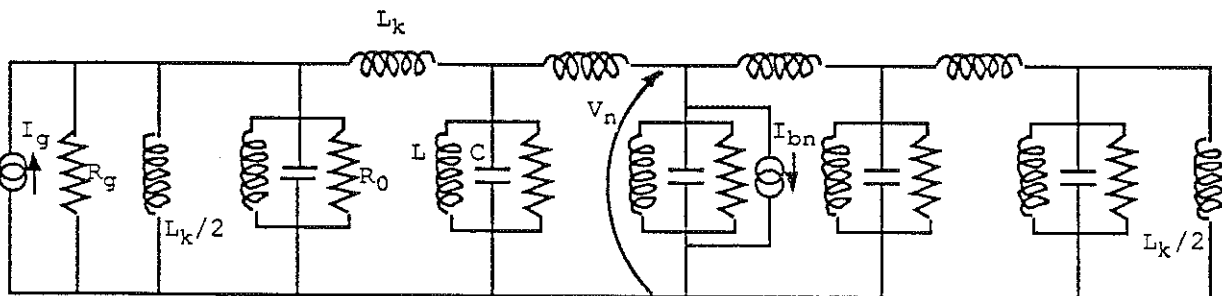


Figure 5.2 : Circuit équivalent (avec les blocs en parallèle)

Nous définissons les tensions du générateur et du faisceau $V_{gn} = \frac{R_o}{1 + \beta_n} I_{gn}$ $V_{bn} = \frac{R_o}{1 + \beta_n} I_{bn}$

Avec les nouvelles notations, les équations du circuit équivalent sont finalement

pour la première cellule

$$(1+3K)V_1(t) - KV_2(t) = -\frac{1}{\omega_o^2} \frac{d^2}{dt^2} V_1(t) - \frac{1}{Q_1 \omega_o} \frac{d}{dt} V_1(t) - \frac{1}{Q_1 \omega_o} \frac{d}{dt} V_{b1}(t) + \frac{1}{Q_1 \omega_o} \frac{d}{dt} V_g(t) \quad (5.8)$$

pour la cellule n

$$-KV_{n-1}(t) + (1+2K)V_n(t) - KV_{n+1}(t) = -\frac{1}{\omega_o^2} \frac{d^2}{dt^2} V_n(t) - \frac{1}{Q_o \omega_o} \frac{d}{dt} V_n(t) - \frac{1}{Q_o \omega_o} \frac{d}{dt} V_{bn}(t) \quad (5.9)$$

pour la dernière cellule N

$$-KV_{N-1}(t) + (1+3K)V_N(t) = -\frac{1}{\omega_o^2} \frac{d^2}{dt^2} V_N(t) - \frac{1}{Q_o \omega_o} \frac{d}{dt} V_N(t) - \frac{1}{Q_o \omega_o} \frac{d}{dt} V_{bN}(t) \quad (5.10)$$

3. Analyse modale de la bande passante

Les équations de dispersion qui décrivent l'excitation des cellules, alimentées par un faisceau et un générateur dans la première cellule, peuvent être écrites avec la notation matricielle

$$\mathbf{A} \mathbf{V} = -\frac{1}{\omega_o^2} \ddot{\mathbf{V}} - \mathbf{B} \dot{\mathbf{V}} - \mathbf{B} \dot{\mathbf{V}}_b + \mathbf{B} \dot{\mathbf{V}}_g \quad (5.11)$$

où \mathbf{V} , \mathbf{V}_b et \mathbf{V}_g sont les vecteurs colonnes donnant les excitations des cellules, la tension induite par le faisceau, et la tension du générateur, respectivement.

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix} \quad \mathbf{V}_b = \begin{bmatrix} V_{b1} \\ V_{b2} \\ \vdots \\ V_{bN} \end{bmatrix} \quad \mathbf{V}_g = \begin{bmatrix} V_g \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}$$

\mathbf{A} et \mathbf{B} sont des matrices carrées de dimension N, N étant le nombre de cellules.

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1+3K & -K & & & \\ -K & \ddots & \ddots & \mathbf{0} & \\ & -K & 1+2K & -K & \\ & & \ddots & \ddots & -K \\ \mathbf{0} & & & -K & 1+3K \end{bmatrix} \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 1/(Q_1 \omega_o) & 0 & \dots & & \\ 0 & 1/(Q_o \omega_o) & & & \\ \vdots & & \ddots & & \\ & & & & 1/(Q_o \omega_o) \end{bmatrix}$$

L'équation matricielle de second ordre (5.11) peut être résolue par l'algèbre classique, après une transformation au premier ordre des équations matricielles. Au lieu de cela, nous préférons rechercher l'équation matricielle qui implique les modes usuels trouvés par la résolution du système homogène :

$$\mathbf{A}\mathbf{V} + \frac{1}{\omega_0^2}\ddot{\mathbf{V}} = 0 \quad (5.12)$$

Ces modes de l'état stationnaire sont de plus calculés par des codes de calcul tel que URMEL^[5,7], par exemple.

Dans ce cas, nous devons diagonaliser la matrice \mathbf{A} . Nous prenons la matrice de transformation \mathbf{T} , telle que $\mathbf{V} = \mathbf{T}\mathbf{Z}$. L'équation 5.11 peut alors s'écrire

$$\mathbf{T}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{T}\mathbf{Z} = -\frac{1}{\omega_0^2}\ddot{\mathbf{Z}} - \mathbf{T}^{-1}\mathbf{B}\dot{\mathbf{V}} - \mathbf{T}^{-1}\mathbf{B}\dot{\mathbf{V}}_{\mathbf{b}} + \mathbf{T}^{-1}\mathbf{B}\dot{\mathbf{V}}_{\mathbf{g}} \quad (5.13)$$

La matrice de transformation est la matrice modale si la matrice $\Lambda = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{T}$ est diagonale. Les éléments diagonaux de Λ sont les valeurs propres de \mathbf{A} , données par :

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & & & \\ & \ddots & & & \\ & & \lambda_m & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \lambda_N \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \lambda_m = \frac{\omega_m^2}{\omega_0^2} = 1 + 2K(1 - \cos \frac{m\pi}{N})$$

Les vecteurs colonnes de la matrice modale sont les vecteurs propres

$$\begin{bmatrix} \mathbf{V}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{V}_n \\ \vdots \\ \mathbf{V}_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{11} & \mathbf{T}_{12} & \cdots & & \mathbf{T}_{1N} \\ \vdots & \vdots & & & \vdots \\ \mathbf{T}_{n1} & \cdots & \mathbf{T}_{nm} & \cdots & \mathbf{T}_{nN} \\ \vdots & & & & \vdots \\ \mathbf{T}_{N1} & & & & \mathbf{T}_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{Z}_n \\ \vdots \\ \mathbf{Z}_N \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \mathbf{T}_{nm} = c_m \sin \left(n - \frac{1}{2} \right) \frac{m\pi}{N}$$

La constante c_m est choisie avec la normalisation $\sum_n \mathbf{T}_{nm}^2 = N$.

Et les vecteurs propres appartenant aux différentes valeurs propres sont orthogonaux

$$\sum_n \mathbf{T}_{nm}\mathbf{T}_{nk} = 0 \quad \text{pour} \quad m \neq k \quad (5.14)$$

La matrice inverse est alors donnée par la matrice transposée

$$\mathbf{T}^{-1} = \frac{1}{N}\mathbf{T}^t \quad (5.15)$$

L'excitation de la cellule n est alors exprimée en terme des modes m : $\mathbf{V}_n = \sum_m \mathbf{T}_{nm}\mathbf{Z}_m$

Si on exécute les multiplications des matrices de l'équation (5.13), nous trouvons pour l'équation différentielle relative au mode m (ligne m du système)

$$\lambda_m Z_m = -\frac{1}{\omega_o^2} \ddot{Z}_m - \sum_n \frac{T_{nm}}{NQ_n \omega_o} \dot{V}_n + \frac{T_{1m}}{NQ_1 \omega_o} \dot{V}_g - \sum_n \frac{T_{nm}}{NQ_n \omega_o} \dot{V}_{bn} \quad (5.16)$$

L'excitation de la cellule n est donnée par la somme sur les modes normaux : $V_n = \sum_k T_{nk} Z_k$.

Après avoir réarrangé les termes, on obtient :

$$\ddot{Z}_m + \sum_{n,k} T_{nm} T_{nk} \frac{\omega_o}{NQ_n} \dot{Z}_k + \omega_m^2 Z_m = T_{1m} \frac{\omega_o}{NQ_1} \dot{V}_g - \sum_n T_{nm} \frac{\omega_o}{NQ_n} \dot{V}_{bn} \quad (5.17)$$

Nous notons que les modes sont couplés par un terme d'amortissement (le coefficient de \dot{Z}_k est non nul). Après remplacement des Q_n par leurs différentes expressions pour une cavité multi-cellules alimentée par la première cellule

$$\begin{aligned} \text{pour } n \neq 1 \quad Q_n &= Q_o \\ \text{pour } n = 1 \quad Q_1 &= Q_o / (1 + \beta_1) \end{aligned}$$

le terme d'amortissement devient

$$\sum_{n,k} T_{nm} T_{nk} \frac{\omega_o}{NQ_n} \dot{Z}_k = \frac{\omega_o}{NQ_o} \sum_{n,k} T_{nm} T_{nk} \dot{Z}_k + T_{1m} \frac{\beta_1 \omega_o}{NQ_o} \sum_k T_{1k} \dot{Z}_k \quad (5.18)$$

Le premier terme représente le couplage des modes provenant des pertes des parois tandis que le second terme représente le couplage entre les modes provenant des Q extérieurs de la première cellule qui est alimentée par le générateur. Cependant, à cause de la propriété d'orthogonalité (cf. équation 5.12) des vecteurs propres, le couplage entre modes dû aux pertes des parois disparaît lorsque nous considérons les modes d'une seule bande passante et seul le couplage entre les modes dû à la première cellule alimentée est approprié. Le terme d'amortissement se ramène finalement à

$$\sum_{n,k} T_{nm} T_{nk} \frac{\omega_o}{NQ_n} \dot{Z}_k = \frac{\omega_o}{Q_o} \dot{Z}_m + T_{1m} \frac{\omega_o}{Q_{ext}} \sum_k T_{1k} \dot{Z}_k \quad (5.19)$$

où $Q_{ext} = \frac{NQ_o}{\beta_1}$ est le Q extérieur global de la cavité multi-cellules pour le mode π .

L'équation différentielle relative au mode m est alors

$$\ddot{Z}_m + \frac{\omega_o}{Q_o} \dot{Z}_m + T_{1m} \frac{\omega_o}{Q_{ext}} \sum_k T_{1k} \dot{Z}_k + \omega_m^2 Z_m = T_{1m} \frac{\omega_o}{NQ_1} \dot{V}_g - \sum_n T_{nm} \frac{\omega_o}{NQ_n} \dot{V}_{bn} \quad (5.20)$$

Nous remplaçons les tensions faisceau par les sources de courant $I_{bn} = V_{bn} / R_n$. Nous pouvons montrer en utilisant la propriété de la matrice inverse (cf. équation 5.13), que l'on peut déterminer le terme d'interaction faisceau relatif au mode m à partir du terme d'interaction faisceau relatif à chaque cellule individuelle.

Sachant que

$$Q_n = R_n C \omega_0 \quad (5.21)$$

et

$$\dot{I}_{bm} = \frac{1}{N} \sum_n T_{nm} \dot{I}_{bn} \quad (5.22)$$

l'équation différentielle relatif au mode m devient :

$$\ddot{Z}_m + \frac{\omega_0}{Q_0} \dot{Z}_m + T_{lm} \frac{\omega_0}{Q_{ext}} \sum_k T_{lk} \dot{Z}_k + \omega_m^2 Z_m = T_{lm} \frac{\omega_0}{NQ_1} \dot{V}_g - \frac{1}{C} \dot{I}_{bm} \quad (5.23)$$

En remplaçant les expressions d'origine des tensions du générateur et du faisceau, nous obtenons

$$\begin{aligned} \ddot{Z}_m + \frac{\omega_0}{Q_0} \dot{Z}_m + T_{lm} \frac{\omega_0}{Q_{ext}} \sum_k T_{lk} \dot{Z}_k + \omega_m^2 Z_m = & \frac{T_{lm}}{N\epsilon} \frac{d}{dt} \int_S (\vec{n} \times H_n(\vec{r}, t)) E_m^m(\vec{r}) dS \\ & - \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_{V_{cw}} J(\vec{r}, t) E_m^m(\vec{r}) dV \end{aligned} \quad (5.24)$$

où le terme d'interaction faisceau doit être intégré sur toutes les cellules formant la cavité.

Une fois que l'évolution des fonctions dépendant du temps z_m est trouvée, l'excitation de la cellule n et le champ résultant le long de la cavité sont donnés par la somme de ces modes

$$q_n(t) = \sum_m T_{nm} z_m(t) \quad E(\vec{r}, t) = \sum_m z_m(t) E_m^m(\vec{r})$$

4. Calculs du régime HF transitoire et de l'interaction du faisceau

L'évolution du champ pour chaque mode de la bande passante pendant le temps de remplissage de la cavité et durant un intervalle entre deux paquets est trouvée numériquement en intégrant le système (5.24) avec le courant générateur comme terme de second membre. Comme nous sommes particulièrement intéressés par l'évolution des enveloppes des amplitudes et des phases des champs HF, qui sont des fonctions variant lentement, ce système du second ordre peut être facilement transformé en un système d'équations différentielles du premier ordre (cf. chap. I).

L'intégrale du courant faisceau est calculée de la manière suivante : A chaque passage d'un paquet, le mouvement longitudinal des particules et la perturbation due à la charge du faisceau sur les enveloppes des champs sont obtenus par intégration numérique.

4.1 Enveloppes des champs

Pendant le temps de montée du champ ou entre deux passages d'un paquet, les modes sont juste alimentés par le générateur à partir d'une cellule d'extrémité. De plus, lorsque l'on considère des cavités supraconductrices, le couplage extérieur est élevé ($Q_o \gg Q_{ext}$). L'équation différentielle (5.24), relative au mode m , peut alors s'écrire

$$\ddot{z}_m + \frac{2}{\tau_m} \sum_k T_{1k} \dot{z}_k + \omega_m^2 z_m = \frac{2}{\tau_m} \dot{V}_g \quad (5.25)$$

où nous définissons la constante de temps HF τ_m pour le mode m

$$\tau_m = \frac{2Q_m}{\omega_m} \approx \frac{1}{T_{1m}} \frac{2Q_{ext}}{\omega_m}$$

Nous notons que plus l'excitation du mode T_{1m} dans la cellule alimentée est grande, plus le Q en charge de ces modes est petit. Alimenté par un générateur HF et traversé par un courant faisceau, le champ dépendant du temps va osciller à haute fréquence. Comme nous ne sommes intéressés que par les équations des enveloppes, nous ne définissons que les amplitudes et les phases pour toutes les quantités suivantes

$$z_m = A_m e^{j\phi_m} \times e^{j\omega_r t} \quad \text{pour l'excitation du mode } m$$

$$V_g = A_g e^{j\phi_g} \times e^{j\omega_r t} \quad \text{pour la tension du générateur}$$

où toutes les phases ont été définies par rapport à la fréquence de référence ω_r , généralement déterminée par le faisceau. En supposant des variations lentes en amplitude et en phase par rapport à la période HF, il est plus simple de transformer les équations différentielles du second ordre de (5.19) en des équations du premier ordre

$$\tau_m \left[\dot{A}_m + j(\dot{\phi}_m + \Delta\omega_m) \right] e^{j\phi_m} + \sum_k T_{1k} A_k e^{j\phi_k} = A_g e^{j\phi_g} \quad (5.26)$$

où $\Delta\omega_m = \omega_r - \omega_m$, est la différence de fréquence entre la fréquence de résonance du mode m et la fréquence de référence.

En séparant la partie réelle de l'imaginaire, nous obtenons un système de $2N$ équations différentielles couplées du premier ordre, qui peut être facilement intégré numériquement.

L'excitation de la cellule n de la cavité est obtenue en additionnant tous les modes de la bande passante.

$$V_n = \sum_m T_{nm} z_m = \sum_m T_{nm} A_m e^{j\phi_m} \times e^{j\omega_r t} \quad (5.27)$$

4.2 Interaction avec le faisceau

Le mouvement longitudinal des particules injectées est calculé par une intégration numérique le long de la structure accélératrice. La variation de phase d'une particule i durant le temps de transit et le gain d'énergie résultant sont donnés par

$$\frac{d\phi_i}{dz} = \frac{\omega_r}{c\beta_i(z)} \quad \frac{dV_i^{acc}}{dz} = E(z, t) e^{j\phi_i(z)} = \sum_m A_m E_a^m(z) e^{j(\phi_i(z) + \phi_m)} \quad (5.28)$$

où toutes les phases ont été définies par rapport à un plan de référence (l'entrée de la cavité par exemple).

Les effets de la charge d'espace, qui ont été négligés dans les équations précédentes, peuvent être ajoutés lorsque la charge d'un paquet n'est pas petite^[5.8].

La particule i produit le courant HF

$$I_i(z, t) = \frac{2I_0}{N_p} e^{-j\phi_i(z)} \times e^{j\omega_r t} \quad (5.29)$$

où N_p est le nombre de particules par paquet et I_0 est l'intensité du courant continu durant l'impulsion du faisceau

Les intégrales d'interaction du faisceau de l'équation (5.24) peuvent être alors calculées par

$$-\frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_{V_{cav}} J(\vec{r}, t) E_a^m(\vec{r}) dV = -\frac{j\omega_r}{\epsilon} \frac{2I_0}{N_p} \int_{cav} e^{-j\phi_i(z)} E_a^m(z) dz \times e^{j\omega_r t} \quad (5.30)$$

Elles vont générer des sauts d'amplitude et de phase dans l'excitation z_m du mode m à chaque passage d'un paquet.

5. Cas d'un faisceau relativiste

La propagation de l'impulsion HF de la position du générateur à travers une cavité multicellules (la cavité 9-cellules TESLA) a été simulée en utilisant les équations différentielles (5.26).

Les enveloppes du champ au centre de la première et de la dernière cellule durant le remplissage de la cavité sont montrées figure 5.3. Ce comportement transitoire est similaire à celui

trouvé dans la Réf. [5.3]. En évaluant le temps de retard entre le remplissage de la première et de la dernière cellule, on peut montrer clairement que le front de l'onde dans une cavité vide voyage avec la vitesse de groupe moyenne de la bande passante, c'est à dire essentiellement la vitesse de groupe du mode $\pi/2$.

Pour un gradient de 25 MV/m, la figure 5.4 montre l'évolution du champ E_z au centre de la première et de la dernière cellule, durant le début du train des paquets relativistes de TESLA (la charge d'un paquet est de 8 nC et l'espace entre deux paquets est de 1 μ s). Le premier paquet est injecté après le temps de remplissage du mode π , $t_b = \tau_\pi \ln 2$. La figure 5.5 montre les champs accélérateurs, provenant de toutes les cellules individuelles et après avoir effectué une moyenne sur toutes les cellules. Il est intéressant de noter que le gain d'énergie provenant de la première et de la dernière cellule est légèrement plus petit, à cause du champ de fuite dans les cellules d'extrémités, et que le gain d'énergie de tous les paquets en moyenne est pratiquement constant. Pour une cavité correctement accordée et un faisceau relativiste, la moyenne des champs accélérateurs de tous les modes est de zéro, à l'exception bien sur du mode π . Toutefois, comme le mode π est couplé aux autres modes excités par le Q_{ext} , des fluctuations persistent. La figure 5.6, représentant la tension accélératrice totale durant l'impulsion complète du faisceau dans TESLA, montre les oscillations résiduelles, principalement causées par le mode le plus proche de la bande passante, s'affaiblissant selon la constante de temps des modes. La dispersion d'énergie d'un paquet à l'autre est néanmoins très petite, de $3 \cdot 10^{-6}$ au début à $0,5 \cdot 10^{-6}$ à la fin de l'impulsion.

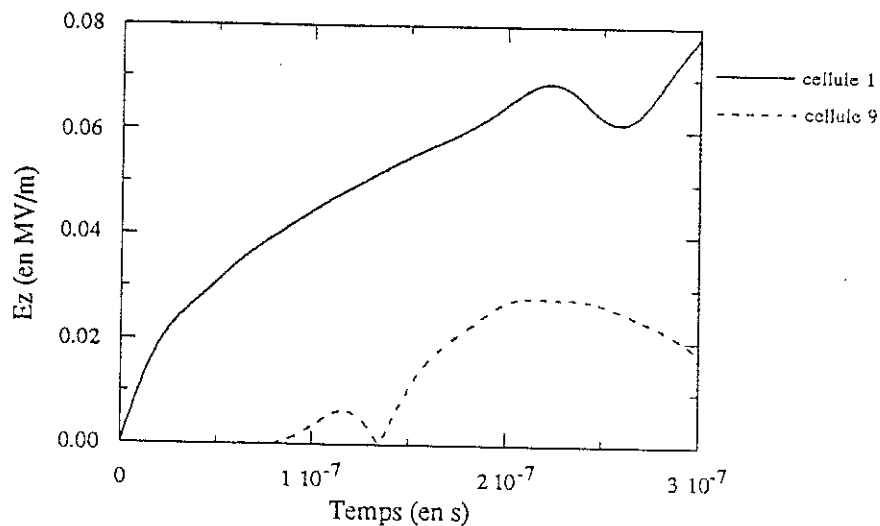


Figure 5.3 : Enveloppe du champ au centre des cellules durant le remplissage de la cavité

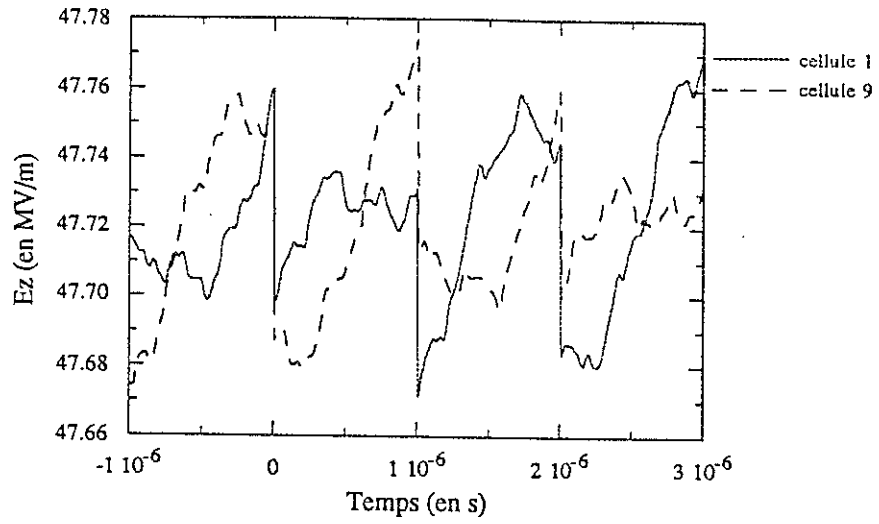


Figure 5.4 : Champ E_z au centre des cellules avec un train de paquets relativistes

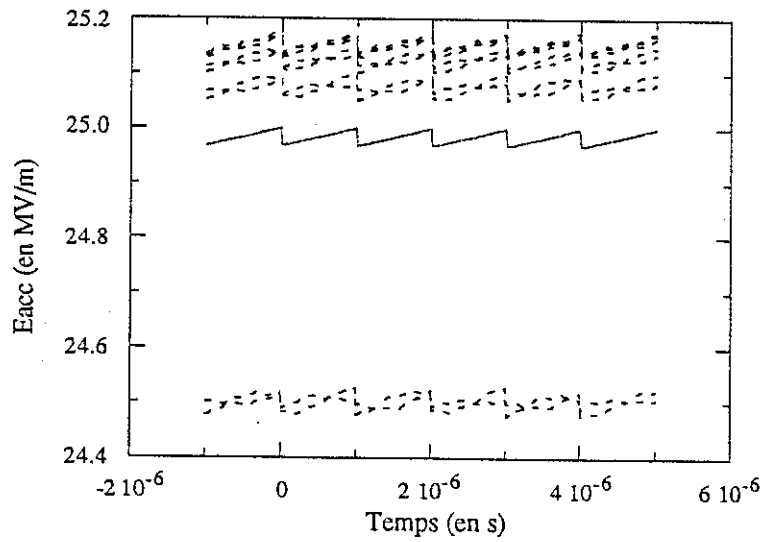


Figure 5.5 : Champ accélérateur de chaque cellule (trait en pointillé) et moyenné sur l'ensemble des cellules (trait plein) avec un train de paquets relativistes

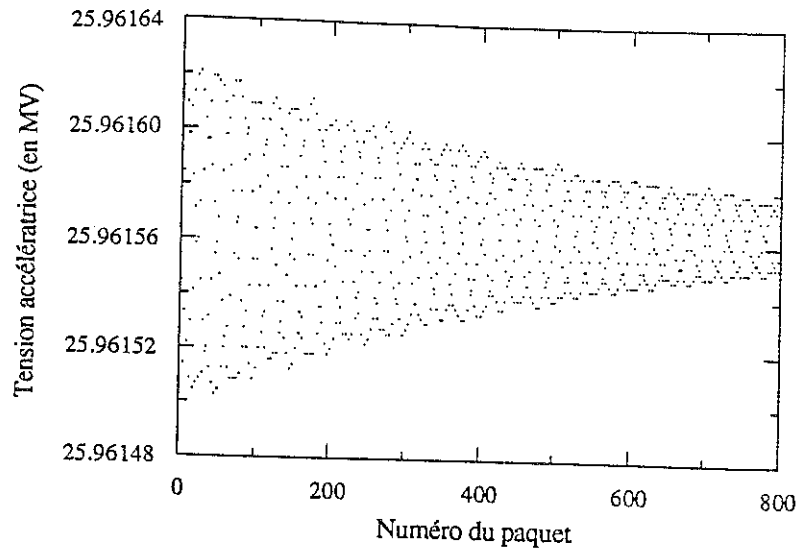


Figure 5.6 : Evolution de la tension accélératrice pendant 800 paquets

6. Cas d'un faisceau non relativiste

Avec un faisceau non relativiste, la situation change complètement : les effets des modes autres que le mode π ne s'annulent plus. De plus, comme la phase du faisceau glisse tout le long de la structure, par rapport à la phase qu'aurait un électron relativiste, et qui correspond à un gain d'énergie maximum, le champ saute et le désaccord en fréquence, provoqué par un faisceau qui n'est plus à la crête de l'onde HF, varie de cellule en cellule (cf. fig.5.7 et 5.8). Des fluctuations non négligeables de l'énergie de sortie sont alors attendues durant l'impulsion du faisceau.

6.1 Cas du faisceau traversant la cavité de capture de l'injecteur I de TTF

Les figures 5.7 et 5.8 montrent les courbes typiques du gain d'énergie et du glissement de la phase du faisceau par rapport à l'onde HF pour un paquet traversant la cavité de capture 9-cellules. Un gradient de 10 MV/m et une énergie d'injection de 240 keV ont été pris et seul le mode π a été considéré. Avant d'atteindre une valeur presque stable, la phase dérive rapidement surtout dans la première cellule.

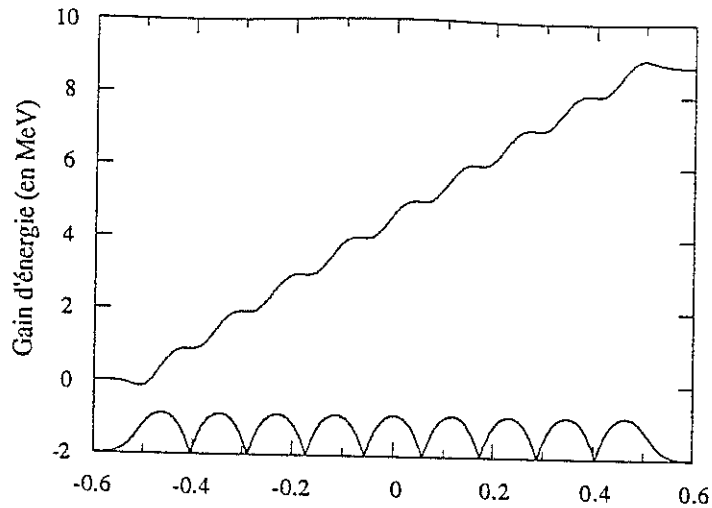


Figure 5.7 : Gain d'énergie dans la cavité de capture (le profil de la cavité est aussi montré) de l'injecteur I de TTF. L'énergie d'injection est de 0,25 MeV. Le gradient accélérateur est de 10 MV/m

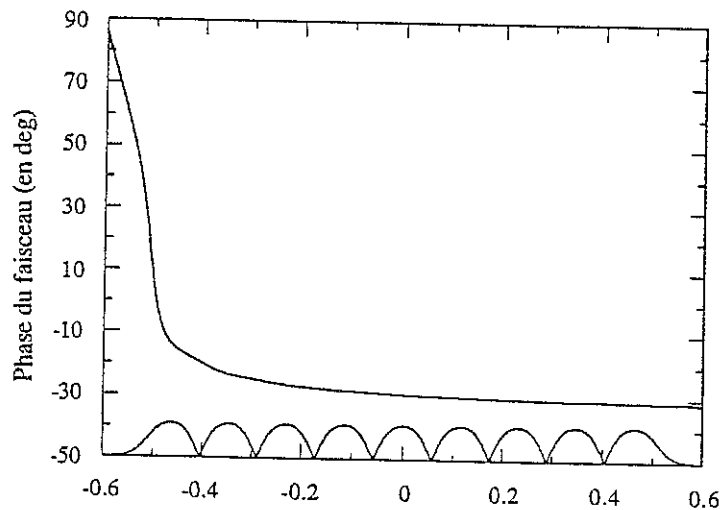


Figure 5.8 : Dérive de la phase du faisceau dans la cavité de capture (Le profil de la cavité est aussi montré) de l'injecteur I de TTF. La phase est nulle lorsque le faisceau est injecté à la crête de l'onde HF.

La phase de l'énergie transférée au faisceau va donc varier le long de la structure, provoquant des désaccords en fréquence, qui changent d'une cellule à l'autre. Le désaccord final en fréquence est d'environ 110 Hz, c'est à dire presque le tiers de la bande passante de la cavité. Le tableau 5.1 donne la contribution des différentes cellules pour le désaccord en fréquence, où le plus grand désaccord provient de la seconde cellule. Les désaccords ont été calculés en intégrant sur chaque cellule la dérive de la phase du faisceau, obtenue en prenant la partie imaginaire de l'intégrale d'interaction du faisceau de l'équation (5.28) et à partir de l'équation (1.26) qui relie le désaccord en fréquence de la cavité et le déphasage entre la tension du faisceau et la tension accélératrice.

N° de cellule	1	2	3	4	5	6	7	8	9	total
Δf (Hz)	16,2	38,5	16,5	10,1	7,15	5,15	4,23	3,4	9,3	110,5

Tableau 5.1 : Désaccords en fréquence (en Hz) des différentes cellules

6.2 Compensation d'un désaccord en fréquence produit par un désaccord dû au faisceau

Lorsque le faisceau ne passe pas à la crête de l'onde HF, un désaccord de la cavité, en plus du couplage critique, peut être introduit^[5.9] de façon à annuler la puissance HF réfléchie et donc de minimiser la puissance HF délivrée par le klystron. Dans le régime stationnaire, pour un couplage critique, l'angle de désaccord doit être réglé égal à la différence entre la phase HF de la tension de la cavité et la phase du faisceau

$$-\tau \Delta\omega_{\pi} = \tan \psi = \tan(\phi_c - \phi_b)$$

Les tensions du générateur et de la cavité sont alors en phase. De plus, nous montrerons plus tard que cette compensation va contribuer à diminuer les fluctuations de la tension de la cavité. Les diagrammes des phases sont représentés sur la Figure 5.9, sans et avec un désaccord de la cavité.

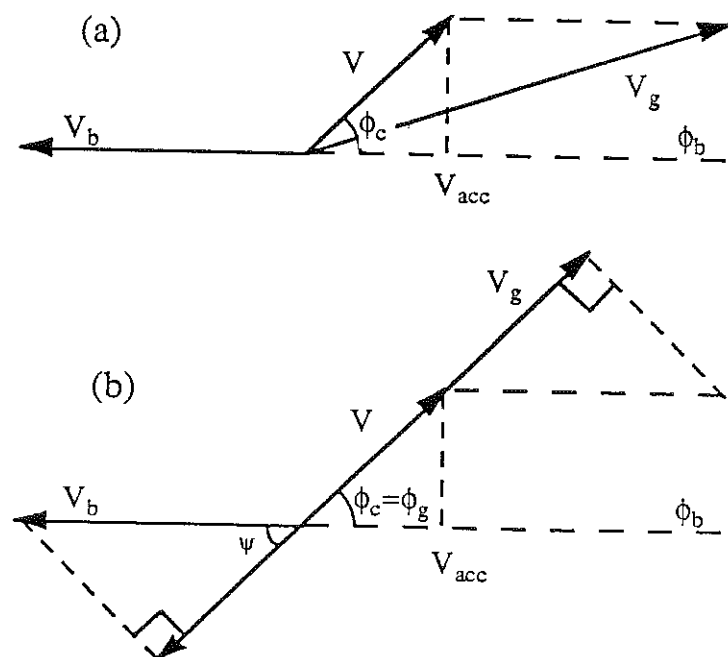


Figure 5.9 : Diagrammes des phases sans (a) et avec (b) un désaccord de la cavité

Afin d'avoir une tension accélératrice constante pendant l'impulsion de faisceau, en ajustant la tension du générateur et la tension du faisceau, et en négligeant les autres modes que le mode π , le faisceau doit être injecté au temps suivants

$$t_0 = \tau \ln 2 \text{ avec un désaccord de la cavité,}$$

et

$$t_0 = \tau \ln \frac{V_g \cos \phi_g}{V_b} \text{ sans désaccord de la cavité.}$$

6.3 Résultats

Les effets de la charge du faisceau seront différents selon que l'on introduit ou non un désaccord de la cavité, et aussi selon que le coupleur de puissance est situé en amont ou en aval par rapport au faisceau. Des calculs ont été réalisés pour le cas de l'injecteur I de TTF, qui délivre des paquets de faible charge (charge d'un paquet de 37 pC, injecté à la fréquence de 216,67 MHz).

La figure 5.10 montre l'évolution du gain d'énergie sur une échelle de temps court (1000 paquets, soit 4,6 μ s), sans désaccord de la cavité et avec un coupleur de puissance placé à l'entrée ou à la sortie de la cavité. La tension d'accélération ressort avec des fluctuations provoquées principalement par le battement dû au mode $8\pi/9$ le plus proche du mode accélérateur dont il s'écarte que de 760 kHz. Comme la forme des oscillations est semblable dans les deux cas, la dispersion d'énergie d'un paquet à l'autre s'élève à $9 \cdot 10^{-4}$.

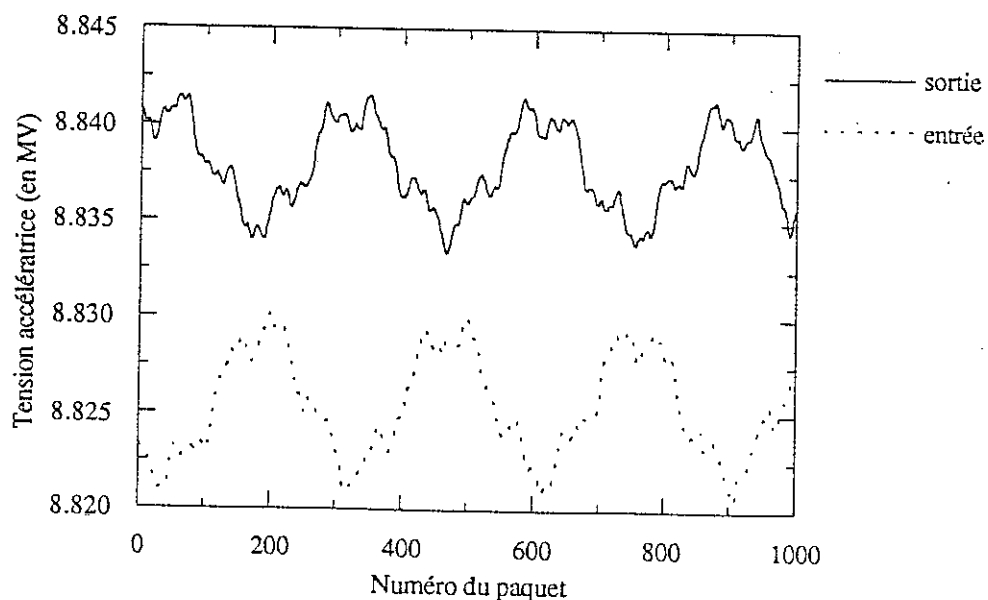


Figure 5.10 : Évolution du gain d'énergie sans désaccord de la cavité

La figure 5.11 montre les mêmes courbes, avec cette fois le désaccord de la cavité qui compense le désaccord dû à la charge faisceau (-110 Hz). La phase du générateur suit la phase de la cavité, au moins durant le temps de montée du champ. Nous remarquons que les fluctuations de la tension accélératrice sont deux fois plus faibles, donnant une dispersion d'énergie d'un paquet à l'autre de $4 \cdot 10^{-4}$.

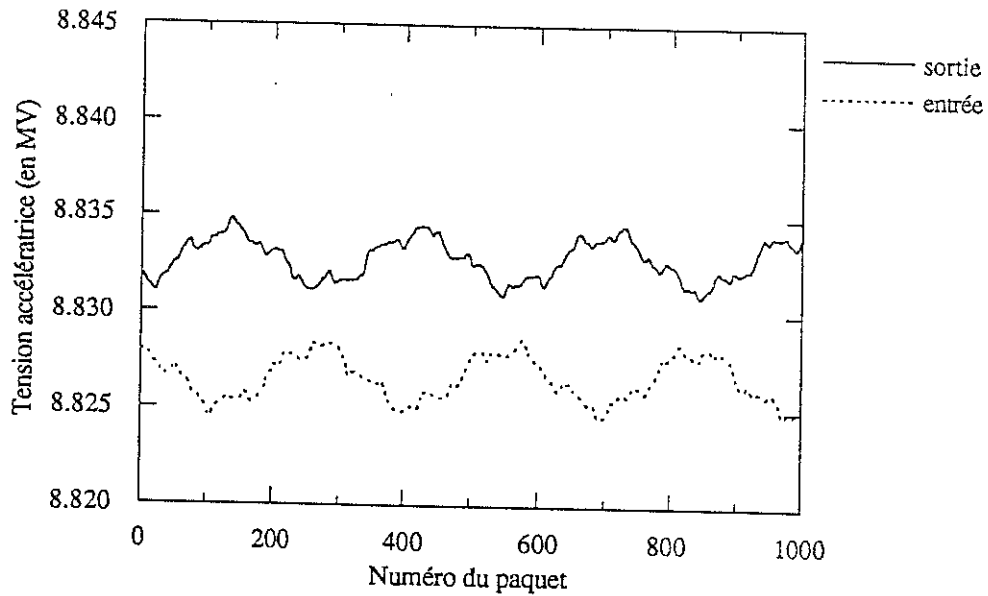


Figure 5.11 : Évolution du gain d'énergie avec désaccord de la cavité

Les figures 5.12 et 5.13 montrent l'évolution de la tension d'accélération sur un intervalle de temps long, comme la durée de 0,8 ms de l'impulsion du faisceau pour TESLA (environ 173 333 paquets pour l'injecteur I), sans et avec un désaccord de la cavité. Sans désaccord de la cavité, la compensation moyenne de la charge faisceau, en ajustant les différents paramètres (tensions du générateur et du faisceau, ou temps d'injection du faisceau), n'est pas possible, provoquant une pente importante sur la tension de la cavité au début ou à la fin de l'impulsion du faisceau. Inversement, la compensation moyenne peut être obtenue lorsqu'un désaccord de la cavité adéquat est introduit. Nous remarquons à nouveau que les oscillations de la tension diminuent proportionnellement avec les constantes de temps des autres modes de la bande passante.

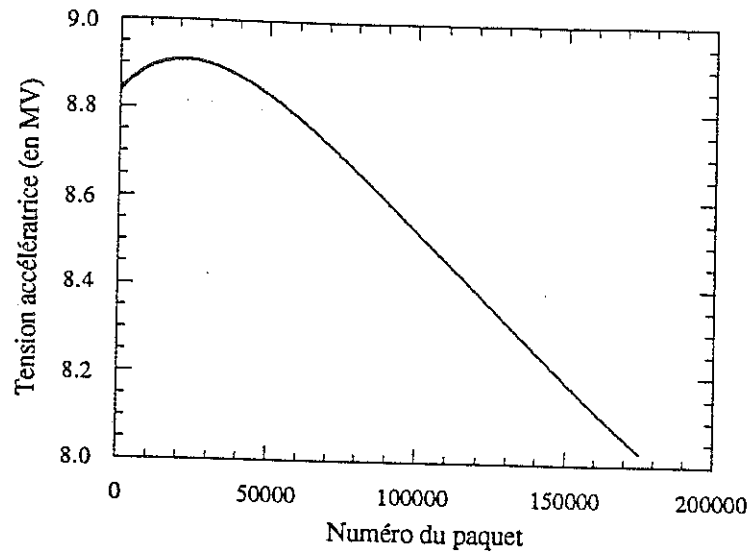


Figure 5.12 : Évolution du gain d'énergie sur une échelle de temps longue (sans désaccord de la cavité)

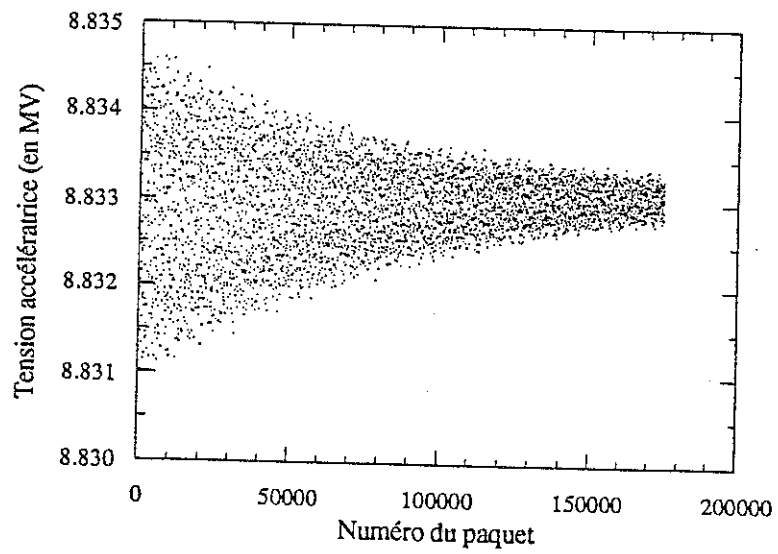


Figure 5.13 : Évolution du gain d'énergie sur une échelle de temps longue (avec désaccord de la cavité)

7. Conclusion

Bien que les effets de propagation soient négligeables pour un faisceau relativiste accéléré dans une cavité multi-cellules, ils ont été pris en compte pour un faisceau non relativiste. Dans ce cas, les autres modes que le mode π , et spécialement le mode le plus proche, introduisent des battements non négligeables dans la tension de la cavité.

Pour l'injecteur I de TTF (faible charge), la dispersion d'énergie d'un paquet à l'autre sera plus faible que 0,1 % dans tous les cas. Cette valeur est très petite en comparaison de la dispersion d'énergie à l'intérieur d'un paquet de 3 %, calculée avec le code de simulations de PARMELA^[5.10]. La géométrie des cavités TESLA est donc bien adaptée à l'utilisation comme cavité de capture pour l'injecteur de TTF. Avec un plus grand nombre de cellules ou un couplage plus faible entre les cellules, des effets plus importants auraient été obtenus.

D'un autre côté, nous pouvons imaginer une dispersion d'énergie plus grande induite en faisant varier des paramètres de faisceau critiques, comme la charge d'un paquet ou l'énergie d'entrée. Mais dans ce cas, les effets de dispersion d'énergie à l'intérieur d'un paquet dûs à la charge d'espace seraient prédominants.



Résumé

Dans le cadre du projet TESLA de collisionneur linéaire pour la physique des hautes énergies, des cavités supraconductrices multi-cellules sont utilisées pour accélérer des électrons et des positrons. Ces cavités sont alimentées en régime pulsé et doivent atteindre des gradients accélérateurs élevés. Le facteur de surtension des cavités étant très élevé, leur constante de temps est du même ordre de grandeur que la durée de l'impulsion de faisceau. Par ailleurs, sous l'action des forces de Lorentz, la fréquence de résonance dérive au point de sortir de la bande passante, ce qui empêche le champ de s'établir à sa valeur maximum dans la cavité. L'utilisation d'une boucle auto-oscillante pour asservir la fréquence du générateur à la fréquence de résonance de la cavité permet d'établir et de stabiliser le champ accélérateur. De plus, un système rétroactif doit être utilisé pour réduire la dispersion d'énergie à l'intérieur du train de paquets de particules. L'effet des vibrations mécaniques, toujours présentes, qui perturbe aléatoirement la phase de la tension accélératrice d'une impulsion à l'autre est compensé également à l'aide d'une boucle rétroactive. La thèse décrit et modélise ces phénomènes et leurs compensations, et calcule les variations correspondantes de la dispersion d'énergie du faisceau.

Le problème de la régulation et de la distribution de la puissance à plusieurs cavités par un seul générateur est aussi traité. Une étude statistique de l'influence des différents paramètres auxquels sont sensibles les cavités est présentée. Enfin, les phénomènes transitoires de propagations qui apparaissent dans une cavité à ondes stationnaires sont analysés par le modèle des résonateurs couplés. La dispersion en énergie qui en résulte est calculée dans le cas d'un faisceau relativiste aussi bien que dans le cas d'un faisceau non relativiste

MOTS CLEFS

Accélérateur linéaire - Cavité supraconducteur - Hyperfréquence - Onde stationnaire - Stabilisation - Asservissement

Conclusion Générale

L'utilisation de cavités supraconductrices pour les futurs collisionneurs linéaires présente des avantages certains, qui ont été par ailleurs bien étudiés, entre autre une faible puissance HF est nécessaire pour atteindre des gradients accélérateurs élevés. Mais le fait, étant donné le gigantisme du projet, de devoir pulser la puissance HF entraîne des inconvénients pendant le régime transitoire que nous avons mis en évidence et tentés de résoudre.

L'établissement de la tension HF dans la cavité est réalisé à l'aide d'une Boucle Auto-Oscillante qui asservit la fréquence du générateur de puissance HF à la fréquence de résonance de la cavité, quand elle dérive sous l'action de la pression de radiation qui déforme les parois de la cavité. Cet effet a été mis en évidence expérimentalement sur des cavités 5-cellules de MACSE et sur une cavité 9-cellules qui servira de cavité de capture pour l'injecteur I et II de TTF. Les fluctuations d'énergie pendant le passage du faisceau ont été compensées par des boucles rétroactives de régulation de l'amplitude et de la phase de la tension accélératrice de la cavité. Ces boucles demandent une puissance HF supplémentaire importante pour des gradients élevés, car l'effet de la pression de radiation devient important et génère donc une grande dispersion d'énergie. Aussi, afin de diminuer la dérive de la fréquence de résonance provoquée par la déformation des parois, des couronnes en niobium sont installées autour des iris soudées aux parois de la cavité.

En plus des boucles de régulation, on pourra installer tout le long du linac des cavités harmoniques de la fréquence fondamentale des cavités accélératrices qui devront aussi compenser les effets prédictifs et reproductifs d'une impulsion HF à l'autre de toutes les sources de dispersion d'énergie. Cette méthode est une solution complémentaire pour compenser les fluctuations générées par la pression de radiation et permettra de réduire la demande supplémentaire de puissance HF utilisée par les boucles de régulation.

Le problème des vibrations mécaniques, autre source de dispersion d'énergie, mais cette fois non prédictible et non reproductible d'une impulsion à l'autre, a été résolu de manière originale. La phase de la tension de la cavité est contrôlée et régulée sur un signal de référence variable pendant toute la durée de l'impulsion HF, c'est à dire pendant le temps de montée de la tension accélératrice dans la cavité et la durée de l'impulsion du faisceau. Grâce à cette méthode, la boucle de régulation de phase détecte de petites erreurs de phase, qui nécessitent une faible puissance supplémentaire durant toute la durée de l'impulsion HF. Il faut toutefois bien ajuster la

valeur initiale de la phase de référence sur la phase réelle de la tension de la cavité pour limiter la demande initiale de puissance.

Lorsqu'un seul générateur alimente plusieurs cavités, différentes sources de dispersion d'énergie interviennent. La boucle auto-oscillante ne doit plus suivre la fréquence d'une seule cavité, mais de toutes les cavités. Le système de stabilisation et de régulation va contrôler l'amplitude et la phase de la somme vectorielle de toutes les tensions de sortie des cavités. Une étude statistique a été réalisée systématiquement sur toutes les sources importantes de dispersion d'énergie. Il en est ressorti plusieurs points importants :

Dans le cas de fluctuations très rapides, comme les fluctuations de la charge du faisceau d'un paquet à l'autre, le système rétroactif de régulation reste inefficace. Aussi, il sera, par exemple, très important de bien maîtriser la charge des différents paquets pendant la durée totale du passage du faisceau dans le linac.

Une dispersion d'énergie très importante peut apparaître si une cavité est très limitée en champ accélérateur par rapport aux autres cavités. On ne pourra pas désaccorder cette cavité, car cela perturberait trop les autres cavités, dont les tensions sont utilisées pour la régulation de la tension totale. Un moyen envisagé est de ne plus alimenter la cavité défaillante. La régulation s'effectuera donc sur la somme vectorielle des tensions de toutes les autres cavités.

Une étude plus générale des phénomènes de propagation dans une structure multi-cellules à ondes stationnaires a été réalisée. La cavité est assimilée à une chaîne de résonateurs couplés entre eux, et non plus à un simple résonateur utilisé pour les études précédentes. On montre alors que tous les modes de la bande passante TM_{010} sont excités. Toutefois les effets de propagation ne se font pas ressentir pour un faisceau relativiste. Dans le cas d'un faisceau non relativiste, les autres modes que le mode accélérateur introduisent des battements non négligeable sur la tension de la cavité. Ils restent cependant petits comparés aux effets de dispersion à l'intérieur d'un paquet.

Par contre, lorsque la cavité est insérée dans une boucle auto-oscillante, la tension accélératrice est modulée par le mode $8\pi/9$ qui se trouve seulement à 760 kHz du mode π et qui se trouve par conséquent dans la bande passante de la boucle. Aussi, il faut installer des filtres réjecteurs à la sortie de la cavité et dans toutes les boucles de régulation qui atténuent le signal HF à la fréquence de ce mode.

Enfin, afin de confirmer les résultats des études statistiques et des simulations numériques, des tests vont être effectués sur une chaîne de huit cavités alimentées par un klystron. Ces tests montreront ou non la faisabilité d'un projet de futur collisionneur linéaire pour la physique des hautes énergies, le projet TESLA. Bien sûr, il reste maintenant à fabriquer un grand nombre de cavités supraconductrices capables d'atteindre des champs accélérateurs très élevés.

Annexes

- A Description du système de contrôle HF de TTF
- B Présentation des installations de MACSE
- C Principes des modulateurs vectoriels



Annexe A - Description du système de contrôle HF de TTF

1. Présentation générale de la station d'essai TTF

1.1 Description des installations

Le banc d'essai du test TESLA est situé à DESY à Hambourg (Allemagne). Le plan du bâtiment où se construisent toutes les installations est montré figure A.2. L'accélérateur lui-même est à l'intérieur d'une enceinte protégée dans la partie supérieure de la figure. Une vue détaillée du linac est montrée figure A.3. L'accélérateur est composé de 3 principales régions : la zone de l'injecteur, la partie principale du linac, et l'aire d'analyse du faisceau de haute énergie. L'aire de l'injecteur (cf. tableau A.1 pour les caractéristiques de l'injecteur I développé par le CEA/DAPNIA du CEN de Saclay, le LAL et l'IPN d'Orsay) comprend le canon à électrons, le pré-groupeur sous-harmonique, la cavité de capture supraconductrice, les lentilles de focalisation, et un équipement de diagnostique du faisceau. La cavité de capture est identique à une cavité 9-cellules (cf. fig. A.1) qui compose le linac principal.

Energie du canon	250 keV
Energie de sortie	9,9 MeV
E_{acc} (cavité de capture)	10 MV/m
Frequence de la cavité de capture	1300 MHz
Dispersion de phase, canon	± 150 deg
Fréquence du pré-groupeur	216,7 MHz
Particules par paquet	2,3 10 ⁸
Dispersion RMS de la phase	0,77 deg
Dispersion totale de la phase	3,2 deg
Dispersion RMS de l'énergie	0,078 MeV
Dispersion totale de l'énergie	0,3 MeV
Emittance ($4\gamma\sigma^2/\beta$)	16,8 mm.mrad
longueur RMS d'un paquet	0,49 mm
$(\Delta E/E)_{RMS}$	0,8 %

Tableau A.1 : Injecteur I

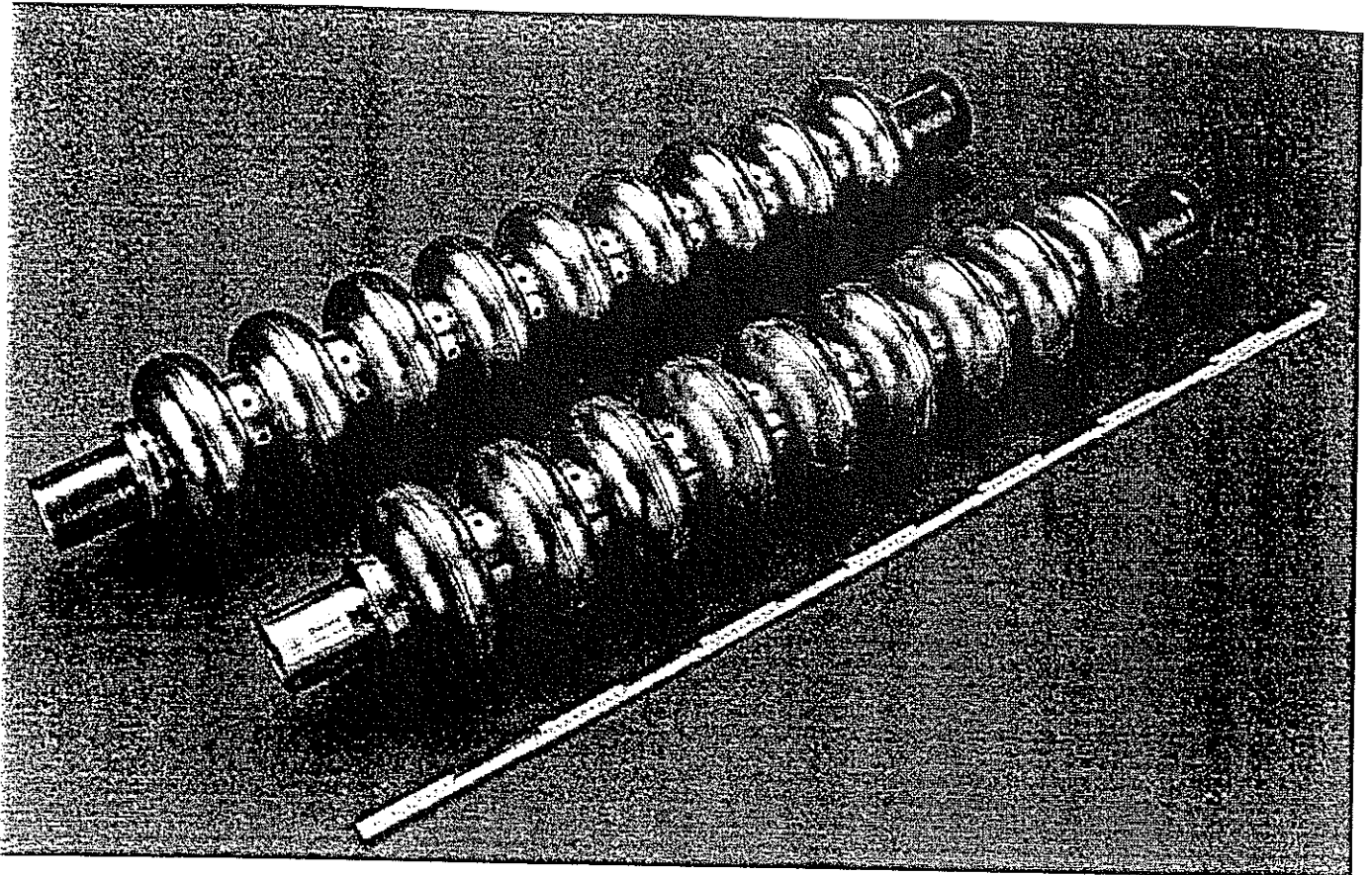


Figure A.1 : Cavité 9-cellules

Le linac principal est constitué de quatre cryomodules de 12,2 m de long chacun. Chaque cryomodule contient huit cavités 9-cellules et un ensemble de quadrupôle. Chaque cavité a un coupleur d'entrée pour la puissance HF, deux coupleurs de sortie pour les modes supérieurs (coupleurs HOM), et un mécanisme d'accord de la fréquence. L'ensemble des quadrupôles comprend un doublet de quadrupôles (l'un focalisant, l'autre défocalisant, d'une longueur de 15 cm et un gradient maximum de 20 T/m), deux paires de dipôles de correction, un mesureur de position (cavité TM110), un absorbeur HOM.

La puissance HF pour la partie principale du linac sera délivrée par deux klystrons et deux modulateurs. Chaque klystron/modulateur fournira 4,5 MW avec une durée d'impulsion jusqu'à 2 ms. Les cavités seront refroidies à la température de 1,8 K à l'aide d'un système d'une capacité de 100 W, qui peut être augmenté jusqu'à 200 W à l'aide d'un échangeur de chaleur.

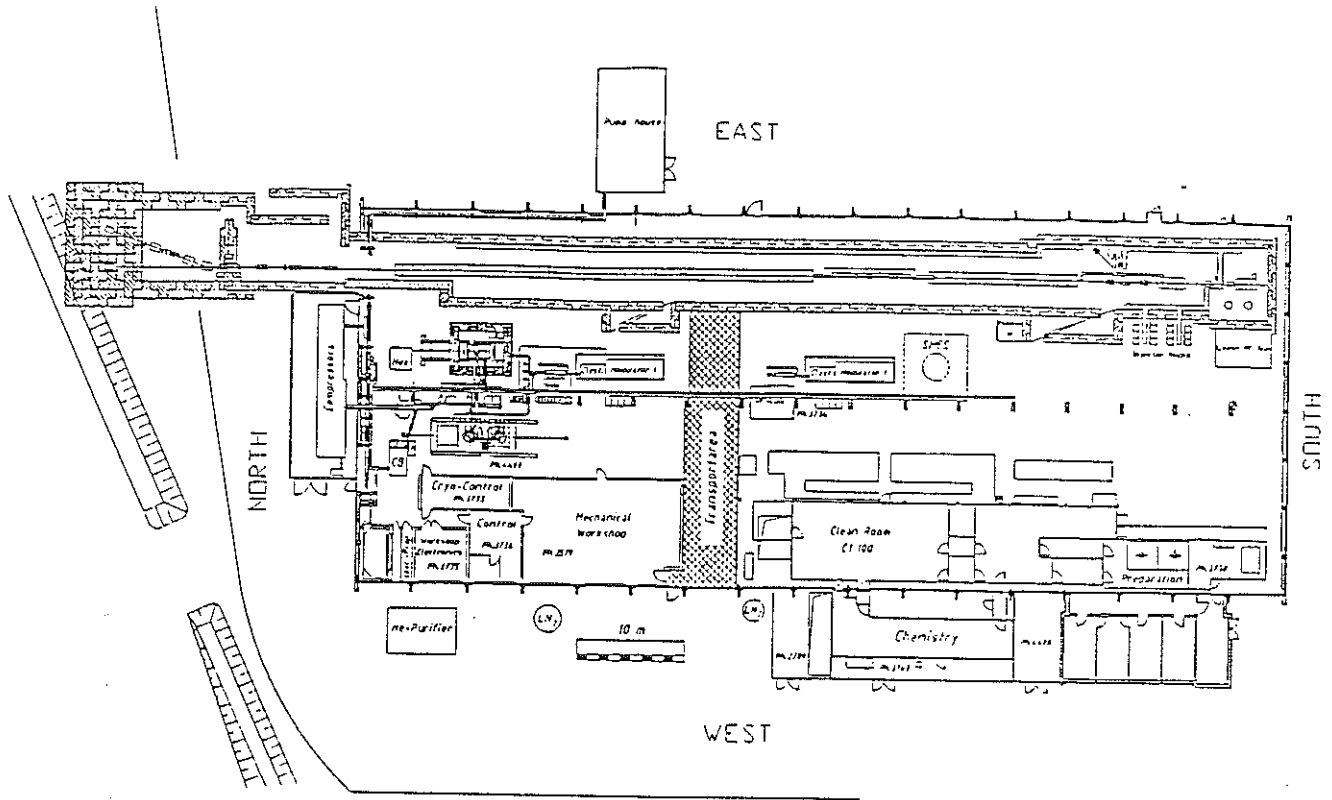


Figure A.2 : Plan des installations de TTF

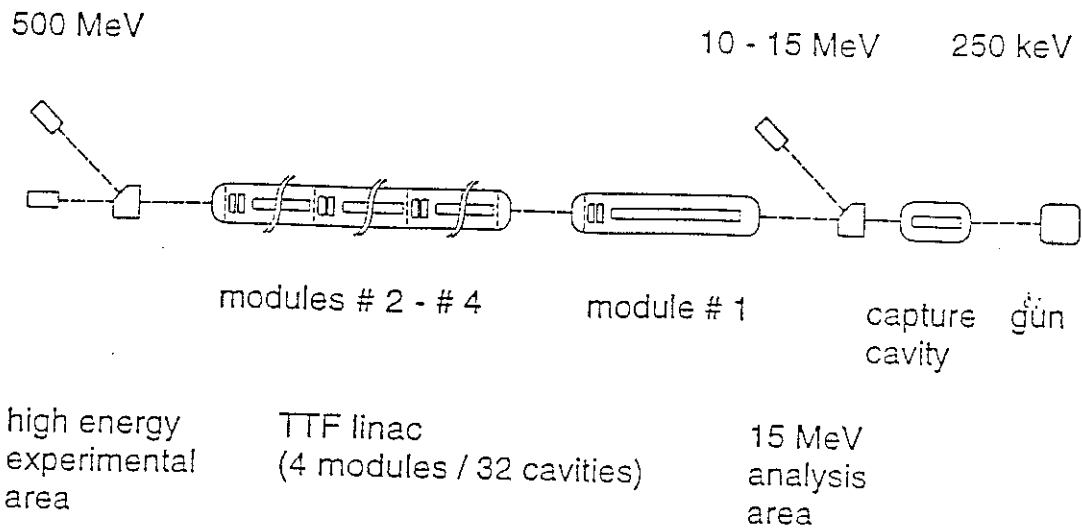


Figure A.3 : Schéma de TTFL

1.2 Le système HF de TTF

Les besoins en alimentations HF sont de trois sortes :

La demande principale provient des quatre cryomodules. Dans chaque cryomodule se trouvent huit cavités. La puissance HF crête utilisée pour une cavité au gradient accélérateur nominal et au courant faisceau maximum, i.e. 25 MV/m et 8,22 mA durant l'impulsion, est de 208 kW.

La durée de l'impulsion HF est d'environ 1,3 ms (0,5 ms de remplissage de la cavité et 800 micro-impulsions espacées de 1 μ s de faisceau). Le taux de répétition de l'impulsion HF est de 10 Hz.

Pour une plus grande flexibilité, on a choisi une durée d'impulsion HF de 2 ms.

Les puissances HF, crête et moyenne, utilisées pour les quatre cryomodules seront de 6,65 MW et 140 kW respectivement. Un klystron alimentera deux cryomodules. La figure A.3 donne le schéma de la distribution HF. La puissance totale est symétriquement divisée par des diviseurs de puissance 3 dB.

L'injecteur I, qui est constitué d'un canon, d'un pré-groupeur sous-harmonique et d'une cavité pré-accélératrice identique aux cavités 9-cellules installées dans les cryomodules, aura besoin d'une puissance HF de 208 kW.

Finalement, 1-2 MW de puissance HF seront utilisés pour une procédure HPP (High Peak Power) sur des cavités.

Pour tous ces cas, de la puissance réfléchie est attendue pendant au moins une fraction de l'impulsion HF. Aussi des circulateurs seront mis en place pour limiter la puissance réfléchie vu par les klystrons. Le tableau A.2 donne les caractéristiques des circulateurs

Fréquence	1300 MHz \pm 5 MHz
Puissance crête	5 MW à cause de la réflexion totale du signal HF pendant une fraction importante de l'impulsion. La tension maximale de l'onde stationnaire correspondra à 20 MW !
Puissance moyenne	120 kW
Perte d'insertion	0,1 dB
TOS	mieux que 1,2 : 1 pour la réflexion totale
Isolation	30 dB, min. 26 dB
Longueur de l'impulsion HF	2,2 ms
Taux de répétition	10 Hz

Tableau A.2 : Spécifications des circulateurs

Afin d'avoir une réponse suffisamment rapide des boucles de régulation d'amplitude et de phase, une bande passante du klystron de 3 MHz (ou plus) est nécessaire.

En plus, une réserve de puissance d'environ 30 % (surtout dans l'optique d'atteindre des champs accélérateurs de 25 MV/m, cf. chap. IV) est demandée pour la régulation de l'amplitude et de la phase. Une puissance pulsée maximale proche de 10 MW est par conséquent requise. Dans le commerce, il existe plusieurs types de klystrons en bande L (0,39 - 1,55 GHz) qui délivrent une puissance crête de 5 MW pendant une durée d'impulsion de 2 ms. Pour une puissance crête de 10 MW les impulsions sont de l'ordre de 100 μ s. Il a été décidé de choisir deux klystrons TH 2104 C de 5 MW mis au point par Thomson pour les quatre cryomodules de TTF. Un de ces klystrons servira pour le traitement HPP des cavités. Dans le tableau 6.3 sont résumées les caractéristiques des klystrons.

Pour plus de flexibilité, la puissance HF pour la cavité de capture sera fournie par un klystron supplémentaire de 300 kW.

Fréquence	1300 MHz	
Longueur de l'impulsion	547 μ s	
Taux de répétition	40 Hz	
Tension faisceau	130 kV	
Courant faisceau	89 A	
Pervéance	1,94 10^{-6}	
Puissance d'entrée	45 W crête	
Puissance de sortie	5,1 MW crête	102 kW moyen
Dissipation	3,2 kW max.	
Rendement	44,7 %	
Gain	50,5 dB	
Bande passante	7 MHz	

Tableau A.3 : Paramètres mesurés des klystrons Thomson TH 2104 C

1.3 Schéma du système de contrôle HF pour la cavité de capture de l'injecteur I de TTF

Le système de contrôle est composé de la boucle principale qui suit la fréquence de la cavité (boucle SEL), d'une boucle de correction de la phase de la tension délivrée par le klystron (boucle KPH), de boucles de régulation de l'amplitude (boucle CAM) et de la phase (boucle CPH) de la tension de la cavité. La figure A.4 montre le schéma du système HF pour la cavité de capture de TTF.

Annexe B - Présentation des installations de MACSE

MACSE est un accélérateur linéaire à cavités supraconductrices fonctionnant en régime pulsé à la fréquence de 1497 MHz. Une représentation schématique de l'installation est donnée figure B.1. Il a été entièrement réalisé par le Service d'Étude des Accélérateurs. Les cavités composées de cinq cellules sont réalisées en niobium en raison de son faible prix, de sa capacité à être usiné et mis en forme, et de sa température critique $T_c = 9,2$ K, en deçà de laquelle le niobium devient supraconducteur, ce qui permet de l'utiliser dans de l'hélium liquide à 4,2 K et 1,8 K. Dans le tableau A.1 sont résumées les principales caractéristiques des cavités insérées dans MACSE.

Fréquence	1497 MHz
Longueur active	0,5 m
Q_0	qqqs 10^9
Q extérieur	$2 \cdot 10^7$
E_{acc}	3 - 18 MV/m
impédance shunt	960 Ω/m
E_p/E_{acc}	2,5
Facteur de couplage	3,6 %

Tableau B.1 : Paramètres des cavités 5-cellules

Des écarts par rapport aux côtes théoriques ont été relevés à la fabrication, conduisant à une dispersion sur la fréquence de résonance de 1497 MHz. D'autre part, la fréquence de résonance dérive sous l'effet de la pression de radiation, et pour des raisons d'optimisation du champ, elle doit être très précisément réajustée. Aussi, un système d'accord de la fréquence a été prévu (cf fig. B.2). Ce système d'accord à froid doit être capable de réaliser l'accord des cavités, une fois celles-ci refroidies à la température de l'hélium liquide. Il doit à la fois avoir une plage importante, puisque la dispersion prévue des fréquences de résonance est d'environ 50 kHz, et avoir une résolution excellente en raison de la faible bande passante des cavités (inférieure à 300 Hz).

Un moteur pas à pas, immergé dans le bain hélium, réalise la déformation élastique axiale de la cavité. La longueur totale de la cavité peut varier de $\pm 1,5$ mm correspondant à une plage d'accord de ± 750 kHz. Une traction permanente de la cavité est réalisée au montage, minimisant ainsi les jeux mécaniques. D'autre part, une barre magnétostrictive en nickel, immergé également dans l'hélium, mais dont la plage d'accord est réduite (environ 1200 Hz), devait garantir la résolution exigée. Un blindage magnétique a par ailleurs été effectué, afin de réduire au maximum le champ vu par la cavité lors d'un "quench" thermique. Comme un système rapide était susceptible d'exciter les modes mécaniques de la cavité, et rendre la boucle de régulation instable, la vitesse de réponse a été volontairement limitée (fréquence de coupure de l'ordre de 1 Hz)

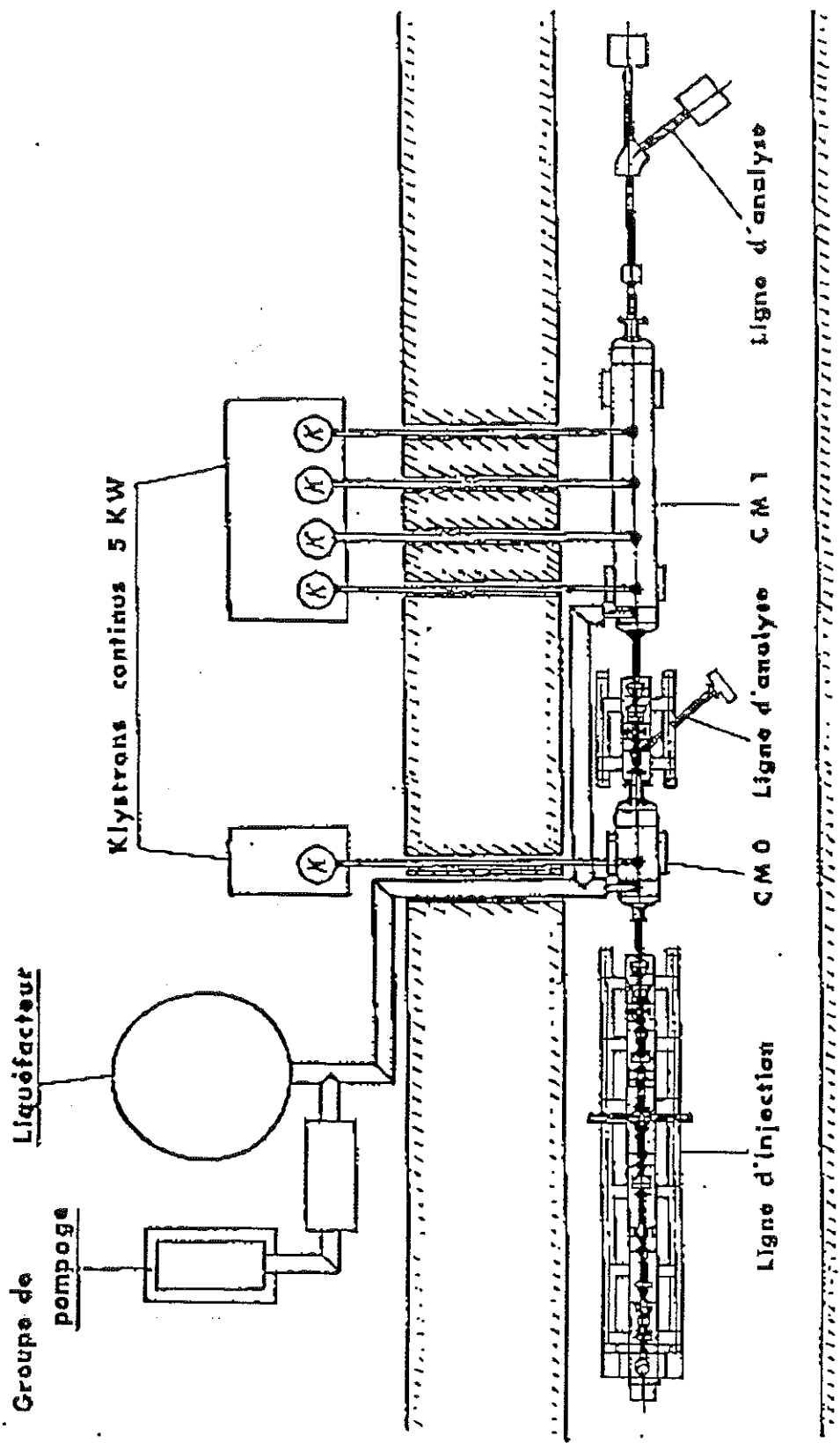


Figure B.1 : Schéma de l'installation MACSE

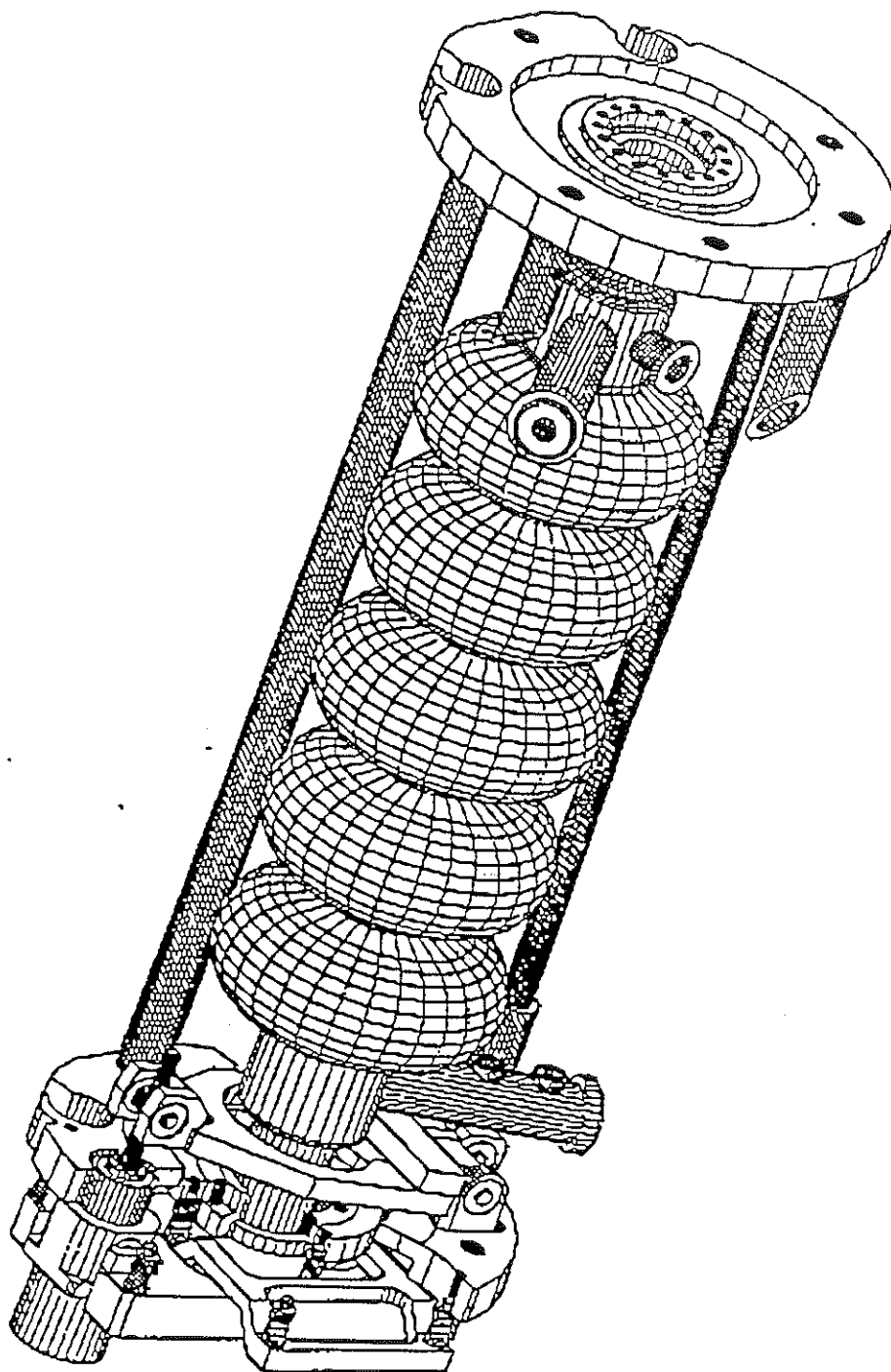


Figure B.2 : Cavité équipée de son système d'accord

Annexe C - Principes des modulateurs vectoriels

Un modulateur vectoriel se présente de la façon suivante

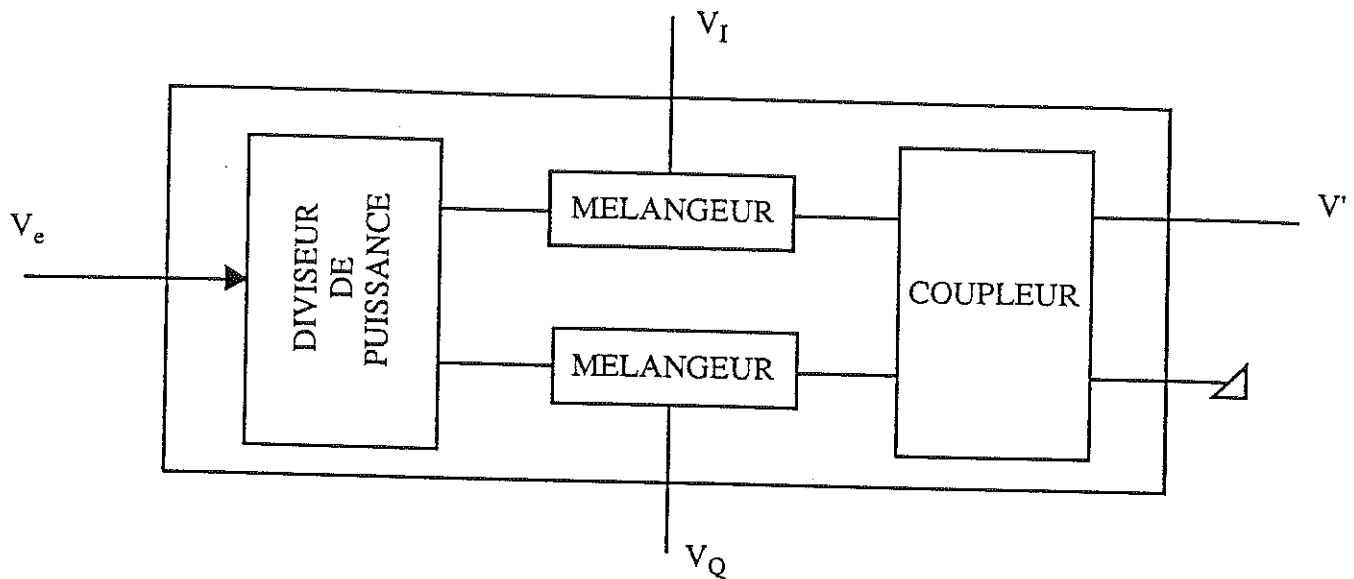


Figure C.1 : Schéma du modulateur vectoriel

Le signal V_e sera toujours utilisée en entrée. Le modulateur vectoriel est composé d'un diviseur de puissance, de deux mélangeurs et d'un coupleur hybride. Quatre applications peuvent être réalisées à partir de ce schéma de base, suivant la configuration des signaux V_I , V_Q et V' en entrées ou sorties :

Un détecteur de phase de 0° à 360° sans ambiguïté (mesure de la phase de la HF de la cavité par rapport à celle de référence).

Un déphaseur CPM (Complex Phasor Modulator) 360° continu (établissement de l'oscillation de la boucle auto-oscillante).

Un modulateur de phase (régulation de la phase HF de la cavité par rapport à celle de référence).

Un modulateur d'amplitude (régulation de l'amplitude de la HF de la cavité par rapport à une consigne).

Ces quatre applications sont utilisées pour la commande et l'acquisition du système de contrôle

HF.

Pour la suite, on pose T , coefficient de transmission des mélangeurs. On suppose que les deux mélangeurs sont identiques.

1. Le modulateur d'amplitude

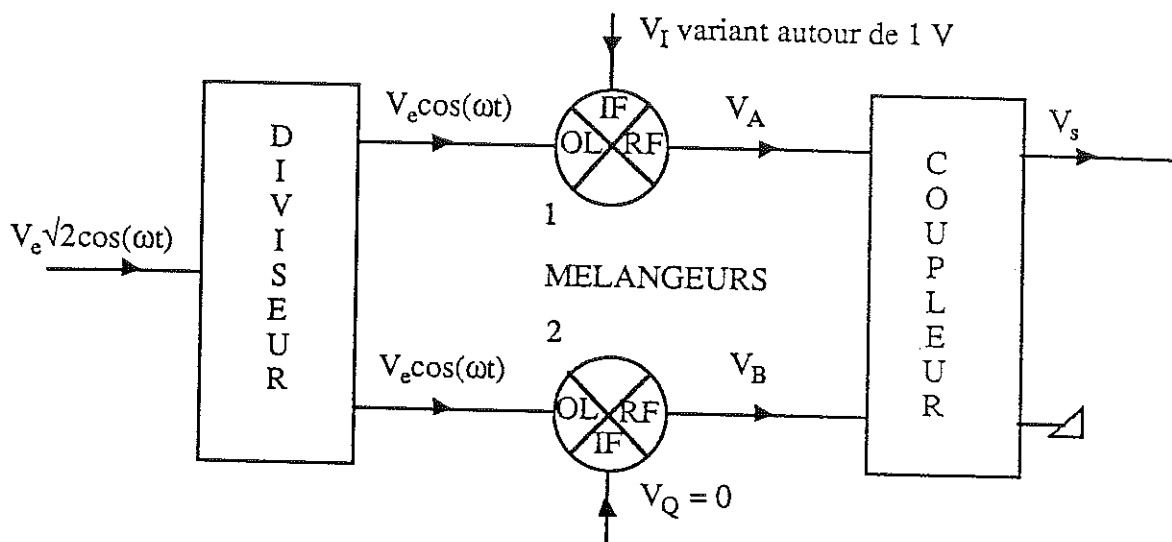


Figure C.2 : Schéma du modulateur d'amplitude

En sortie des mélangeurs, on a

$$V_A = V_e V_I T \cos \omega t$$

$$V_B = 0$$

d'où

$$V_s = V_e V_I T \cos \omega t$$

Ainsi le signal de sortie V_s est modulé en amplitude suivant V_I , sa phase, référencée à celle de V_e reste constamment nulle (cf. fig. D.3).

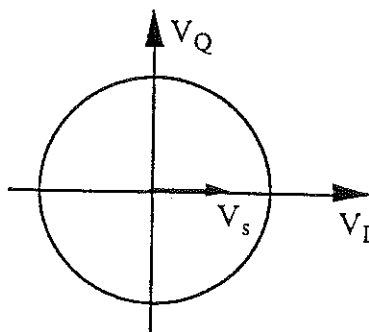


Figure C.3 : Tension de sortie du modulateur d'amplitude

2. Le modulateur de phase

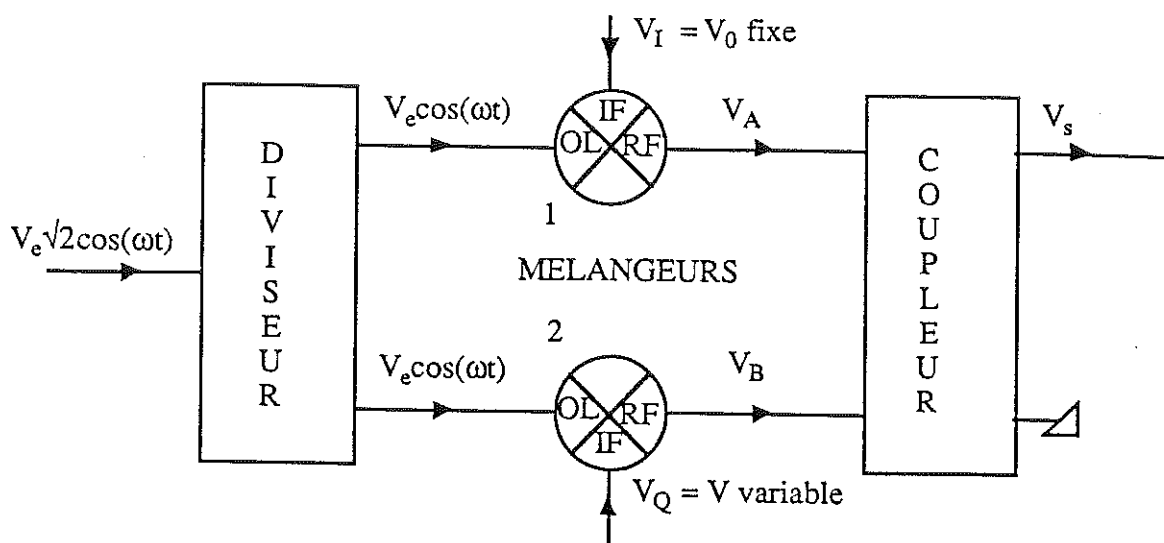


Figure C.4 : Schéma du modulateur de phase

En sortie des mélangeurs, on a

$$V_A = V_e V_0 T \cos \omega t$$

$$V_B = V V_e T \cos \omega t$$

d'où

$$\begin{aligned} V_s &= T V_e \cos \omega t (V_0 - jV) \\ &= T V_e \sqrt{V_0^2 + V^2} \cos \omega t \left(\frac{V_0}{\sqrt{V_0^2 + V^2}} - j \frac{V}{\sqrt{V_0^2 + V^2}} \right) \end{aligned}$$

en posant

$$\cos \theta = \left(\frac{V_0}{\sqrt{V_0^2 + V^2}} \right) \text{ et } \sin \theta = \left(\frac{V}{\sqrt{V_0^2 + V^2}} \right)$$

on obtient

$$V_s = T V_e \sqrt{V_0^2 + V^2} \cos \omega t e^{-j\theta} \text{ avec } \theta = \arctan \frac{V}{V_0}$$

Ainsi le vecteur OM représentant le signal de sortie V_s varie en amplitude ($|OM|$ varie suivant $|V|$) (cf. fig. C.5). Cette caractéristique très spéciale est essentielle pour corriger les

fluctuations de phase des cavités supraconductrices engendrées notamment par des vibrations mécaniques.

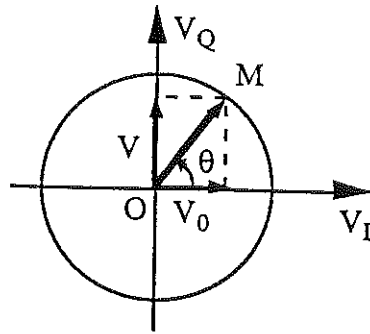


Figure C.5 : Tension de sortie du modulateur de phase

Le modulateur de phase corrige à la fois la phase et l'amplitude.

3. Le détecteur de phase 360°

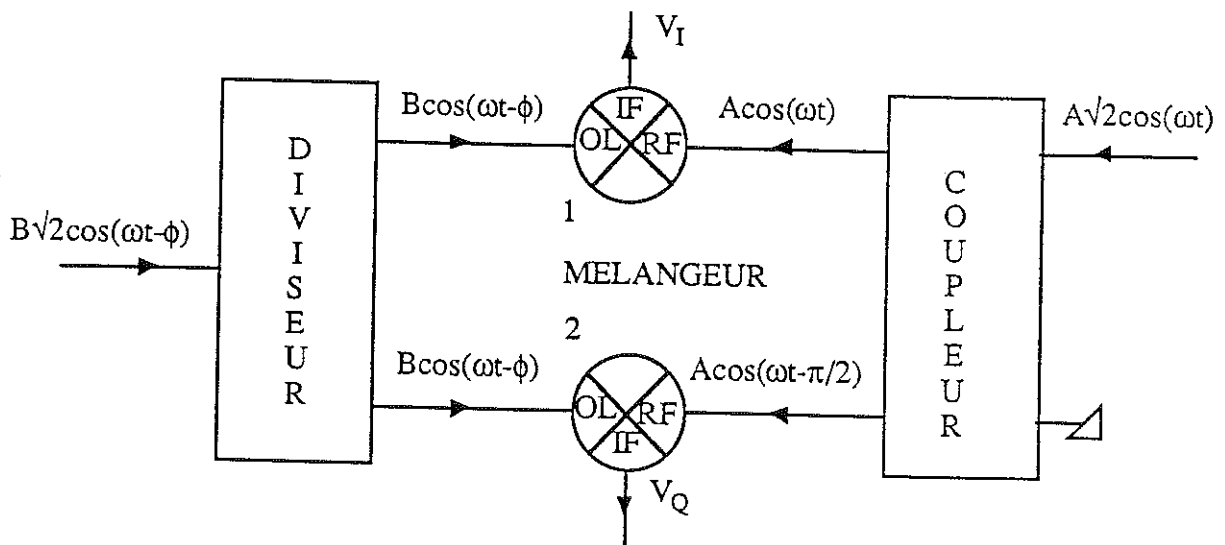


Figure C.6 : Schéma du détecteur de phase 360°

A la sortie des mélangeurs, les signaux d'entrée sont multipliés entre eux.

$$V_I = TAB \cos \omega t \cos(\omega t - \varphi) \text{ et } V_Q = TAB \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \cos(\omega t - \varphi)$$

soit

$$V_I = \frac{TAB}{2} [\cos(\omega t + \omega t - \varphi) + \cos(\omega t + \omega t + \varphi)] = \frac{TAB}{2} [\cos(2\omega t - \varphi) + \cos(\varphi)]$$

$$V_Q = \frac{TAB}{2} \left[\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2} + \omega t - \varphi\right) + \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2} - \omega t + \varphi\right) \right] = \frac{TAB}{2} [\sin(2\omega t - \varphi) + \sin(\varphi)]$$

Or $(2\omega t - \varphi)$ correspond à la fréquence $f_{OL} + f_{RF}$ et φ correspond à la fréquence $f_{OL} - f_{RF}$. De plus par filtrage des harmoniques, on obtient

$$V_I = \frac{TAB}{2} \cos \varphi$$

$$V_Q = \frac{TAB}{2} \sin \varphi$$

et donc on détermine la phase $\varphi = \text{Arc tan } \frac{V_Q}{V_I}$.

On a ainsi un détecteur de phase 360° sans ambiguïté, à l'aide des valeurs algébriques de V_I et V_Q (cf. fig. C.7).

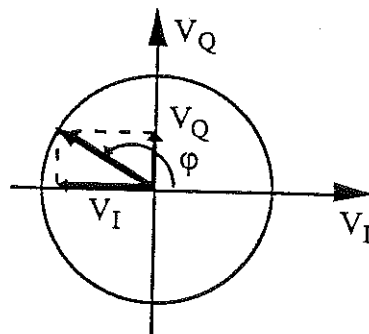


Figure C.7 : Phase de sortie du détecteur de phase 360°

4. Le déphaseur CPM 360°

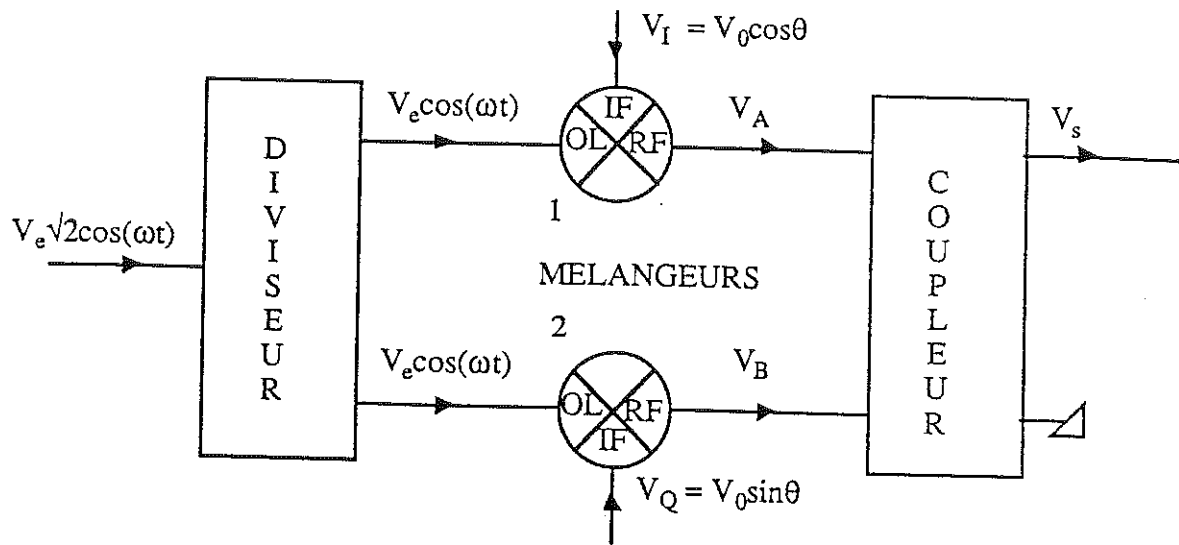


Figure C.8 : Schéma du déphaseur CPM

D'après le schéma, on a $\theta = \text{Arc tan } \frac{V_Q}{V_I}$.

Cette fois-ci, la sortie des mélangeurs se fait sur le port RF

$$V_A = V_e V_0 T \cos \omega t \cos \theta$$

$$V_B = V_e V_0 T \cos \omega t \sin \theta$$

d'où

$$V_s = V_e V_0 T \cos \omega t (\cos \theta - j \sin \theta)$$

soit

$$V_s = V_e V_0 T \cos \omega t e^{-j\theta}$$

Ainsi, la phase du signal de sortie V_s , référencée à celle du signal d'entrée V_e (cf. fig. C.9), est déterminée par $\text{Arc tan } \frac{V_Q}{V_I}$ (V_Q et V_I seront affichés par le calculateur).

Le module du signal de sortie V_s reste constant et est égal à $V_e V_0 T$.

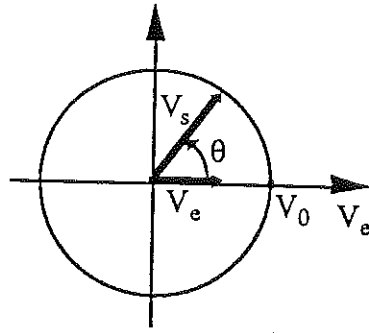


Figure C.9 : Tension de sortie du déphaseur CPM 360°

Le déphaseur modifie la phase sans modifier l'amplitude.

Références

- [0.1] D.A. Edwards, "TESLA Test Facility Linac - Design Report", DESY PRINT, march 1995, TESLA 95-01, Hambourg, Germany.
- [0.2] A. Mosnier, "Instabilities in Linacs", DAPNIA/SEA 93-19, C.E. Saclay.
- [0.3] C.M. Lyneis et al., "Unique Beam Properties of the Stanford 300 MeV Superconducting Recyclotron", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, p. 3445, 1981.
- [0.4] A. Richter, "Operational Experience at the S-DALINAC", Proc. of the 5th EPAC, Barcelona, Spain, 1996.
- [0.5] S. Simrock, "RF control system for CEBAF. Linear", 1994 International Linac conference, Tsukuba Japan.
- [0.6] J. Gastebois, "MACSE, bilan juin 1992", DAPNIA/SEA 92-09, C.E. Saclay.
- [0.7] M.M. Karliner, V.E. Shapiro, I.A. Shekhtman, Soviet Physics, Yechanical Physics, Vol 11, No 11, 1501, 1507 (1967).
- [0.8] D. Schulze, KFK Report 1493, Kernforschungszentrum, Karlsruhe (1971), ANL Translation 944 (1972).
- [1.1] R.E. Collin, "Foundation for Microwave Engineering", chap. 7 p 313 à 316.
- [1.2] P.B. Wilson, "High Energy Electron Linacs; Application to Storage Ring RF Systems and Linear Colliders", AIP Conf. Proc. 87, R.A. Carrigan, F.R. Huson, M. Month, eds., American Institute of Physics, New York (1982); SLAC-PUB-2884 (1982).
- [1.3] G. Dôme, "RF Theory", Vol. I, CERN Accelerator School, RF Engineering For Particle Accelerators, Exeter College, Oxford, UK, 92-03 (1992)
- [1.4] C.G. Montgomery, R.H. Dicke and E.M. Purcell, eds. Principles of Microwave Circuits. Radiation Laboratory Series Vol. 8 (McGraw-Hill, New York, 1948), Ch. 7.
- [1.5] D.A. Edwards, "TESLA Test Facility Linac - Design Report", DESY PRINT, march 1995, TESLA 95-01, Hambourg, Germany.
- [2.1] A. Mosnier, "Dynamic measurements of the Lorentz forces on a MACSE cavity", DAPNIA/SEA 92-05, C.E. Saclay.
- [2.2] J. Klapper, J.T. Frankle, "Phase-Locked and Frequency-Feedback Systems", chap. 3.5. p42 à 44.
- [2.3] J.R. Delayen, "Phase and amplitude stabilization of superconducting resonators", PhD thesis, Caltech 1978.
- [2.4] Clerc, "Contribution à l'étude du bruit différentiel d'oscillateurs synchronisés en régime continu ou impulsionnel", thèse de doctorat d'état, Paris 6, 1980.
- [2.5] Lindsey, "Synchronization systems in communications", Prentice Hall, 1972.
- [2.6] Blanchard, "Phase locked loops", Wiley, 1976.
- [2.7] Paciorek, "Injection locking of oscillators", Proc. IEEE, nov. 1965.
- [2.8] Mackey, "Injection locking of klystron oscillators", IRE MTT, Juillet 1962.

- [2.9] A.D. Booth, "Numerical Methods", Plenum, New York, 1957.
- [3.1] A. Mosnier, O. Napoly, "Wakefield effects in a Superconducting Linear Collider", Proc. of the HEACC92, Hamburg, 1992.
- [3.2] E. Haebel, A. Mosnier, and J. Sekutowicz, "Cavity Shape Optimization for a Superconducting Linear Collider", Proc. on High Energy Accel., p. 957 (1992).
- [3.3] D. Proch, "The TESLA Cavity : Design Considerations and RF-Properties", DESY Print, May 1994, TESLA 94-13.
- [3.4] H. Kaiser, "Mechanical Characteristics of the RF Cavity for the TESLA Test Facility", DESY Print, June 1994, TESLA 94-19.
- [3.5] S. Buhler, P Blache, R. Chevrollier, T. Junquera, N. Colombel, R. Panvier, J. Gastebois, "Statut Report of the TTF Capture Cavity Cryostat", Proc. of the seventh workshop on RF superconductivity, Gif sur Yvette, October 1995.
- [3.6] J. Kuzminski for TESLA collaboration, "First Cold Test of TESLA Superconducting RF Cavity in Horizontal Cryostat (CHECHIA)", Proc. of the seventh workshop on RF superconductivity, Gif sur Yvette, October 1995.
- [4.1] J.A. Cadzow, "Discrete Time Systems", Englewood Cliffs, 1973.
- [4.2] I. Will, P. Nickles, W. Sandner, "A laser System for TESLA Photo-Injector", Max-Born_institute Berlin.
- [4.3] E.I. Jury, "theory and Application of the Z-transform Method", NY, J. Wiley & Sons, 1964.
- [4.4] J. Tückmantel and W. Weingarten, "On electron loading in superconducting accelerating cavities", CERN/EF/RF 82-6.
- [4.5] H.A. Schwettman, J.P. Turneure and R.F. Waites, "Evidence for surface-state-enhanced field emission in r.f. superconducting cavities", J. Appl. Phys. 45 (1974) 914.
- [4.6] G. Müller, "Superconducting Niobium in High RF Magnetic Fields", presented at the "Third Workshop on RF Superconductivity", Argonne, september 1987.
- [5.1] M.Ferrario, A. Mosnier, L. Serafini, F. Tazzioli, J.-M. Tessier, "Multi-Bunch Energy Spread Induced by Beam loading in a standing Wave structure", Particle Accelerators, 1996, Vol. 52, pp. 1-30.
- [5.2] R.A. Jameson et al., "Design of the RF Phase and Amplitude Control System for a Proton Linear Accelerator", IEEE Trans. on Nuclear Science, June 1965.
- [5.3] H. Henke and M. Filtz, "Envelope equations for Transients in Linear Chains of Resonators", TESLA 93-26, June 1993.
- [5.4] J. Sekutowicz, "Transient State in Standing Wave Accelerating Structures", Particle Accelerators, 1994, Vol. 45, pp. 47-58.
- [5.5] J. C. Slater, "Microwave Electronics", p66, 1950, D. Van Nostrand Co, New York.
- [5.6] R. M. Bevensee, "Electromagnetic Slow Wave Systems", 1964, John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Sydney.
- [5.7] T. Weiland, Nucl. Instrum. and Methodes, 216, 1983.

- [5.8] M. Ferrario et al., "Higher Order Modes Interaction with Multi-bunch Trains in Accelerating Structures", Proc. of IV EPAC, London, 1994, pp. 1132-1134.
- [5.9] P.B. Wilson, AIP Conf. Proc. No 87 (AIP, New York, 1982), p. 474
- [5.10] M. Bernard, B. Aune, S. Buhler et al., "The TESLA Test Facility Linac Injector", Proc. of IV EPAC, London, 1994, pp. 692-694.

Liste des figures

Chapitre I

- 1.1 Circuit résonant
- 1.2 Impédance d'entrée d'une cavité résonante
- 1.3 Circuit équivalent d'une cavité alimentée par un générateur et traversée par un faisceau
- 1.4 Diagramme des différentes tensions
- 1.5 Compensation de la charge du faisceau dans une cavité à onde stationnaire
- 1.6 Structure temporelle de l'amplitude de la tension dans la cavité

Chapitre II

- 2.1 Courbe de résonance d'une cavité se déformant par l'action des forces de Lorentz pour différentes puissances incidentes.
- 2.2 Dérive de la fréquence de la cavité et variation de la phase
- 2.3 Cavité pilotée par un VCO
- 2.4 Cavité insérée dans une boucle auto-oscillante
- 2.5 Glissement de la fréquence de la cavité
- 2.6 Schéma du système de synchronisation de la boucle auto-oscillante
- 2.7 Amplitude et phase de la tension de la cavité insérée dans une boucle auto-oscillante sans saut de fréquence
- 2.8 Dérive de la fréquence de la cavité pendant l'impulsion HF sous l'effet des forces de Lorentz
- 2.9 Variation d'énergie durant l'impulsion faisceau pour des désaccords différents (df_0 optimal en continu, $df_0 - 50$ Hz en pointillé long, $df_0 + 50$ Hz en pointillé court)
- 2.10 Effet de la charge faisceau sur la tension accélératrice de la cavité
- 2.11 Amplitude et erreur de phase du champ mesuré pour un désaccord en fréquence optimal (haut), trop grand (milieu), et trop petit (bas)
- 2.12 Amplitude et $V_{acc} \cdot \sin(\text{erreur de phase})$ (en MV/m) du champ simulé pour des accords en fréquence différents en fonction du temps (en ms)
- 2.13 Comparaison entre l'erreur de phase du champ mesuré (en bas) et simulé (en haut) pour une cavité MACSE

Chapitre III

- 3.1 Cavité insérée dans une boucle auto-oscillante montrant les entrées des signaux en phase (régulation de l'amplitude) et en quadrature (régulation de la phase)
- 3.2 Modification de la tension d'entrée dans la cavité par un signal injecté en quadrature

- 3.3 Schéma de la boucle de régulation d'amplitude
- 3.4 Courbe de réponse du CPM en amplitude pour la boucle de régulation d'amplitude
- 3.5 Courbe de réponse du CPM en phase pour la boucle de régulation d'amplitude
- 3.6 Schéma de la boucle de régulation de phase
- 3.7 Courbe de réponse du CPM en phase pour la boucle de régulation de phase
- 3.8 Courbe de réponse du CPM en amplitude pour la boucle de régulation de phase
- 3.9 Variation de la dispersion d'énergie en fonction du gain de boucle en quadrature
- 3.10 Demande de puissance supplémentaire crête (trait plein) et moyenne (trait pointillé) en fonction du gain de boucle en quadrature
- 3.11 Amplitude et phase de la tension d'une cavité MACSE avec les boucles de régulation d'amplitude et de phase
- 3.12 Cavité 9-cellules en niobium rigidifiée par des couronne de niobium soudées aux iris
- 3.13 Méthodes pour rigidifier les parois de la cavité afin de minimiser le désaccord de la fréquence de résonance sous l'effet de la pression de radiation
- 3.14 Variation de la dispersion d'énergie en fonction du paramètre de désaccord
- 3.15 Taux de puissance supplémentaire crête (trait plein) et moyenne (trait pointillé) en fonction du paramètre de désaccord pour une cavité TESLA à 25 MV/m
- 3.16 Variation de la dispersion d'énergie en fonction de la tension accélératrice sans les boucles de régulation
- 3.17 Variation de la dispersion d'énergie en fonction de la tension accélératrice avec les boucles de régulation
- 3.18 Puissance supplémentaire crête (trait plein) et moyenne (trait pointillé) en fonction de la tension accélératrice
- 3.19 Comportement de l'erreur de phase durant l'impulsion du faisceau pour une puissance crête supplémentaire limitée à 20 % dans le cas d'une cavité TESLA à 25 MV/m
- 3.20 Demande en puissance pendant l'impulsion HF pour une cavité TESLA atteignant 25 MV/m
- 3.21 Amplitude et phase régulés durant plusieurs impulsions HF pour une cavité MACSE en présence de vibrations microphoniques
- 3.22 Demande en puissance HF supplémentaire pour compenser l'erreur de phase pour une cavité MACSE
- 3.23 Demande en puissance incidente pendant l'impulsion HF pour une cavité MACSE
- 3.24 Evolution de l'erreur de phase réglée de la tension d'une cavité MACSE pendant les 200 premières μ s de l'impulsion du faisceau
- 3.25 Puissance incidente et erreur de phase réglée sur le signal de référence variable pour une cavité MACSE
- 3.26 Erreur de phase et signal de référence variable avec les boucles de régulations ouvertes (photo du haut) et fermées (photo du bas) pour une cavité MACSE
- 3.27 Plan d'une cavité 9-cellules installée dans son cryostat horizontal, CRYOCAP

- 3.28 Performance de la cavité de capture dans CHECHIA et dans un cryostat vertical
- 3.29 Déphasage klystron réglé pendant toute l'impulsion HF
- 3.30 Puissance incidente injectée dans la cavité, puissance détectée dans la cavité, erreur de phase (représentée par son sinus) et phase de référence. Régulation de l'amplitude, mais pas de la phase
- 3.31 Simulation de la cavité de capture insérée dans CRYOCAP. Erreur de phase exprimée en mV
- 3.32 Puissance incidente injectée dans la cavité, Puissance détectée et erreur de phase (représentée par son sinus). Régulation de l'amplitude et de la phase
- 3.33 Puissance détectée dans la cavité
- 3.34 Puissance détectée et Erreur de phase perturbées par du bruit de fond aléatoire d'une impulsion à l'autre
- 3.35 Puissance détectée et erreur de phase moyennées sur plusieurs impulsions
- 3.36 Amplitude et phase de la tension accélératrice, modulée par le mode $8\pi/9$, le plus proche du mode accélérateur π
- 3.37 Observation au début de l'impulsion HF de la modulation de la tension accélératrice par le mode $8\pi/9$

Chapitre IV

- 4.1 Schéma de principe pour N cavités insérées dans une boucle auto-oscillante
- 4.2 Schéma de principe pour une seule cavité insérée dans une boucle auto-oscillante
- 4.3 Amplitude de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) sans boucle de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)
- 4.4 Phase de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) sans boucle de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)
- 4.5 Amplitude et phase de la tension totale pour les deux méthodes (méthode 1 en trait plein)
- 4.6 Amplitude de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) avec boucles de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)
- 4.7 Phase de la tension des deux cavités (cavité 1 en trait plein) avec boucles de régulation (méthode 1 à gauche, méthode 2 à droite)
- 4.8 Amplitude et phase de la tension totale pour les deux méthodes (méthode 1 en trait plein)
- 4.9 Fluctuation de K et τ_m (de $\pm 20\%$) pour TESLA (10000 cavités)
- 4.10 Fluctuation de K et τ_m (de $\pm 20\%$) pour deux chaînes de 16 cavités à 15 MV/m
- 4.11 Variation de la dispersion d'énergie en fonction de la dispersion de K (en %, courbe continue) et de τ_m (en %, courbe pointillée) dans le cas de TESLA (à 25 MV/m)
- 4.12 Augmentation quadratique de la dispersion d'énergie avec le jitter temporel
- 4.13 Cavité alimentée par un générateur, traversée par un faisceau
- 4.14 Structure temporelle de l'amplitude de la tension dans la cavité

- 4.15 Effet cumulatif des erreurs de charge sur l'amplitude de la tension accélératrice pour 50 paquets
- 4.16 Amplitude régulée (en trait plein) et non régulée (en trait pointillé) de la tension accélératrice pour une variation aléatoire de $\pm 10 \%$ de la charge des paquets pendant le temps de passage du faisceau
- 4.17 Cavité avec une boucle de rétroaction
- 4.18 Distribution aléatoire de $\pm 10 \%$ de la charge faisceau sans boucles de régulation à 15 (TTF) et 25 (TESLA) MV/m
- 4.19 Distribution aléatoire de $\pm 10 \%$ de la charge faisceau avec boucles de régulation à 15 (TTF) et 25 (TESLA) MV/m
- 4.20 Augmentation linéaire de la dispersion d'énergie avec la fluctuation de la charge faisceau à 25 MV/m
- 4.21 Tension totale réelle (en bas) et mesurée (en haut) avec un jeu d'erreurs de calibrations, sans vibrations et avec deux jeux de vibrations aléatoires pour 4 cavités
- 4.22 Diminution de la dispersion d'énergie avec la racine carrée du nombre de cavités
- 4.23 Augmentation linéaire de σ_E/E avec les erreurs de calibrations
- 4.24 Tension totale avec une dispersion de $\pm 20 \%$ des gradients (sans forces de Lorentz) sur une chaîne de 16 cavités pour un gradient moyen de 25 MV/m
- 4.25 Erreur relative d'amplitude de la tension accélératrice totale en fonction de la puissance fournie à chaque cavité pour différentes dispersions des gradients autour du gradient moyen de 25 MV/m
- 4.26 Tension accélératrice des 16 cavités pour des couplages différents entre le générateur et la cavité

Chapitre V

- 5.1 Chaîne de cellules résonantes couplées
- 5.2 Circuit équivalent (avec les blocs en parallèle)
- 5.3 Enveloppe du champ au centre des cellules durant le remplissage de la cavité
- 5.4 Champ E_z au centre des cellules avec un train de paquets relativistes
- 5.5 Champ accélérateur de chaque cellule (trait en pointillé) et moyenné sur l'ensemble des cellules (trait plein) avec un train de paquets relativistes
- 5.6 Evolution de la tension accélératrice pendant 800 paquets
- 5.7 Gain d'énergie dans la cavité de capture de l'injecteur I de TTF
- 5.8 Dérive de la phase du faisceau dans la cavité de capture de l'injecteur I de TTF
- 5.9 Diagrammes des phases sans (a) et avec (b) un désaccord de la cavité
- 5.10 Evolution du gain d'énergie sans désaccord de la cavité
- 5.11 Evolution du gain d'énergie avec désaccord de la cavité
- 5.12 Evolution du gain d'énergie sur une échelle de temps longue (sans désaccord de la cavité)

5.13 Evolution du gain d'énergie sur une échelle de temps longue (avec désaccord de la cavité)

Annexes

- A.1 Cavités 9-cellules
- A.2 Plan des installations de TTF
- A.3 Schéma de TTFL
- A.4 Schéma du système de contrôle HF pour une cavité supraconductrice
- B.1 Schéma de l'installation MACSE
- B.2 Cavité équipée de son système d'accord
- C.1 Schéma du modulateur vectoriel
- C.2 Schéma du modulateur d'amplitude
- C.3 Tension de sortie du modulateur d'amplitude
- C.4 Schéma du modulateur de phase
- C.5 Tension de sortie du modulateur de phase
- C.6 Schéma du détecteur de phase 360°
- C.7 Phase de sortie du détecteur de phase 360°
- C.8 Schéma du déphaseur CPM
- C.9 Tension de sortie du déphaseur CPM 360°

Liste des tableaux

Chapitre I

- 1.1 Comparaison des paramètres de TESLA et TTF
- 1.2 Paramètres des cavités utilisées pour TTF
- 1.3 Puissance incidente et temps d'injection en fonction de l'espacement entre deux paquets et de la charge d'un paquet

Chapitre II

- 2.1 Liste des paramètres TESLA et TTF
- 2.2 Dispersion d'énergie, erreurs d'amplitude et de phase pour TTF
- 2.3 Dispersion d'énergie, erreurs d'amplitude et de phase pour TESLA

Chapitre III

- 3.1 Taux de puissance supplémentaire pour un gain $G_Q = 50$
- 3.2 Taux de puissance supplémentaire pour des gains de phase $G_Q = 50$ et d'amplitude $G_I = 200$
- 3.3 Effet du niveau de champ et de la sensibilité à la pression de radiation (K)
- 3.4 Compensation d'un désaccord en fréquence de + 50 Hz pour une cavité TESLA à 25MV/m. Dispersion d'énergie et coût en puissance suivant les différentes méthodes considérées
- 3.5 Caractéristiques des cavités TESLA
- 3.6 Caractéristique de la cavité et des conditions des tests sur le système de régulation HF

Chapitre IV

- 4.1 Paramètres de sortie du faisceau accéléré par 2 cavités à 25 MV/m sans les boucles de régulation d'amplitude et de phase
- 4.2 Paramètres de sortie du faisceau accéléré par 2 cavités à 25 MV/m avec les boucles de régulation d'amplitude et de phase
- 4.3 Dispersion d'énergie à la sortie des linacs TTF et TESLA dans le cas d'une fluctuation aléatoire de $\pm 20 \%$ des paramètres mécaniques de toutes les cavités
- 4.4 Dispersion d'énergie à la sortie des linacs TTF et TESLA dans le cas d'une fluctuation aléatoire de $\pm 20 \%$ de la charge du faisceau
- 4.5 Dispersion d'énergie à la sortie des linacs TTF et TESLA dans le cas d'erreurs de calibrations sur la somme vectorielle de la tension accélératrice en présence de vibrations mécaniques

- 4.6 Dispersion d'énergie et coût en puissance pour des temps d'injection et des puissances incidentes différents dans le cas d'une distribution uniforme de $\pm 20\%$ des gradients
- 4.7 Dispersion de $\pm 20\%$ des gradients accélérateurs
- 4.8 Principales sources de dispersion d'énergie

Chapitre V

- 5.1 Désaccords en fréquence (en Hz) des différentes cellules

Annexes

- A.1 Injecteur I
- A.2 Spécifications des circulateurs
- A.3 Paramètres mesurés des klystrons Thompson TH 2104 C
- B.1 Paramètres des cavités 5-cellules

Résumé

Dans le cadre du projet TESLA de collisionneur linéaire pour la physique des hautes énergies, des cavités supraconductrices multi-cellules sont utilisées pour accélérer des électrons et des positrons. Ces cavités sont alimentées en régime pulsé et doivent atteindre des gradients accélérateurs élevés. Le facteur de surtension des cavités étant très élevé, leur constante de temps est du même ordre de grandeur que la durée de l'impulsion de faisceau. Par ailleurs, sous l'action des forces de Lorentz, la fréquence de résonance dérive au point de sortir de la bande passante, ce qui empêche le champ de s'établir à sa valeur maximum dans la cavité. L'utilisation d'une boucle auto-oscillante pour asservir la fréquence du générateur à la fréquence de résonance de la cavité permet d'établir et de stabiliser le champ accélérateur. De plus, un système rétroactif doit être utilisé pour réduire la dispersion d'énergie à l'intérieur du train de paquets de particules. L'effet des vibrations mécaniques, toujours présentes, qui perturbe aléatoirement la phase de la tension accélératrice d'une impulsion à l'autre est compensé également à l'aide d'une boucle rétroactive. La thèse décrit et modélise ces phénomènes et leurs compensations, et calcule les variations correspondantes de la dispersion d'énergie du faisceau.

Le problème de la régulation et de la distribution de la puissance à plusieurs cavités par un seul générateur est aussi traité. Une étude statistique de l'influence des différents paramètres auxquels sont sensibles les cavités est présentée. Enfin, les phénomènes transitoires de propagations qui apparaissent dans une cavité à ondes stationnaires sont analysés par le modèle des résonateurs couplés. La dispersion en énergie qui en résulte est calculée dans le cas d'un faisceau relativiste aussi bien que dans le cas d'un faisceau non relativiste

MOTS CLEFS

Accélérateur linéaire - Cavité supraconducteur - Hyperfréquence - Onde stationnaire - Stabilisation - Asservissement