

50376  
1993  
59

50376  
1993  
59

N° d'ordre 1041

# THESE

présentée à

**L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE  
LILLE FLANDRES ARTOIS**

pour obtenir le titre de

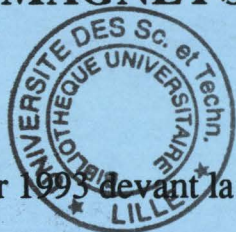
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**Vincent TORTEL**

**CONCEPTION D'UN GENERATEUR  
D'IMPULSION DE 1 kJ  
POUR LE MAGNETOFORMAGE**



soutenu le 15 Janvier 1993 devant la commission d'examen

Président : G. SEGUIER  
Rapporteurs : R. LE DOEUFF - M. LEROY  
Examineurs : R. BAUSIERE - J.-L. COCQUERELLE  
Invité : Z. KHATIR

SCD LILLE 1



D 030 258964 0

50376  
1993  
59

50376  
1993  
59

## AVANT-PROPOS

Les travaux concernant ce mémoire ont été développés au LR2EP (IRESTE IUT) (Laboratoire de Recherche en Electrotechnique et Electronique de Puissance de Nantes), d'abord à l'IUT de Nantes puis à l'IRESTE, sous la direction de JL COCQUERELLE actuellement Professeur à l'IRESTE.



**Nous tenons à témoigner notre plus profonde gratitude à Monsieur le Professeur JL COCQUERELLE pour nous avoir guidé avec la plus grande attention tout au long de ce travail.**

**Nous sommes honorés que M. Le Professeur G. SEGUIER de l'USTLFA ait accepté de présider notre jury.**

**Nous remercions vivement Monsieur le Professeur M. LEROY, Directeur du FORSEM de l'Université de Nantes, pour l'aide et les conseils qu'il nous a apportés, et pour avoir accepté de rapporter nos travaux.**

**Nous remercions sincèrement M. Le Professeur R. LE DOEUFF Directeur de la Recherche de l'ESA IGELEC d'avoir bien voulu accepter d'être rapporteur également. Nous en sommes honorés.**

**Nous remercions sincèrement M. Le Professeur R. BAUSIERE de l'USTLFA pour avoir bien voulu examiner notre travail.**

**Nous sommes très reconnaissants à M. Z. KHATIR de l'INRETS pour les conseils qu'il nous a donnés et pour l'attention qu'il a bien voulu prêter à nos travaux. Nous le remercions d'avoir accepté de participer à notre jury.**

## **INTRODUCTION**

Ce mémoire à l'origine avait pour but d'étudier la possibilité d'utiliser des semi-conducteurs au silicium à la place d'ignitrons pour assurer la connexion entre un condensateur "réservoir d'énergie" et une bobine de formage. Dans un deuxième temps il est apparu que l'emploi de semi-conducteurs modernes pouvait permettre de maîtriser le nombre d'oscillations du courant de décharge, et par suite d'optimiser à la fois l'efficacité du formage et la cadence de répétition, par récupération d'énergie.

Ce mémoire contient un important travail de bibliographie sur le magnétoformage proprement dit.

Dans les travaux antérieurs, présentés il apparaît que certains points particuliers ne sont pas suffisamment explicités, ou qu'ils méritent une optimisation.

Ce rappel bibliographique et ces études doivent permettre au physicien et à l'électronicien de mieux comprendre le faible rendement du magnétoformage, et donc de mieux définir l'énergie nécessaire du générateur. L'électronicien sera intéressé par la comparaison entre formes d'onde de décharge qui conduit à un choix optimal de structure.

C'est ainsi que nous avons étudié par le calcul analytique et la simulation, en particulier :

- L'influence de la forme d'impulsion de courant sur l'efficacité du formage.
- Une solution rigoureuse de l'équation de diffusion du champ magnétique généralement trop simplifiée.
- La répartition du champ dans la pièce à former de manière interactive tenant compte des variations simultanées de la résistivité, de la température, et éventuellement de certains aspects géométriques de la pièce.
- L'influence du rapport entre la durée de déplacement de la pièce à former et la période d'oscillation du champ magnétique sur la vitesse acquise par la pièce.
- L'influence de la variation du couplage magnétique entre bobinage inducteur et pièce à former sur la vitesse et le déplacement de celle-ci.

La suite du mémoire est consacrée à la définition, à la conception et à la réalisation d'un générateur d'impulsion sur la base d'associations de thyristors rapides. L'étude est conduite par le calcul et l'expérimentation.

Un très fort accent est mis sur les dispositifs mis en œuvre pour assurer le meilleur équilibrage possible des courants et tensions et pour limiter les "stress" subis par les thyristors. Les nombreuses variantes techniques envisagées sont exposées testées et comparées.

Les avantages de fonctionnement à cadence élevée et avec une récupération d'énergie, sont mis en valeur grâce à l'adoption d'une structure de chargeur particulière.

La bibliographie fait apparaître un nombre relativement élevé (48) de références que l'on peut regrouper selon 5 thèmes principaux.

Le premier thème concerne le **magnéto-formage en général**, références : [2] (M. LEROY), [8], [10], [44], [45], [46], [47], [48] Certains auteurs privilégient l'aspect "dynamique des matériaux" (R. DORMEVAL [9]). De nombreux exemples d'applications ont été vus, citons : le soudage par pression magnétique [13-14] ; le magnéto formage des poudres et des matériaux frittés [6], [15] ; le soudage des aciers inox [16]. J. SEHO [5] a privilégié le calcul du champ.

Le deuxième thème concerne le **générateur d'impulsions**. P. GUENARD [19] a présenté les éclateurs et ignitrons, C. et F. RIOUX [11] présentent les sources impulsionnelles à stockage cinétique.

Certains auteurs ont recherché des techniques d'amélioration, citons A. DELMAS [18] qui présente une technique de transfert inductif à haut rendement, et A.L. KEET et M. GROENENBOOM étudient la compression d'impulsions par bobines saturables.

Le troisième thème traite **des composants actifs et passifs**. Concernant les thyristors et GTO, les références retenues sont : [20], [27-28], [39], [40]. L'action sur la gâchette des thyristors a été étudiée plus particulièrement par J.L. HUDGINS et W.M. PORTNOY [23], et M.S. ADLER et V.A.K. TEMPLE [34] ont effectué des simulations pour l'étude du temps de "turn on du S.C.R."

Les circuits magnétiques particuliers ("vitreux" ou amorphes) sont présentés [42] par la S.A. BALLOFFET, ils peuvent permettre d'optimiser la puissance du générateur, par l'emploi d'une bobine saturable de qualité élevée.

La Société SCHAFFNER [41] fournit les éléments de dimensionnement des transformateurs d'impulsions.

Le condensateur réservoir d'énergie a été étudié sur les aspects techniques (inductance parasite) par B.R. et M.S. HAYWORTH [17]. La société HAEFELY [43] fournit également des documents sur cet élément.

Le quatrième thème concerne le **chargeur**, destiné au condensateur. La solution fiable : Association "Gradateur - transformateur à fuites - redresseur" sera retenue, par la suite ; les auteurs ayant étudié ces structures sont : G. SEGUIER [37], C.ROMBAUT [38], J.L. COCQUERELLE [36].

Le cinquième thème concerne la **simulation des thyristors**. A cet effet, nous avons utilisé le logiciel "P.SPICE" [24-25], [30] et [33]. D'autres modélisations ont été

étudiées par des chercheurs [26], [31], [32], [35], elles concernent les jonctions PNP, les diodes etc.

La simulation la plus rigoureuse, s'effectue à partir des équations de transport. Z. KHATIR a appliqué cette méthode à l'étude de l'ouverture des G.T.O [22].

Le découpage de la thèse s'effectue selon 5 chapitres.

**Le premier chapitre** traite des généralités sur le magnétoformage (techniques, modèles physiques et matériels). Des améliorations des modèles y sont présentés.

**Le deuxième chapitre** concerne le générateur d'impulsion.

Il comprend :

- la présentation des éléments constitutifs usuels.
- la définition de l'interrupteur, selon un cahier des charges que l'on établit, pour arriver à un schéma envisageable.
- une proposition de réalisation de l'interrupteur sur la base d'associations série/parallèle de thyristors rapides, assemblés de manière coaxiale.

**Le troisième chapitre** concerne l'expérimentation et l'optimisation par les essais. Il comprend :

- une étude pour la prise en compte des inductances de connexions et de liaisons, avec description analytique et matricielle, et calcul de l'inductance globale.
- l'analyse de la répartition des courants et tensions.
- l'optimisation de la commande des gâchettes (circuits de déclenchement original, commande rapprochée).
- La description d'une démarche systématique d'accroissement de la capacité en puissance de l'interrupteur par adjonction discrétisée de thyristors supplémentaires, tenant compte de la résolution des problèmes de manière progressive.
- La présentation des appareils permettant la mesure des grandeurs électriques et physiques prenant en compte les problèmes d'impédances, de niveaux, de perturbations.

**Le dernier chapitre** présente une proposition de chargeur, que l'on a souhaité volontairement "rustique", à savoir, simple, fiable, et peu sensible aux surcharges, au détriment du poids et de l'encombrement. Ce chargeur est constitué d'une association "gradateur monophasé - transformateur BT/MT à fuites - redresseur P1" :

L'accent est mis sur l'asservissement et les perturbations ramenées à la source, à travers un concept voisin de celui du facteur de puissance en onde périodique.

L'auteur conclut à la possibilité d'utiliser les thyristors en association série/parallèle, permettant d'optimiser l'échange d'énergie entre le condensateur et le matériau à former, tout en permettant l'augmentation de la cadence.



## - SOMMAIRE -

<b><u>CHAPITRE I:</u></b>	<b>MAGNÉTOFORMAGE, ESSAIS D'OPTIMISATION .....</b>	<b>p.2</b>
<b>I. 1. DESCRIPTION GENERALE .....</b>		<b>p.2</b>
<b>I.1.1. Généralités sur les dispositifs .....</b>		<b>p.2</b>
<b>I.1.2. Modélisation mathématique du magnétoformage .....</b>		<b>p.4</b>
I.1.2.1. Couplage des bobines équivalentes .....		p.4
I.1.2.2. Effet de peau .....		p.5
I.1.2.3. Pression magnétique .....		p.7
I.1.2.4. Energie magnétique .....		p.10
<b>I.1.3. Bobines de formage et accessoires .....</b>		<b>p.12</b>
I.1.3.1. Conformateurs de champs .....		p.12
I.1.3.2. Monospire .....		p.14
I.1.3.3. Bobine renforcée ou bobine destructible .....		p.15
I.1.3.4. Matrices et type de déformation obtenu.....		p.15
<b>I.1.4. Applications .....</b>		<b>p.18</b>
I.1.4.1. Sertissage .....		p.18
I.1.5.2. Soudage et frittage.....		p.18

<b>I.2. ETUDES PARTICULIÈRES EN VUE DE L'OPTIMISATION</b>	<b>p.20</b>
<b>I.2.1. Influence de la forme de l'impulsion de courant           sur l'efficacité du formage dans un cas simplifié</b>	<b>..... p.20</b>
<b>I.2.2. Etude analytique - Validité de l'hypothèse essentielle           concernant l'épaisseur de la pièce à former</b>	<b>..... p.23</b>
<b>I.2.3. Correction de l'efficacité tenant compte de l'épaisseur           finie de la pièce : réponse à différents types d'impulsion</b>	<b>    p.30</b>
<b>I.2.4. Simulation interactive : obtention de l'évolution du champ           dans le temps et dans l'espace, tenant compte de la variation           de la température</b>	<b>..... p.35</b>
<b>I.2.5. Incidence réciproque :</b>	
<b>"temps de vol-fréquence de l'impulsion"</b>	<b>..... p.37</b>
I.2.5.1. Etude analytique dans un cas simple	<b>..... p.38</b>
I.2.5.2. Résolution informatique de l'équation du mouvement	<b>..... p.41</b>
I.2.5.3. Simulation du mouvement de la pièce avec une force de portée limitée, comparaison avec l'expérience	<b>..... p.43</b>
<b>I.2.6 Influences possibles de la variation du couplage           bobine - pièce</b>	<b>..... p.46</b>
<b>RESUME DU CHAPITRE I</b>	<b>..... p.51</b>
<b>CONCLUSION DU CHAPITRE I</b>	<b>..... p.54</b>

## **CHAPITRE II:      LE GÉNÉRATEUR D'IMPULSION    p.58**

<b>II.1.    DISPOSITIFS USUELS</b> .....	<b>p.58</b>
<b>II.1.1.    Eléments constitutifs</b> .....	<b>p.58</b>
II.1.1.1.    Le réservoir d'énergie .....	<b>p.58</b>
II.1.1.2.    La bobine de formage .....	<b>p.59</b>
II.1.1.3.    Le commutateur .....	<b>p.59</b>
II.1.1.4.    Connectique .....	<b>p.60</b>
<b>II.1.2.    Dispositifs particuliers</b> .....	<b>p.61</b>
II.1.2.1.    Ignitrons en parallèle.....	<b>p.61</b>
II.1.2.2.    Chargeur .....	<b>p.63</b>
II.1.2.3.    Élément de sécurité .....	<b>p.63</b>
<b>II.2.    INTERRUPTEUR À SEMI-CONDUCTEUR</b> .....	<b>p.64</b>
<b>II.2.1.    Fonctionnalités, Cahier des charges</b> .....	<b>p.64</b>
II.1.1.1.    Fonctionnalités .....	<b>p.64</b>
II.2.1.2.    Cahier des charges .....	<b>p.72</b>
<b>II.2.2.    Types de semi-conducteurs envisageables</b> .....	<b>p.74</b>
<b>II.2.3.    Choix effectué</b> .....	<b>p.76</b>
II.2.3.1.    Les limitations du thyristor réel .....	<b>p.76</b>
II.2.3.2.    Nécessité d'une ssociation série/parallèle .....	<b>p.80</b>

II.2.3.3. L'assemblage mécanique et électrique .....	p.84
<b>CONCLUSION DU CHAPITRE II.....</b>	<b>p.89</b>

**CHAPITRE III: CONDUITE EXPERIMENTALE  
POUR L'OPTIMISATION DU FONCTIONNEMENT p.92**

**III.1. EQUILIBRAGE DYNAMIQUE, GENERALITES..... p.92**

**III.2. FACTEURS DE SECURITE ..... p.97**

**III.3. EQUILIBRAGE DU COURANT,  
INDUCTANCES DE LIAISONS ..... p.99**

**III.3.1. Inductances et mutuelles de liaisons ..... p.99**

III.3.1.1. Matrice des inductances mutuelles ..... p.99

III.3.1.2. Inductance totale de l'interrupteur ..... p.100

*III.3.1.2.1. Estimation de l'inductance ..... p.100*

*III.3.1.2.2. Mesure d'inductance, termes supplémentaires ..... p.105*

**III.3.2. Protection à l'amorçage ..... p.113**

III.3.2.1. Limitations naturelles ..... p.113

III.3.2.2. Inductance saturable ..... p.114

**III.4. EQUILIBRE EN TENSION  
ET PROTECTION À L'OUVERTURE ..... p.117**

**III.4.1. Equilibrage statique ..... p.117**

**III.4.2. Equilibrage dynamique ..... p.119**

III.4.2.1. Equilibrage des tensions transitoires ..... p.119

III.4.2.2. Effet des décalages entre amorçage ..... p.119

III.4.3. Protection contre les surtensions à l'ouverture .....	p.122
III.5. COMMANDE DES GÂCHETTES .....	p.126
III.5.1. Deux fonctions à remplir : fourniture d'énergie et transmission d'un signal .....	p.127
III.5.2. Les solutions techniques .....	p.128
III.5.2.1. Transformateur d'impulsion .....	p.128
III.5.2.2. Transmission séparée de l'énergie .....	p.129
III.5.2.3. La transmission séparée du signal .....	p.130
III.6. COMPORTEMENT GLOBAL DE L'INTERRUPTEUR : ACCROISSEMENT DE LA PUISSANCE PAR ÉTAPES .....	p.135
III.7. MESURES DES GRANDEURS ELECTRIQUES ET PHYSIQUES .....	p.142
III.7.1. Mesure des courant sélectriques .....	p.142
III.7.2. Mesure des tensions .....	p.147
CONCLUSION DU CHAPITRE III.....	p.150

<b><u>CHAPITRE IV:</u></b>	<b>CHARGEUR</b>	<b>..... p.154</b>
<b>IV.1.</b>	<b>OBJECTIFS</b>	<b>..... p.154</b>
<b>IV.2.</b>	<b>SOLUTIONS ENVISAGEABLES</b>	<b>..... p.154</b>
<b>IV.3.</b>	<b>CRITERES DE SELECTION</b>	<b>..... p.154</b>
<b>IV.4.</b>	<b>ETUDE DE L' ASSOCIATION :</b>	
	<b>"GRADATEUR TRANSFORMATEUR A FUITES - DIODE"</b>	<b>..p.155</b>
<b>IV.4.1.</b>	<b>Etude analytique</b>	<b>..... p.156</b>
	<b>IV.4.1.1. Schéma retenu</b>	<b>..... p.156</b>
	<b>IV.4.1.2. Hypothèses simplificatrices</b>	<b>..... p.157</b>
	<b>IV.4.1.3. Relations générales</b>	<b>..... p.157</b>
	<b>IV.4.1.4. Fonctionnement</b>	<b>..... p.157</b>
	<b>IV.4.1.5. Résolution par mode</b>	<b>..... p.159</b>
	<b>IV.4.1.5.1. 1er Mode</b>	<b>..... p.159</b>
	<b>IV.4.1.5.2. 2ème mode</b>	<b>..... p.162</b>
	<b>IV.4.1.6. Loi de commande</b>	<b>..... p.165</b>
	<b>IV.4.1.7. Vitesse de charge</b>	<b>..... p.166</b>
	<b>IV.4.1.8. Pertes énergétiques</b>	<b>..... p.168</b>
<b>IV.4.2.</b>	<b>Evaluation des perturbations apportées au réseau</b>	
	<b>par le chargeur</b>	<b>..... p.169</b>
	<b>CONCLUSION DU CHAPITRE IV</b>	<b>..... p.172</b>

# **CHAPITRE I**



## **MAGNÉTOFORMAGE, ESSAIS D'OPTIMISATION**

Dans une première partie de ce chapitre, nous faisons une présentation du magnétoformage qui montre le principe de fonctionnement, les modèles physiques habituellement utilisés, le matériel et les accessoires existants.

Dans la deuxième partie, nous montrons des améliorations apportées aux modèles existants.

### **I. 1 DESCRIPTION GENERALE**

Le magnétoformage est un procédé de mise en forme des matériaux conducteurs, qui utilise l'effet des forces qu'un champ magnétique oscillant produit sur un métal dans lequel il induit des courants.

Dans cette première moitié de chapitre nous faisons une présentation du magnétoformage qui montre le principe de fonctionnement, les modèles physiques habituellement utilisés, le matériel et les accessoires existants.

#### **I.1.1. Généralités sur les dispositifs**

On distingue trois dispositions particulières des appareils de magnétoformage. Nous décrivons, ci-après, la plus couramment utilisée : une pièce tubulaire à former, est introduite à l'intérieur d'une bobine sans fer, de manière coaxiale.

Si une batterie de condensateurs, préalablement chargée, est connectée de manière instantanée aux bornes de la bobine, un courant sinusoïdal amorti, apparaîtra. Un champ magnétique est alors créé dans la bobine et le tube conducteur est le siège d'un courant induit parallèle et de sens opposé au courant inducteur. Le champ magnétique exerce sur le courant induit une force radiale dirigée vers l'intérieur. "Les deux courants se repoussent" (fig.1).

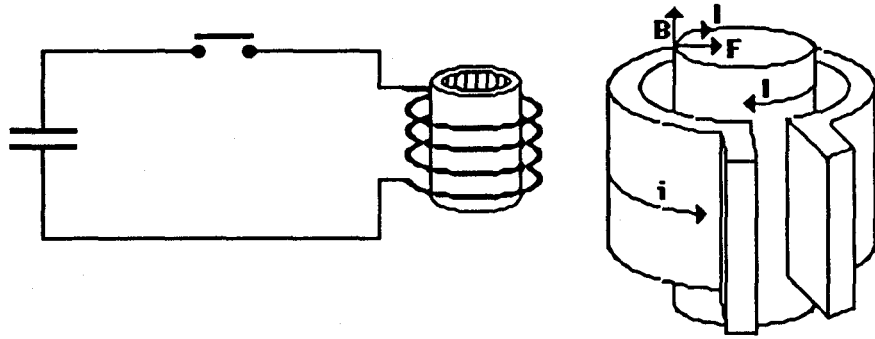


Schéma de principe et disposition des courants, champ et forces.

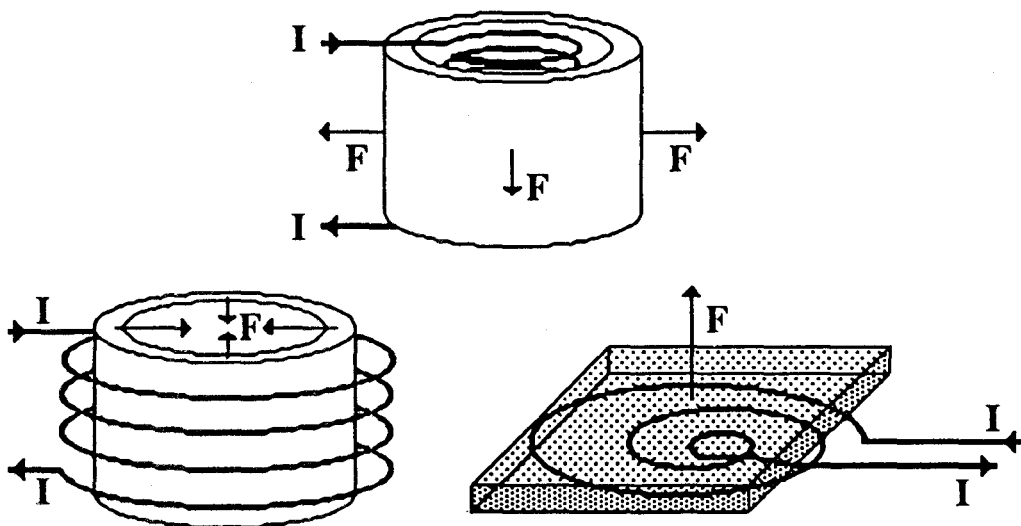
fig. 1

Dans un appareil de magnétoformage classique, le courant inducteur peut atteindre  $10^5$  A et le champ magnétique 50 T. Les forces internes développées dans le tube sont alors suffisantes pour rétreindre violemment celui-ci (il implose), en dépassant ainsi largement la "limite élastique" du métal.

Deux autres dispositions sont utilisées en magnétoformage :

- Dans la première, le tube à former est disposé également coaxialement à une bobine, mais à l'extérieur de celle-ci. Le flux créé par la bobine induit un courant dans le tube, créant une force de répulsion. Le tube est alors en expansion radiale.

- Dans la deuxième disposition, la bobine est une spirale plane et la pièce à former (plaque métallique), est disposée parallèlement à celle-ci. La décharge dans la bobine induit un courant dans la plaque qui est propulsée perpendiculairement à la bobine.



Les trois dispositions possibles.

fig. 2

### Mise en forme des matériaux

La pièce se déforme à grande vitesse (jusqu'à 700 m/s dans certains cas), et s'écrase sur une matrice. L'énergie cinétique constitue "l'outil". On obtient le moulage "par projection".

## **I.1.2. Modélisation mathématique du magnétoformage**

Pour pouvoir dimensionner les éléments d'un appareil de magnétoformage, il convient de calculer les courants, les champs et les forces qui entrent en jeu.

### **I.1.2.1. Couplage des bobines équivalentes**

Un premier modèle assimile l'ensemble "bobine - tube" à deux bobines couplées entre elles.

On peut écrire :

$$\underline{U} = j M \omega \cdot \underline{i} + j L \omega \cdot \underline{I}$$

et

$$j M \omega \cdot \underline{I} + j l \omega \cdot \underline{i} + R \underline{i} = 0$$

**L** : l'inductance de la bobine

**l** : l'inductance du tube

**M** : mutuelle inductance

**R** : résistance électrique du tube

**U** et **I** : la tension et le courant de la bobine

**i** : le courant dans le tube

ce qui donne :

$$\underline{i} = \frac{-M\underline{I}}{l(1 + R/jl\omega)}$$

$$\underline{U} = \underline{I} [ jL\omega (1 - M^2/lL(1 + R/jl\omega)) ]$$

Si on cherche le flux dans le tube, on trouve :

$$\Phi_{\text{int}} = M\underline{I} + l\underline{i} = M\underline{I} \left( 1 - 1 / \left( 1 + \frac{R}{jl\omega} \right) \right) \quad \text{Soit : } \Phi_{\text{int}} = M\underline{I} \left( \frac{1}{1 + \frac{l\omega j}{R}} \right)$$

En fait, si R est suffisamment faible, le tube conducteur forme un "écran" pour le champ magnétique ( $\Phi_{\text{int}} \rightarrow 0$ ). On voit aussi que l'impédance globale est encore une

inductance, mais de valeur d'autant plus faible que les bobines sont correctement couplées ( $M^2 \approx 1L$ ). Si nous estimons le rapport  $\frac{l\omega}{R}$  pour un tube infiniment long de conductivité  $\gamma$ , de rayon moyen  $r$  et d'épaisseur  $e$ , on trouve ceci :

$$\frac{l\omega}{R} = \frac{\mu_0 \pi r^2}{2\pi r / \gamma e} \omega = \frac{\mu_0 \gamma \omega e r}{2}$$

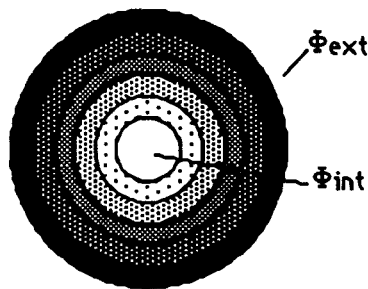
Pour pouvoir négliger  $R$  et considérer que le tube est un bon écran pour le champ magnétique, il faut donc qu'une dimension caractéristique du tube soit supérieure à :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \gamma \omega}}$$

On verra (§ I.1.2.3. et § I.1.2.4.) que cette condition doit être remplie pour que le formage s'effectue avec un bon rendement.

#### I.1.2.2. Effet de peau

Dans le cas où le champ magnétique est fortement atténué par le tube, on peut admettre que la partie la plus interne de celui-ci ne soit pas concernée par le même flux que sa partie la plus externe.



**Flux et amplitude du champ dans un tube épais.**

**fig. 3**

Notre modélisation du tube, à partir d'une seule spire n'est alors plus valable, il convient de "découper" notre spire en une infinité de spires concentriques couplées les unes aux autres.

Plutôt que d'écrire les équations pour cette infinité de spires, d'épaisseurs  $dx$ , Nous pouvons exploiter les équations de Maxwell, ainsi que la loi d'Ohm, soit :

$$\begin{aligned} r\vec{\text{rot}} \vec{H} &= \vec{j} \\ r\vec{\text{rot}} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{d\vec{H}}{dt} \\ \gamma \vec{E} &= \vec{j} \end{aligned}$$

On peut alors écrire, en nous limitant à un cas mono-dimensionnel :

$$\begin{aligned} \frac{\delta H_z}{\delta x} &= -j_y \\ \frac{\delta j_y}{\delta x} &= -\mu_0 \gamma \frac{\delta H_z}{\delta t} \end{aligned}$$

Ce qui donne pour  $H_z$  :

$$\frac{\delta^2 H_z}{\delta x^2} = -\mu_0 \gamma \frac{\delta H_z}{\delta t}$$

C'est une équation de diffusion analogue à celle qui décrit la transmission de la chaleur.

Pour un champ purement sinusoïdal, de pulsation  $\omega$ , les solutions sont de la forme :

$$H(x,t) = e^{j\omega t} (H_1 \cdot e^{\frac{x}{\delta}(1+j)} + H_2 \cdot e^{\frac{-x}{\delta}(1+j)}) \quad \text{avec} \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \gamma \omega}}$$

En supposant l'épaisseur du matériau infinie, on annule le terme en  $H_1$  pour que " $H_1 \cdot e^{\frac{x}{\delta}(1+j)}$ " reste fini, quelque soit  $x$ . Il vient alors :

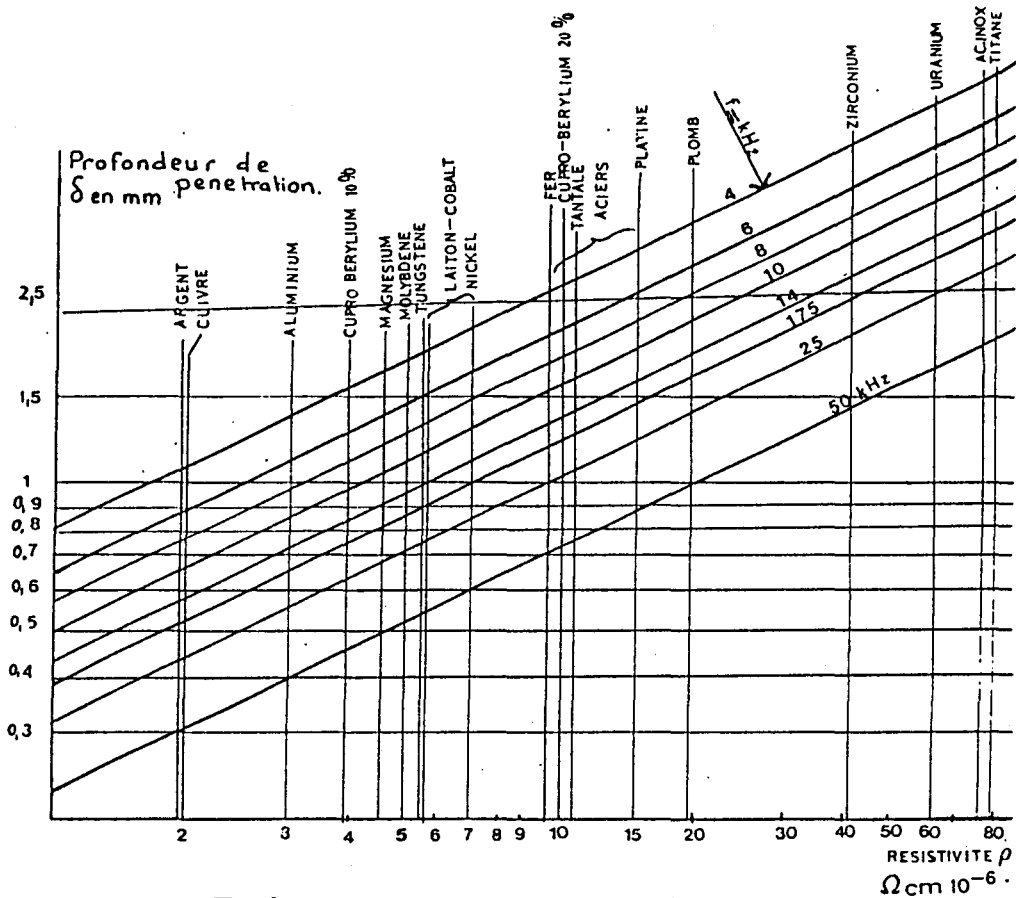
$$H(x,t) = H_{\max} e^{j\omega t} \cdot e^{\frac{-x}{\delta}(1+j)}$$

Ceci exprime la répartition du champ dans le métal.

Le champ s'atténue exponentiellement dans l'épaisseur du matériau, ou, si l'on préfère, chacune des spires élémentaires concentriques absorbe un pourcentage constant du champ qui la traverse.

La distance d'amortissement du champ,  $\delta$ , au-delà de laquelle son amplitude est réduite de  $1/e$  est appelée épaisseur de peau car les courants et champs variables sont limités à une couche superficielle du matériau dont l'épaisseur est de l'ordre de  $\delta$ .

Cette épaisseur caractéristique est donnée par un abaque pour différents matériaux et en fonction de la fréquence dans la figure suivante.



Epaisseur de peau pour des métaux

fig. 4

### I.1.2.3. Pression magnétique

Nous nous proposons de calculer, dans le cas "mono-dimensionnel", la force exercée sur un élément de conducteur de volume  $dV$ . Cette force est le produit de la densité de courant  $j_y$  par le champ  $B_z$  et par  $dV$ .

$$\text{Soit : } dF_x = j_y \cdot B_z \cdot dV$$

$$\text{or la densité de courant } j_y \text{ vaut : } \frac{\delta H_z}{\delta x} = -j_y$$

la force s'écrit donc :

$$dF_x = j_y \cdot B_z \cdot dV = \frac{-\delta H_z}{\delta x} \mu_0 H_z \cdot dV$$

$$dF_x = \frac{-\mu_0}{2} \frac{\delta(H_z)^2}{\delta x} \cdot dV$$

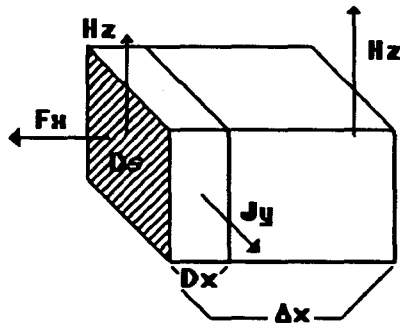
Sachant que  $dV = dx \cdot dy \cdot dz$  et  $dS = dy \cdot dz$ , on peut effectuer une intégration sur un élément d'épaisseur  $\Delta x$  (fig. 5) :

$$dF_x = \frac{-\mu_0}{2} \frac{\delta(H_z)^2}{\delta x} dx \cdot dS$$

$$\Delta F_x = \frac{-\mu_0}{2} dS \int_{\Delta x} \frac{\delta(H_z)^2}{\delta x} dx = \frac{-\mu_0}{2} dS \cdot [(H_z)^2]_{\Delta x}$$

$$\frac{\Delta F_x}{dS} = -\left[ \frac{\mu_0 (H_z)^2}{2} \right]_{\Delta x}$$

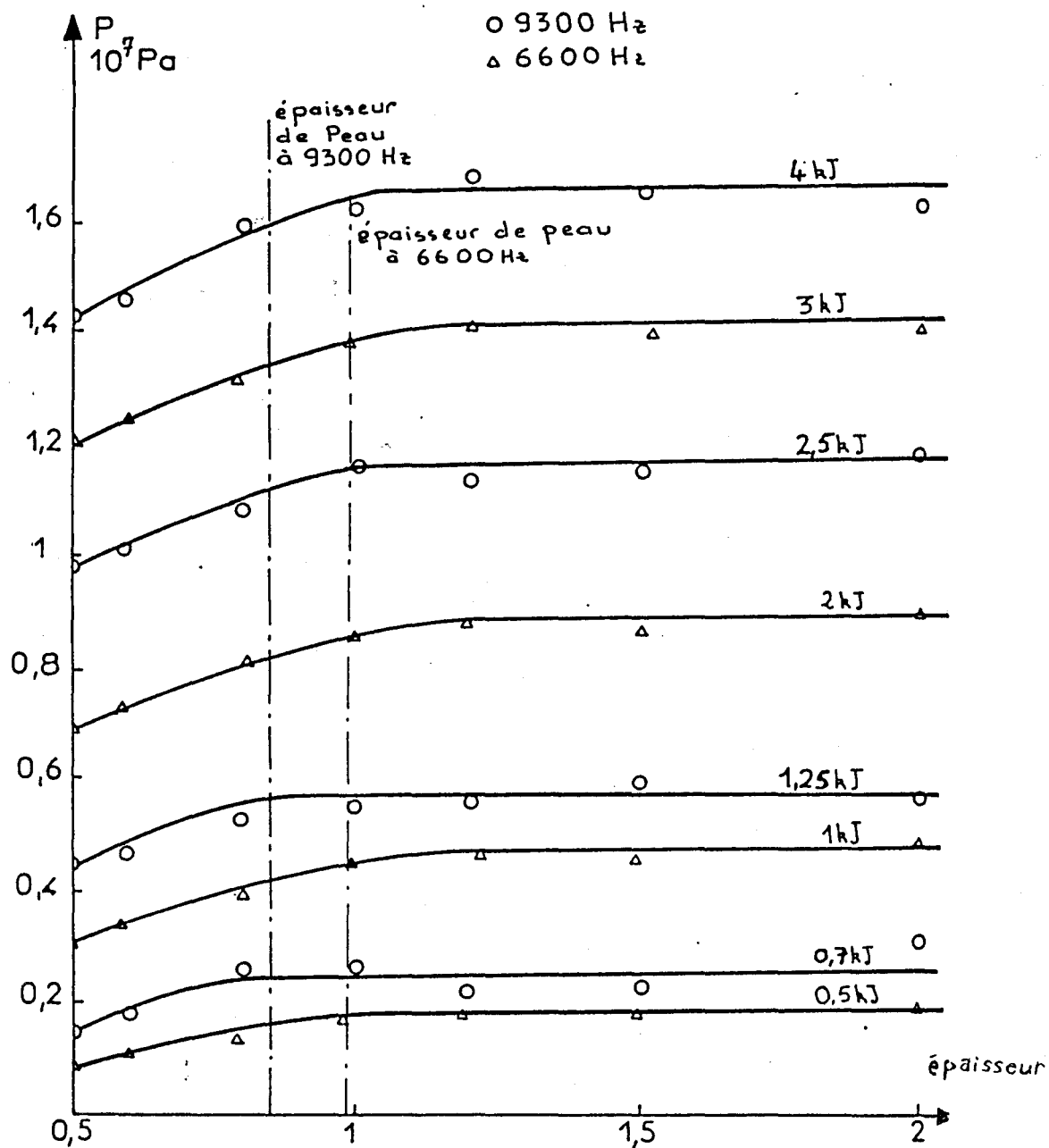
La force est proportionnellement à la surface  $dS$  de l'élément et à la variation d'une grandeur scalaire de part et d'autre de l'épaisseur  $\Delta x$ . Une telle force est équivalente à une pression,  $p_m = \frac{\mu_0}{2} H^2 = \frac{B^2}{2\mu_0}$ , différente en chaque point du matériau.



Champ courant et force à l'intérieur du matériau  
fig. 5

Des essais [4] utilisent un générateur avec fréquence variable (divers condensateurs sont commutables), la pression est mesurée par l'impulsion qu'elle transmet à un pendule de grande inertie.

La figure suivante montre bien l'influence de l'épaisseur de peau sur l'absorption du champ et le développement de la pression magnétique.



Pression développée dans des plaques d'aluminium d'épaisseurs variées, pour différentes énergies et fréquences de décharge

fig. 6



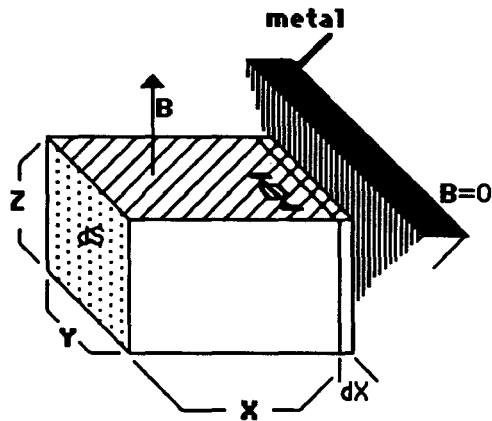
### I.1.2.4. Energie magnétique

L'action de la pression magnétique  $P_m$  sur un élément de surface  $dS$  parcourant une distance  $dx$  et balayant un volume  $dV = dS \cdot dx$  est un travail qui vaut :

$$dW = P_m \cdot dS \cdot dx = P_m \cdot dV$$

Si on se place alors dans le cas d'un système isolé avec une énergie totale ( $E_{méca} + E_{mag}$ ) constante (soit :  $\phi = cte$ ), on a une énergie contenue dans le champ qui varie de :

$$d E_{mag} = - d W$$



Volume pour lequel on calcule l'énergie magnétique  
fig. 7

Ce que l'on peut écrire avec les notations de la figure 7 :

$$d E_{mag} = -dx \cdot y \cdot z \cdot \frac{\mu_0}{2} \left( \frac{\phi}{xy} \right)^2$$

Pour un déplacement du métal de  $x$  jusqu'à l'infini, l'énergie magnétique varie de :

$$\Delta E_{mag} = \int_x^{\infty} d E_{mag} = -\frac{\mu_0}{2} yz \frac{\phi^2}{xy^2} = \frac{-\mu_0}{2} B^2 x \cdot y \cdot z$$

et si l'on admet qu'alors l'énergie magnétique est nulle ( $B = \frac{\phi}{xy} \rightarrow 0$ ) on trouve pour l'énergie magnétique initiale  $E_{\text{mag}}$  :

$$E_{\text{mag}} = - \Delta E_{\text{mag}} = P_m \cdot x.y.z = P_m \cdot V$$

On retrouve bien, en fait, la densité d'énergie par unité de volume propre au champ magnétique. Pression et densité d'énergie magnétique sont deux quantités complémentaires qui viennent du même phénomène.

C'est cette différence de pression magnétique de part et d'autre du tube (extérieur et intérieur) qui va déformer le tube et le mettre en mouvement si le champ est bien absorbé par le métal.

Revenons au cas du tube, supposons que celui-ci forme un écran parfait pour le champ magnétique inducteur. Ceci peut se produire si la décroissance exponentielle du champ est effective dans l'épaisseur du matériau, donc lorsque la conductivité et l'épaisseur du tube, ainsi que la fréquence du champ sont suffisamment grands. Si l'on peut savoir dans quel volume  $V$  le champ se développera et si l'on connaît la pression  $P_m$  désirée (qui est aussi la densité énergétique), on peut déterminer l'énergie de charge nécessaire des condensateurs, soit :

$$W_C = P_m \times V$$

Pour un tube d'épaisseur  $e$  et de diamètre  $D$  avec un matériau de charge à la rupture  $\sigma_{\text{rup}}$  on peut considérer que les contraintes tangentielles sont les plus importantes et on trouve souvent l'approximation :

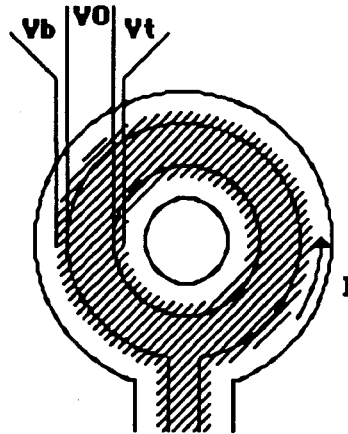
$$P_m = 2 \sigma_{\text{rup}} \cdot \frac{e}{D}$$

Le volume  $V$  se limite quasiment à l'intervalle bobine-pièce ( $V_0$ ), il faut néanmoins, lui ajouter le volume du tube dans lequel le champ pénètre.

Soit :  $V_T \# \delta_T \times S_T$  ,  $\delta_T$  étant l'épaisseur de peau du tube et  $S_T$  sa surface extérieure.

On doit aussi ajouter le volume correspondant à l'épaisseur de peau de la bobine.

Soit :  $V_B \# \delta_B \times S_B$



Volumes dans lesquels l'énergie magnétique se développe  
fig. 8

Du fait des simplifications sur l'effet de peau, et surtout de l'énergie perdue dans les inductances parasites de l'appareil, (condensateur bobiné, composant de commutation et barres de transport du courant), il est nécessaire de corriger l'énergie ainsi obtenue, d'un facteur k variant de 10 à plus de 100, selon les cas.

Valeurs moyennes de k selon le type de formage.

EXPANSION	COMPRESSION	PLACAGE
50	90	160

$$W_c = k \times P_m \times (V_0 + V_T + V_B)$$

Cette relation, même très imprécise, montre tout l'intérêt d'un faible intervalle entre bobine et pièce ( $V_0$  minimum), ceci tout en respectant une isolation efficace.

### I.1.3. Bobines de formage et accessoires

#### I.1.3.1. Conformateurs de champs

Pour former des pièces de tailles différentes avec un bon rendement, il convient de disposer d'un échantillonnage de bobines de toutes dimensions.

Que pouvons-nous faire pour éviter cela ?

Le problème est de limiter le volume dans lequel le champ se développe au minimum utile : c'est-à-dire au contour immédiat de la pièce à former.

Nous avons précédemment indiqué qu'un métal suffisamment conducteur peut être un écran pour le champ magnétique oscillant, en effet, les courants qui circulent à sa surface compensant exactement le champ extérieur, il ne subsiste qu'un champ quasi nul dans son volume.

Si l'on dispose des morceaux de métal dans l'intervalle qui sépare la bobine et la pièce, l'énergie magnétique se dissipe dans un espace réduit du volume de métal ajouté. Si l'on remplit alors l'intervalle bobine-pièce avec du métal, (sous forme d'un tube), le champ s'étend dans un espace très réduit entre la bobine et ce morceau du métal, malheureusement, la pièce à former n'est plus soumise au champ (fig.9).

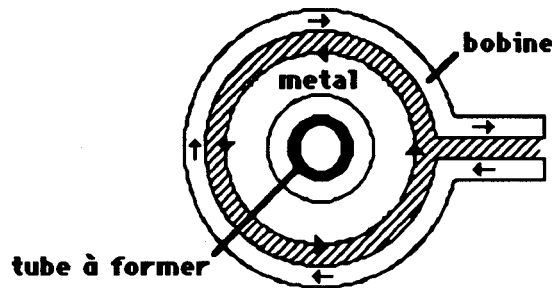
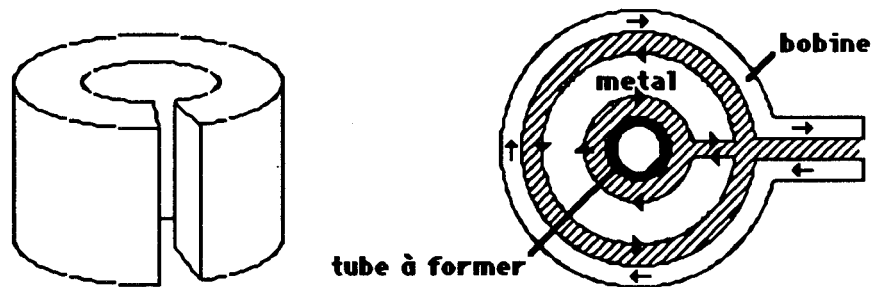


fig. 9

Si enfin, on fend le tube intermédiaire, dans le sens vertical, le champ s'étend, cette fois, jusqu'à la pièce à former, tout en occupant un volume minimal. On obtient un conformateur du champ.



Conformateur avec les champs et courants résultants

fig. 10

Détermination de la disposition des courants dans le "conformateur de champ" :

Si la pièce n'est pas fendue, un courant égal et de sens opposé au courant dans la bobine circule à la surface extérieure, il est engendré par induction et annule le champ intérieur. Si l'on fend la pièce, la f.e.m. qui engendre le courant est conservée mais le circuit de courant ne peut plus se refermer directement, il passe donc par le seul chemin qui lui reste : la surface intérieure du conformateur.

Le courant crée de nouveau un champ dans l'espace évidé du conformateur, celui-ci est d'autant plus important qu'il est concentré sur une hauteur plus petite, (conformateur à section trapézoïdale par exemple) (fig.11).



fig. 11

Si la bobine inductrice comporte plusieurs spires, notre raisonnement reste valable, c'est le nombre d'Ampères-tours qui est "transmis" par le conformateur au concentrateur de champ.

Notre appareil permet, en quelques sorte, de "reporter" les Ampères-tours de la bobine à l'endroit désiré. Il est utilisé couramment du fait de sa simplicité et de son faible prix de revient.

La dissymétrie structurelle du conformateur peut laisser supposer une certaine fragilité, en effet, on retrouve toute la f.e.m. induite d'une spire de part et d'autre de la fente, et les forces entre courants opposés que l'on trouve sur chacune de ses faces tendent à les éloigner. Le concentrateur est donc plus fragile qu'une bobine adaptée et il faut veiller à une parfaite isolation de la fente.

### I.1.3.2. Monospire

Pour avoir une bonne efficacité, il convient que le champ soit totalement absorbé par la pièce à déformer, pour cela, l'épaisseur de peau doit être faible et donc la fréquence du champ élevée. Il semble, de plus, que lorsque le temps d'établissement du champ est bien inférieur au temps de mise en mouvement de la pièce, le transfert d'énergie magnétique en énergie cinétique, soit bien meilleur.

Pour ces deux raisons, on choisit souvent une bobine d'inductance très faible (5 nH par exemple), qui ne comporte qu'une seule spire de forte taille.

La fréquence que l'on peut obtenir avec une monospire reste limitée par les inductances parasites du générateur (condensateur, câblage) qui deviennent prépondérantes et que l'on devra réduire au maximum.

Un autre avantage de la monospire est sa résistance mécanique plus élevée que celle d'une inductance bobinée, elle peut, ainsi créer des champs plus élevés, sans se détériorer sous sa propre pression magnétique.

### I.1.3.3. Bobine renforcée ou bobine destructible

La pression magnétique que l'on désire, peut être, dans certains cas, si élevée qu'elle dépasse de beaucoup la résistance à la rupture du matériau constituant la bobine, l'échauffement quant à lui est toujours moins critique si l'on n'effectue qu'un seul tir, il reste néanmoins une contrainte et si on désire une cadence élevée, il devient nécessaire de refroidir la bobine (échauffement instantané de plus de 100°K par tir).

Dans ces conditions, on est amené à construire des bobines en matériaux très solides et réfractaires (acier inox, tungstène). On limite aussi les déformations par l'effet d'inertie avec des matériaux très denses (tantale). Des bobines usinées avec beaucoup de soins dans une masse de cupro-beryllium, traitées thermiquement (recuit), puis frêttées, présentent d'assez bonnes caractéristiques, mais sont chères.

A l'opposé, l'emploi d'une bobine, petite et peu résistante, qui va se détruire au cours de l'opération de formage, est une solution intéressante dans le domaine des très grandes pressions.

La destruction n'est pas instantanée, et le temps pendant lequel elle crée un champ peut être suffisant pour propulser la pièce à former. Le problème de la résistance mécanique étant résolu, il est possible de fabriquer des bobines plus petites dans lesquelles le champ est bien mieux confiné. Ces bobines ont, par conséquent, une efficacité élevée. Notons que l'arrêt brutal du champ, lors de la destruction de la bobine, favorise certainement l'absorption du champ par la pièce, en introduisant des harmoniques de fréquences élevées.

Une fabrication normalisée avec un fil fin (1 à 2 mm) et un enrobage plastique, assurent une très bonne reproductibilité avec un prix de revient peu élevé.

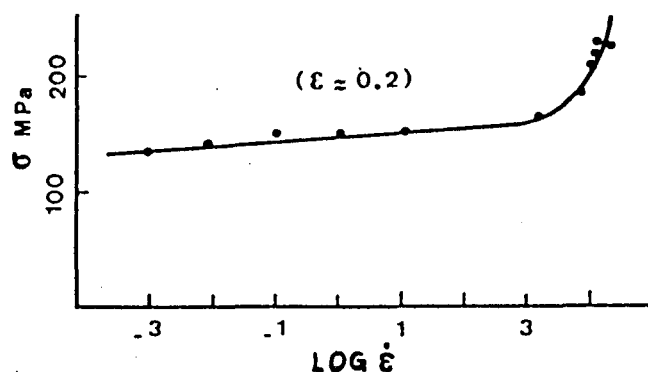
### I.1.3.4. Matrices et type de déformation obtenu

A partir de la pression magnétique, on ne peut guère assurer la forme exacte à donner à la pièce, tout au plus, pourra-t-elle être accentuée là où la déformation doit être maximum. Il peut même arriver, surtout dans le cas des faibles épaisseurs de métal, que les forces parasites dues aux imperfections du champ ou aux interactions entre différents points de la pièce conduisent à des instabilités ou à des déformations néfastes (dissymétrie, pièce "froissée").

Par conséquent, la forme à obtenir sera déterminée par un moule ou "matrice" contre lequel la pièce vient se plaquer. Lorsque celle-ci entre au contact de la matrice, elle y perd vitesse et énergie cinétique. La durée de ce ralentissement est de l'ordre de  $t \# e/V$ , e

étant l'épaisseur de la pièce et  $V$  la vitesse de celle-ci, c'est un temps très court, de quelques  $\mu\text{s}$ . Dans ces conditions, la principale qualité demandée au matériau qui constituera la matrice sera une grande résilience (capacité à absorber des chocs mécaniques d'énergie élevée). On pourra choisir, par exemple, des plastiques tels que le polyuréthane de forte densité, ou bien une matrice en caoutchouc gonflable permettant ainsi le formage et le démoulage de pièces complexes, ou encore du bois...

Comparé à d'autres techniques le magnétoformage fait intervenir de très grandes vitesses, plus précisément on peut comparer les vitesses de déformation  $\dot{\epsilon}$  (dérivée du changement relatif de longueur d'une éprouvette). Or, la loi de comportement mécanique  $\sigma = f(\epsilon)$  peut varier très fortement avec des valeurs élevées de  $\dot{\epsilon}$  (exemple : fig. 12) et est souvent mal connue, ce qui rend difficile toute modélisation du mouvement de la pièce à former. Inversement le magnétoformage est une bonne méthode de caractérisation des matériaux en essais dynamiques [2], [3], [10].



Loi de comportement pour de l'aluminium A5 avec  $\epsilon=20\%$

fig. 12

On notera, au contraire, les faibles vitesses de l'onde électromagnétique dans un métal. Pour une onde purement sinusoïdale, le vecteur d'onde (complexe) amène à une vitesse de phase qui vaut  $v_{\text{ph}} = \delta \cdot \omega = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0 \cdot \gamma}}$ , soit entre 10 et 100 m.s<sup>-1</sup> (pour la fréquence fondamentale du champ).

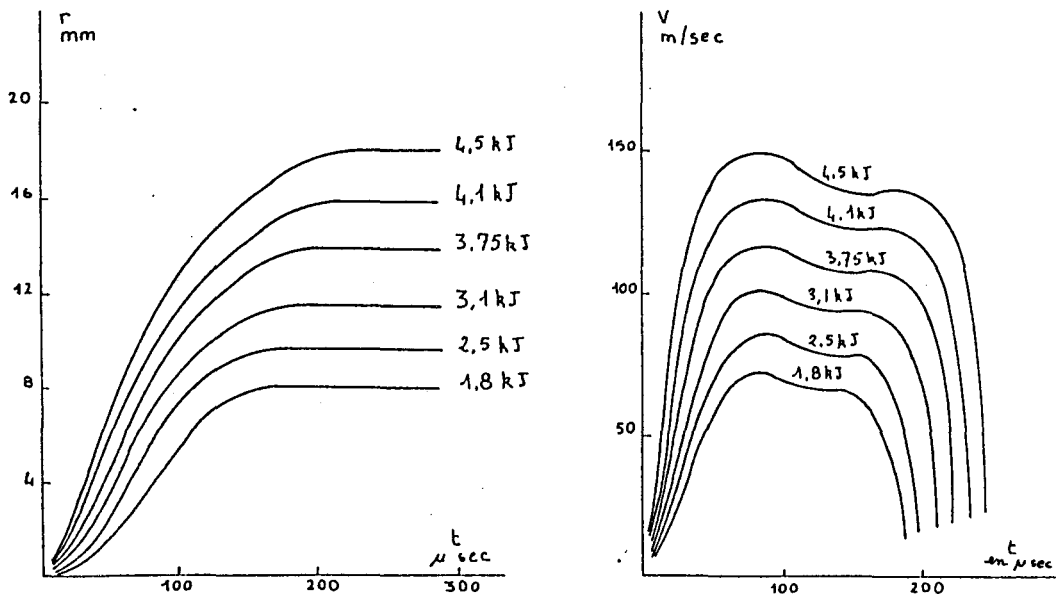
Les vitesses de groupe et de phase sont différentes puisqu'il y a dispersion ( $v_{\text{ph}}$  n'est pas une constante). La vitesse de propagation d'une impulsion de champ n'est donc pas bien définie (en particulier une partie du champ traverse instantanément la pièce à former).

Une autre vitesse importante est celle de l'onde élastique de pression, c'est en effet elle qui, par sa propagation et ses rebonds successifs à l'intérieur de la pièce, transmet la force et le mouvement à toute l'épaisseur de la pièce. Cette onde, très rapide (quelques  $\text{km.s}^{-1}$ ), répartit la force en un temps très court (quelques  $\mu\text{s}$ ).

Remarque sur l'inertie :

Dans un appareil de magnétoformage typique, l'amortissement du courant de décharge est de l'ordre de 50 % par demi-période. La pression magnétique étant proportionnelle au carré du champ, et donc du courant, diminuera de 75 % entre chaque pic de pression, c'est pourquoi on estime que seuls les deux premiers maximums de la pression ont un effet sur le mouvement de la pièce. Des mesures de vitesse, de déplacement et d'accélération confirment cette supposition (fig. 13). Dans ces conditions, on voit que l'action du champ a lieu avant le contact effectif, avec la matrice. La pièce ainsi mise en mouvement n'est alors soumise qu'à une force extérieure faible lorsqu'elle rencontre la matrice, et c'est sa seule énergie cinétique qui constitue l'outil virtuel.

Cette énergie étant répartie dans son volume, chaque particule épousera, au mieux, les formes de la matrice, et on obtient par placage à grande vitesse, une grande finesse de moulage. La finesse des détails du moulage (1/100 mm), est souvent bien supérieure à celle d'une presse classique.



Evolution du déplacement et de la vitesse de la pièce

fig. 13



## I.1.4. Applications

### I.1.4.1. Sertissage.

Le magnétoformage est particulièrement efficace pour les opérations de sertissage.

Si on remplace la matrice et la pièce à former par deux tubes concentriques, la liaison du tube extérieur sur le tube intérieur équivaut à un assemblage mécanique résistant et étanche.

Un tel sertissage est d'une très grande qualité car il adapte parfaitement les deux pièces à former, même si celles-ci ne sont pas parfaitement régulières. Des tests d'étanchéité à l'hélium et sans joint supplémentaire ont été concluants jusqu'à des pressions de 300 bars.

Un exemple typique est le sertissage des embouts métalliques de fusibles sur un corps central en céramique. La rigidité et la fragilité des ailettes ne sont pas compatibles avec un sertissage classique.

### I.1.4.2. Soudage et frittage

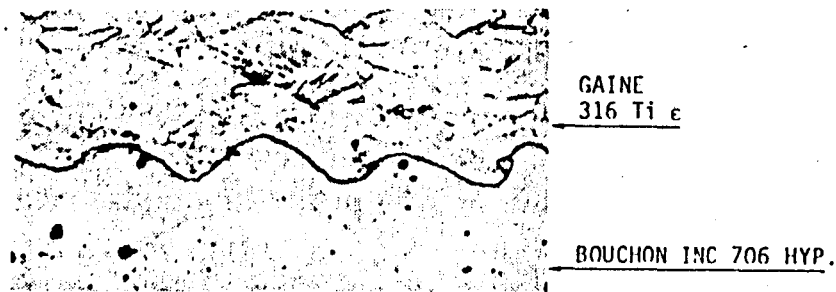
Le prolongement logique du sertissage est le soudage.

En effet, si on augmente considérablement l'énergie cinétique du tube en mouvement, il peut se produire une "soudure par choc" entre les deux tubes concentriques, les deux métaux s'interpénétrant par diffusion à froid et formant alors une soudure de bonne qualité sur une faible épaisseur, on peut noter alors l'apparition "d'ondes d'interfaces", très fines, entre les deux métaux (fig. 14).

Cette technique est particulièrement intéressante lorsque l'on ne peut pas souder normalement les deux matériaux ou lorsqu'il faut éviter le contact direct avec les pièces à souder. Elle a été étudiée par le C.E.A. pour la fermeture des tubes contenant les pastilles d'uranium destinées aux centrales nucléaires. Les aciers spéciaux utilisés sont en effet très difficiles à souder par des techniques classiques, et il faut éviter toute contamination des outillages.

Il a été utilisé, dans ce cas là, des bobines consommables (destructibles) séparées des tubes en acier par une gaine isolante de la taille d'un doigt, celle-ci pénalise malheureusement fortement l'efficacité du formage. De plus, une bague d'aluminium

compense la faible conductivité des aciers utilisés, améliorant l'absorption du champ et jouant , en quelque sorte, le rôle de "propulseur".



**Coupe d'une jonction obtenue par magnétoformage**

**fig. 14**

Une utilisation relativement proche est la fabrication de petites pièces en matériaux frittés. L'onde de compression qui résulte de l'impact d'une bague de matériau conducteur sur un bloc de poudre, provoque la fusion superficielle des grains et un compactage très efficace (jusqu'à 98 % de la densité du matériau massif) est obtenu. Il faut noter au passage l'utilité de l'espace vide entre la bague conductrice et la poudre. La bague prend ainsi facilement toute sa vitesse avant l'impact et le caractère très rapide des phénomènes liés au choc amène une grande efficacité.

## I.2. ETUDES PARTICULIÈRES EN VUE DE L'OPTIMISATION

Dans la première partie de ce chapitre ainsi que dans toute la bibliographie que nous avons vue sur le phénomène physique du magnétoformage, il apparaît de nombreuses simplifications des modèles utilisés.

Il y existe aussi des questions et des présomptions d'interactions possibles, mais celles-ci restent sans réponses ou sans vérifications.

On trouve toutefois des simulations globales relativement complètes, mais justement, de par leur globalité, elles ne peuvent pas faire ressortir aisément les influences individuelles des différents phénomènes, et ne répondent guère aux questions posées.

Dans cette deuxième partie du chapitre, nous essayerons de préciser quelques phénomènes et de répondre à des questions particulières que nous nous sommes posées. Les résultats obtenus doivent expliquer, entre autre, le mauvais "rendement" du magnétoformage. Ils doivent aussi permettre une comparaison entre différentes formes d'ondes de décharge.

### I.2.1. Influence de la forme de l'impulsion de courant sur l'efficacité du formage dans un cas simplifié

L'étude des forces induites sur un tube conducteur par un champ magnétique sinusoïdal peut être relativement simple si on se place dans un cas mono-dimensionnel et que l'on admet uniquement certains types de solutions. En réalité, les champs, en magnétoformage, ne sont pas purement sinusoïdaux puisqu'ils sont limités dans le temps (début en  $t = 0$  et fin après quelques demi-périodes) et amortis.

Pour un champ sinusoïdal de pulsation  $\omega$ , les équations de Maxwell et d'Ohm donnent une équation différentielle de répartition du champ dans l'épaisseur du tube à former :

$$\frac{\delta^2 H}{\delta x^2} = i \cdot \omega \cdot \gamma \cdot \mu_0 \cdot H \quad \gamma : \text{conductivité du matériau}$$

Les solutions habituellement admises pour cette équation sont de la forme :

$$H(x) = \underline{H} e^{-kx} e^{i\omega t} = \underline{H} e^{-\frac{(1+i)x}{\delta}} e^{i\omega t}$$

$\delta$  est une longueur appelée "épaisseur de peau" et qui vaut :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \gamma \cdot \mu_0}}$$

Si maintenant on s'intéresse à des champs inducteurs (extérieurs) réels avec un régime transitoire, comme par exemple le champ habituel :

$$H_d(t) = H_0 \cdot e^{-t/\tau} \cdot \sin(\omega t) \cdot Y(t) \quad [Y(t) : \text{échelon unité}]$$

que l'on trouve dans la bobine d'un simple circuit oscillant R.L.C. commuté au temps  $t = 0$ , on voit que l'on n'a plus, une pulsation unique  $\omega$ , mais au contraire, un spectre continu pour  $H_d(t)$

La décomposition de  $H_d(t)$  en série de Fourier peut le plus souvent se faire analytiquement et on peut noter :

$$H_d(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega$$

La répartition du champ total est alors donnée par

$$H(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot e^{-(1+i) \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \omega \cdot \gamma}{2}} x} \cdot d\omega$$

Cette intégrale n'a pas souvent de solution analytique, nous avons donc écrit un programme, "transitoires", qui calcule une somme par discrétisation sur  $\omega$  (programme en annexe A).

Le programme permet la comparaison de différentes formes d'ondes pour le champ inducteur.

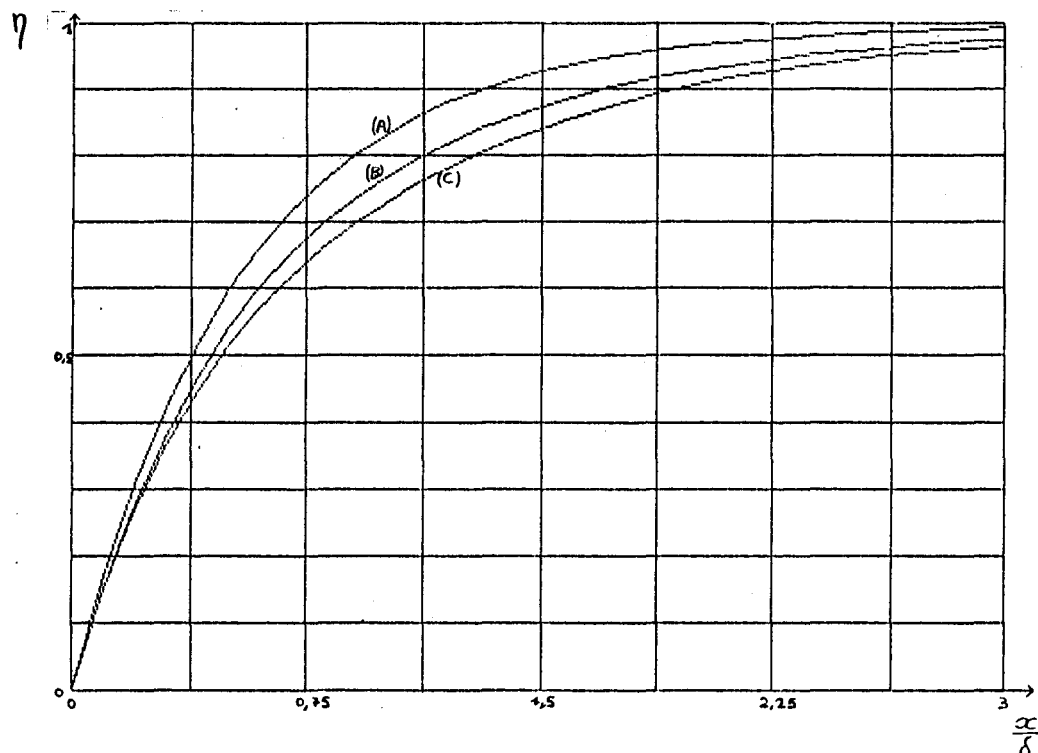
Si l'on cherche la force développée dans le matériau on verra qu'elle est proportionnelle à  $(H_{\text{ext}})^2 - (H_{\text{int}})^2$  soit  $F = k[(H_{\text{ext}})^2 - (H_{\text{int}})^2]$ , puisqu'elle dépend de la différence des pressions magnétiques de part et d'autre de la pièce à former.

Si maintenant, on considère la force obtenue lorsque le matériau absorbe parfaitement le champ, on trouve  $F = \text{Cte} \cdot [H_{\text{ext}}^2]$ , ce qui indique que toute la pression (et donc l'énergie) magnétique est utilisée.

Un critère de comparaison intéressant est donc le nombre sans dimension suivant :

$$\eta = \frac{\int_t [H_{\text{ext}}^2 - H_{\text{int}}^2] dt}{\int_t H_{\text{ext}}^2 dt}$$
 qui indique avec quelle "efficacité" la pression magnétique est

utilisée (fig. 15).

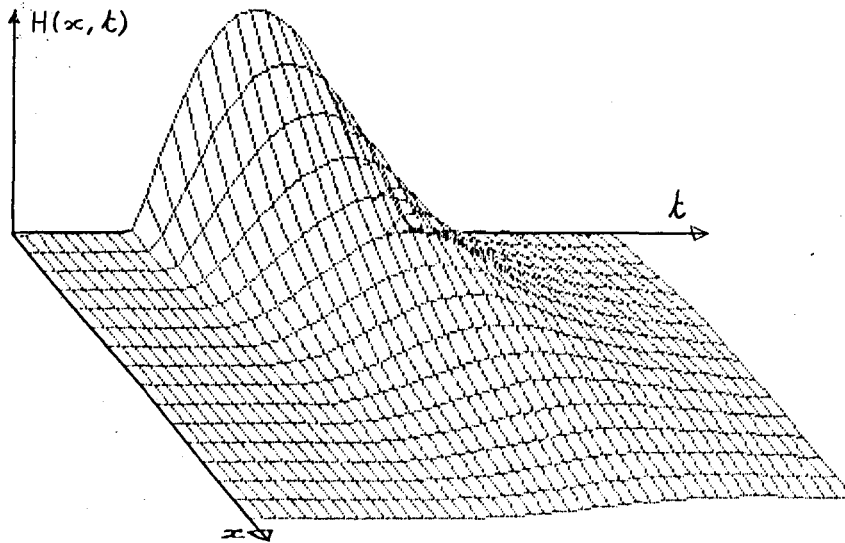


**Efficacité d'absorption de l'impulsion du champ pour différentes formes d'onde :**

- (A) : sinusoïde amortie de durée plusieurs périodes**
- (B) : sinusoïde amortie de durée une période**
- (C) : sinusoïde amortie de durée une demi-période**

fig. 15

On peut aussi visualiser par un maillage, par exemple,  $H$  en fonction de  $x$  et de  $t$ . On retrouve alors bien  $H_d(t)$  en  $x = 0$  (vérification possible). (fig. 16)



Evolution du champ dans le matériau

fig. 16

### I.2.2. Etude analytique - Validité de l'hypothèse essentielle concernant l'épaisseur de la pièce à former.

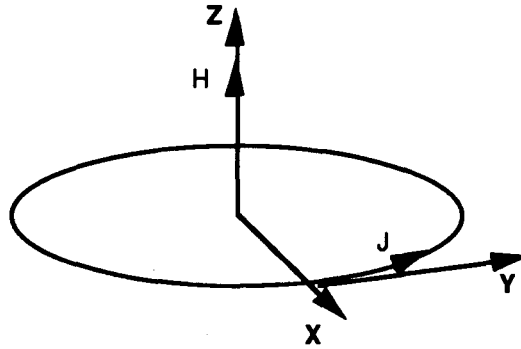
Comme nous l'avons vu précédemment, l'étude de l'absorption du champ magnétique par le métal fait apparaître une équation de diffusion analogue par exemple à une équation régissant la transmission de la chaleur.

Les solutions particulières, d'une telle équation pour un champ imposé extérieur d'allure sinusoïdale font apparaître une décroissance ou une croissance exponentielle du champ lorsque l'on pénètre dans l'épaisseur du métal. En fait, la constante de propagation du champ dans le matériau est complexe (plus précisément proportionnelle à  $(1 + i)$ ). La constante de proportionnalité est l'inverse d'une longueur caractéristique appelée "épaisseur de peau".

Plus précisément, dans le cas "monodimensionnel" (plan conducteur infini, ou tube cylindrique d'assez faible épaisseur relative), les équations de Maxwell et la loi d'Ohm conduisent comme vu précédemment, à :

$$\frac{\delta H}{\delta x} = -j \quad \text{et}$$
$$\frac{\delta j}{\delta x} = -\mu_0 \cdot \gamma \frac{\delta H}{\delta t}$$

avec  $j$  et  $H$  les densités de courant et champ magnétique dont les orientations sont définies sur la figure suivante :



Définition des orientations  
fig. 17

On peut en tirer l'équation :

$$\frac{\delta^2 H}{\delta x^2} = \mu_0 \cdot \gamma \frac{\delta H}{\delta t}$$

et les solutions sont de la forme :

$$H = (H^+ e^{+kx} + H^- e^{-kx}) e^{i\omega t}$$

avec  $k = -(1+i) \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma \cdot \omega}{2}} = -\frac{1+i}{\delta}$  où  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \cdot \gamma \cdot \omega}}$

Le raisonnement alors habituellement effectué est le suivant :

si l'épaisseur du tube est assez grande le terme  $e^{+kx}$  devient très grand à l'intérieur ( $x < 0$ ) et pour que  $H_{\text{int}}$  reste faible devant  $H_{\text{ext}} (= H^+ + H^-)$  il faut que  $H^+ \ll H^-$  on supprime donc  $H^+$ , de la solution.

Ceci est une erreur car si  $H^+$  est effectivement petit devant  $H^-$ , il n'en est pas forcément de même pour  $H^+ \cdot e^{+kx}$  devant  $H^- \cdot e^{-kx}$ .

En réalité, le calcul rigoureux montre que cette simplification mène à un résultat presque toujours faux.

Pour déterminer les constantes  $H^+$  et  $H^-$  il nous faut deux équations aux limites.

La première exprime qu'un champ extérieur est imposé, la deuxième que le champ intérieur est bien celui qui, par sa variation, induit la densité de courant  $j$  sur la face intérieure du tube. Soit donc, en choisissant l'origine pour  $x$  sur la face externe du tube :

$$H_{\text{ext}} = H(0)$$

et 
$$\frac{j(-e).2\pi r}{\gamma} = -\mu_0.S \frac{\delta H(-e)}{\delta t}$$

$e$  étant l'épaisseur du tube,  $r$  et  $S$  son rayon et sa section intérieurs.

Compte tenu des différentes équations précédentes on obtient :

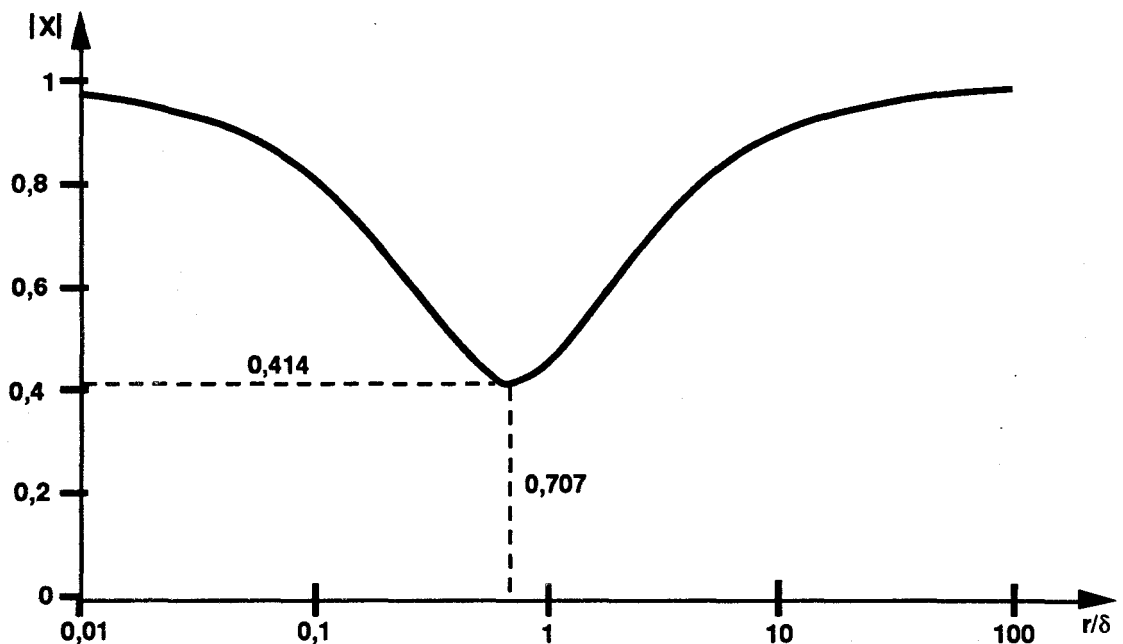
$$H_{\text{ext}} = H^+ + H^-$$

$$H^+e^{-ke} - H^-e^{+ke} = \frac{k}{2} \frac{r}{\delta} [H^+e^{-ke} + H^-e^{+ke}]$$

on peut tout de suite observer que le rapport des deux contributions pour le champ intérieur vaut :

$$X = \frac{H^+e^{-ke}}{H^-e^{+ke}} = \frac{1 + \frac{k}{2} \frac{r}{\delta}}{1 - \frac{k}{2} \frac{r}{\delta}}$$

On donne l'évolution du module de ce rapport



Rapport des deux contributions pour le champ à l'intérieur du tube

fig. 18



On voit donc déjà que le terme en  $H^+$  n'est jamais négligeable par rapport au terme en  $H^-$  ! Au mieux il vaut encore environ 40 % de celui-ci.

Le rapport  $\frac{H_{int}}{H_{ext}}$  peut alors se calculer comme suit :

$$\frac{H_{int}}{H_{ext}} = \frac{H^+ e^{-ke} + H^- e^{+ke}}{H^+ + H^-} = \frac{H^- e^{+ke} (1+X)}{H^- (1+X e^{+2ke})}$$

$$\frac{H_{int}}{H_{ext}} = \frac{1+X}{e^{-ke} + X e^{-2ke}} = \frac{2}{\left(1 - \frac{k r}{2}\right) e^{-ke} + \left(1 + \frac{k r}{2}\right) e^{+ke}}$$

Cette expression va nous permettre de déterminer  $\eta$ , l'efficacité d'absorption du champ magnétique par la pièce, néanmoins, malgré son apparente simplicité en notation complexe, le développement de son module en notation réelle est fortement rébarbatif et l'étude directe de la fonction obtenue est pratiquement impossible, c'est pourquoi nous avons simplement tracé la fonction par méthode informatique .

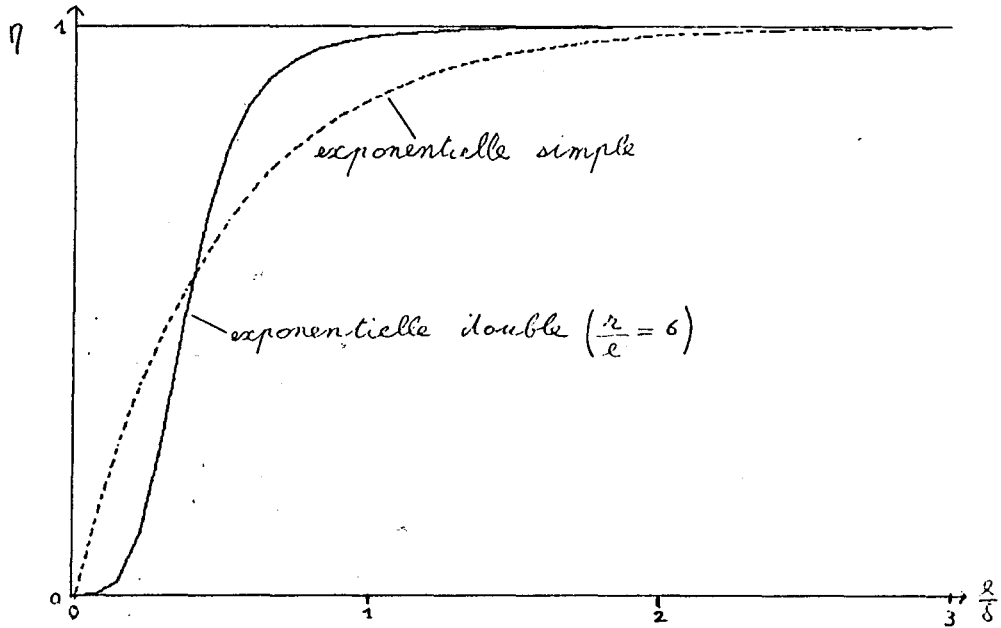
Dans l'annexe B on trouvera des développements de  $\frac{H_{int}}{H_{ext}}$  pour des cas de très forte et de très faible absorption.

Nous donnons ci-après différentes courbes, pour :

$$\eta = \frac{|H_{ext}|^2 - |H_{int}|^2}{|H_{ext}|^2} = 1 - \left| \frac{H_{int}}{H_{ext}} \right|^2$$

Ces courbes sont paramétrées par le rapport  $\frac{r}{e}$  (forme du tube fixée); et graduées en fonction de  $\frac{e}{\delta}$  ( $= \frac{i-1}{2} k e$ ) ce qui permet de les utiliser pour tout matériau et toute fréquence.

La première courbe (fig.19) donnée pour  $\frac{r}{e}=6$  montre à quel point l'absorption est différente de  $e^{-\frac{r}{\delta}}$  elle est en particulier beaucoup plus sensible à la fréquence (et à l'épaisseur de peau) avec un "seuil" très marqué, et des absorptions très faibles, ou au contraire très fortes de part et d'autre de ce seuil.

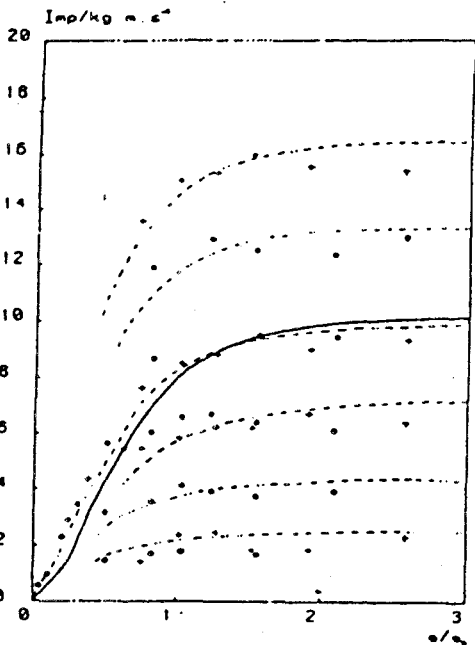


**Efficacité d'absorption de l'impulsion du champ, comparaison avec le résultat du calcul simplifié**

**fig. 19**

Des auteurs [45], considérant l'onde électromagnétique et ses rebonds successifs entre les faces d'une plaque métallique à former, simplifient leur étude en prenant une vitesse de propagation de cette onde égale à une vitesse de phase unique (ce qui est très schématique, voir §I.1.3.4) et en supposant des réflexions parfaites sur les interfaces "métal-air".

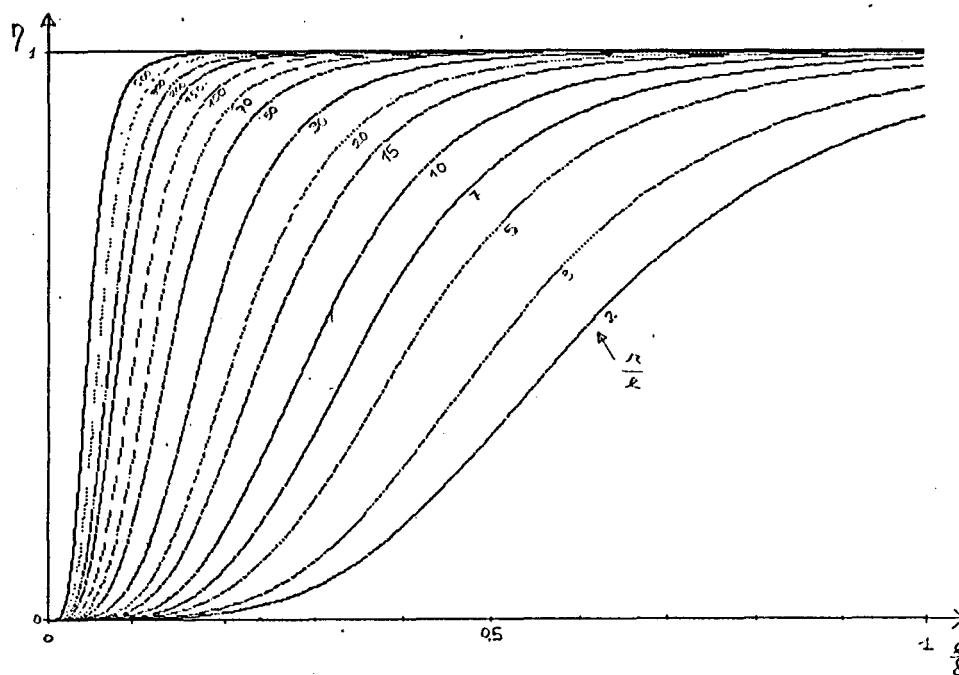
Ils donnent néanmoins ainsi une amplitude pour l'onde de retour (semblable à l'onde en  $H^+$  de notre étude) et les résultats peuvent ressembler aux nôtres (seulement pour certaines valeurs des dimensions) (voir figure suivante).



— Impulsion en fonction de l'épaisseur réduite  $e/\delta$  : + générateur « 6 kJ », ● générateur « 12 kJ »; aluminium, en trait plein, courbe calculée pour 6 kJ.

La deuxième courbe (fig.20) est un abaque permettant de prévoir l'absorption pour différentes fréquences, matériaux et dimensions du tube. Elle est paramétrée pour différents rapports  $\frac{r}{e}$  régulièrement échelonnés.

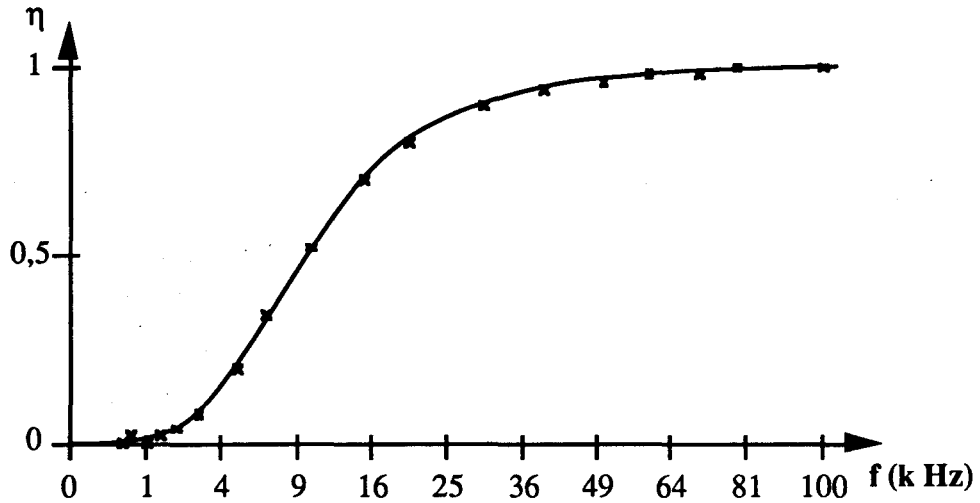
Ces courbes s'utilisent en calculant tout d'abord  $\delta$ , en fonction de la fréquence et du matériau puis grâce aux dimensions du tube on se rapporte à la courbe avec  $\frac{e}{\delta}$  et  $\frac{r}{e}$  fixés.



**Efficacité d'absorption de l'impulsion du champ, pour des rapports  $\frac{r}{e}$  valant : 2, 3, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 300, 500**  
**fig. 20**

remarque : on trouvera un exemple d'utilisation de ce type de courbe avec la figure 23.

Nous avons portés sur le troisième graphe des résultats expérimentaux pour  $\eta$  en fonction de la fréquence. L'échelle horizontale est quadratique pour la fréquence, de sorte que :  $\frac{e}{\delta} = e \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \omega \cdot \gamma}{2}} = \sqrt{f} \cdot e \sqrt{\pi \cdot \gamma \cdot \mu_0}$  soit représenté sur une échelle linéaire.



**Efficacité d'absorption mesurée pour un tube en laiton**

**fig. 21**

Pour le tube considéré : laiton,  $\phi_{int} = 9$  mm,  $e = 0,45$  mm, on peut chercher  $e\sqrt{\pi \cdot \gamma \cdot \mu_0}$  pour que les courbes expérimentales et théoriques correspondent, on trouve alors (pour ajuster le point à 10 kHz).

$$e\sqrt{\pi \cdot \mu_0 \cdot \gamma} = 3,02 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{\frac{1}{2}}$$

ce qui donne, pour  $\rho (= \frac{1}{\gamma})$  :  $\rho \cong 8,5 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega \cdot \text{m}$ .

Cette valeur est tout à fait proche de la résistivité de notre tube, et confirme notre calcul. Les autres points expérimentaux correspondent bien à la courbe théorique.

En conclusion, on notera surtout la non validité du calcul avec une seule exponentielle (§I.1.2.2), le modèle des bobines couplées, plus simple, lui étant déjà très nettement supérieur (§I.1.2.1).

Le calcul complet montre aussi une dépendance très importante avec la fréquence, source possible des très faibles "efficacités" de formage souvent observées en pratique.

### I.2.3. Correction de l'efficacité tenant compte de l'épaisseur finie de la pièce : réponse à différents types d'impulsion

Comme nous l'avons vu précédemment (I.1.1.) le fait que l'impulsion de courant soit limitée dans le temps , et qu'elle ait donc un spectre continu en fréquence, influe sur l'efficacité de la force magnétique. Chaque composante fréquentielle étant absorbée avec une efficacité différente.

On peut supposer que cet effet est d'autant plus grand que la dépendance "efficacité-fréquence" est plus forte. Or nous venons de démontrer (I.2.1.) que cette fonction présente en réalité un "seuil", qui peut être très marqué si le tube a un rapport  $\frac{r}{e}$  élevé.

On peut montrer en exemple le cas particulier suivant (fig.22), où la fréquence propre de la décharge est inférieure à la fréquence seuil :

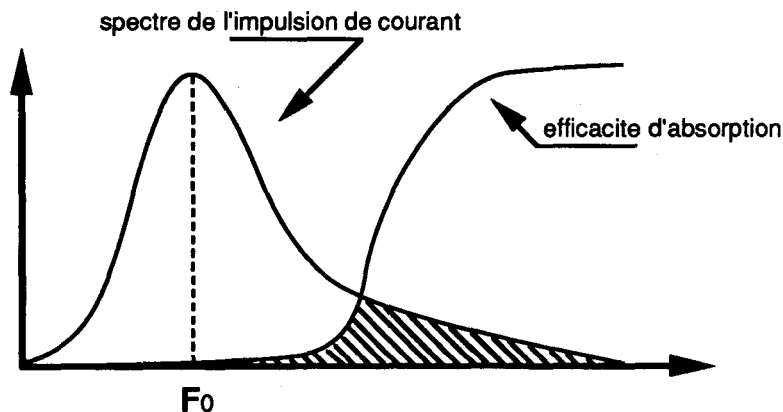


fig. 22

On voit, qu'alors, seule la partie hachurée du spectre (composantes de fréquence élevées) a de l'importance. Pour ces raisons nous allons reprendre la démarche suivie au paragraphe I.2.1. en améliorant le calcul.

On se souvient que si le champ extérieur  $H_{ext}(t)$ , est de durée limitée (transitoire) on peut toujours l'exprimer par une somme continue de composantes fréquentielles :

$$H_{ext}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega \quad F(\omega) \text{ est la transformée de Fourier de } H_{ext}(t)$$

Or, nous venons de calculer, pour toute composante  $e^{i\omega t}$  de  $H_{\text{ext}}(t)$ , la composante correspondante de  $H_{\text{int}}(t)$ . Si nous remplaçons alors dans la somme nous obtenons :

$$H_{\text{int}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot \frac{2}{\left(1 - \frac{k\Gamma}{2}\right) e^{-k\epsilon} + \left(1 + \frac{k\Gamma}{2}\right) e^{+k\epsilon}} e^{i\omega t} \cdot d\omega$$

On notera, bien sûr, que  $k$  dépend de  $\omega$  par l'intermédiaire de l'épaisseur de peau  $\delta$  ( $k = -\frac{1+i}{\delta}$ ).

Cette somme admet d'autant moins de solution analytique que la dépendance par rapport à  $\delta$  est plus compliquée (par rapport au  $e^{+k\epsilon}$  utilisé dans le § 2.I), on utilise donc encore une fois l'ordinateur pour faire l'intégration sur  $\omega$ .

Les résultats présentent comme précédemment le pourcentage d'impulsion transmis à la pièce en mouvement soit :

$$\eta = \frac{\int H_{\text{ext}}^2 \cdot dt - \int H_{\text{int}}^2 \cdot dt}{\int H_{\text{ext}}^2 \cdot dt}$$

Et ceci en fonction de  $\frac{e}{\delta}$ .

Les courbes sont données pour quelques valeurs de  $\frac{\Gamma}{e}$  et permettent la comparaison pour les différentes formes d'ondes généralement rencontrées.

Elles montrent toutes une forme assez semblable à celle des courbes pour une fréquence pure, les fréquences des seuils étant légèrement décalées vers des plus hautes valeurs (l'absorption est moins bonne) et ceci de façon différente selon le type d'impulsion choisie.

La première courbe (fig.23) présente l'absorption pour une même forme de tube  $\frac{r}{e} = 5$  mais pour différentes formes d'ondes.

a) Sinusoïde amortie

$$H(t) = H_0 \sin(\omega t) e^{-\frac{t}{10}} \cdot Y(t)$$

b) Sinusoïde de durée 1 seule période

$$H(t) = H_0 \sin(\omega t) \cdot Y(t) \cdot Y\left(\frac{2\pi - t}{\omega}\right)$$

c) Sinusoïde amortie de durée 1 période

$$H(t) = H_0 \sin(\omega t) \cdot e^{-\frac{t}{3}} \cdot Y(t) \cdot Y\left(\frac{2\pi - t}{\omega}\right)$$

d) Sinusoïde de durée une 1/2 période

$$H(t) = H_0 \sin(\omega t) \cdot Y(t) \cdot Y\left(\frac{\pi - t}{\omega}\right)$$

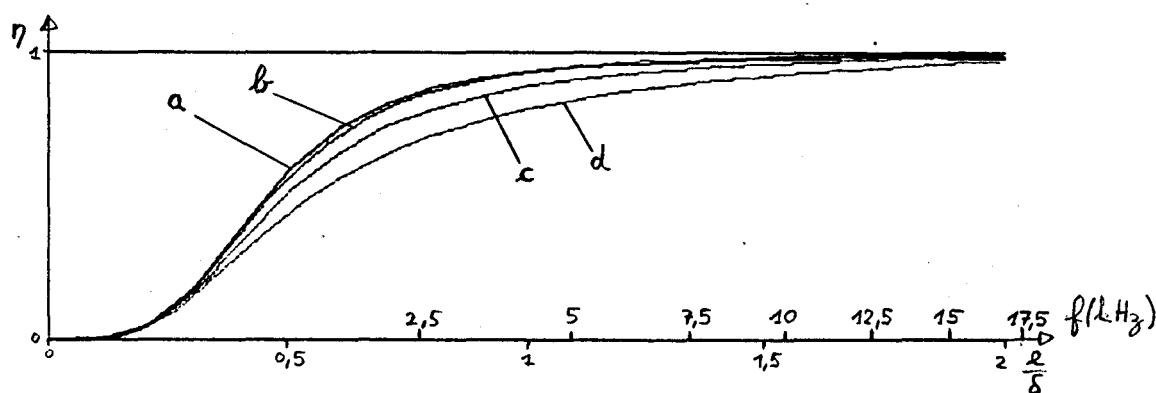


fig. 23

On constate que la sinusoïde amortie donne le résultat le plus proche de celui de la fréquence pure, ceci est normal puisque le spectre d'une telle onde s'approche de celui de la sinusoïde pure, d'autant plus que l'amortissement est faible.

La période unique de sinusoïde donne un résultat très légèrement inférieur.

Par contre, la dissymétrie des ondes c puis d leur confère une valeur moyenne non nulle, donc des composantes importantes en basse fréquence et une efficacité  $\eta$  diminuée. On notera cependant, que les différences rencontrées entre les courbes ne vont pas jusqu'à changer l'ordre de grandeur de  $\eta$  et qu'elles peuvent être facilement compensées par un petit accroissement de fréquence (décalage de l'échelle de  $\frac{e}{\delta}$ ).

Exemple d'utilisation des courbes en fonction de la fréquence du générateur :

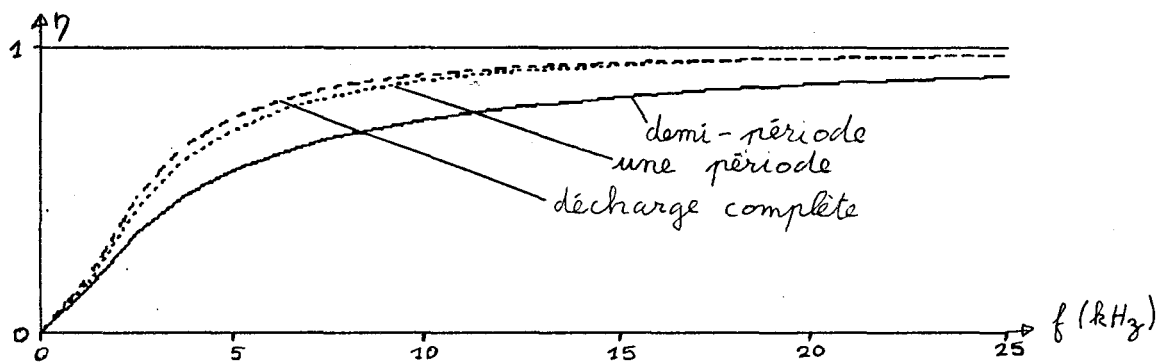
Soit un tube en cuivre d'épaisseur  $e=1$  mm et de rayon  $r=5$  mm.

A 10 kHz l'épaisseur de peau vaut 0,65 mm (fig.4), d'où pour les autres fréquences :

$$\frac{e}{\delta} = \frac{1}{0,65} \cdot \sqrt{\frac{f}{10 \text{ kHz}}} \text{ et donc } f = 10 \text{ kHz} \cdot \left(0,65 \cdot \frac{e}{\delta}\right)^2$$

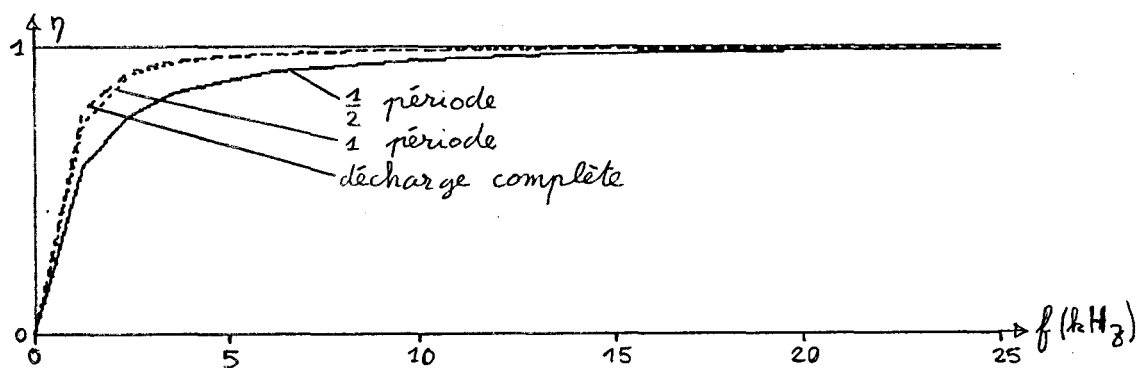
Nous avons gradué l'échelle de  $\frac{e}{\delta}$  en fonction de la fréquence pour cet exemple de tube à former.

Les trois figures suivantes montrent les efficacités pour trois tubes différents, et sont paramétrées par la forme de l'onde de courant. L'échelle des fréquences est graduée de façon linéaire.



Contacts de fusible en cuivre,  $\gamma = 5 \cdot 10^7$ ,  $e=0,4$  mm,  $r=5$  mm

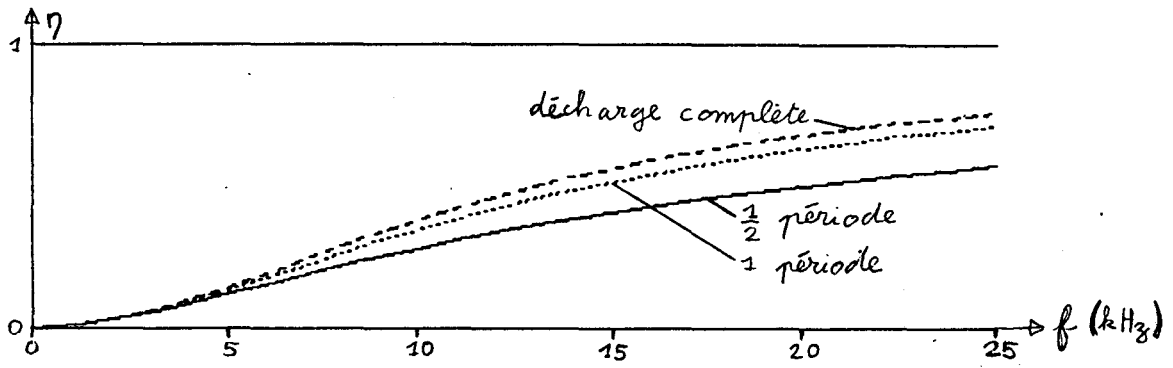
fig. 24



Sertissage cuivre,  $\gamma = 5 \cdot 10^7$ ,  $e=0,5$  mm,  $r=17,5$  mm

fig. 25





Bague de cartouche de stylo en laiton,  $\gamma = 1,7 \cdot 10^7$ ,  $e = 0,3$  mm,  $r = 4$  mm  
fig. 26

Nous présentons aussi, à titre de vérification les courbes d'efficacité pour deux autres formes de tubes (avec différents rapports  $\frac{r}{e}$ ), ceci pour un champ sinusoïdal amorti.

e)  $\frac{r}{e} = 25$  (fig.27)

f)  $\frac{r}{e} = 1$  (fig.28)

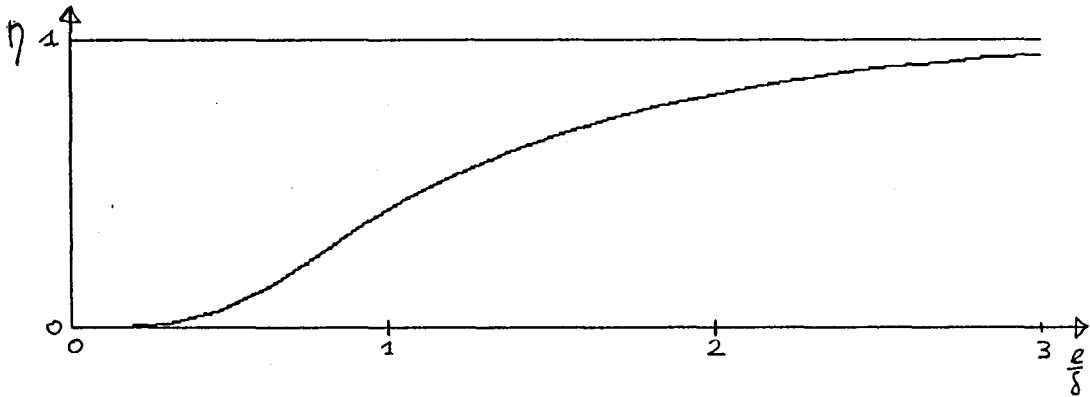


fig. 27

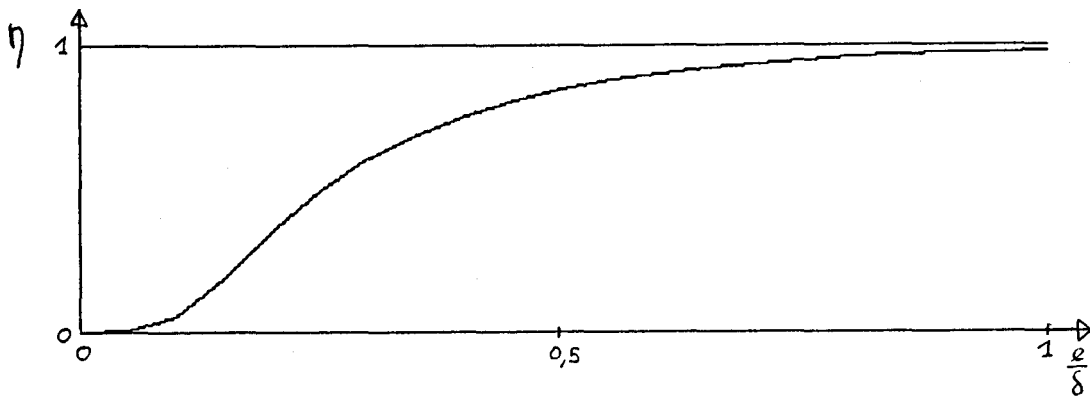


fig. 28

#### I.2.4. Simulation interactive : obtention de l'évolution du champ dans le temps et dans l'espace, tenant compte de la variation de la température.

Les résolutions précédentes ne peuvent pas prendre en compte des phénomènes interactifs ou non-linéaires puisque les équations différentielles sont fixées une fois pour toutes. Il peut être intéressant de rechercher à chaque pas de calcul les modifications du système bobine-pièce (température, dimensions, résistivité, état mécanique etc) et d'en déduire une nouvelle équation différentielle pour la répartition du champ magnétique. Une résolution de cette équation jusqu'au pas suivant permet de renouveler l'opération selon l'organigramme suivant (fig.29):

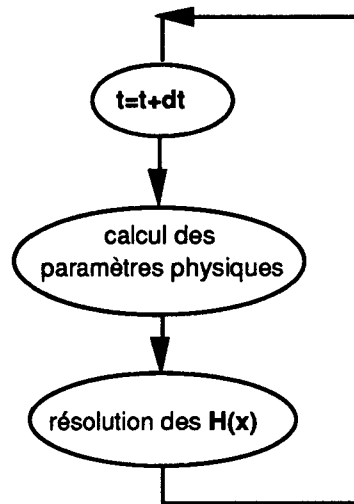


fig. 29

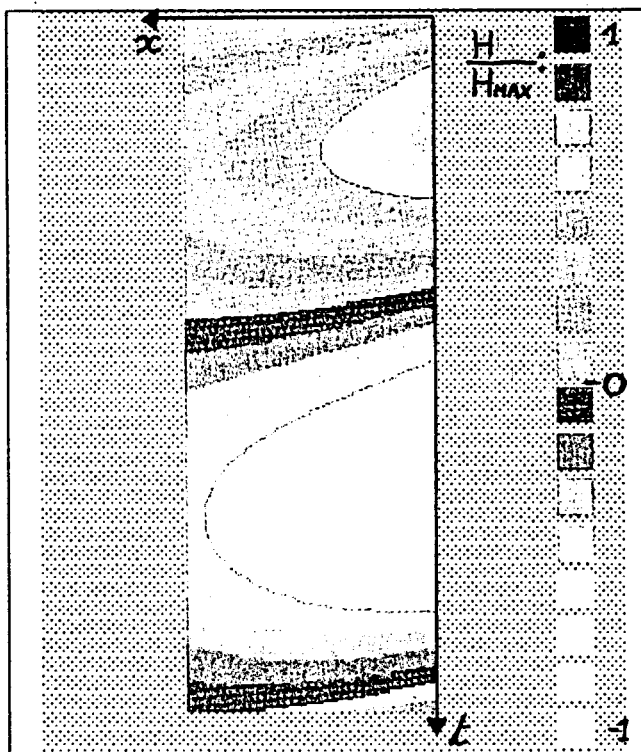
L'étape "calcul des paramètres physiques" permet de modéliser tous les phénomènes interactifs tels que le changement de résistivité avec l'échauffement dû au passage du courant ou bien les changements de forme dus aux forces développées par  $H(x,t)$ ...

L'étape "résolution des  $H(x)$ " doit calculer la nouvelle répartition de  $H$  à l'instant  $t + dt$  à partir des anciennes valeurs de celui-ci et des paramètres physiques du système. On calcule en fait  $H$  au temps  $t + dt$  pour un nombre fini de points répartis selon  $x$ .

Pour cela on utilise les équations de Maxwell et la loi d'Ohm que l'on discrétise selon  $x$ , la discrétisation et la résolution du système sont présentés en annexe C.

Les résultats sont présentés en fausse couleur, chaque nuance représentant une intensité de  $H$  et ceci en fonction à la fois de  $x$  et de  $t$ , les  $H(x)$  pour différents instants sont calculés et affichés successivement.

Dans les cas où l'on ne profite pas de toute la souplesse du programme, on peut fixer les dimensions et résistivités une fois pour toutes (pas d'interaction) et on obtient alors les mêmes répartitions  $H(x, t)$  qu'avec les programmes précédents.



Représentation de la fonction  $H(x,t)$  dans le matériau, en fausses couleurs  
fig. 30

Nous avons aussi vérifié que, pour des pressions magnétiques élevées, l'échauffement (adiabatique) du matériau pendant le formage fait monter sa résistivité et diminue donc l'absorption du champ.

On trouve ainsi, par exemple, pour un tube de rayon  $r=5$  mm d'épaisseur  $e=1$  mm, à une même fréquence mais avec des amplitudes de pression,  $P_m$ , variées, les efficacités :

$P_m=50$ MPa	$\eta=0,888$	;	$P_m=100$ MPa	$\eta=0,882$
$P_m=500$ MPa	$\eta=0,832$	;	$P_m=1000$ MPa	$\eta=0,762$

(nous avons pris ici une capacité calorifique de  $8,9 \cdot 10^6$  J.m<sup>-3</sup>.C<sup>-1</sup> un coefficient de température (pour la résistivité) de  $4 \cdot 10^{-3}$  C<sup>-1</sup> et une épaisseur de peau de 1 mm).

### I.2.5. Incidence réciproque : "temps de vol-fréquence de l'impulsion"

Nous présentons ici un problème différent mais qui influe certainement aussi sur le dimensionnement d'un appareil de magnétoformage.

Le problème, déjà soulevé dans la partie I-1, est de savoir si le transfert d'énergie magnétique en énergie cinétique est meilleur lorsque la période propre du générateur est plus faible que le temps pendant lequel la pièce est en mouvement.

Dans un cas simplifié on suppose une pièce propulsée sur une matrice distante de  $L_0$ . Le champ, et donc la force, gardant une forme constante on fait varier l'échelle de temps afin d'obtenir une énergie cinétique de la pièce maximum.

Deux cas extrêmes se présentent :

1<sup>er</sup> cas : le champ est très lent.

Alors la pièce, même lente a atteint la distance  $L_0$  alors que le champ est encore loin de son maximum : la force, l'impulsion et l'énergie cinétique au moment du choc restent faibles. (voir fig. 31).

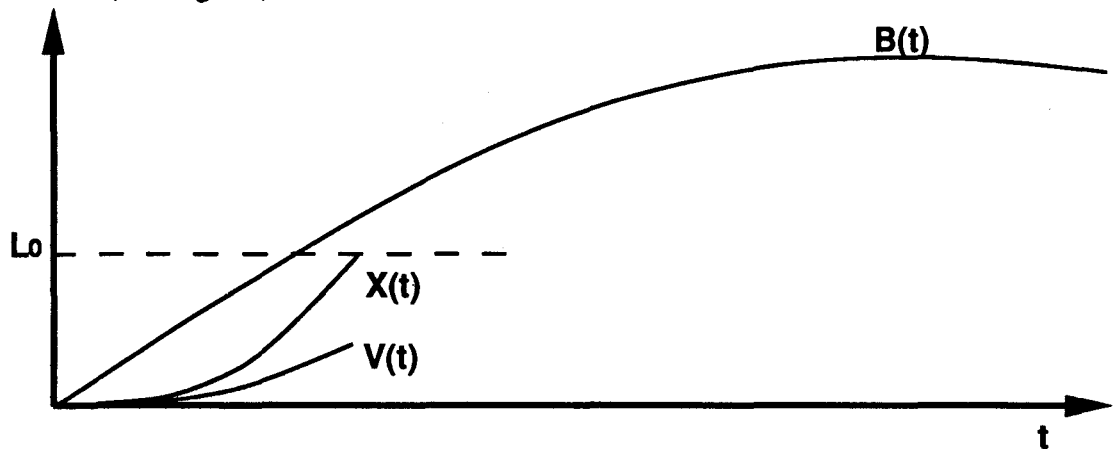


fig. 31

2<sup>ème</sup> cas : le champ est très rapide.

La pièce atteint la matrice bien après que le champ ait cessé, l'impulsion du champ est entièrement transmise à la pièce, mais cette impulsion est faible puisque le temps d'application de la force est petit : l'énergie cinétique est limitée (voir fig.32).

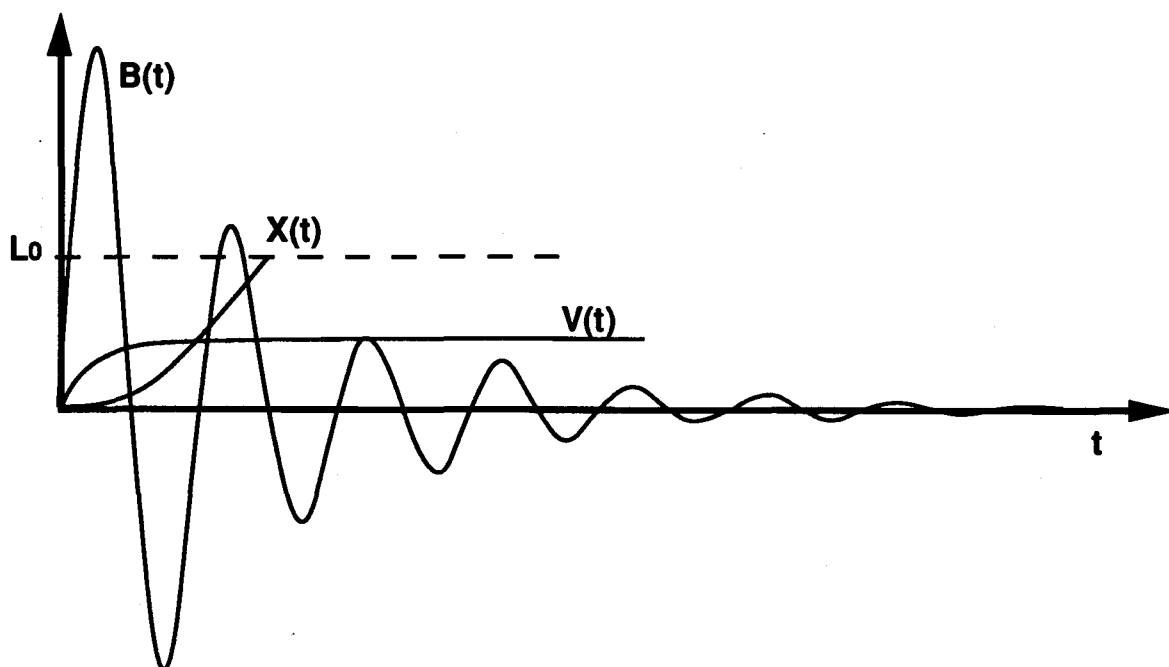


fig. 32

Il existe certainement un optimum entre ces deux cas extrêmes. Cet optimum doit apparaître pour une fréquence idéale, dépendant de  $L_0$ , de la masse de la pièce, de la forme du champ et de sa dépendance éventuelle par rapport à la distance bobine pièce.

#### I.2.5.1. Etude analytique dans un cas simple

Pour chercher s'il existe bien un optimum pour la fréquence propre du champ, nous nous placerons tout d'abord dans un cas simplifié avec un champ purement sinusoïdal dont l'amplitude est toujours uniforme sur tout l'intervalle pièce-point d'arrêt (matrice). Nous supposons aussi que seules interviennent l'inertie et la force magnétique, donc sans contrainte du matériau (c'est le cas du placage par bobine plate).

Dans ces conditions, la première chose à faire est d'écrire l'équation différentielle du mouvement de la pièce.

Avec nos hypothèses on peut donner l'accélération sous la forme suivante :

$$a(t) = G_0 \sin^2(\omega t)$$

(le champ, supposé fortement absorbé, donne une force proportionnelle à son carré).

L'intégration de cette équation conduit à (en posant  $v(0)=0$ , et  $x(0)=0$ ) :

$$v(t) = G_0 \left[ \frac{t}{2} - \frac{1}{4\omega} \sin(2\omega t) \right]$$

puis

$$x(t) = G_0 \left[ \frac{t^2}{4} - \frac{1}{8\omega^2} [\cos(2\omega t) - 1] \right] = G_0 \left[ \frac{t^2}{4} - \frac{1}{4\omega^2} \sin^2(\omega t) \right]$$

Le problème est maintenant de trouver pour quel instant  $t$  la fonction  $x(t)$  devient égale à l'intervalle pièce-matrice,  $L_0$ , on pourra alors trouver la vitesse correspondante au point d'impact.

Nous pouvons avant cela effectuer un changement de variables. On peut tout d'abord simplifier l'échelle de temps par  $\alpha = \omega t$ , puis si l'on remarque que pour une accélération constante,  $G_0$ , le temps de vol et la vitesse deviennent :

$$t_0 = \sqrt{\frac{2L_0}{G_0}} \text{ et } v_0 = \sqrt{2L_0 G_0}, \text{ on peut simplifier } \omega \text{ et } v \text{ en utilisant ces valeurs}$$

"naturelles" soit donc :

$$W = 2\omega \sqrt{\frac{L_0}{G_0}} \text{ et } v = \frac{v}{\sqrt{G_0 L_0}}$$

on obtient alors les équations suivantes :

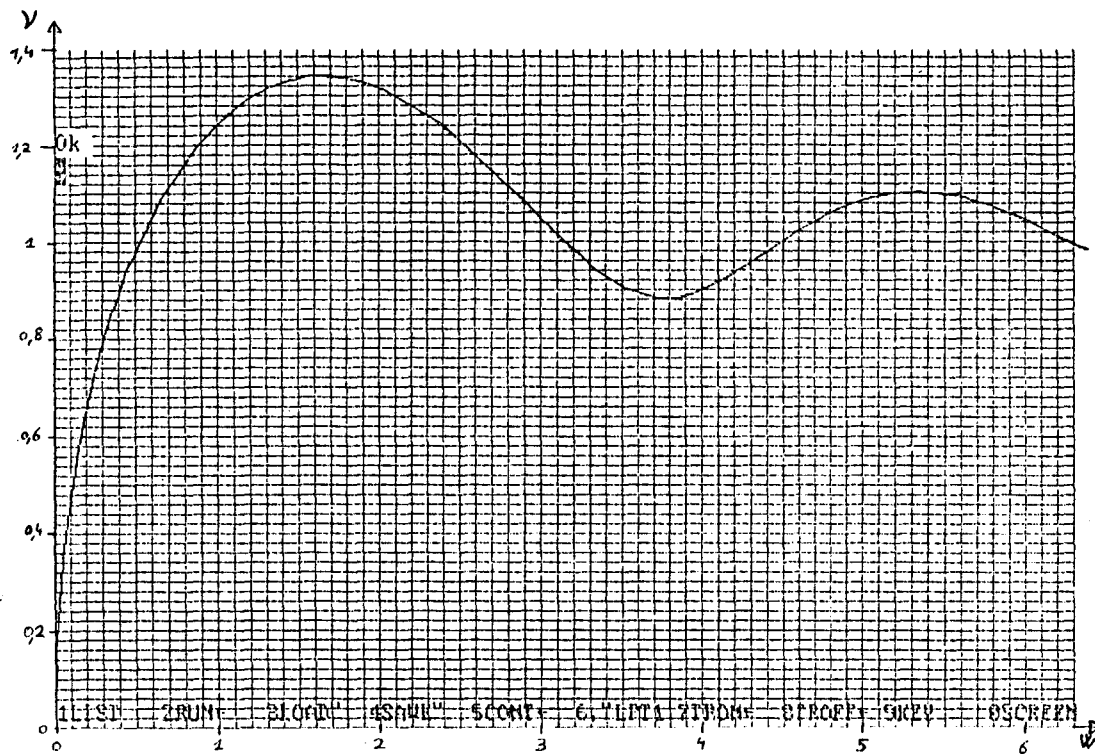
$$v(\alpha) = \frac{1}{W} \left[ \alpha - \frac{\sin(2\alpha)}{2} \right]$$

$$x(\alpha) = \frac{L_0}{W^2} [\alpha^2 - \sin^2(\alpha)]$$

l'équation  $x(\alpha) = L_0$  devient :  $W^2 = \alpha^2 - \sin^2(\alpha)$  et n'admet pas de solution analytique, par contre nous pouvons tout de même tracer la courbe de  $v$  en fonction de  $W$ . En effet, il suffit pour cela de prendre le problème à l'envers en calculant pour de nombreuses valeurs de  $\alpha$  les fonctions  $W$  et  $v$  et de porter chaque point sur un graphique  $v(W)$ .

Le résultat est présenté sur la courbe ci-dessous (fig.33), il montre qu'il existe bien plusieurs maximums locaux successifs (correspondant chacun à un nombre de demi-périodes). Parmi ces maximums il existe bien un extremum et ceci pour la plus basse des fréquences optimums .

On remarque aussi la très faible qualité du transfert d'énergie si la fréquence est trop basse.



Vitesse en fonction de la fréquence (en variables réduites)

fig. 33

On peut utiliser la courbe de manière rationnelle en cherchant la fréquence et la vitesse optimum du générateur :

On voit d'après la courbe que celle-ci correspond à peu près à  $W = 1,65$  pour  $v \cong 1,34$  et donc :  $\omega_{opt} = 1,65 \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{G_0}{L_0}}$  peut être déterminé en fonction des caractéristiques de la décharge et de l'ensemble bobine + pièce.

La vitesse que l'on pourra alors espérer obtenir vaudra :

$$v_{opt} = 1,34 \cdot \sqrt{G_0 L_0}$$

L'expérience montre que pour les fortes accélérations les fréquences de générateurs sont presque toujours faibles par rapport à  $\omega_{opt}$ . On peut alors simplifier l'étude du mouvement, l'accélération s'écrivant alors :

$$G \cong G_0 \cdot (\omega t)^2$$

on obtient pour  $v(t)$  et  $x(t)$

$$v = \frac{G_0 \cdot \omega^2}{3} t^3 \quad x = \frac{G_0 \omega^2}{12} t^4$$

et la vitesse obtenue au moment du choc vaut :

$$v_{max} = \left[ \frac{64}{3} G_0 \omega^2 L_0^3 \right]^{\frac{1}{4}}$$

On constate que la vitesse augmente lentement avec  $G_0$ .

*Remarque* : lorsque la fréquence est élevée par rapport à  $\omega_{opt}$  (donc lorsque  $G_0$  est faible), toute l'impulsion du champ est transmise à la pièce et sa vitesse croît comme  $G_0$  :  
 $v_{max} \propto G_0$ .

Pour améliorer le transfert d'énergie, il sera donc le plus souvent nécessaire d'avoir le générateur le plus rapide possible (il est difficile de dépasser 20kHz), mais surtout d'augmenter la longueur  $L_0$ , ce qui diminue  $\omega_{opt}$  tout en augmentant  $v_{opt}$ , ceci était prévisible puisque le travail de la force magnétique est proportionnel à  $L_0$ .

On ne peut pas augmenter indéfiniment  $L_0$  car le champ et donc la force deviennent négligeables lorsqu'on s'éloigne beaucoup de la bobine, nous donnant ainsi une valeur pratique pour  $L_0$ .

### I.2.5.2. Résolution informatique de l'équation du mouvement

Dans un cas un peu plus compliqué on peut prendre en compte l'effet de la résistance mécanique à la déformation de la pièce à former. Pour cela il faut réécrire la formule donnant l'accélération  $a(t)$ , on simplifie en admettant que la contrainte est quasiment constante pendant les mouvements de la pièce en déformation plastique, on néglige aussi toute déformation élastique (comportement élasto-plastique).

On peut alors décrire l'accélération sous la forme :

$a(t) = G_0 \sin^2(\omega t) e^{-\frac{t}{\tau}} - G_1$ , cette équation n'étant valable que lorsqu'elle conduit à un mouvement avec vitesse positive, autrement on pose  $a(t) = 0$ .

Les équations pour la vitesse  $v$  et la position  $x$  sont alors :

$$v(t_0) = \int_0^{t_0} a(t) dt \quad x(t) = \int_0^{t_0} v(t) dt$$



En utilisant les changements de variables déjà décrits plus haut et en posant de plus  $A = \frac{G_1}{G_0}$  et  $\omega\tau = \theta$  on obtient

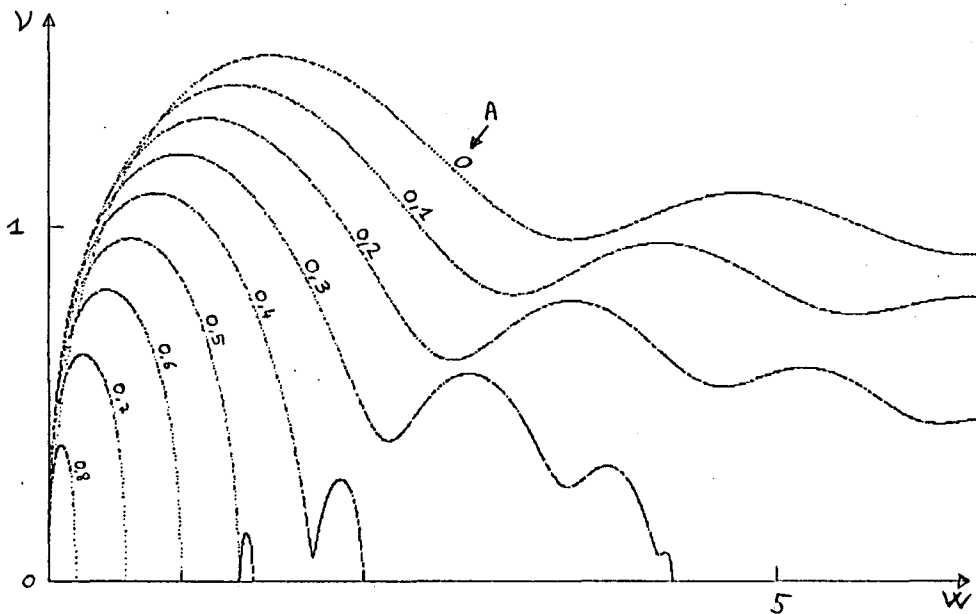
$$v(\alpha_0) = \frac{2}{W} \int_0^{\alpha_0} \left( \sin^2(\alpha) e^{-\frac{\alpha}{\theta}} - A \right) d\alpha \quad \text{et} \quad \frac{x(\alpha_0)}{L_0} = \frac{4}{W^2} \int_0^{\alpha_0} \int_0^{\alpha_0} \left( \sin^2(\alpha) e^{-\frac{\alpha}{\theta}} - A \right) d\alpha$$

Par la même méthode que tout à l'heure, on peut, ayant fait l'intégration jusqu'à  $\alpha_0$ , poser  $x(\alpha_0) = L_0$  et en déduire le  $W$  puis le  $v$  correspondants.

L'intégration, réalisée par ordinateur, comporte, bien sur, un test pour annuler éventuellement  $a(\alpha)$  (programme en annexe D).

Les courbes suivantes donnent  $v = f(W)$  pour quelques valeurs de  $A$  (la valeur  $A = 1$  correspond à un champ maximum compensant juste la limite élastique du tube).

On y retrouve encore des fréquences optimales pour des vitesses maximales, celles-ci varient beaucoup avec le facteur  $A$ . On constatera aussi l'atténuation progressive des maxima successifs pour les hautes fréquences, par rapport au cas du champ purement sinusoïdal.



Vitesse en fonction de la fréquence pour différentes limites élastiques (variables réduites)

fig. 34

Exemple d'utilisation de la figure :

Soit un tube de rayon  $r=5$  mm, d'épaisseur  $e=1$  mm, de masse volumique  $\rho=3300$  kg/m<sup>3</sup>, de limite élastique  $\sigma=500$  MPa.

On le soumet à une pression magnétique d'amplitude  $P_m=500$  MPa sur une longueur libre  $L_0=1$  mm.

La pression minimum pour avoir une déformation est :  $P_1 = \sigma \cdot \frac{e}{r} = \underline{100 \text{ MPa}}$

Le rapport A vaut :  $A = \frac{G_1}{G_0} = \frac{P_1}{P_m} = \underline{0,2}$

$G_0$  vaut :  $G_0 = \frac{P_m \cdot S}{m} = \frac{P_m \cdot S}{\rho \cdot S \cdot e} = \frac{P_m}{\rho \cdot e} = \underline{150 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-2}}$

et donc  $\omega = \frac{W}{2} \cdot \sqrt{\frac{G_0}{L_0}}$  et  $v = v \cdot \sqrt{G_0 \cdot L_0}$  donnent :

$$\underline{\omega = 194000 \times W} \quad \text{et} \quad \underline{v = 387 \times v}$$

Sur la figure on trouve alors :  $\underline{f_{\text{opt}} = 34 \text{ kHz}}$  et  $\underline{v_{\text{opt}} = 509 \text{ m.s}^{-1}}$

I.2.5.3. Simulation du mouvement de la pièce avec une force de portée limitée, comparaison avec l'expérience

Dans le paragraphe précédent on suppose que la force ne dépend pas de la position du tube, c'est le cas des assemblages "bobine-tube" coaxiaux lorsque le solénoïde est suffisamment allongé avec un courant sinusoïdal imposé par le circuit extérieur. Il est alors difficile de mesurer directement la vitesse du fait de l'emprisonnement et de l'accès difficile à la pièce.

Au contraire, la vérification pour le cas d'une bobine plate est aisée, la trajectoire balistique de la pièce métallique permet de mesurer sa vitesse.

Nous avons ici un cas typique de force qui varie avec la distance et nous devons tout d'abord calculer cette dépendance.

Une méthode simple pour calculer la force est de déterminer les variations de l'énergie magnétique dans l'ensemble bobine-pièce lorsque la pièce se déplace et que l'énergie totale est maintenue constante (pas de puissance injectée).

On a donc :

$$p(t) = I \frac{d\phi}{dt} = 0 \quad \text{et comme } I \neq 0 \quad \text{on a } \phi = \phi_0 = \text{Cte}$$

l'énergie magnétique vaut :

$$E_{\text{mag}} = \frac{L}{2} I^2$$

en portant  $\phi_0 = LI$  on trouve

$$E_{\text{mag}} = \frac{L}{2} \frac{\phi_0^2}{L^2} = \frac{\phi_0^2}{2L}$$

et donc

$$\frac{\delta E_{\text{mag}}}{\delta x} = -\frac{1}{2} \frac{\delta L}{L^2} \phi_0^2 = -\frac{\delta L}{L} E_{\text{mag}}$$

Enfin puisque le système est supposé isolé la somme des variations d'énergie magnétique et du travail de la force,  $F$ , est nulle :

$$F = -\frac{\delta E_{\text{mag}}}{\delta x} = -\frac{\delta L}{L} E_{\text{mag}}$$

On peut donc, simplement en mesurant assez précisément l'inductance de la bobine pour différentes positions de la plaque, prévoir la proportionnalité entre la force et le carré du courant .

Pour l'exemple suivant, nous avons mesuré  $L(x)$  avec un pont en empilant successivement plusieurs cales de faible épaisseur entre la bobine et la pièce. Puis par un essai de décharge du condensateur nous déterminons l'évolution de l'énergie  $E_{\text{mag}}(t)$  contenue dans la bobine (fréquence et amortissement du courant).

Un programme informatique autorise alors l'intégration de l'équation différentielle du mouvement et nous donne la vitesse théoriquement atteinte (voir annexe E). La vitesse réelle de la pièce est déduite simplement de la hauteur qu'elle atteint lorsqu'on la propulse verticalement. Les essais ont été faits avec des bobines, des énergies, des masses de pièces variées.

Hauteur mesurée	Hauteur calculée sans "entrefer"	Hauteur calculée avec un "entrefer" (0,5mm)
22 cm	36 cm	14 cm
31 cm	65 cm	25 cm
66 cm	140 cm	55 cm
109 cm	230 cm	91 cm
127 cm	304 cm	120 cm
169 cm	344 cm	135 cm

Hauteur mesurée	Hauteur calculée (pas d'entrefer)
38 cm	38 cm
65 cm	66 cm
176 cm	257 cm

Vitesse mesurée	Vitesse calculée (pas d'entrefer)
3,5 m/s	8,7 m/s
11 m/s	29 m/s
23 m/s	71 m/s

**Comparaison entre mesure et simulation pour différentes bobines, masses de la pièce et énergies de décharge**

**fig. 35**

Pour de petits sauts on obtient des valeurs très proches par le calcul et par l'expérience, pour les sauts plus haut, une estimation montre que le frottement aérodynamique (la plaque, de faible épaisseur, avance perpendiculairement à elle-même) explique l'écart entre simulation et cas réel.

Enfin pour des vitesses élevées (mesurées cette fois par une méthode photoélectrique) on obtient des écarts assez importants entre les résultats de l'expérience et du calcul. On peut à ce propos remarquer que nous n'avons pas pris en compte les mouvements éventuels de rotation de la pièce sous l'influence d'une petite dissymétrie de l'ensemble bobine-pièce, la sortie prématurée de la pièce de la position ou elle subit une force maximum, pouvant alors expliquer les écarts entre données réelles et calculées.

### I.2.6 Influences possibles de la variation du couplage bobine - pièce

Dans le paragraphe précédent nous avons calculé la force pour toutes les positions de la pièce mais à chaque fois dans un cas statique en supposant une vitesse infinitésimale, ou au moins négligeable.

Or, la force magnétique ne dépend que de la disposition et de l'amplitude des courants instantanés dans la pièce et dans la bobine.

Le courant dans la bobine, tout d'abord, dépend du circuit extérieur (condensateur, inductance parasite) mais aussi de l'inductance de la bobine elle-même qui est variable. Si la bobine et le tube sont fortement couplés (espace réduit entre les deux), on a déjà vu que l'inductance peut être fortement diminuée, on a alors une grande variation de l'inductance avant et après formage, l'énergie magnétique étant, par suite, utilisée au mieux.

Dans la réalité il en va tout autrement et la variabilité de l'inductance reste limitée, de plus comme la fréquence de décharge ne dépend que de la racine de l'inductance :  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ , elle ne varie guère de plus que 25 % au cours du formage, on peut donc prendre sans risque une valeur moyenne pour L et l'observation montre que le courant de décharge reste pratiquement le même quelque soit le mouvement de la pièce.

L'influence du mouvement sur le courant dans la pièce semble plus compliqué à prendre en compte, il n'y a plus ici de circuit extérieur limitant les perturbations, de plus le courant dans la pièce n'est absolument pas mesurable.

Prenons, par exemple, le cas d'un formage en compression (tube et bobine coaxiaux). Lorsque le tube se comprime, sa section intérieure diminue et à la tension induite par la variation périodique du champ extérieur vient se soustraire celle due au changement de la surface sur laquelle s'étend le flux intérieur.

A la limite, si l'on suppose que la diminution de la surface compense exactement l'augmentation du champ extérieur de telle sorte que le flux BS reste constant, alors il n'y a plus ni courant, ni force dans le tube et on atteint une vitesse "limite". On peut chercher l'expression de cette vitesse dans un cas simplifié. Lorsque l'angle  $\omega t$  reste petit, on peut approximer le champ B :

$$B = B_0 \sin(\omega t) \cong B_0 \cdot \omega t$$

Le flux s'écrit alors :

$$\phi_0 = B_0 \cdot \omega t \cdot \pi r^2$$

et 
$$\frac{d\phi_0}{dt} = B_0 \cdot \omega \cdot \pi r^2 + B_0 \cdot \omega t \cdot 2\pi r \cdot v$$

l'annulation de la tension induite donne alors :

$$v_{lim} = \frac{-r}{2t}$$

Dans le cas opposé ou l'on suppose un effet négligeable de la vitesse il vient pour l'accélération :

$$G = G_0 \sin^2(\omega t) \cong G_0 (\omega t)^2$$

et pour la vitesse :

$$v' = \frac{G_0 \omega^2}{3} t^3$$

La véritable accélération sera plus faible que G du fait des variations de la section  $\pi r^2$ , la vitesse sera donc inférieure à v' et aussi bien sur à  $V_{lim}$ , on aura une vitesse maximum majorée  $v_{maj}$  lorsque  $V_{lim} = v'$  ce qui donne :

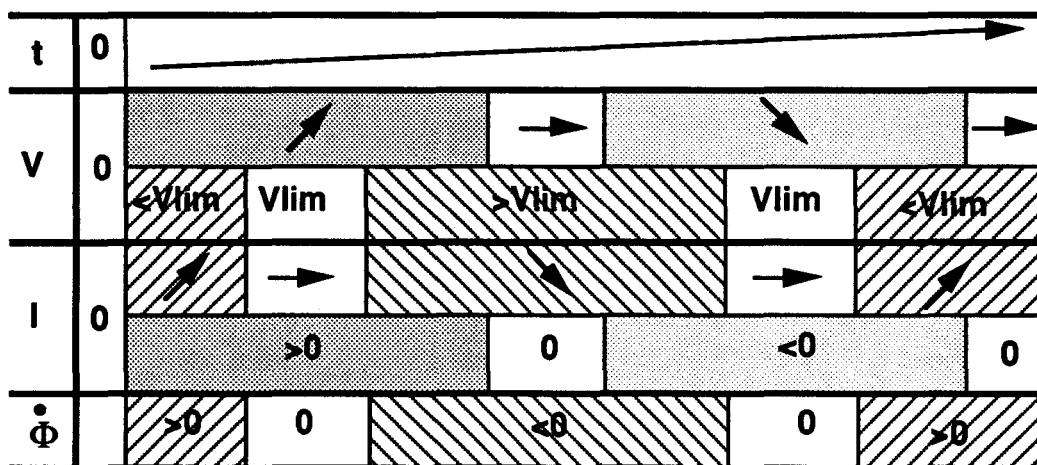
$$t = \left( \frac{3}{2} \frac{r}{G_0 \omega^2} \right)^{1/4} \quad \text{et} \quad v_{maj} = \left( \frac{r^3 G_0 \omega^2}{24} \right)^{1/4}$$

Ce résultat, obtenu de manière très approximative montre malgré tout une dépendance de  $v_{maj}$  exactement de la même forme que le  $V_{max}$  trouvé au paragraphe I.2.5.1, pour l'influence du temps de vol dans le cas d'un angle  $\omega t$  petit. Les deux phénomènes seront donc indiscernables.

Dans un cas plus réaliste on voit rapidement que les phénomènes deviennent plus compliqués. Tout d'abord, le courant dans le tube ne s'annule pas instantanément lorsque le flux  $\phi_0 = B_{ext} \cdot S_{int}$  ne varie plus, puisque le vrai flux vu par la spire dépend aussi du courant qui y circule. En fait si  $\phi_0$  devient constant le courant dans le tube suit une exponentielle décroissante de constante de temps  $\tau$ , valant pour une épaisseur e et un rayon r d'un tube de résistivité  $\rho$  :

$$\tau = \frac{\mu_0}{\rho} re$$

Ce temps  $\tau$  est relativement long ( $> 100 \mu s$ ) et permet à la force magnétique d'agir alors que  $V_{lim}$  est dépassée. En supposant que le mouvement se poursuive suffisamment longtemps on aurait alors diminution du flux  $\phi_0$ , le courant dans le tube finirait par s'annuler et même s'inverser, la vitesse diminuerait, descendrait en dessous de  $V_{lim}$ , et le cycle recommencerait avec une vitesse oscillante !



Description schématique de l'oscillation possible autour de  $V_{lim}$

fig. 36

Heureusement, dans un cas réel, seuls les très forts champs permettraient d'atteindre  $V_{lim}$  assez vite pour qu'un tout début d'oscillation puisse apparaître.

Un autre phénomène assez ressemblant peut apparaître plus facilement.

Supposons, en effet, que la déformation du tube se poursuive suffisamment pour que la section du flux,  $S_{int}$ , varie de façon conséquente (cela peut être le cas du formage d'un tube sur un cylindre très bon conducteur, donc sans flux interne).

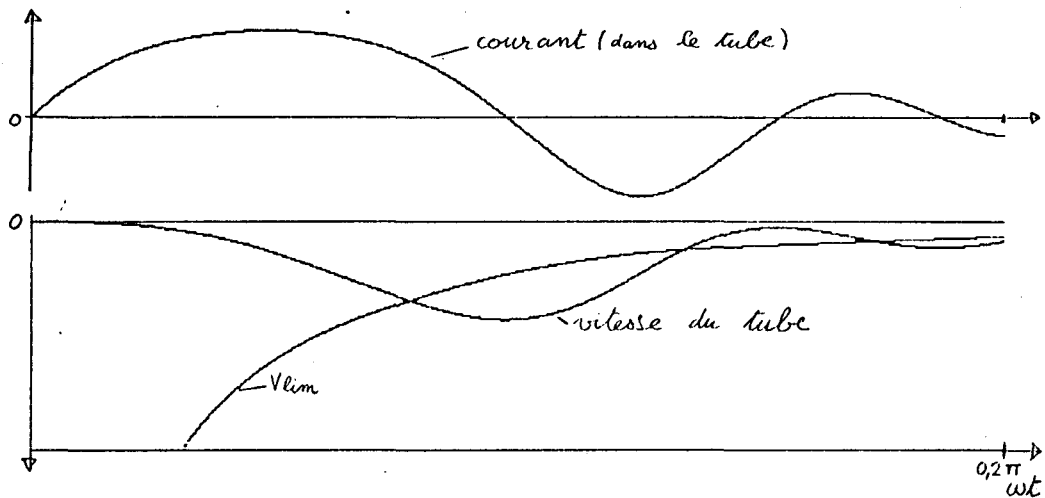
La constante de temps  $\tau$  étant longue devant la durée du formage, on voit que le flux ayant pénétré dans le tube se trouve comme emprisonné et ne diminue que lentement. La diminution de la surface sur laquelle il s'étend provoque donc une augmentation du champ interne au tube, et aussi, bien sur, de la pression magnétique correspondante. Le champ se comporte donc comme un milieu matériel compressible et élastique, sur lequel la pièce peut rebondir, dans les cas où le mouvement n'est pas assez amorti par les forces de résistance à la déformation du tube.

Tous ces phénomènes dépendent fortement des états initiaux, et en particulier du flux intérieur au tube juste avant qu'il ne commence à bouger. Celui-ci dépend aussi bien de la faculté d'absorption du champ par le tube, que de la résistance mécanique du tube et de l'évolution et de l'amplitude de la force magnétique.

Nous avons néanmoins, à titre d'illustration, programmé un algorithme (voir annexe F) qui intègre directement les équations différentielles du mouvement et du courant d'un tube dont le rayon peut varier lorsqu'il est soumis à un champ sinusoïdal. Le tube est modélisé comme une simple spire de section variable, ce qui nous l'avons vu, donne la bonne absorption dans une large gamme de fréquences. Nous n'avons pas tenu compte de la résistance à la déformation du métal, seuls interviennent l'inertie et la force magnétique.

Le programme travaille avec des valeurs réduites.

La première courbe (fig.37) présente l'évolution de la vitesse dans un cas exagéré avec une force très grande et une mauvaise absorption, on voit alors bien les oscillations de  $v$  autour de  $V_{lim}$ , et les changements du courant dans le tube qui en résultent.

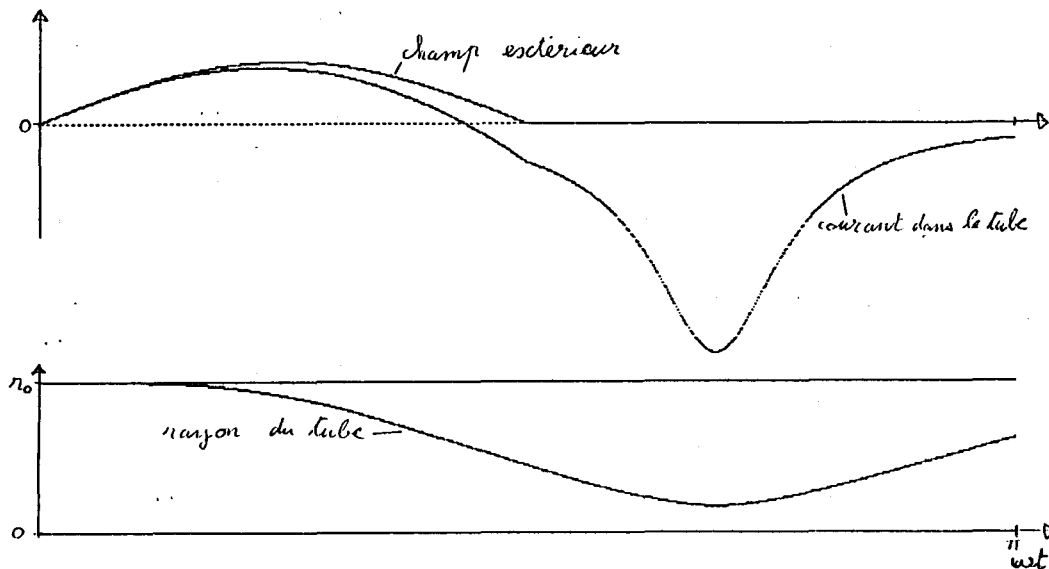


Mise en évidence, par simulation, de l'oscillation de la vitesse de déformation

fig. 37



La deuxième courbe (fig.38) montre l'évolution du rayon avec en particulier un "rebond" de la pièce, ainsi que l'inversion de vitesse correspondante. L'absorption et la force correspondent ici à des cas tout à fait raisonnables.



**Mise en évidence, par simulation, de l'effet de "rebond" du tube à former, sans contact avec la matrice**

fig. 38

Paradoxalement, d'anciennes expérimentations constituent les meilleurs indices de confirmations des effets de vitesse limite et de rebond.

\* Si on cherche, par exemple, comment se comporte l'effet de vitesse limite pour chacune des deux autres dispositions bobine-pièce couremment utilisées on trouve que :

-l'effet n'apparaît plus pour le formage en expansion (le flux variable créé par la bobine est peu perturbé et induit toujours du courant dans le tube qui l'entoure)

-au contraire, le cas du placage fait apparaître une vitesse limite très faible (le flux change très vite avec la distance bobine-pièce)

L'effet présenté peut donc expliquer correctement une partie importante du facteur k et en particulier les différences importantes observées selon le type de formage (k vaut 50 pour l'expansion, 90 pour la compression et 160 pour le placage). Il peut également expliquer les écarts entre expérience et simulation qui apparaissent pour des énergies élevées dans le paragraphe I.2.5.3 .

\* Un effet "d'enclume" pour des formages en placage a, lui, déjà été noté par divers auteurs.[1] : la pièce rebondit sur sa matrice. Comme cet effet diminue lorsque l'on chauffe la matrice et qu'il apparaît surtout pour des matrices en matériaux bons conducteur, il y a de forte chance pour que se soit le même effet de "rebond" que celui que nous venons de présenter.

## RESUME DU CHAPITRE I

Dans ce chapitre, après le rappel bibliographique, nous avons effectué plusieurs études permettant d'apporter des précisions supplémentaires sur certains aspects critiques du magnétoformage, à savoir :

- La prise en compte de l'aspect impulsionnel du champ (I.2.1), qui permet de relever certaines différences d'absorption selon la forme de l'onde de courant. Ces différences n'agissent qu'assez peu sur la force exercée (quelques %), par contre le niveau d'énergie magnétique inutilisé (à l'intérieur de la pièce) peut changer fortement.

Le facteur  $k$  de dimensionnement ( $E_c = k \cdot V \cdot E_{mag}$ ) est également affecté.

- Le calcul de l'absorption réelle du champ (avec deux exponentielles), et avec éventuellement prise en compte du spectre continu de l'impulsion de champ, montre que la simplification "habituelle" est abusive.

Avec cette amélioration, on observe que l'efficacité est beaucoup plus sensible à la fréquence et bien sûr que  $k$  est fortement changé.




La différence entre les formes d'ondes n'est, par contre, pas plus marquée que dans le calcul prenant en compte l'aspect impulsionnel du champ, les ondes d'efficacités décroissantes étant, dans l'ordre :

- la sinusoïde amortie
- la sinusoïde de durée une seule période
- la sinusoïde de durée une demi-période

- La prise en compte du temps de vol de la pièce. La vitesse maximum dépendant de l'adaptation entre celui-ci et la fréquence de l'impulsion. Les résultats montrent qu'il existe bien une fréquence optimum,  $f_{opt}$ , pour la transformation d'énergie magnétique en énergie cinétique. Cette fréquence dépend de la longueur libre,  $L_0$ , et de l'amplitude de la force. Pour les valeurs inférieures à  $f_{opt}$ , la vitesse dépend très fortement de la fréquence, c'est le cas le plus couramment observé.

On peut résumer les conclusions des études sous forme de tableaux :





\* Influence de la forme d'onde sur l'absorption

FORME D'ONDE	UTILISATION DE LA FORCE ( $\eta$ )	ENERGIE TOTALE NECESSAIRE (FACTEUR K)	
		faible	forte
	Optimale	faible	différence notables seulement si la fréquence est faible et le rayon élevé
	Un peu moins efficace	moyenne	
	Egalement un peu moins efficace	forte	





\* Influence de la prise en compte, ou non, des deux exponentielles dans les calculs

	influence de la fréquence sur $\eta$	FACTEUR k		influence de la forme d'onde sur l'absorption
		f faible	f élevée	
<b>Une</b> exponentielle	Normale (allure exponentielle)	k1	k2	Résultats identiques
<b>Deux</b> exponentielle	Très marquée (courbe avec seuil)	k < k1 différences le rayon	k2 > k1 marquées si est grand	(tableau précédent)

\* Influence de la fréquence adaptée, ou non, au temps de vol, sur la vitesse de la pièce.

<b>FREQUENCE (par valeurs croissantes)</b>		$f_{opt}$	
<b>V</b>		maximum ( $V_{opt}$ )	 décroit assez lentement autres maximums locaux

\* Influence de l'amplitude de l'accélération,  $G_0$ , et de la longueur libre,  $L_0$ , sur le point d'adaptation optimale ( $f_{opt}$ ,  $V_{opt}$ ).

	$f_{opt}$	$V_{opt}$
<b><math>L_0</math> (valeurs croissantes)</b>		
<b><math>G_0</math> (valeurs croissantes)</b>		

A fréquence donnée, si  $G_0$  augmente,  $\frac{f}{f_{opt}}$  diminue de même que  $\frac{V}{V_{opt}}$ , finalement  $V$  n'augmente qu'assez lentement (comme  $G_0^{1/4}$ ).

\* Influences particulières du mouvement de la pièce, et conditions s'y rattachant.

<b>EFFET</b>	<b>CONDITIONS D'OBTENTION</b>	
<b>REBOND</b>	Pièces de faibles surfaces interne, ou matrice très conductrice	Faibles absorption fréquence et épaisseur faibles $G_0$ élevée
<b>VITESSE LIMITEE OSCILLATIONS</b>	$G_0$ très élevée	

## CONCLUSION DU CHAPITRE I

En définitive, les résultats trouvés démontrent que l'on peut mieux comprendre et améliorer l'efficacité du magnétoformage. Ils permettent également de préciser le cahier des charges du générateur. Ils apportent une réponse à la question : faut-il préférer une décharge oscillatoire complète, ou se limiter à une période, voire une demi-période d'oscillation ?

L'amélioration apportée aux calculs permet de mettre en évidence l'influence plus importante de la fréquence sur l'ensemble des processus, celle-ci devant donc être aussi élevée que possible.

L'augmentation de la fréquence permet d'autre part de rattraper les légères différences d'efficacité liées aux types de décharges envisageables (durée allant de plusieurs périodes à une demi-période).

Le choix de la fréquence est donc le critère déterminant. Il fixera la structure du générateur, le rendement global et la souplesse du processus.



## **CHAPITRE II**





## LE GÉNÉRATEUR D'IMPULSION

Dans la première partie du chapitre, nous effectuons une description à caractère bibliographique des générateurs d'impulsions utilisés en magnétoformage.

Dans la deuxième partie nous définissons l'interrupteur avec le choix d'une structure électronique, des amplitudes électriques, des composants de commutation et d'une disposition mécanique et électrique du générateur.

### II.1. DISPOSITIFS USUELS

#### II.1.1. Eléments constitutifs

Un appareillage classique de magnétoformage est constitué de trois éléments principaux, à savoir :

- un "réservoir d'énergie" de capacité relativement modeste mais constituant une source d'énergie électrique de puissance très élevée.
- une bobine de formage qui, du fait de sa compacité, subit des sollicitations électriques, mécaniques et thermiques très élevées pouvant entraîner facilement sa destruction.
- un élément de commutation qui permet la décharge de la source d'énergie dans la bobine, automatiquement, lorsque le "réservoir" est plein, ou bien, sur commande par un opérateur.

##### II.1.1.1. Le réservoir d'énergie

Le réservoir d'énergie peut être directement une source électrique, c'est le cas du stockage d'énergie magnétique dans une bobine ou d'énergie électrostatique dans un condensateur. L'énergie cinétique est une source d'énergie moins directement utilisable, néanmoins le stockage par mise en rotation d'un volant d'inertie pourrait permettre d'atteindre des énergies très élevées (plusieurs MJ) avec un volume raisonnable. Il faudrait alors disposer d'une génératrice très puissante, ainsi que d'un élément de stockage intermédiaire d'énergie (dans une bobine) [11].

Le stockage purement magnétique dans une bobine non supraconductrice présente l'avantage d'avoir une masse réduite par rapport au condensateur, mais la présence d'une résistance série du bobinage conduit à une constante de temps qui est petite devant la durée souhaitée pour garder l'énergie en réserve (essentiellement le temps de charge). On n'utilise donc les bobines que pour des stockages intermédiaires de durée limitée.

Le stockage par condensateur, enfin, est le plus communément utilisé, tout au moins pour les machines d'énergie moyenne. Il est d'une grande simplicité d'emploi et se connecte directement puisque c'est une source de tension, compatible avec la bobine de formage (source de courant). Il ne présente pas l'inconvénient de la bobine de stockage, puisque le temps de confinement de l'énergie, uniquement limité par le courant de fuite, est très long. Lorsqu'il est conçu spécialement (condensateurs de choc) il présente une impédance parasite (inductance) très faible et peut supporter sans dommage des courants extrêmement élevés.

### II.1.1 .2. La bobine de formage

Elle doit faire l'objet d'une optimisation théorique et empirique, pour améliorer sa capacité à propulser la pièce. De façon purement électrique elle doit avoir une inductance telle (avec la pièce à former à l'intérieur) que le courant de décharge désiré soit atteint, et en particulier, telle que le courant maximum ne puisse être dépassé, un essai avec une bobine trop petite pouvant conduire à la détérioration du générateur.

On peut trouver plus de détails sur la bobine dans le chapitre précédent et dans la bibliographie.

### II.1.1.3. Le commutateur

C'est lui qui permet d'effectuer, sous contrôle, l'interconnexion "bobine condensateur", c'est donc un simple interrupteur commandé. Les contraintes essentielles le concernant, sont :

- une tension d'isolement de quelques milliers de volts (la tension de charge du condensateur)
- un courant de décharge pouvant dépasser 100 000 Ampères, le passage de l'état bloqué à l'état passant devant se faire nettement plus vite que le temps de montée du courant ( $\approx 10 \mu\text{s}$ ) donc très rapidement. Les dispositifs mécaniques sont donc exclus (relais, contacteurs).

En pratique on utilise des tubes à cathode de mercure très résistants aux surcharges : les ignitrons. On utilise aussi des tubes à décharge gazeuse, les éclateurs, qui autorisent l'obtention de courants très intenses.

Dans un ignitron une électrode de commande (l'igniteur ou gâchette) permet de chauffer localement le mercure ce qui produit une "tache cathodique" où l'ionisation du mercure permet d'amorcer la décharge entre anode et cathode.

Dans un éclateur c'est une étincelle de faible énergie entre la "gâchette" et la cathode qui produit l'ionisation nécessaire à l'amorçage [19]. Dans un éclateur bien étudié l'inductance parasite est très faible ( $\approx 10\text{nH}$ ) et des courants atteignant 1MA (sous 20 kV) peuvent être commutés.

On peut appeler aussi "éclateur mécanique" un contacteur dont les électrodes sont rapprochées à très grande vitesse, par exemple par un vérin pneumatique, les électrodes devant être très résistantes (alliage cuivre - tungstène) pour limiter l'érosion par l'arc de 500 kA qui apparaît [12].

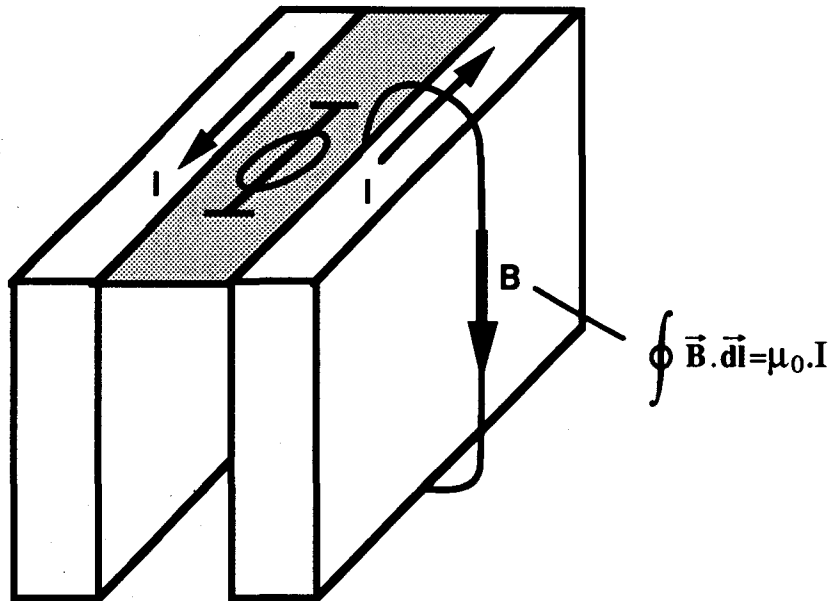
On remarque que l'ignitron et l'éclateur cessent en théorie de conduire avec l'annulation du courant principal, mais en réalité les temps de désionisation sont nettement plus longs que la décharge qui s'entretient donc, et ce, de façon bidirectionnelle.

#### II.1.1.4. Connectique

Pour pouvoir augmenter au maximum les fréquences et les courants de décharge, il faut que l'impédance interne du générateur soit très faible et en particulier son inductance parasite.

Une partie importante de celle-ci est constituée par des fils ou barres de liaison dont la disposition est par ailleurs dépendante de la morphologie des électrodes du condensateur et de l'élément de commutation.

Des études ont été menées avec la détermination en plusieurs dimensions de la répartition des courants dans les conducteurs, par intégration numérique à partir des équations de Maxwell [5]. Ces études confirment le choix "intuitif" de conducteurs les plus aplatis possible, les barres "aller" et "retour" étant placées parallèlement et le plus près possible, compte tenu de l'isolation nécessaire.



Barres d'amenées du courant, champ et flux associés  
fig. 39

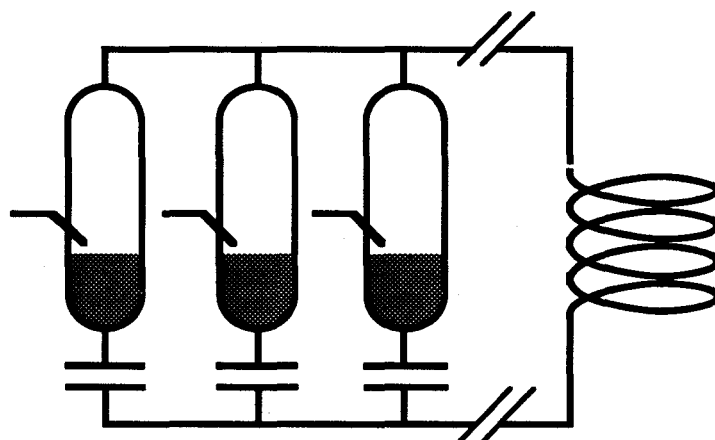
On voit en effet (fig.39) que le champ entre conducteurs est d'autant plus faible que ceux-ci sont larges, la surface dans laquelle ce champ s'étend étant faible si les conducteurs sont proches.

Le condensateur, du fait de sa technique de bobinage, peut présenter une inductance parasite très variable. Différents types ont été étudiés et comparés [17], il découle de cette étude qu'un choix rigoureux doit être fait, en ayant soin de considérer l'inductance des connexions nécessaires aux bornes du condensateur, cette inductance pouvant modifier l'ordre des préférences (si les bornes sont éloignées par exemple). Il en sera de même pour l'élément de commutation, dont l'inductance correspondant à ses connexions est souvent supérieure à son inductance propre.

## II.1.2. Dispositifs particuliers

### II.1.2.1. Ignitrons en parallèle

Les ignitrons couramment utilisés ne sont pas toujours assez puissants (environ 20 kV et 100 kA) pour contrôler la décharge complète. On utilise alors plusieurs ignitrons disposés en parallèle, et dans tous les cas observés, le condensateur est par suite également divisé, tous les ensembles "condensateur en série avec un ignitron" étant alors mis en parallèle.

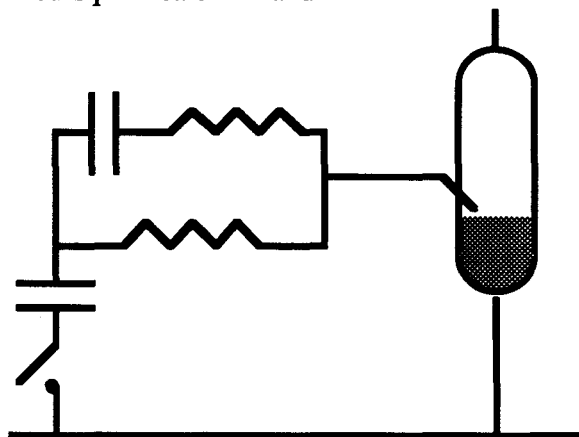


Mise en parallèle des ignitrons

fig. 40

On obtient ainsi un système modulaire dont l'énergie peut-être augmentée simplement en ajoutant des modules "condensateur - ignitron". Cette disposition protège les composants principaux de toute surintensité, même en cas de mauvaise synchronisation. Il n'en est pas de même des circuits de charge et de commande qui peuvent être endommagés si les décharges ne sont pas simultanées.

Or, les ignitrons, malgré leur robustesse intrinsèque, subissent toutefois un vieillissement important qui les rend sensibles à l'auto-amorçage, et altère leurs caractéristiques de gâchette [5]. Pour pallier ces inconvénients il faut augmenter lentement la tension de charge et produire plusieurs décharges à faible énergie avant toute charge complète. On doit aussi faire une commande de gâchette très énergique (200A - 2kV), et peu sensible aux modifications de la résistance gâchette-cathode. La puissance importante injectée dans "l'igniteur" ne peut pratiquement être fournie que par la décharge d'un condensateur d'énergie moyenne, commandée éventuellement par un ignitron plus petit. Pour que l'igniteur ne reçoive pas une puissance trop importante après l'amorçage, on peut être amené par ailleurs à réaliser un ensemble plus complexe de résistances et condensateurs pour sa commande.



Circuit de déclenchement optimisé

fig. 41

### II.1.2.2. Chargeur

Dans la plupart des machines, la haute tension nécessaire à la charge est fournie par un transformateur élévateur, mais le condensateur est une source de tension et le secondaire du transformateur après un redressement en constitue une également. Ces deux sources sont donc incompatibles. Une première solution envisageable est d'intercaler une résistance en série, mais le rendement de charge peut tomber à 50 % si l'on débute avec une tension initiale nulle (75 % si on a déjà une demi-charge), la cadence de travail est donc réduite, la vitesse de charge est très variable, et la résistance doit être fortement dimensionnée ce qui n'est guère satisfaisant.

Le transformateur à fuite ou "shunt" convient assez bien puisqu'il intègre en un seul élément transformateur et inductance de limitation sans dissiper de puissance excessive durant la charge. Néanmoins, le courant réactif fourni par le réseau est important au début de la charge et la puissance active transférée, n'étant pas constante, il est difficile d'optimiser le temps de charge autorisé par le dimensionnement des composants.

Les autres solutions, plus orientées "électronique de puissance" (hacheurs, gradateurs..) sont mieux adaptées, mais leur emploi n'est pas encore généralisé. Nous les présenterons plus en détail dans un chapitre ultérieur.

### II.1.2.3. Élément de sécurité

La présence dans un appareil de magnétoformage d'une haute tension (plusieurs kV) constitue un danger potentiel, d'autant plus important, que le condensateur peut conserver sa charge très longtemps, après une manipulation, si aucune mesure préventive n'est envisagée. A cet effet, on peut opérer de la façon suivante :

Tout d'abord, la charge se fera toujours à travers la bobine de formage, de sorte que si celle-ci est absente ou mal connectée, le condensateur ne reste pas chargé à l'insu du manipulateur et sans possibilité de modification. Dans le même ordre d'idée on peut disposer des résistances (de relativement fortes valeurs) en parallèle avec la bobine. On peut aussi installer un contacteur (relais), avec une résistance série, aux bornes des condensateurs, qui n'est ouvert que pendant la charge, palliant ainsi les déficiences éventuelles des ignitrons.

La charge des condensateurs est conservée pendant un temps minimal puisque la décharge a lieu aussitôt que l'énergie requise est atteinte (comparée et mesurée par la tension condensateur). L'opérateur doit appuyer sur un bouton-poussoir pendant toute la durée de la charge, s'il relâche le bouton les condensateurs sont déchargés automatiquement et il ne peut donc pas intervenir sur une machine sous tension. De même, la charge peut être interrompue dès qu'un élément de protection manque (absence du capot de protection, ouverture du châssis de l'appareil ...).

## II.2. INTERRUPTEUR À SEMI-CONDUCTEUR

Dans cette deuxième partie, on présente une définition progressive de l'interrupteur avec le choix d'une structure électronique, des amplitudes électriques, des composants de commutation et d'une disposition mécanique et électrique du générateur.

### II.2.1. Fonctionnalités, Cahier des charges

#### II.2.1.1. Fonctionnalités

Notre interrupteur n'est pas encore défini.

Il nous faut en effet, préciser s'il est mono ou bi-directionnel, et s'il existe une commande pour chacun des sens possibles du courant (direct et inverse), à l'ouverture, ou /et à la fermeture.

Les prémices présentés ci-dessous ne concernent que les interrupteurs commandés à la fermeture donc semi-commandés.

\* Le premier cas possible est l'interrupteur mono-directionnel semi-commandé. Il est dessiné fig. 42A.

Le cas bi-directionnel est plus compliqué.

L'interrupteur non commandé étant éliminé (fig. 43A) de même que l'interrupteur commandé seulement en sens inverse (il court-circuite la charge initiale du condensateur : fig. 43B).

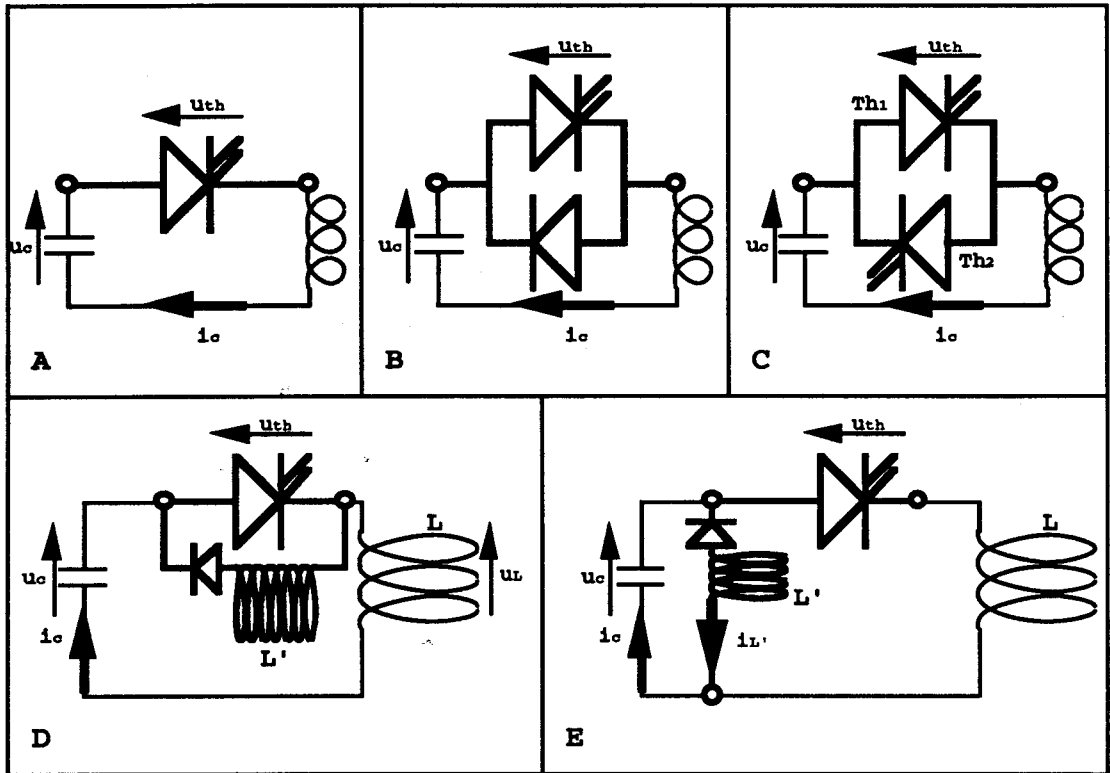
\* Dernières solutions simples :

L'interrupteur commandé en sens direct et l'interrupteur commandé dans les 2 sens (fig. 42B et C).

\* On peut également proposer des structures plus complexes encore bi-directionnelles mais où le courant négatif passe par un circuit "L,C" différent avec une inductance totale plus forte, et donc des courants et fréquences plus faibles. Le circuit du courant positif, par contre, ne doit pas être modifié puisque que c'est de lui que dépend l'intensité du courant de formage. On peut alors donner le schéma simple 42 D où encore la variante 42E.

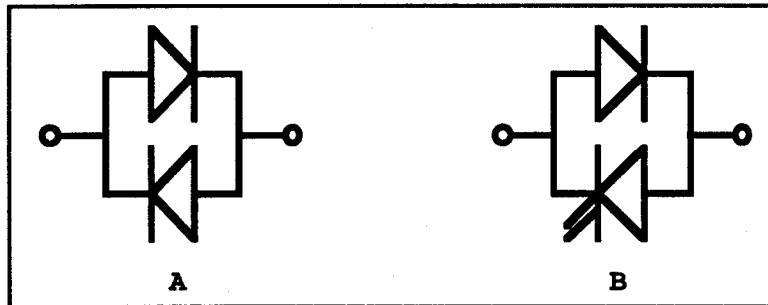
On remarquera au passage que seul le montage B peut être réalisé avec des ignitrons ou des éclateurs puisque ces composants une fois amorcés, perdent toute capacité de blocage (en direct comme en inverse).

Sans préjuger du type du S.-C. retenu, nous représentons celui-ci par le symbole général de l'interrupteur (sans distinction de composant).



Circuits de décharge envisagés

fig. 42



Interrupteurs éliminés

fig. 43

Les chronogrammes correspondant aux cinq cas de la figure 42 sont assez simples, (on posera, entre autres, que l'inductance supplémentaire  $L'$  est très supérieure à  $L$ ), ils sont référencés : 44A, B, C, D et E.



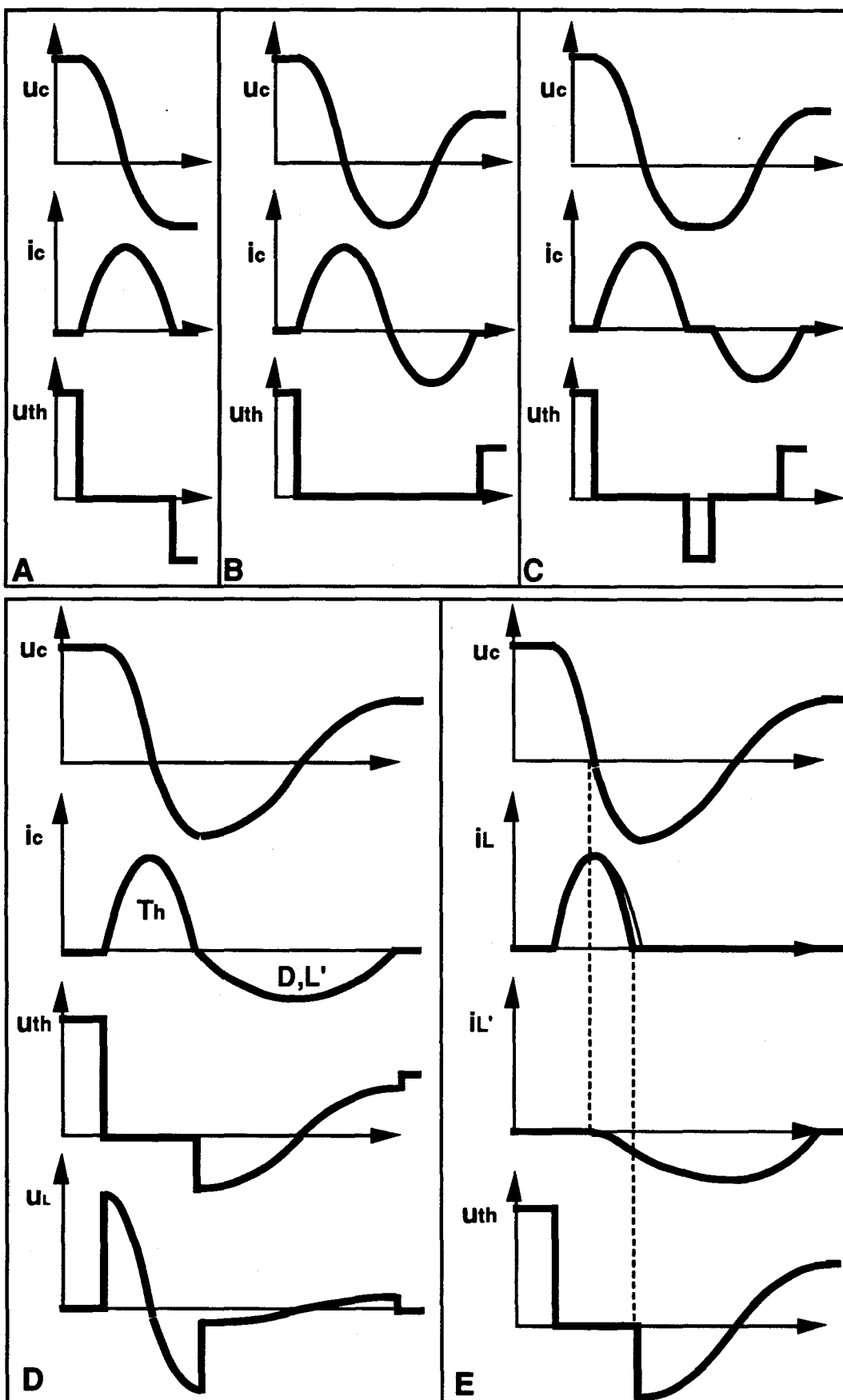


fig. 44 A B C D E

On peut aussi montrer les trajectoires atemporelles (plan  $u,i$ ) correspondant aux grandeurs électriques concernant chaque interrupteur lors d'une décharge (diagrammes 45 A,B,C,D,E).

L'interrupteur D, n'est plus un composant proprement dit mais une structure et son diagramme n'a plus le même intérêt.

Enfin la structure E ne se présente plus du tout en dipôle simple "interrupteur". Le diagramme 45E concerne la connexion libre entre le condensateur C et l'inductance L.

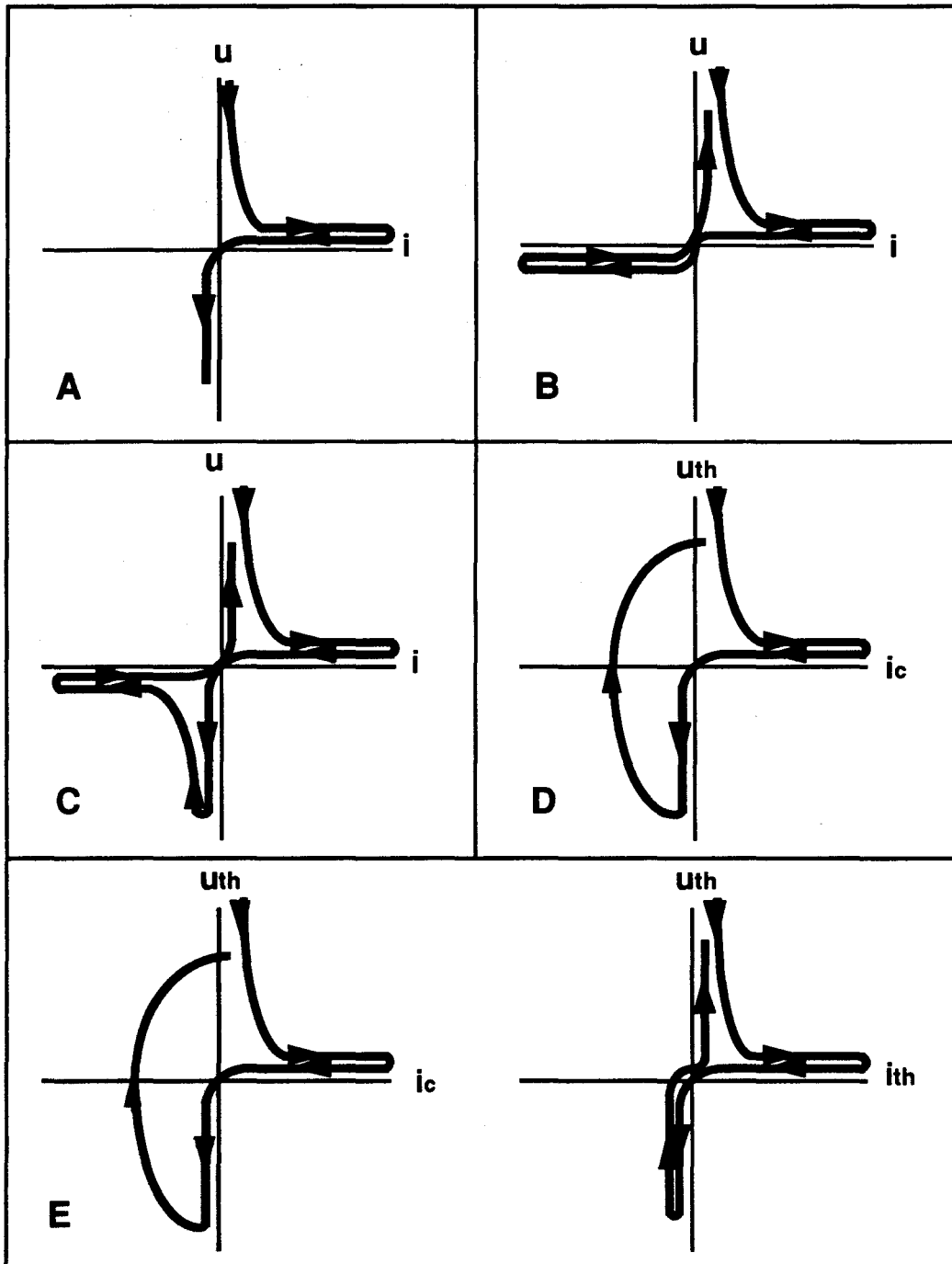


fig. 45

Ces diagrammes montrent quand peuvent apparaître des commutations à pertes. Mais, comme nous travaillons à une cadence très basse, la puissance perdue et l'échauffement n'ont, pour nous, qu'une importance relative.

Pourtant, ces diagrammes sont bien utiles puisque les instants où le problème du  $\frac{di}{dt}$  existe, y sont apparents. On notera également que la boucle des diagrammes D et E correspond, justement, à un transfert d'énergie (condensateur - bobine L - condensateur), dont le rendement doit être optimisé.

Les différents interrupteurs et structures proposés ci-dessus présentent chacun plusieurs avantages et inconvénients. Nous nous baserons sur plusieurs critères pour effectuer notre choix.

-Le prix est un élément, évidemment important, puisqu'il conditionne la capacité globale de l'ensemble du générateur.

-L'"efficacité" d'absorption du champ, qui varie avec la forme de l'onde de décharge (cf § I.2.3) devra être, d'autre part, optimale.

-Nous nous fixons également pour objectifs, d'une part, la possibilité d'obtenir une charge rapide du condensateur, d'autre part, d'alléger au maximum le nombre et la complexité des circuits annexes nécessaires.

\* Le cas de l'interrupteur mono-directionnel conduit au moindre coût puisqu'il ne requiert qu'un composant semi-conducteur. Par contre l'efficacité est un peu moins bonne. Sur le chronogramme correspondant on constate la présence, après décharge, d'une tension résiduelle aux bornes du condensateur assez forte (égale à la tension initiale à l'amortissement près). Cette tension correspond à une énergie non négligeable qui n'est pas utilisable. Elle est soit perdue soit dissipée par le circuit de charge si celui-ci est une simple source de tension à résistance série (le rendement de charge peut alors descendre à 25 % : détail de calcul en annexe Q).

Par contre, le circuit de charge est lui-même mono-directionnel (charge initiale toujours dans le même sens) donc simple.

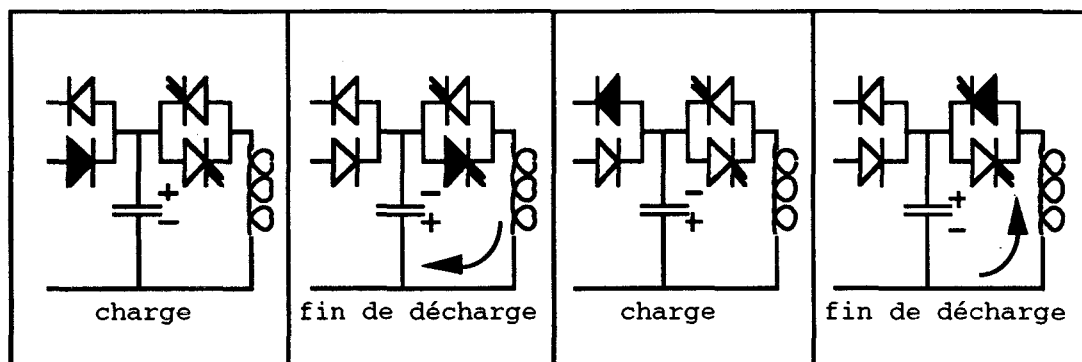
\* Le deuxième cas présenté comporte une diode supplémentaire. Celle-ci est dimensionnée presque aussi fortement que le composant commandé, son câblage, si elle est constituée de plusieurs composants en parallèle sera compliqué et son prix élevé (par exemple 0,5 fois celui du composant direct). L'efficacité est toutefois supérieure pour une période complète, et même très légèrement améliorée si on laisse se poursuivre toute la décharge.

La charge résiduelle après une période est ici un grand avantage, elle peut diminuer fortement le temps de charge et le rendement en est alors augmenté (75 % si la tension résiduelle vaut la moitié de la tension de charge). Le circuit de charge reste simple et assez rapide. Toutefois, l'"installation" brusque de la tension résiduelle en sens direct aux bornes du composant commandé peut déclencher accidentellement celui-ci en  $\frac{dv}{dt}$  si on ne prévoit pas de disposer un circuit de protection fortement dimensionné, ce qui augmente le coût.

\* La troisième solution est la plus chère de toutes. Elle ne diffère fonctionnellement de la deuxième que dans deux cas :

1) Si on choisit des formes d'ondes plus compliquées (avec des paliers entre les demi-périodes) on peut optimiser d'avantage l'efficacité.

2) Si on ne fait que des décharges d'une demi-période mais alternativement positives et négatives, on peut alors profiter de la forte charge résiduelle pour accélérer la recharge suivante (fig. 46). On atteint alors un rendement de charge excellent (meilleur qu'avec le deuxième montage) mais il faut un circuit de charge double (bi-directionnel). Enfin, si on veut garder le contrôle de la décharge il faut impérativement absorber les gradients de tensions ( $\frac{dv}{dt}$ ) qui apparaissent.



Cycle de charge et décharge pour la solution C

fig. 46

\* Le quatrième choix possible est proche du deuxième. La différence importante est l'amplitude du courant négatif (dans la diode) qui est fortement diminuée. L'efficacité du formage (qui a lieu quand  $i$  est positif et fort) est la même que pour le premier montage. Par contre, on retrouve les avantages de rendement et de rapidité de charge dus à l'utilisation de l'énergie résiduelle, (après inversion spontanée de la tension) et ceci avec une diode de performances relativement modestes.

La contrainte en  $\frac{dv}{dt}$  du composant commandé diminue fortement puisque seule la fraction  $\frac{L}{L+L'}$   $v_c$  de la tension résiduelle (tension aux bornes de  $L$ ) se reporte brutalement sur celui-ci. Enfin, la bobine supplémentaire  $L'$  doit permettre l'obtention d'un bon rendement pour l'inversion de tension tout en provoquant une décharge assez lente, elle devra donc être fortement dimensionnée avec en particulier une grande masse de cuivre (d'où problèmes de poids et d'encombrement).

\* La dernière solution proposée change fonctionnellement très peu de la quatrième. On peut juste noter que le courant  $i_{L'}$  dans  $L'$  commence  $1/4$  de période (de la décharge forte) plus tôt, atteignant un niveau très faible au moment de l'annulation de  $i_L$  et retardant à peine l'instant de cette annulation. La fin de la décharge dans  $L'$  n'est presque pas modifiée.

Il n'y a pratiquement plus de contrainte en  $\frac{dv}{dt}$  puisque la seule inductance parasite qui peut la produire est celle du condensateur et elle est réellement très faible. Enfin, l'inductance  $L'$  peut être constituée directement par le secondaire d'un transformateur haute-tension qui est l'élément essentiel du chargeur. Le grand nombre de spires, la grande masse de fer et de cuivre conduisent alors à un rendement d'inversion tout à fait acceptable.

Pour plus de clarté nous présentons un résumé des avantages et inconvénients comparés de ces cinq propositions dans un tableau (fig. 47).

CRITERE		A	B	C	D	E
Prix		FAIBLE (1)	assez FORT ( $\approx 1,5$ )	FORT (2)	FAIBLE ( $\approx 1$ )	FAIBLE ( $\approx 1$ )
Recharge	rendement	mauvais (25% à 50%)	assez bon (50% à 100%)	très bon (récupération maximum)	bon (bonne récupération)	bon (bonne récupération)
	vitesse	lente	rapide	très rapide	rapide	rapide
	complexité	simple, mais forte dissipation	simple	double	simple	simple
Contrainte en dv/dt		nulle	forte (tension résiduelle)	forte (tension résiduelle)	faible (fraction de la tension résiduelle)	presque nulle
Efficacité		moyenne	bonne à très bonne	moyenne dans le cas envisagé	moyenne	moyenne

**Tableau comparatif des différentes solutions**  
fig. 47

On peut assez facilement faire un choix à partir de ce tableau :

\* Tout d'abord les structures D et E sont supérieures en regard de la majorité des critères observés, au montage A. Ces deux structures sont presque équivalentes mais le montage E bénéficie de la présence du transformateur haute-tension de charge dont le secondaire, associé à une diode ou un pont de diodes, fait correctement office de circuit de récupération pour la charge résiduelle.

On peut aussi noter la très faible contrainte en  $\frac{dv}{dt}$  qui apparaît dans la structure E.

\* La comparaison entre les interrupteurs B et C est également aisée :

Le prix et la complexité du montage C sont plus élevés (deux composants commandés au lieu d'un, double circuit de charge, amortissement du gradient de tension dans les deux polarités). En échange le montage C, ne fournit qu'une vitesse de charge légèrement plus élevée avec un rendement de celle-ci à peine supérieur.

\* Enfin, le choix entre "E" et "B" est moins immédiat. La structure E est nettement moins chère et comporte moins de difficulté de câblage, le montage B par contre transmet d'avantage d'impulsion cinétique (pour un courant crête donné) à la pièce à former, puisqu'il conduit à deux pics de pression, de plus l'efficacité d'absorption du champ est meilleure.

Compte tenu de la faiblesse des écarts entre les différentes efficacités et de l'assez faible influence du deuxième pic de pression qui est démontrée par la bibliographie, et surtout en raison du prix élevé des composants de commutation, nous avons choisi finalement la solution E. Nous gardons néanmoins la possibilité d'implanter les diodes supplémentaires de la solution B, en prévoyant leur place dans le système mécanique et de câblage à basse impédance inductive qui sera présenté.

#### II.2.1.2. Cahier des charges

Comme nous l'avons déjà vu, il est clair que le remplacement de l'élément de commutation (tube à décharge gazeuse) par un composant à milieu actif solide (semi-conducteur) peut amener de nombreuses améliorations. On augmente alors la fiabilité et la durée de vie du générateur, le vieillissement n'existera pratiquement plus, de même que les déclenchements aléatoires. Le générateur est plus résistant mécaniquement et on peut orienter l'interrupteur dans n'importe quelle direction, le transport ne pose également plus de problèmes (ce que la cathode liquide d'un ignitron interdit). Enfin, les temps de "réponse électrique" sont beaucoup plus courts, permettant un meilleur contrôle de la décharge (cela peut être un avantage si l'on ne veut pas de décharge complète).

Le principal obstacle à l'utilisation des semi-conducteurs, est le niveau élevé des contraintes subies par l'interrupteur.

Pour cette étude de faisabilité, nous avons choisi au départ, un dimensionnement correspondant à une des plus petites énergies utilisées en magnétoformage soit :  $W=630J$ .

Cette énergie permet par exemple de développer une pression,  $P_m$ , de 130 MPa ( $\approx 13 \text{ kgf/mm}^2$ ) dans un volume  $V=0,5 \text{ cm}^3$  avec un facteur correctif  $k = 10$  ( $W = k.P_m.V$ ).

Fréquence de décharge : le choix est simple, elle doit être juste assez élevée pour que "l'absorption" par le tube induit soit forte, une fréquence supérieure n'amenant pas d'amélioration notable, alors qu'elle augmente fortement les contraintes technologiques.

Nous avons retenu une fréquence de 12 kHz, soit une pulsation  $\omega$  de 75000 rad s<sup>-1</sup>, ce qui correspond à une épaisseur de peau de 0,6 mm dans le cuivre.

Inductance de formage :  $L=1 \mu\text{H}$ , correspond aux valeurs rencontrées habituellement pour des petites bobines (quelques cm<sup>3</sup>) réalisées avec quelques spires ( $\approx 10$ ) de fil de taille moyenne ( $\phi \approx 1 \text{ mm}$ ).

Les valeurs précédentes permettent de déterminer approximativement les principales contraintes du générateur. On trouve en effet tout d'abord le courant maximal  $I_{\text{max}}$  par la relation :

$$W \equiv \frac{L}{2} I_{\text{max}}^2$$

Ce qui donne :  $I_{\text{max}} \approx 35 \text{ kA}$ , (en réalité  $I_{\text{max}}$  est plus faible du fait de l'amortissement).

La tension initiale  $U_0$  du condensateur vaut alors :

$$U_0 = L\omega I_{\text{max}} \approx 2600 \text{ V}$$

En arrondissant  $U_0$  à 3000 V on trouve par suite une estimation pour le condensateur, soit :

$$C = \frac{2W}{U_0^2}$$

C'est la valeur que nous avons retenue. Avec une valeur plus précise pour  $L$  (1,3  $\mu\text{H}$ ) on obtient les contraintes suivantes :

$$\begin{aligned} C &= 140 \mu\text{F} & V_0 &= 3000 \text{ V} & W &= 630 \text{ J} \\ \omega &= 75000 \text{ rad s}^{-1} & I_{\text{max}} &\approx 30000 \text{ A} \end{aligned}$$

Avec une valeur plus élevée pour  $L$  on aurait obtenu un courant inférieur et une tension supérieure, ce qui aurait rendu les problèmes d'isolation prépondérants (surtout pour la bobine). Au contraire une valeur trop faible de  $L$  aurait donné un courant  $I$  plus élevé pour une tension moindre, la réduction des impédances parasites (connexions, condensateur), deviendrait alors le problème majeur. La valeur choisie constitue en réalité un compromis acceptable qui permet d'éviter une technologie trop complexe.



## II.2.2. Types de semi-conducteurs envisageables

Les caractéristiques "par segment" (u, i) des interrupteurs A, B et C peuvent correspondre à la plupart des composants habituels de commutation, associés éventuellement à des diodes.

Il en est de même des organes de commutation que l'on trouve dans les structures D et E.

Les niveaux atteints par contre éliminent un grand nombre de technologies :

\* Les transistors bipolaires tout d'abord, qui, même dans leurs récentes évolutions (IGBT par exemple ...), atteignent difficilement 1300V / 250A, et ce, rarement simultanément, ils ne sont guère envisageables.

Il faudrait environ 2 à 3 "blocs parallèles" de 100 transistors disposés en série ce qui donnerait un montage beaucoup trop cher et compliqué.

\* Les transistors à effet de champ (FET, MOS, etc) malgré les nombreuses variantes technologiques existantes ne dépassent pas 1000V / 10A ou 300V / 100A ce qui les place encore plus loin de toute utilisation possible.

Seuls les composants de la famille du thyristor restent alors utilisables.

La commutation est commandée à la fermeture mais toujours spontanée à l'ouverture, une ouverture forcée, si elle avait un intérêt conduirait, puisque la charge est une bobine, à la dissipation de l'énergie restant dans la bobine, il faudrait donc disposer d'un circuit de protection énorme (aussi gros que le réservoir d'énergie lui-même).

On peut malgré tout utiliser le G.T.O. sans le commander à l'ouverture, mais malgré leurs fortes tailles il en faudrait plusieurs en parallèle, et ce sont des composants assez chers, donc nous ne les utiliserons pas.

Le choix de thyristors semble le plus raisonnable. Il en faudra néanmoins plusieurs en parallèle (principalement pour limiter la contrainte en  $\frac{di}{dt}$  par composant). Nous avons encore le choix entre trois principaux types :

- le thyristor normal (S.C.R.),
- le thyristor asymétrique (A.S.C.R.)
- et le thyristor asymétrique associé dans un même boîtier à une diode en anti-parallèle (R.C.T.).

Thyristortyp thyristor type	SCR	ASCR	RCT	GTO
Schaltzeichen graphic symbol				
Schichtaufbau structure				
Schematische Kennlinien schematic characteristics				
Sperrvermögen blocking capability	hoch hoch hoch	hoch hoch niedrig low	hoch hoch Durchlaßzustand on-state	hoch hoch niedrig low
Einschaltverhalten turn-on behaviour	kurz short niedrig low niedrig low	kurz short niedrig low niedrig low	kurz short niedrig low niedrig low	mittel medium mittelhoch medium mittelhoch medium
Durchlaßverlustleistung on-state behaviour	niedrig low gut good	niedrig low gut good	niedrig low gut good	mittelhoch medium zufriedenstellend satisfactory
Ausschaltverhalten turn-off behaviour	lang long mittelhoch medium Kommulierung commutation	mittel medium in antiparalleler Diode in antiparalleler diode Kommulierung commutation	mittel medium in integrierter Diode in integrated diode Kommulierung commutation	kurz short mittelhoch medium Rückwärts-Steuersstrom reverse gate current

Famille des thyristors (Notice technique A.E.G.)

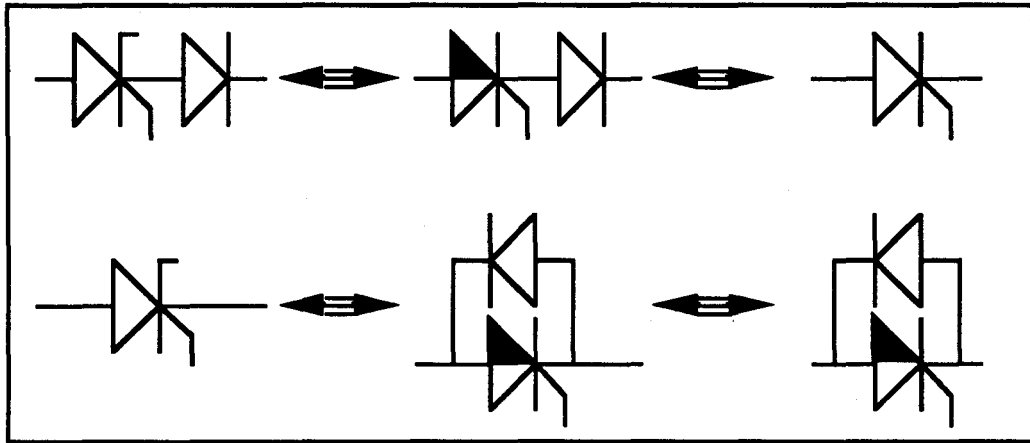
fig. 48

Dans tous les cas où l'on n'opère pas une décharge simple durant un nombre entier de périodes la tension résiduelle du condensateur, négative, se trouve reportée sur le thyristor au moment de la coupure du courant dans celui-ci (pour la structure D c'est la fraction importante  $\frac{L'}{L+L'}$  v<sub>c</sub> de la tension qui se reporte).

C'est le cas de tous les montages sauf le "B" (en prenant pour le montage C l'hypothèse de fonctionnement déjà décrite), ce que l'on peut vérifier sur les caractéristiques par segments.

Nous devons donc choisir des thyristors à blocage symétrique pour les montages A, C, D et E, à moins, bien sûr, d'utiliser un thyristor asymétrique associé à une diode en série ou un module (RTC) avec également une diode en série.

Le montage B peut être réalisé directement avec un "RCT" ou encore par mise en parallèle d'une diode avec un "SCR" ou un "ASCR".



Associations thyristor-diode et équivalences fonctionnelles

fig. 49

Selon l'interrupteur choisi, on peut donc envisager l'emploi d'un thyristor rapide mais cette particularité (faible temps de "turn off") n'est pas véritablement exploitée.

### II.2.3. Choix effectué

En pratique les "ASCR" et "RCT", sont moins répandus que les simples "SCR" et leur prix est plus élevé. Leur principal avantage est, un temps de turn-off réduit, mais ceci n'est pas très utile dans notre cas.

Nous avons donc utilisé des thyristors symétriques dont le très grand nombre de modèles existants permet d'optimiser le choix en fonction des performances requises et de l'enveloppe budgétaire.

#### II.2.3.1. Les limitations du thyristor réel

Voyons maintenant plus en détails les contraintes que doivent supporter notre ou nos thyristors.

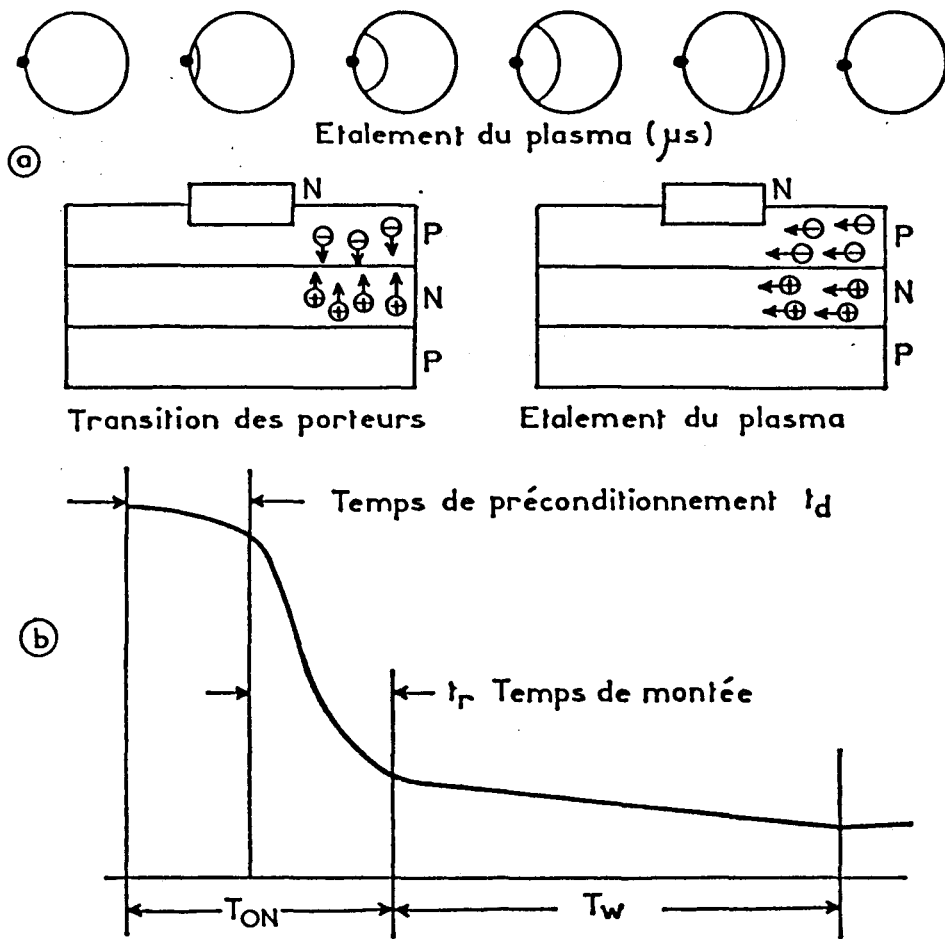
Tout d'abord, sur le diagramme (u, i) le segment qui suit l'axe des tensions est "limité en longueur", le composant étant susceptible de se fermer si la tension, et donc le courant de fuite en sens direct, deviennent trop importants, ou bien de se détruire par un claquage si on atteint (en direct ou en inverse) la tension d'avalanche.

Dans un même ordre d'idée, une croissance trop rapide de cette tension provoquera, au travers des capacités présentées par les différentes jonctions (surtout la jonction bloquée du milieu), un courant capacitif dans la commande qui peut déclencher intempestivement le composant (effet du  $\frac{dv}{dt}$ ). Un court circuit de gâchette (l'électrode de cathode touche en partie la gâchette sur la puce en silicium) peut dériver une partie de ce courant capacitif et augmente ainsi le  $\frac{dv}{dt}$  admissible, il augmente aussi le seuil du courant de gâchette nécessaire au déclenchement.

Le segment du diagramme qui suit l'axe des courants, est lui aussi limité pour éviter un échauffement trop important du fait des pertes joules, ce courant maximum est nettement supérieur au courant que le composant peut supporter en continu (une des différences importantes entre transistors et thyristors, est la valeur de ce rapport du courant de pointe sur le courant moyen qui peut être de 10 à 15 pour un thyristor, et ne dépasse pas 2 à 3 pour un MOS de puissance).

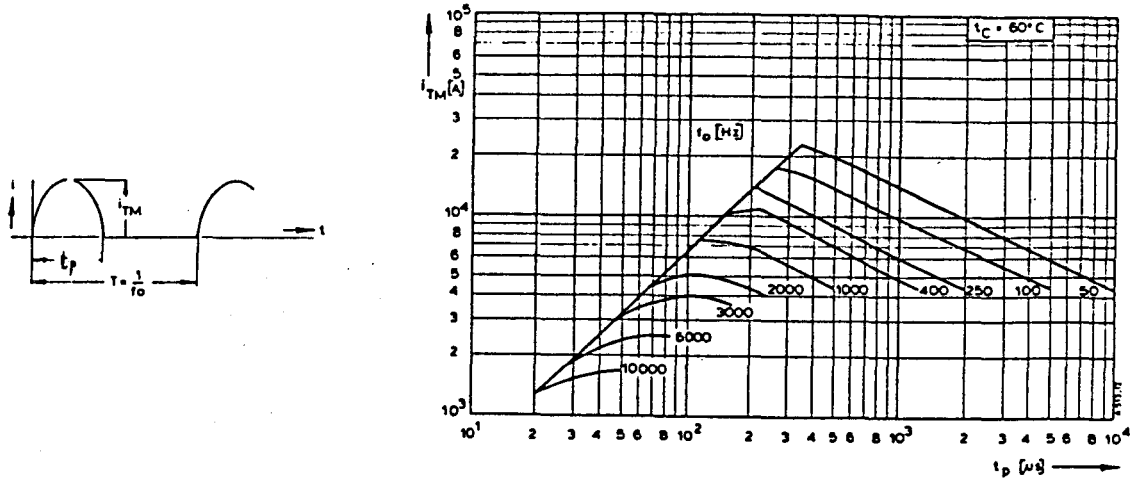
Pour des courants très brefs enfin, on peut supposer un échauffement quasiment adiabatique. Si on assimile alors la tension directe à l'état passant à une chute de tension résistive (proportionnelle à I), on voit que l'énergie dissipée dans le silicium, et donc l'élévation de température sont proportionnels à  $\int i^2 dt$  qui devient alors une limite essentielle à ne pas dépasser.

Une autre limitation très importante est liée à la croissance du courant direct, immédiatement après le passage de l'état bloqué à l'état passant du thyristor. La capacité de mise en conduction croît à une vitesse finie à partir de l'instant d'amorçage. La zone conductrice qui entoure la gâchette, s'étend progressivement à partir de celle-ci, limitant ainsi la surface utile du silicium et donc le courant admissible. Une gâchette fortement "interdigitée" permettra, à vitesse de progression de la zone conductrice donnée (0,1 mm/ $\mu$ s environ pour le silicium : fig. 50) d'augmenter le  $\frac{di}{dt}$  admissible. On notera aussi qu'il existe toujours un courant applicable immédiatement après l'amorçage, mais celui-ci est très faible devant les courants de pointe qui nous intéressent.



Amorçage d'un thyristor et extention de la zone conductrice  
fig. 50

La figure suivante (fig. 51), donnée à titre d'exemple donne le courant maximum pour une forme d'impulsion de courant donnée (demi-période de sinusoïde) mais avec différentes durées d'impulsions. Ces courbes, paramétrées par la fréquence de répétition des impulsions, sont fournies par un constructeur (AEG).



**Courant maximal autorisé (pour des impulsions répétées)**

**fig. 51**

On observe pour les durées très courtes une limitation par le  $\frac{di}{dt}$ , le courant maximum atteint sans dépasser la limite du composant est proportionnel à la durée (pente 1).

Au contraire pour les impulsions longues et un faible taux de répétition c'est l'intégrale  $\int i^2 dt$  qui devient importante et le courant est inversement proportionnel à la racine carrée de la durée (pente - 1/2).

Le temps de turn-off enfin qui est d'ordinaire une caractéristique si essentielle n'a dans notre cas qu'une importance relative. En effet, dans le montage A ou C chaque thyristor est polarisé en inverse après son extinction il ne risque donc absolument pas d'amorçage spontané. De même, pour les structures D et E où la tension aux bornes du thyristor ne retrouve le sens direct qu'après un temps assez long (plusieurs fois la 1/2 période du courant fort donc au moins 200  $\mu s$ ).

Le montage B enfin, subit une tension directe exactement 1/2 période après l'extinction, le temps de turn-off qu'on ne doit alors pas dépasser correspond à celui d'un thyristor de type rapide relativement moyen ( $t_q \approx 40 \mu s$ ).

### II.2.3.2. Nécessité d'une association série/parallèle

Pour notre générateur nous connaissons déjà le courant et la tension crêtes qui valent respectivement  $I_{\max} = 30 \text{ kA}$  et  $U_{\max} = 3 \text{ kV}$ , il nous reste à estimer les valeurs du  $\frac{di}{dt}$  après amorçage et celle de  $\int i^2 dt$ .

Pour les décharges qui nous intéressent : des sinusoïdes amorties de pulsation  $\omega$  et de constante de temps  $\tau$ , on peut donner la valeur de la charge sur les armatures du condensateur. En notation complexe, elle est de la forme :

$$\underline{q(t)} = Q_0 e^{(j\omega - \frac{1}{\tau}) t}$$

Le courant sortant du condensateur vaudra :

$$\underline{i(t)} = - \frac{d q(t)}{d t} = \left(\frac{1}{\tau} - j\omega\right) Q_0 e^{(j\omega - \frac{1}{\tau}) t}$$

Dans toutes les décharges observées jusqu'à présent, l'amortissement reste inférieur ou égal à  $\epsilon$  au bout d'une période complète c'est à dire que :

$$\text{pour } \omega t = 2\pi \quad \text{on a : } \frac{t}{\tau} \leq 1$$

$$\text{d'où } \omega \tau \geq 2\pi, \quad \text{ou encore } \frac{1}{\tau} \leq \frac{\omega}{2\pi}$$

on peut alors faire le développement limité suivant :

$$\left| \frac{1}{\tau} - j\omega \right| = \left| j\omega \left( 1 - \frac{1}{j\omega\tau} \right) \right| \cong \omega \left( 1 + \frac{1}{2\omega^2\tau^2} \right) \cong \omega \quad (\text{à } 1,5\% \text{ près})$$

on a donc :

$$\underline{i(t)} \cong -j\omega Q_0 e^{(j\omega - \frac{1}{\tau}) t}$$

et le courant crête sera toujours inférieur (à cause de l'amortissement) à :

$$I_{\max} < Q_0 \omega \quad (\text{ici } Q_0 \omega = C V_0 \omega = 31,5 \text{ kA})$$

Une deuxième dérivation, pour connaître la pente du courant nous donne :

$$\frac{di(t)}{dt} \equiv -\left(\frac{1}{\tau} - j\omega\right)^2 Q_0 e^{(j\omega - \frac{1}{\tau})t}$$

et la même simplification que ci-dessus nous donne :

$$\frac{di(t)}{dt} \equiv \omega^2 Q_0 e^{(j\omega - \frac{1}{\tau})t}$$

Cette fois le maximum apparaît bien pour  $t = 0$  donc juste après l'amorçage, quand le thyristor est vulnérable à une trop grande pente du courant. Ceci est normal puisque c'est l'inductance, qui limite le  $\frac{di}{dt}$  et qu'elle présente alors à ses bornes une tension maximum.

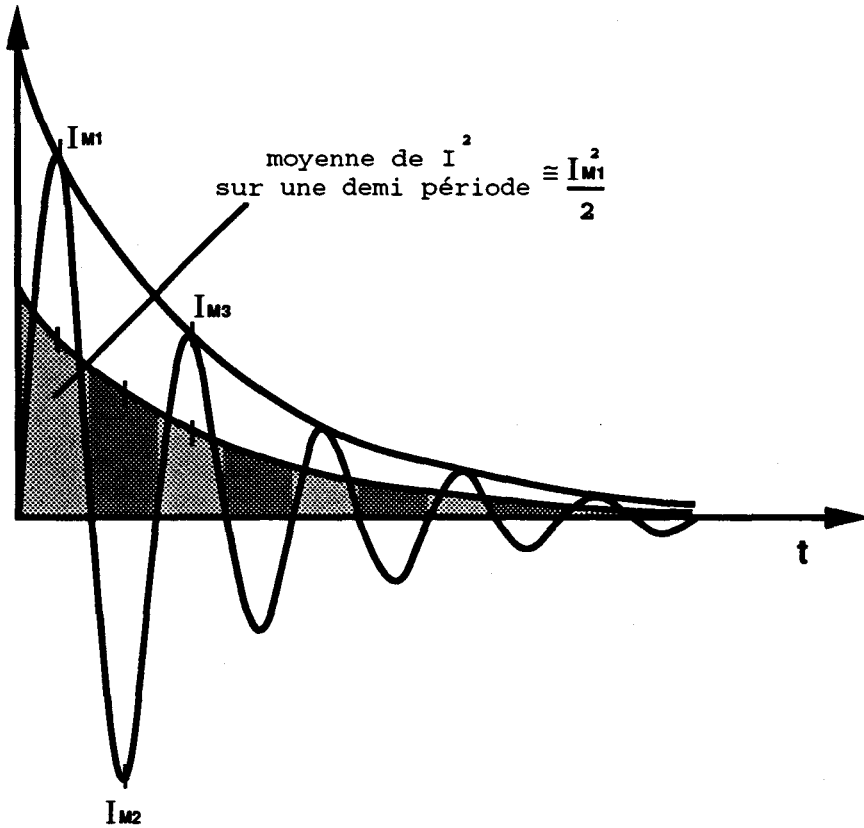
On peut d'ailleurs retrouver le  $\frac{di}{dt}$  maximum en considérant simplement la tension  $U_0$  aux bornes de l'inductance  $L$  :

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{\max} = \frac{U_0}{L} = \frac{CU_0}{LC} \equiv \omega^2 Q_0$$

Contrairement au courant lui même, cette forte valeur de la pente n'est pas diminuée lorsque l'amortissement augmente. (Dans notre exemple, elle vaudra 2400 A/ $\mu$ s pour la pleine charge (3000V) et la pulsation choisie (75 000 rad/s).

Enfin, le calcul de l'intégrale  $\int i^2 dt$  peut être simplifié si l'on considère que l'exponentielle réelle (l'amortissement) varie beaucoup moins vite que la sinusoïde décrite par le courant (fig. 52).





Calcul de  $\int i^2 dt$

fig. 52

$$\int_0^{\infty} i^2 dt = \int_0^{\infty} I_{\max}^2 \sin^2(\omega t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt \cong \frac{I_{\max}^2}{2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} dt = I_{\max}^2 \frac{\tau}{4}$$

En fait la contrainte en  $\int i^2 dt$  que subit le thyristor ne provient que des alternances positives du courant et vaut environ la moitié du résultat ci-dessous, soit :

$$\int_0^{\infty} i_{Th}^2 dt \cong I_{\max}^2 \frac{\tau}{8},$$

ceci dans le cas d'une décharge sinusoïdale amortie complète. Si au contraire on ne laisse passer qu'une demi-période ( $T/2$ ) de la sinusoïde on aura environ :

$$\int_0^{\infty} i_{Th}^2 dt \cong I_{\max}^2 \frac{T}{4}$$

Avec une valeur assez défavorable, soit  $400 \mu s$ , pour  $\tau$ , on trouve la valeur maximum :

$$\int_0^{\infty} i_{Th}^2 dt \cong 45 \text{ kA}^2 \text{s}$$

Finalement, on constate que le courant maximum peut très bien être supporté par un seul très "gros" thyristor, la valeur de  $\int_0^{\infty} i_{Th}^2 dt$  est alors très inférieure à la limite autorisée (qui correspond en pratique à peu près au passage du courant maximum  $I_{TSM}$  en une impulsion sinusoïdale de 10 ms).

La pente du courant admissible, par contre, qui varie peu avec la taille du composant pour une technologie donnée, est toujours très inférieure à notre  $\left(\frac{di}{dt}\right)_{max}$ .

La tension maximum  $U_0$ , enfin, est elle aussi plus grande d'un facteur 2 ou 3, que les tensions autorisées pour les thyristors.

Les GTO, de nouveau, peuvent sembler intéressants pour leurs fortes tensions admissibles (parfois supérieures à  $U_0$ ) et leur gâchette fortement interdiguée autorisant un assez fort " $\frac{di}{dt}$ ".

Mais le choix, parmi le grand nombre de combinaisons possibles, d'une association de plusieurs thyristors en série et parallèle pour augmenter le  $\frac{di}{dt}$  et la tension admissibles, permet d'utiliser des thyristors rapides, de petite taille ( $I_{T(AV)} = 240A$ ) et s'avère économiquement intéressante.

Ce choix nous permet, surtout, de moduler à loisir le courant et la tension admissibles par l'interrupteur. Il rend en particulier possible la réalisation d'un plus gros interrupteur pour un générateur plus puissant, en nous donnant l'expérience nécessaire pour résoudre les problèmes de mises en parallèle ou en série, d'équilibrage statique et dynamique, de commande, de montage mécanique etc.

Les thyristors choisis pour notre prototype supportent une tension de 1600V et sont groupés par mise en série de 2 fois 8 composants en parallèle.

Un " $\frac{di}{dt}$ " de 320 A/ $\mu$ s en régime permanent et un "courant maximum" de 4750A conduisant à des valeurs proches de celles calculées précédemment :

$$8 \times 320 \text{ A}/\mu\text{s} = 2560 \text{ A}/\mu\text{s} \approx \left(\frac{di}{dt}\right)_{max}$$
$$8 \times 4750 \text{ A} = 38 \text{ kA} \approx I_{max}$$

La valeur autorisée de 800 A / $\mu$ s par thyristor en régime non répétitif nous donne une marge de sécurité suffisante.

Enfin la valeur de  $\int i^2 dt$  pour un seul composant atteint déjà  $70 \text{ kA}^2 \text{ s}$  et dépasse donc la contrainte totale subie par l'ensemble des 8 thyristors.

Le temps de turn-off est de  $30 \mu\text{s}$ , il ne limite les interrupteurs B et C qu'au delà d'une fréquence de  $16 \text{ kHz}$  environ, ce qui est nettement suffisant, et il n'influe pas, comme nous l'avons expliqué, sur le fonctionnement des autres types d'interrupteurs proposés (A, D, et E).

Le thyristor retenu a des caractéristiques relativement "standard".

La valeur  $320 / 800 \text{ A}/\mu\text{s}$ , très répandue pour des thyristors "rapides", la tension et le courant habituellement supportés par des composants de cette taille, et surtout le boîtier normalisé "hockey-puk" ou "press-pack" (T0 200 AB) nous permettent de remplacer facilement tout composant manquant par un équivalent.

La solution consistant à associer des composants en série et parallèle peut amener des difficultés éventuelles. Les essais pouvant être destructifs, et donc coûteux, nous avons tenté une simulation par un modèle de circuit équivalent (PSPICE).

Les résultats de cette simulation, présentée en annexe G, sont peu convaincants.

Ceci est lié au modèle retenu. Nous avons conclu que seule l'utilisation des équations de transport pourrait donner des résultats satisfaisants.

Les travaux correspondants sont complexes et débordent largement du cadre de cette thèse. Nous nous sommes inquiétés de l'avancement de la recherche dans ce domaine auprès de Z. KHATIR de l'INRETS qui a étudié l'ouverture du GTO [22].

### II.2.3.3. L'assemblage mécanique et électrique

Pour des raisons évoquées plus haut avec avons retenu d'atteindre le pouvoir élevé de commutation désiré ( $U, I, (\frac{di}{dt})_{\text{max}}$ ) en "additionnant" les caractéristiques des  $2 \times 8$  composants utilisés.

La question importante est alors de savoir si on a bien une addition des performances individuelles.

Ceci a lieu pour l'intensité si le courant est le même dans chaque composant, la contrainte par composant se trouve alors bien divisée par 8, il en est aussi, bien sûr, de même pour  $\frac{di}{dt}$ .

Si la tension totale est répartie de telle sorte que tous les composants aient la même tension à leurs bornes, alors cette contrainte sera aussi divisée par 2 ainsi d'ailleurs que le  $\frac{dv}{dt}$ .

Après le complet amorçage la répartition du courant entre les différents thyristors est liée en fait à la caractéristique  $u(i)$  de chacune des branches contenant un composant. La méthode utilisée normalement est de modifier cette caractéristique pour qu'elle soit la même dans chaque branche, on y ajoute ainsi une impédance (résistive ou inductive) en série avec chaque composant. Si cette impédance est nettement plus forte que celle du composant isolé, on voit que la dispersion sur celui-ci ne modifiera plus beaucoup la répartition du courant.

Dans notre générateur de magnétoformage l'ajout d'inductances ou de résistances extérieures semble assez difficile (nécessité de câblages les plus courts possibles, problèmes de connexion, de tenue thermique et mécanique de ces éléments), il entraînerait de plus un accroissement néfaste de l'inductance parasite.

Surtout, une estimation rapide montre que les simples inductances parasites d'un câblage, même optimisé, sont nettement suffisantes, à nos fréquences, pour jouer un rôle important, dans la répartition du courant.

Par exemple, une simple inductance de liaison de 80 nH, donnera déjà, parcourue par 1/8 du courant dans la bobine de charge de 1  $\mu$ H, une tension atteignant 1/100 de celle du condensateur ; soit : 30V, à comparer aux 6V qui peuvent apparaître aux bornes du thyristor. On voit, par cet exemple que la répartition des courants impose une égalisation précise des inductances de connexion. La solution la plus simple est alors d'utiliser une disposition symétrique.

Nos 8 thyristors sont en effet régulièrement répartis selon un cercle, ils sont pris en "sandwich" entre deux disques en aluminium et le courant, arrivant par le centre d'un disque se répartit radialement pour traverser les composants puis converge de nouveau radialement par le second disque (fig. 53).

Pour assurer la tenue en tension, il faut en réalité deux "couches" de thyristors en série et un anneau d'aluminium, usiné pour accueillir des composants, qui s'intercale entre les deux disques (fig.54).

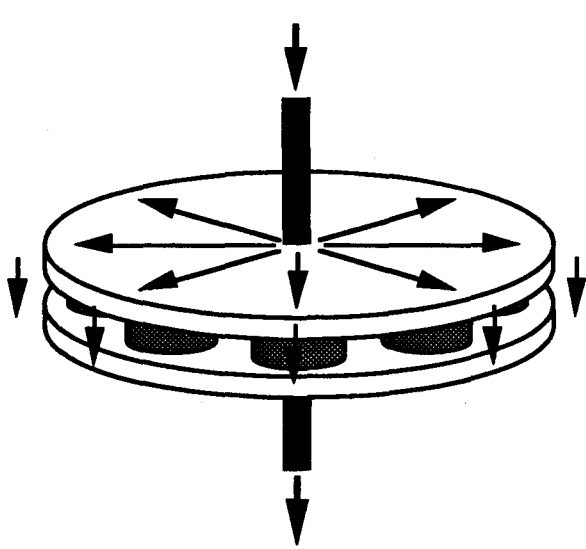


fig. 53

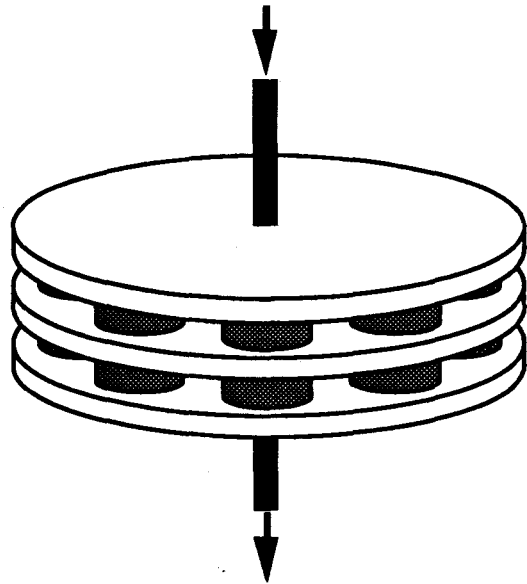
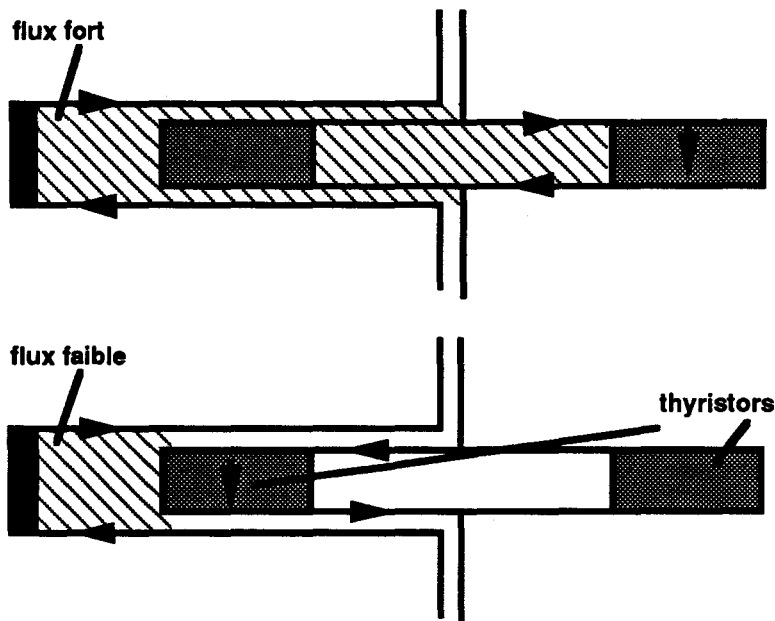


fig. 54

Si on cherche l'inductance d'une branche de l'interrupteur on constate qu'elle dépend très fortement du chemin de retour du courant. En effet, si on suppose par exemple que le fil de retour du courant passe d'un côté du disque et très près d'un des thyristors (fig. 55), on voit que l'inductance totale de la boucle incluant ce thyristor est plus faible que l'inductance de la boucle incluant le thyristor opposé. La répartition du courant est alors fortement compromise.



Effet d'un mauvais emplacement du fil de retour du courant

fig. 55

La solution passe une nouvelle fois par la répartition symétrique du courant de retour, celui-ci passe dans des tiges conductrices réparties sur le pourtour des disques, donc parallèlement au courant des thyristors (fig. 56).

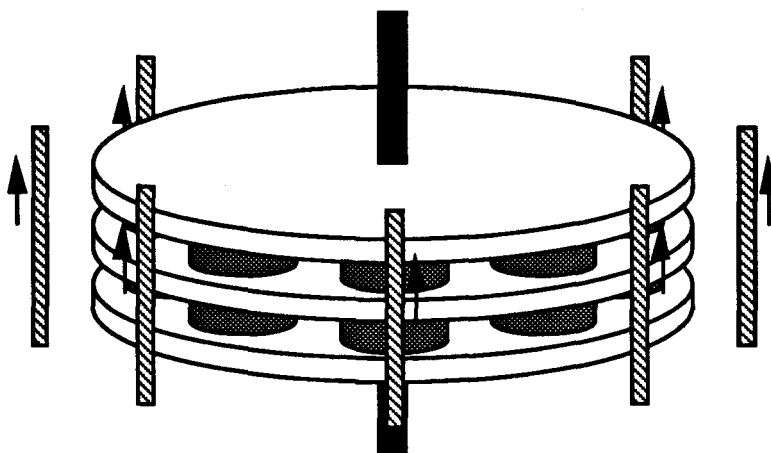
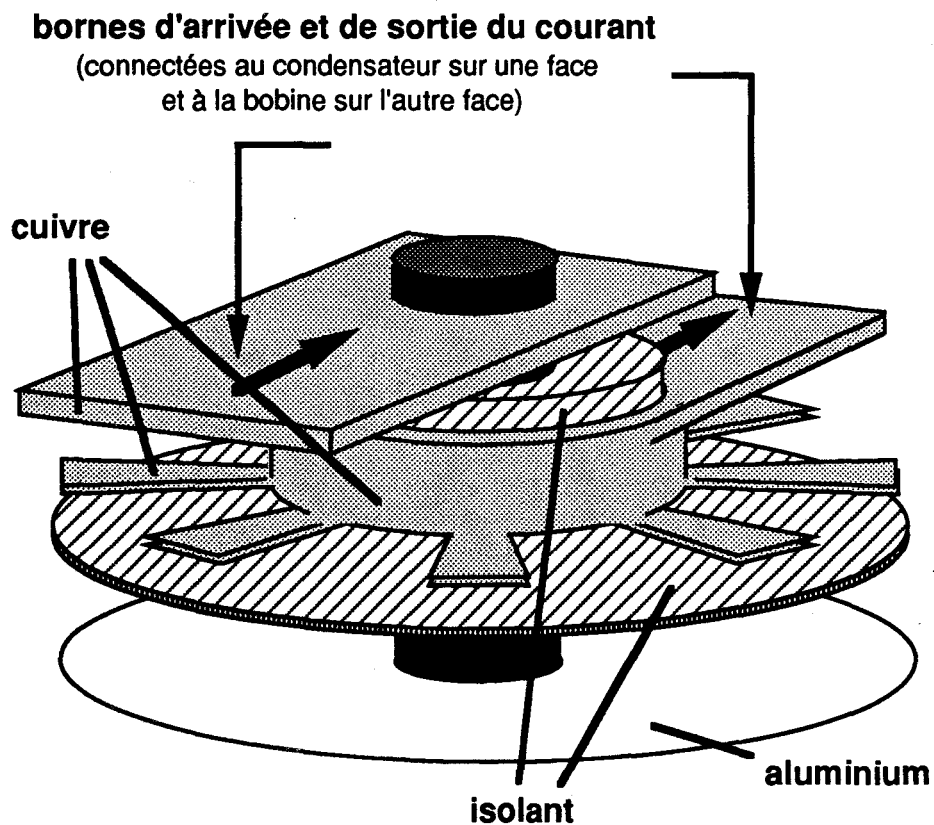


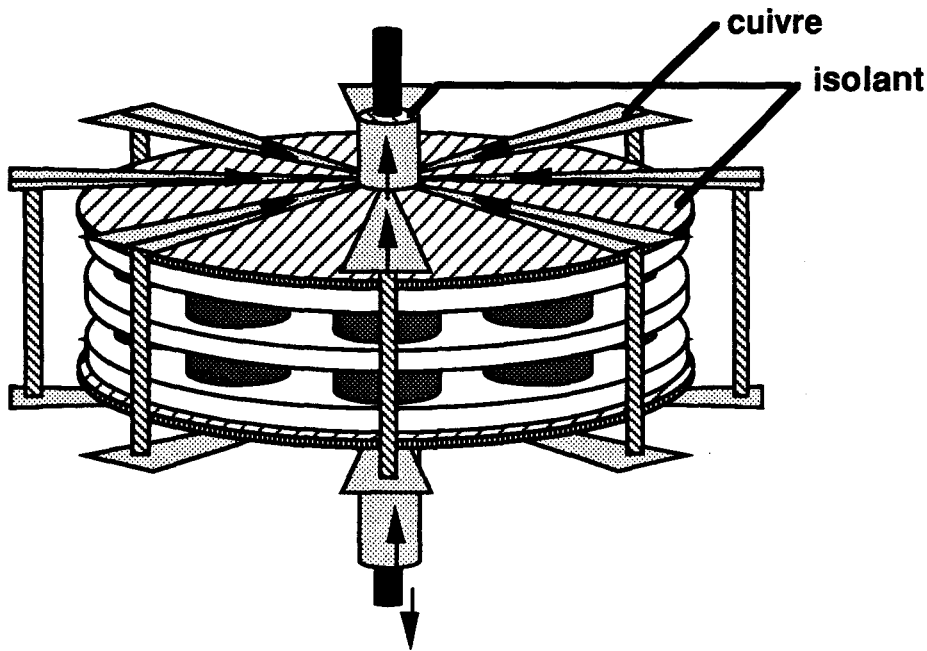
fig. 56

La distribution et le retour du courant dans les différentes tiges se font radialement (par deux "étoiles" de cuivre parallèles aux disques) qui aboutissent sur la périphérie des arrivées de courant aux disques (fig. 57a et 57 b).



Une borne de connection (centre de la galette d'aluminium)

fig. 57a



**L'interrupteur complet**  
**fig. 57b**

La réalisation pratique de l'assemblage a nécessité l'usinage précis des disques d'aluminium, ils comportent des encoches pour déterminer l'emplacement de chaque composant, les fonds d'encoches devant présenter un très bon état de surface et être tous coplanaires (réalisation à la fraiseuse numérique) pour assurer une bonne qualité et une simultanéité de tous les contacts. Nous avons néanmoins du ajouter des rondelles de cuivre écrasables dans chaque encoche pour assurer un contact optimum.

Le problème du refroidissement ne se pose pas puisque nous travaillons en "mono-coup" avec des fréquences de récurrence faibles ( $\approx 1$  par minute). Pourtant, étant donné les grandes forces de serrage nécessaires (36 000 N en tout) nous avons utilisé des disques épais pour leur rigidité.

Le fort serrage assez précis ( $\pm 10\%$ ) du "sandwich" est assuré par 16 tiges filetées régulièrement réparties sur le pourtour des disques, elles sont serrées à la clef dynamométrique pour répartir les efforts sur les composants. Ces tiges traversent les disques, elles sont donc isolées par des bagues en téflon pour éviter tout court-circuit. Elles peuvent nous servir directement pour faire passer le courant de retour.

Les "étoiles" en cuivre, enfin, sont simplement réalisées par soudage des branches sur un petit tube (extérieur du coaxial), la tôle des branches est assez épaisse (1mm) pour éviter toute déformation sous l'effet des forces de Laplace que nos forts courants développent.

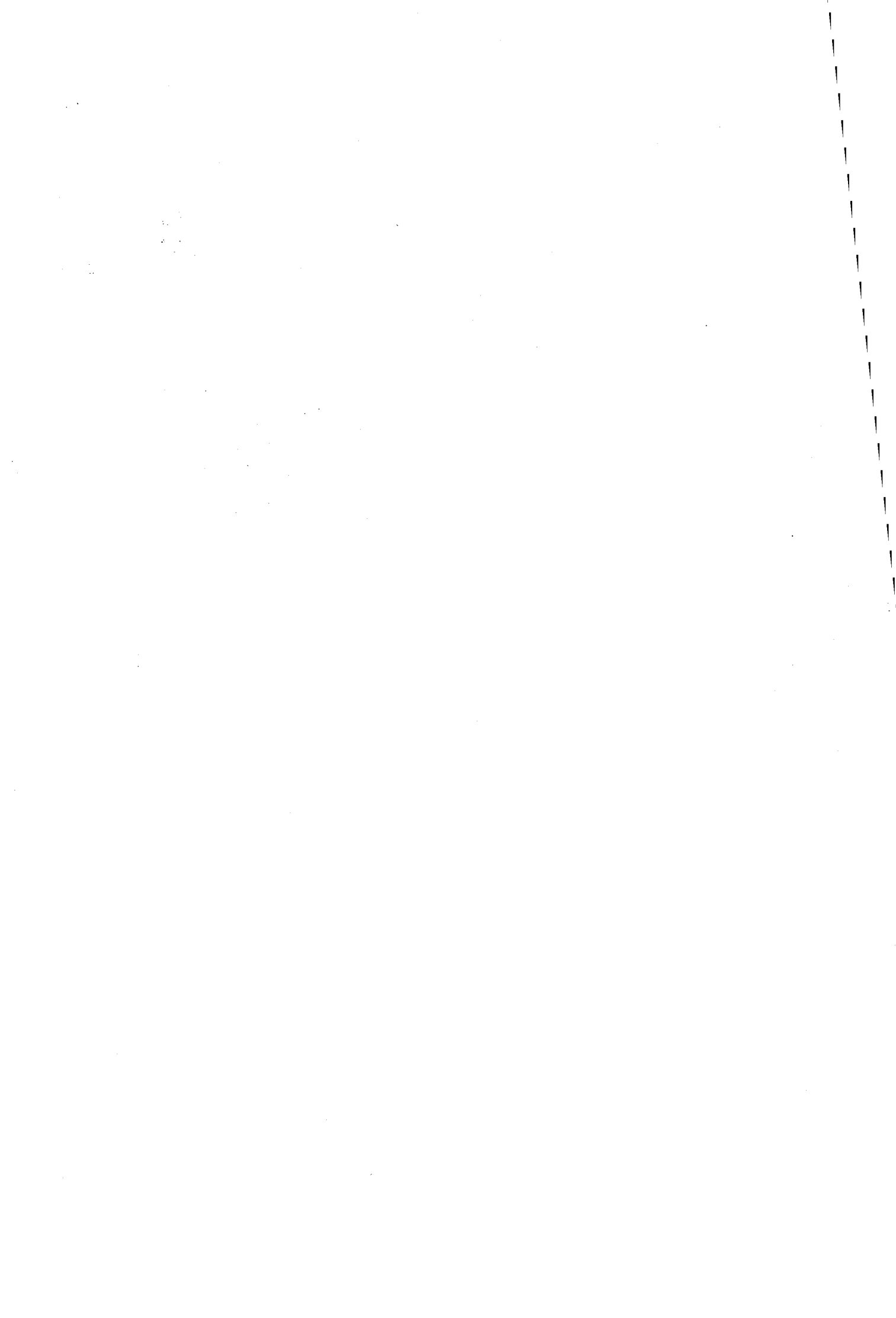
## CONCLUSION DU CHAPITRE II

Les objectifs de cadence élevée et de bonne efficacité, que nous nous sommes fixés, ont permis un choix complet des structures électronique, électrique et mécanique (cablage) ainsi que des composants du générateur.

Les éléments de conclusion du chapitre précédent ont conduit à un choix plus rigoureux, principalement de la structure électronique du générateur.



## **CHAPITRE III**



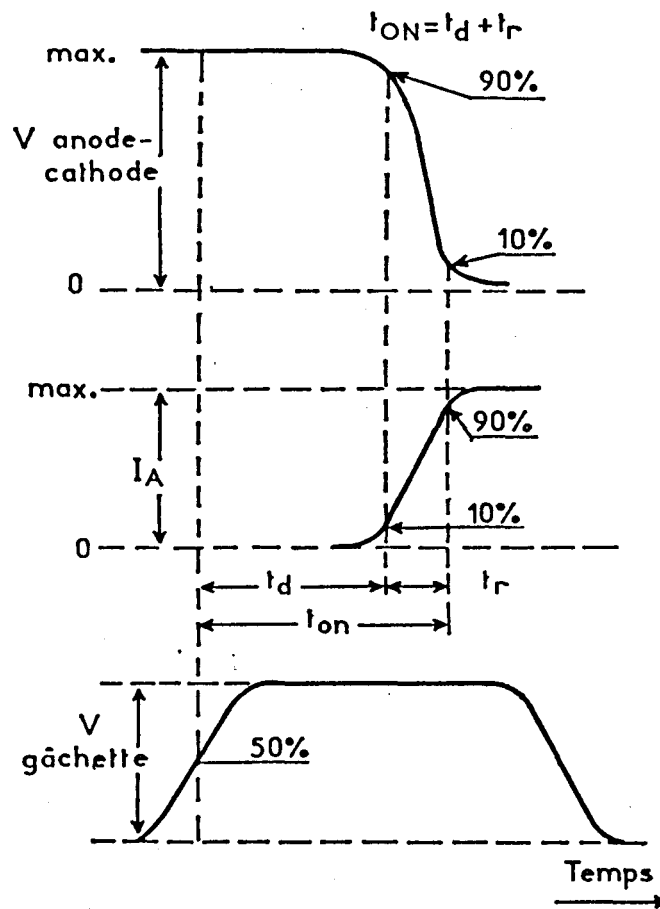
## CONDUITE EXPERIMENTALE POUR L'OPTIMISATION DU FONCTIONNEMENT

Dans le chapitre précédent nous avons juste abordé le problème de la répartition des contraintes en tension et courant des composants. Nous devons encore, bien sûr, préciser l'influence et les valeurs des impédances de connexion, décrire la méthode d'équilibrage des tensions, discuter du dispositif d'amorçage par les gâchettes, contrôler l'influence des états transitoires (liés aux commutations) sur la répartition etc, tout ceci devant être conduit en relation directe avec l'expérience.

### III. 1. EQUILIBRAGE DYNAMIQUE, GENERALITES

Si tous les composants commutent rigoureusement simultanément, l'équilibrage statique consistant à rendre identiques les caractéristiques  $u(i)$  de chaque branche et composant (à l'état ouvert et à l'état fermé), suffirait en regard des transitoires. Malheureusement une simultanété parfaite est impossible à obtenir et comme les caractéristiques  $u(i)$  sont très différentes entre les états "passant" et "bloqué", on peut s'attendre à une mauvaise répartition durant les transitoires. Comme de plus les puissances reçues par les composants sont alors très élevées nous risquons de rencontrer des problèmes liées à la dynamique ( $di/dt$ ).

On peut songer à compenser par la commande les différences de valeur des temps de délais,  $t_d$ , des composants, mais, même si toutes les transitions (ouvert  $\rightarrow$  fermé) ont lieu au même instant, elles peuvent encore différer entre elles par les temps de chute de la tension ( $t_f$ ) heureusement très courts (voir fig. 58). D'autre part, on ne pourra pas compenser les différences de temps à l'ouverture, spontanée, mais retardée par le temps de recouvrement (charges stockées dans les jonctions). Un problème supplémentaire est le comportement du dispositif d'équilibrage statique (inductances de connexion et résistances de polarisation) qui devra rester opérationnel en dynamique.



Les durées des différents retards à l'amorçage

fig. 58

De manière assez simplifiée on voit que de simples décalages temporels entre les amorçages conduiront aux effets suivants :

- Si un "bloc" de thyristors en parallèle s'amorce avant l'autre la tension se reporte entièrement sur les composants les plus lents, il y a surtension et destruction possible. De même à la réouverture, le bloc ayant le temps de recouvrement le plus court subit une pointe de tension élevée.

- Si un thyristor s'amorce avant ses homologues d'un même bloc, il devra supporter le courant total (encore relativement faible :  $i_0$ ) mais aussi le gradient de courant  $\frac{di}{dt}$  de toute la charge (trois fois trop fort). Dans ce cas, et si on suppose que l'impédance d'une branche est essentiellement inductive, le courant dans le thyristor le plus rapide passera de  $i_0$  à  $I_{max} + i_0$  alors que le courant dans les autres composants passera de 0 à  $I_{max}$  (les  $\Delta I$

sont égaux dans toutes les branches amorcées), il y a donc également une légère surintensité dans ce composant (fig. 59).

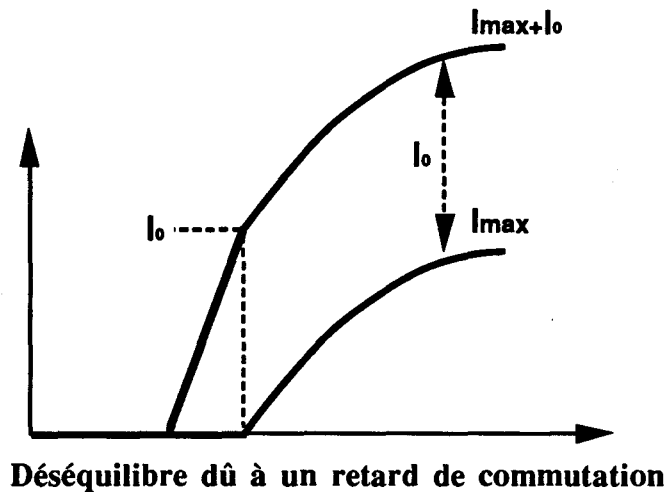


fig. 59

Si on prend des hypothèses un peu moins simplistes, on peut se demander si l'interaction entre les branches de courant peut modifier le comportement des composants, surtout en changeant les instants d'amorçage par rapport au cas du composant isolé, en empêchant même éventuellement cet amorçage. On peut aussi imaginer la situation plus complexe où la présence de nombreux composants modifie les caractéristiques  $u(i)$  du thyristor, en créant des états intermédiaires (thyristor à "moitié" amorcé par exemple). Le composant n'est plus alors modélisable par les deux caractéristiques simples correspondant aux états "fermé" et "ouvert".

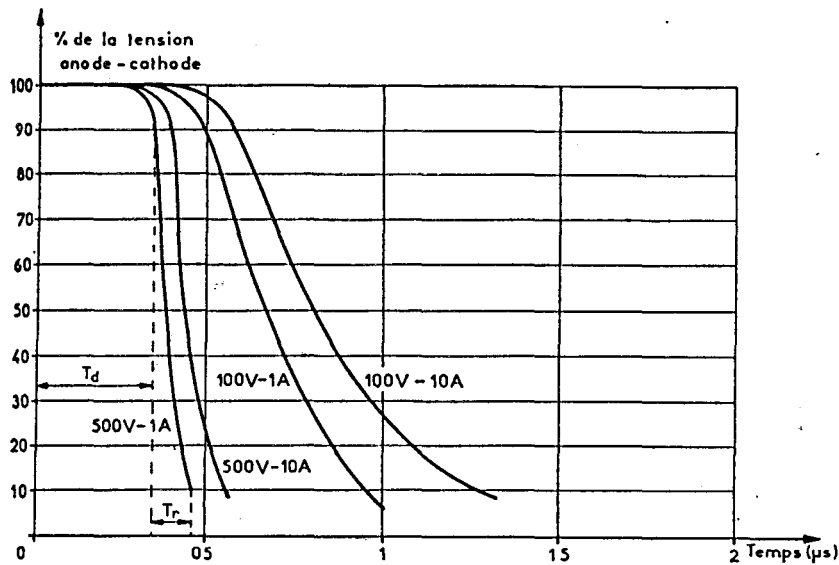
La modification des instants d'amorçage est assez évidente.

En effet, dans le cas de la mise en série il est clair que l'apparition brusque d'une tension double sur le composant le plus lent, va "aider" son amorçage, surtout par effet " $\frac{dv}{dt}$ " mais aussi par dépassement de la tension de "repliement" de la caractéristique.

Dans le cas de la mise en parallèle, c'est le contraire, la réduction de la tension aux bornes du composant le plus lent, à une valeur très faible (tension de conduction des autres thyristors) ne peut que "désensibiliser" le composant, et peut être aussi augmenter son temps de délai, "étalant" ainsi les instants d'amorçage.

L'interaction est donc plutôt bénéfique en série et défavorable en parallèle.

On peut néanmoins remarquer que, autant une augmentation d'une tension déjà proche du maximum peut aider fortement l'amorçage (jusqu'à le provoquer), autant la diminution de cette tension jusqu'à une trentaine de volts (due aux inductances de connexion) laisse une sensibilité de gâchette limite suffisante (fig. 60).

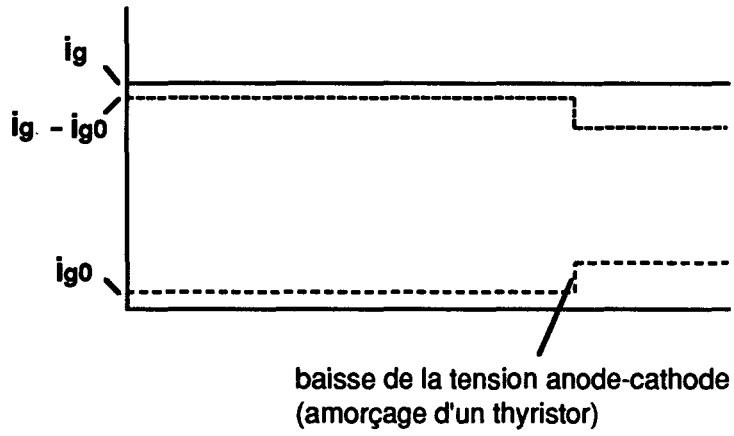


Exemple de temps de délai et de chute pour des caractéristiques de décharge variées

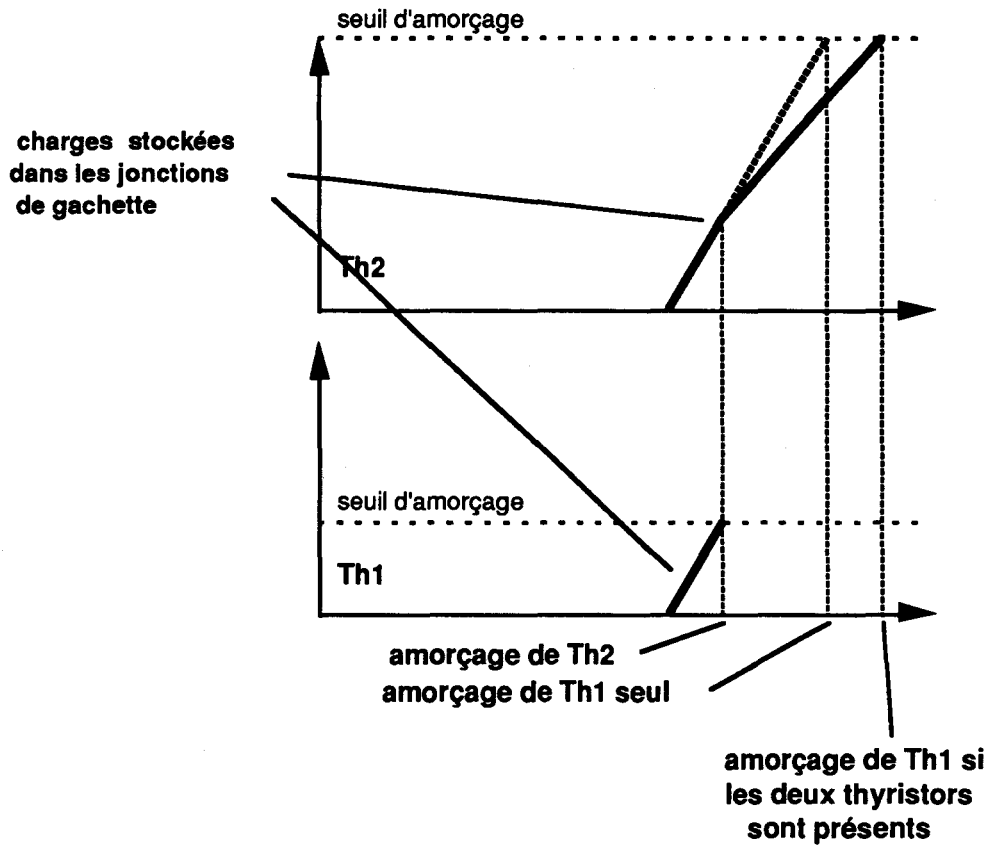
fig. 60

On remarquera aussi que lorsque le courant de gâchette est beaucoup plus élevé que le courant minimum d'amorçage  $I_{g0}$ , une augmentation de ce courant minimum (consécutif à l'amorçage du thyristor le plus rapide), modifie assez peu le reste du courant  $I_g - I_{g0}$  (fig. 61).

Or, schématiquement, c'est ce courant qui conditionne le retard à l'amorçage  $t_d$ , par l'effet capacitif présenté par les jonctions du thyristor. De surcroît les différences relatives  $\frac{\Delta t_d}{t_d}$  entre composants restent faibles, on peut donc supposer que lorsque le premier amorçage survient, les thyristors ont tous presque atteint le déclenchement et les  $t_d$ , ne peuvent presque plus être modifiés (fig. 62).



Les différents courants qui agissent sur le temps de délai  
fig. 61



Action d'un amorçage précoce sur les autres temps de délai  
fig. 62

### III.2. FACTEURS DE SECURITE

Il peut paraître assez surprenant que notre interrupteur fonctionne normalement avec des tensions et courants très proches des limites absolues des composants, la marge de sécurité est presque nulle, alors qu'elle est souvent portée à 50 % ou 100 % dans d'autres montages.

Les raisons d'un tel choix sont les suivantes :

\* Tout d'abord il est clair que la durée de la décharge, s'inscrit largement dans le domaine de temps des phénomènes transitoires, la cadence des tirs nous situe, elle, dans le domaine dit : "non-répétitif", avec des contraintes énergétiques et thermiques faibles.

\* Le circuit de décharge, très simple, est un circuit oscillant dont le courant et la tension sont déterminés par un condensateur presque parfait et la bobine (inductance et résistance parfaites). Ces deux composants forment une source de tension et une source de courant, ils sont donc compatibles et limitent naturellement les caractéristiques de la décharge.

\* Les commutations sont commandées à la fermeture et spontanées à l'ouverture, elles ont donc bien lieu au "zéro" de courant, lorsque la puissance transite dans le circuit est nulle.

\* L'énergie contenue dans le circuit limite les contraintes. En effet, il est clair que le courant maximum à travers le circuit ne peut pas dépasser :

$$I_{\max} = \sqrt{\frac{2W}{L}} \quad W : \text{énergie maximum dans le circuit}$$

L : inductance de la bobine

et comme le circuit est isolé après le début de la décharge, W est égal à l'énergie initiale du condensateur  $W_C$ .

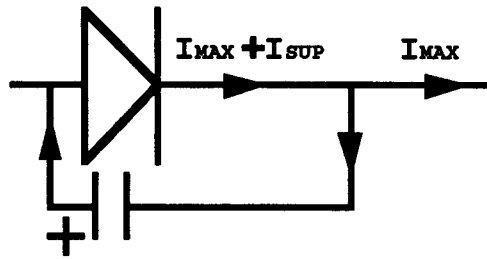
La valeur ainsi obtenue est bien sur la même que le courant crête désiré (soit  $I_{\max} = 30000A$  dans notre cas).

Les contraintes réellement subies par l'interrupteur peuvent néanmoins être augmentées, surtout pendant les transitoires.

Le courant circulant dans les composants peut être majoré s'il existe des composants parasites en parallèle avec les thyristors (fig. 63). Les jonctions des thyristors les plus



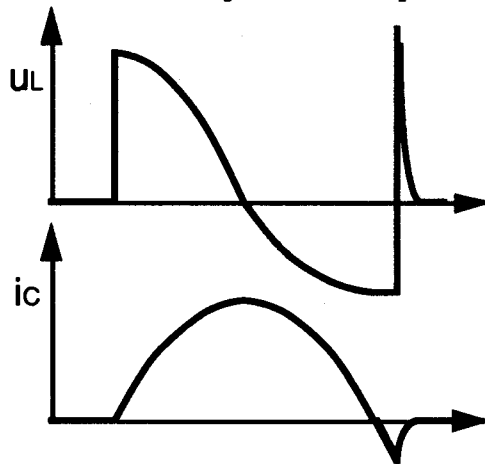
lents, les circuits annexes de protection, créeront, par leur effet capacitif, des surintensités à la fermeture, seulement limitées par leur faible énergie et les inductances de liaisons.



Courant supplémentaire dû aux capacités parasites

fig. 63

La tension aux bornes de l'interrupteur est aussi majorée lorsqu'il existe une tension en série avec le condensateur et que le composant est bloqué. Cela arrive si les thyristors ne s'ouvrent pas au zéro de courant mais seulement après avoir atteint un courant négatif de recouvrement, l'arrêt brusque du courant de recouvrement peut alors créer une très forte surtension inductive dans la bobine, qu'il faudra impérativement amortir (fig. 64).



Courant et tension de recouvrement

fig. 64



### III.3. EQUILIBRAGE DU COURANT, INDUCTANCES DE LIAISONS

#### III.3.1. Inductances et mutuelles de liaisons

Si comme nous l'avons vu au paragraphe II.2.3.3. (fig. 55), la disposition des courants de retour peut influencer fortement sur la répartition des courants dans les thyristors, cette influence provient en fait de la mutuelle inductance qui existe entre toutes les branches de courant, les flux créés par les courant dans les tiges étant "vu" par chaque branche contenant un thyristor

Il existe aussi, bien sur, des mutuelles entre tous les couples de tiges de retour du courant ainsi que pour les couples de thyristors.

Au total avec  $m$  thyristors et  $n$  tiges de retour on modélisera les inductances des liaisons de l'interrupteur par un tableau carré de  $(m + n) \times (m + n)$  mutuelles inductances, les éléments diagonaux de ce tableau étant les auto-inductances de chaque branche. Pour modéliser complètement la connectique il faudra ajouter une composante résistive dans chaque branche, ce qui pour une fréquence donnée n'ajoute qu'une composante imaginaire à chaque terme diagonal du tableau précédent (en remarquant que  $R + jL\omega = j\omega(L - \frac{R}{\omega}j)$  ).

L'interrupteur sera alors pleinement décrit si on ajoute le "dipole" thyristor dans chaque "branche aller" avec par exemple une source de tension (tension de seuil) et une résistance (pente de la caractéristique), sans oublier bien entendu, les décalages des instants d'amorçage entre composants.

Enfin, les capacités parasites n'auront qu'une faible influence tant qu'on ne s'intéresse qu' à l'état passant, une capacité entre circuit de retour et circuit d'aller du courant étant estimée à 500 pF ne donnera sous 3000V et une pulsation  $\omega = 10^5 \text{ rad s}^{-1}$ , que 150 mA, ce qui est effectivement négligeable.

##### III.3.1.1. Matrice des inductances mutuelles

Lorsque l'on cherche la matrice des couplages et des mutuelles inductances entre les différentes branches de courant, on constate qu'elle atteint une complexité considérable, et qu'elle n'est même pas complètement définie (annexe R).

Son utilisation est néanmoins envisageable avec de gros moyen de calcul et de mesure pour simuler les déséquilibres entre composants.

Nous avons tout de même pu résoudre un cas simplifié avec seulement deux thyristors et quatre tiges.

Nous avons ainsi montré que le câblage de l'interrupteur (si il est équilibré) présente une impédance globale vis à vis du courant total qui le traverse. Cette inductance peut être calculée, et pour un cas idéalisé nous trouvons :

$$L=2,96 \text{ nH}$$

D'autre part, dans un cas déséquilibré, tout se passe comme si une inductance, connectant les deux thyristors, limitait les écarts de courants. Cette inductance vaut:

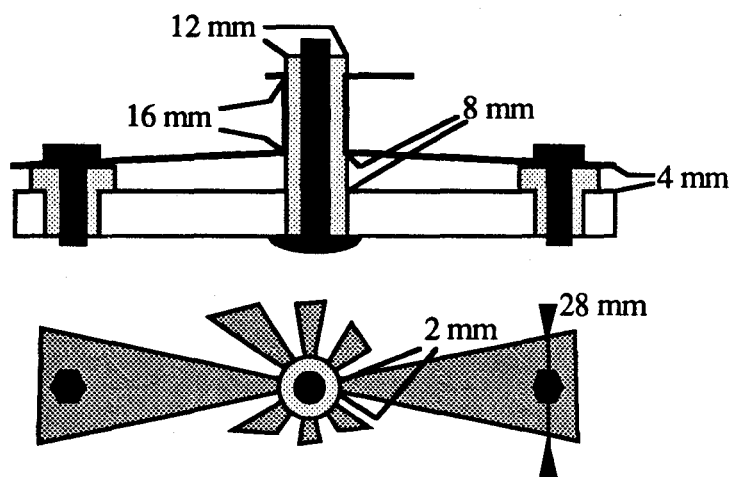
$$L'=9,5 \text{ nH}$$

### III.3.1.2. Inductance totale de l'interrupteur

Dans un cas équilibré on peut ne pas prendre en compte le problème de la répartition des courants, seul intervient le courant total  $I$  pour lequel l'interrupteur présente une impédance simple,  $Z_T$ . On peut facilement mesurer cette impédance, et si on admet un courant  $I/8$  dans chaque thyristor et  $I/16$  dans chaque tige, on peut aisément estimer la valeur de  $Z_T$ .

#### III.3.1.2.1. Estimation de l'inductance

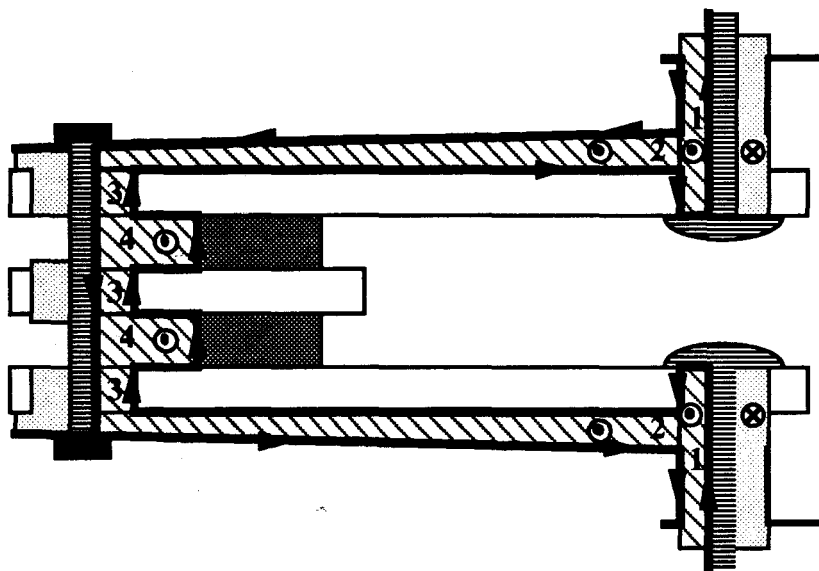
Avant de calculer les champs créés par les courants, nous devons préciser quelques dimensions (celles des "étoiles" de cuivre qui assurent le retour du courant), ceci est fait dans la figure suivante :



Dimensions des étoiles de cuivre

fig. 65

Les autres dimensions (celles des galettes d'aluminium) sont fournies en annexe H avec le plan d'usinage, l'épaisseur des galettes est de 24 mm et l'écart entre elles vaut 12 mm. Sur la figure suivante on représente le flux entre une tige et le thyristor le plus proche.



coupe de l'interrupteur avec les zones où s'étend le flux  
fig. 66

On a aussi représenté les courants, qui circulent naturellement en surface (effet de peau) et le plus près possible des courants opposés (pour minimiser le flux).

Le flux magnétique ainsi représenté peut être divisé en 4 parties dont le calcul est plus facile (voir fig. 66).

- les zones 1 correspondent aux entrées et sorties de l'interrupteur, ce sont de simples morceaux de coaxial (sans oublier l'espace vide au centre des galettes qui entoure la tige d'arrivée du courant).

- les zones 2 sont formées par l'espace plat entre galette et branche de l'étoile de cuivre

- les zones 3 se situent aux passages des "tiges" au travers des galettes d'aluminium, ce sont aussi des coaxiaux.

- les zones 4 enfin, sont délimitées par les tiges, les thyristors et les faces des galettes.

Le flux emprisonné dans un coaxial de longueur  $l$ , de rayons (extérieur et intérieur)  $b$  et  $a$  et parcouru par un courant  $i$  est donné par la formule bien connue :

$$\phi = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot l \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) \cdot i$$

\* On trouve ici pour chacune des zones 1 :

$$\phi_1 = \frac{4\pi}{2\pi} \cdot 10^{-7} \cdot (16 + 8 + 24) \cdot 10^{-3} \cdot \ln\left(\frac{6}{3}\right) \cdot I$$

soit pour toutes les zones 1 une inductance  $L_1$  :

$$L_1 = 13,3 \text{ nH}$$

\* Les zones 3 sont des coaxiaux parcourues par un courant  $\frac{I}{16}$ , elles contribuent au flux total par :

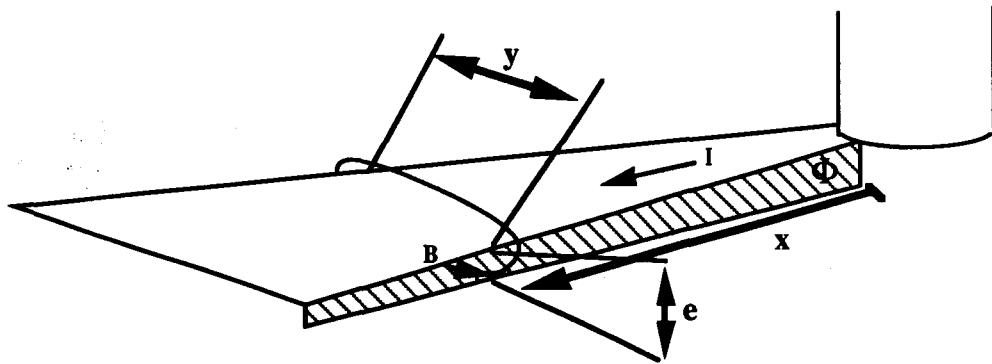
$$\phi_3 = 2 \cdot 10^{-7} \cdot 3 \cdot 24 \cdot 10^{-3} \cdot \ln\left(\frac{6}{3}\right) \cdot \frac{I}{16}$$

l'inductance correspondante vaut :

$$L_3 = \frac{\phi_3}{I} = 0,6 \text{ nH}$$

\* Pour les zones 2 si on suppose que pour une distance donnée par rapport au centre de l'interrupteur, le champ reste constant dans l'intervalle étoile-galette et nul à l'extérieur, on peut trouver sa valeur par le théorème d'Ampère :

$$B \cdot y = \mu_0 \frac{I}{16} \quad (y \text{ est la largeur de la branche de cuivre au point considéré}) \quad (\text{fig. 67})$$



Flux sous une "branche" d'étoile et dimensions associées  
fig. 67

En notant  $x$  la distance par rapport au coaxial (d'entrée ou de sortie) on a en 1ère approximation :

$$y \cong 2.10^{-3} + 0,19.x$$

La hauteur  $e$  sur laquelle le champ s'étend vaut environ :

$$e \cong 8.10^{-3} - 0,029.x$$

On peut maintenant déterminer le flux par intégration :

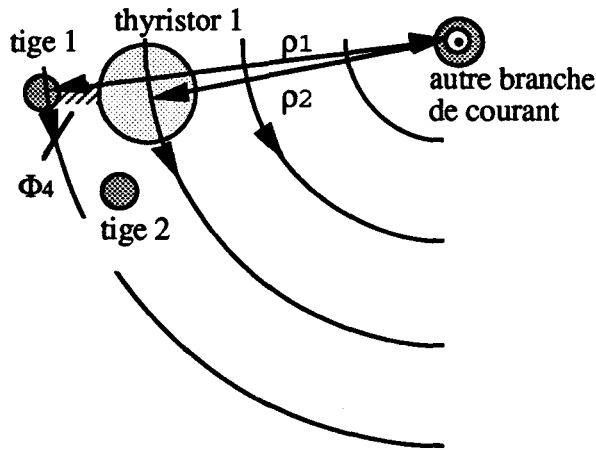
$$\phi_2 \cong \int_{x=0}^{x=0,138} \frac{\mu_0 I}{16} \cdot \frac{8.10^{-3} - 0,029.x}{2.10^{-3} + 0,19.x} . dx$$

Par suite, on trouve une inductance  $L_2$  pour l'ensemble des 2 faces qui vaut :

$$L_2 = 2 \cdot \frac{\phi_2}{I} \cong 14,8 \text{ nH}$$

\* Le flux dans les zones 4 peut-être calculé de la même façon que dans le paragraphe III.3.1.1.1.

Chaque branche de courant agit selon les distances qui la séparent du thyristor et de la tige qui entourent la zone 4, plus précisément selon le logarithme du rapport de ces distances.



$$\phi = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot I \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$$

flux créé par une tige ou par un thyristor

fig. 68

Il est assez évident que la tige 1 et la thyristor qui entourent la zone 4 auront la plus grande influence, la tige 2 intervenant plus "légèrement" (voir fig. 68).

On trouve alors pour le flux :

$$\phi'_4 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot \left[ \frac{I}{16} \cdot \left[ \ln\left(\frac{39,2}{3}\right) + \ln\left(\frac{39,2}{56,6}\right) \right] + \frac{I}{8} \ln\left(\frac{39,2}{10}\right) \right]$$

et l'inductance correspondante vaut :

$$L'_4 = 1,48 \text{ nH}$$

En calculant les 20 distances possibles entre branches, puis les 24 termes de  $\phi_4$ , on trouve que  $L_4$  vaut en réalité :

$$L_4 = 1,68 \text{ nH}$$

soit une influence totale négligeable des autres branches.

L'inductance totale présentée par l'interrupteur est simplement la somme de  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  et  $L_4$ , soit :

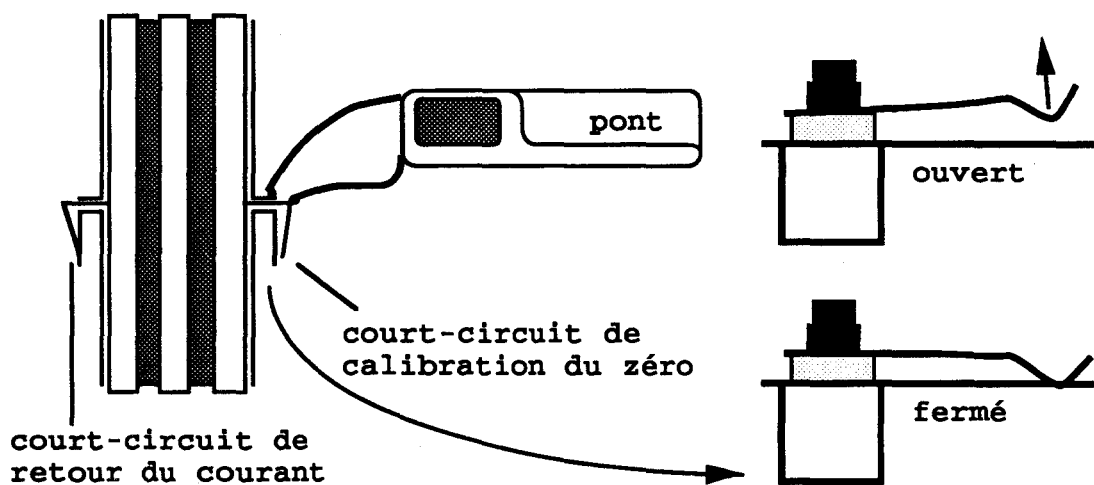
$$L_T = 30 \text{ nH}$$

L'impédance totale de l'interrupteur sera donc composée de cette inductance, de la tension de seuil et d'un huitième de la résistance série d'un thyristor.

### III.3.1.2.2. Mesure d'inductance, termes supplémentaires

La mesure d'inductances de si faibles valeurs est assez difficile, principalement parce que les bornes extérieures d'un pont de mesure présentent des inductances de liaison qui ne sont plus négligeables. Il existe heureusement des systèmes de calibration automatique du "zéro", où une mise en court-circuit des pinces de mesure (par l'opérateur) permet de déterminer et de tenir compte de ces parasites.

Le fil qui met les pinces en court-circuit peut présenter lui-même une certaine inductance c'est pourquoi nous ajoutons à l'autre extrémité de l'interrupteur un court-circuit qui a exactement la même forme (donc la même inductance) que le court-circuit éventuel servant à la calibration (voir fig. 69). Les deux courts-circuits sont fait par des lames élastiques en cuivre, dont la zone de contact est relativement large.



Mesure d'inductance

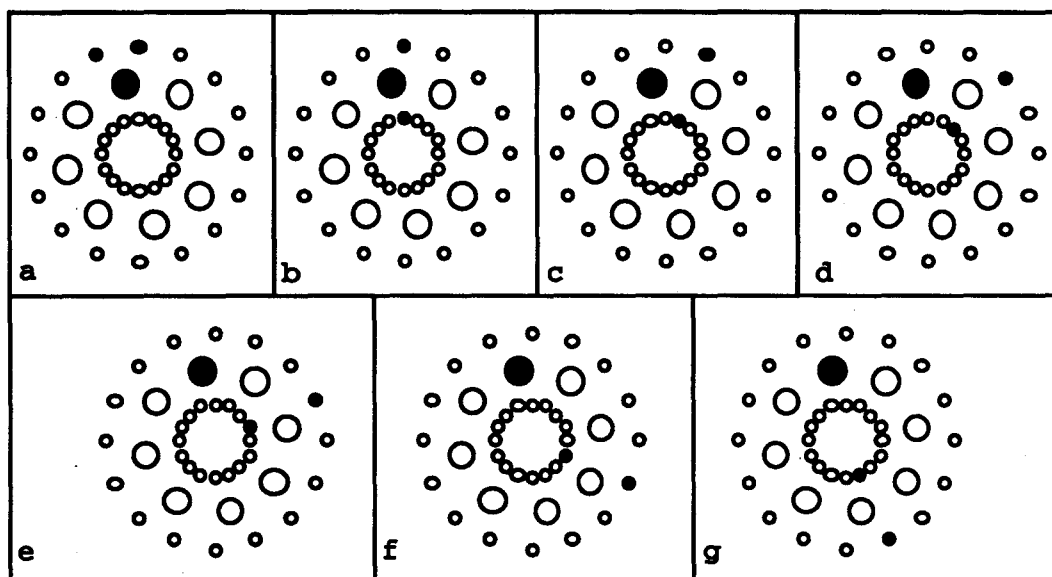
fig. 69

Pour ne mesurer que l'impédance des connexions nous remplaçons les thyristors par des cylindres d'aluminium de même diamètre.

Pour des raisons pratiques (nombre limité de cylindres d'aluminium, difficulté d'assurer leur contact, résolution du pont de mesure) nous n'avons mesuré les inductances de l'interrupteur qu'avec 2 thyristors en série, et ceci pour différents emplacements des tiges de retour du courant.

Dans la figure suivante nous donnons les 7 configurations (thyristor - tige de retour) testées :





Disposition des thyristors et des tiges utilisées pour les mesures  
fig. 70

et les inductances correspondantes valent (pour  $f = 10 \text{ kHz}$ ) :

$L_a = 293 \text{ nH}$	$L_e = 333 \text{ nH}$
$L_b = 314 \text{ nH}$	$L_f = 334 \text{ nH}$
$L_c = 317 \text{ nH}$	$L_g = 334 \text{ nH}$
$L_d = 331 \text{ nH}$	

Pour des mesures relativement longues comme celle-ci, le pont peut subir une dérive assez importante de  $\pm 10 \text{ nH}$ , on en limite l'effet en faisant des moyennes de plusieurs mesures, mais les résultats restent imprécis.

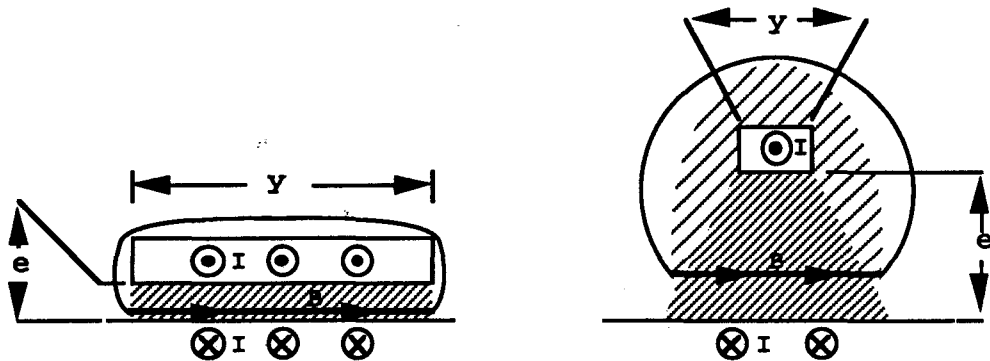
On constate néanmoins, l'influence réelle du positionnement des tiges de retour, qui favorisent effectivement le thyristor le plus proche.

Les valeurs trouvées sont par contre beaucoup plus fortes que ce qu'on pouvait prévoir.

En effet, si on reprend le calcul du paragraphe III.3.1.2.1. avec cette fois un seul thyristor et les deux tiges qui lui sont proches on ne modifie pas l'inductance  $L_1$ , par contre  $L_3$  est multiplié par 8, puisque chaque tige est parcourue par  $\frac{I}{2}$ . Il en est de même pour  $L_2$ .  $L_4$  se transforme en  $L_4 \times 8$  puisque les courants dans le thyristor et les 2 tiges sont 8 fois plus forts tandis que les autres courants sont nuls.

Notre calcul nous donne donc un total de  $L'_a = 148 \text{ nH}$ .

Pourtant, un examen attentif montre qu'on a déjà surestimé le flux dans la zone 2. En effet, au voisinage immédiat de la branche de cuivre (parcourue par  $\frac{I}{2}$ ), le champ vaut bien  $B = \frac{\mu_0 I}{2y}$ , ce qui fait que l'intégrale précédente est bien valable tant que  $e$  est très inférieur à  $y$ . Par contre, lorsque  $e$  augmente (jusqu'à 4 fois  $y$ ) les effets de bords apparaissent, le champ s'étend sur une largeur supérieure à  $y$ , et pour que sa circulation garde la même valeur,  $B$  diminue (fig. 71).



Surestimation du champ et du flux dans la zone 2

fig. 71

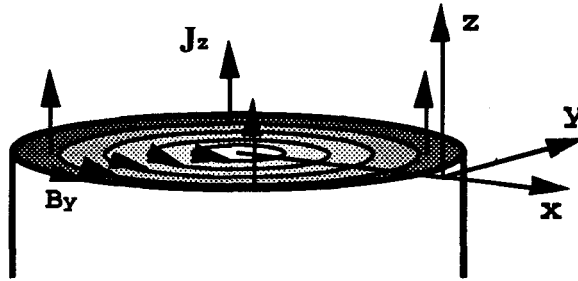
Or c'est la plus grande partie du flux qui est ainsi fortement diminuée et  $L_2$  doit être nettement plus faible que calculée précédemment.

Le flux supplémentaire est du, en fait à la présence du matériau ferromagnétique qui constitue les tiges d'acier. Celles-ci ne sont en contact qu'avec le bord des zones de flux, elles ne peuvent avoir d'influence que dans l'épaisseur de peau où il y a simultanément  $\mu_r > 1$  et présence du champ.

L'effet de peau dont il s'agit ici, n'est pas exactement le même que celui que nous avons décrit au chapitre I, puisque les courants sont axiaux et le champ tangentiel (fig. 72). Les équations d'électromagnétisme nous donnent alors :

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu j_z$$

$$\rho \frac{\partial j_z}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial t}$$



Effet de peau avec courant axial

fig. 72

La résolution des équations (en annexe I) donne des résultats semblables à ceux vus précédemment avec une épaisseur de peau  $\sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}}$ , l'inductance correspondante (complexe) vaut, pour une tige de longueur l et de rayon a :

$$\underline{L}_F = \frac{l}{2\pi a} (1 - i) \cdot \sqrt{\frac{\rho\mu}{2\omega}}$$

$L_F$  étant complexe, il y aura une partie résistive dans l'impédance  $Z_F$ , et bien que l'épaisseur de peau  $\sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}}$  soit très faible, si  $\mu$  est élevé  $L_F$  pourra être importante.

Nous avons mesuré au pont l'inductance présentée par une tige filetée de longueur 200 mm, on trouve pour différentes fréquences :

Fréquence de mesure (Hz)	INDUCTANCE (nH)	RESISTANCE (mΩ)
15700	245	11,0
10000	264	10,1
5000	345	6,9
1000	520	3,3
400	615	3,0

Mesures d'impédance d'une tige

fig. 73

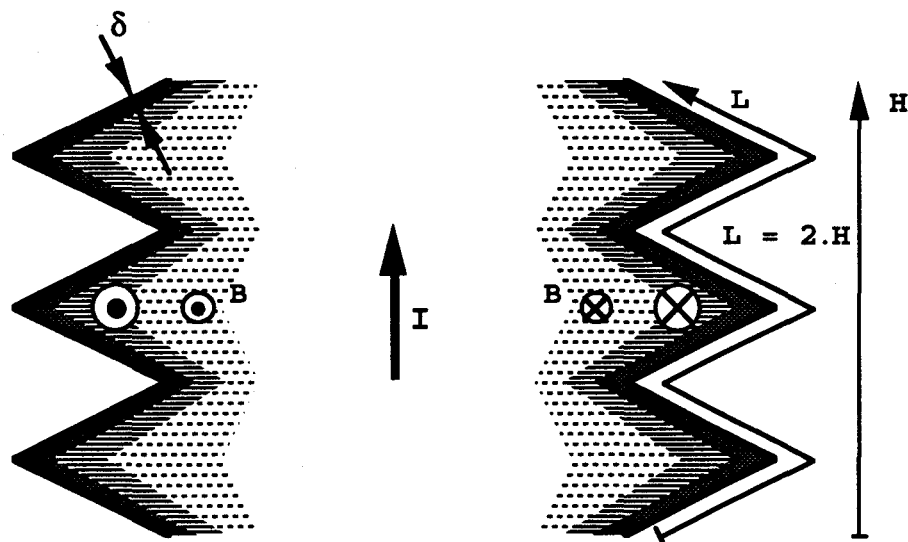
On constate une diminution de  $L_F$  avec la fréquence mais qui ne suit pas exactement  $\omega^{-1/2}$ . Ceci est certainement dû à la baisse de  $\mu$  lorsqu'on atteint des fréquences élevées, si de plus on ajoute que  $\mu$  peut avoir des valeurs complexes (dissipation, hystérésis...),

on explique les différences importantes entre les impédances résistives et inductives de  $L_F$ .

Nous ne connaissons pas la valeur de  $\mu_r$  pour l'acier utilisé, mais une mesure de la résistance de 10 cm de tige nous donne la résistivité  $\rho$  puis  $\mu_r$  à 15,7 kHz grâce aux mesures précédentes.

On a :  $R = 0,84 \text{ m}\Omega$  ,  $\rho = 20.10^{-8} \Omega.m$  ,  $\mu_r = 350$

En fait, comme l'épaisseur de peau est très faible ( $\approx 100 - 200 \mu\text{m}$ ) , le filetage multiplie presque par 2 la surface sur laquelle s'étend le flux (voir fig. 74) et  $\mu_r$  passe à 100 environ.



Surface où s'étend le flux dans une tige filetée

fig. 74

La valeur trouvée pour  $L_F$  permet de corriger assez bien nos estimations de  $L_T$ .  
En effet, pour le thyristor seul avec ses 2 tiges de retour on trouve :

$(24 + 8 + 16) \times 2 = 96 \text{ mm}$  de tiges parcourues par I et

$(24 + 12 + 24 + 12 + 24) = 96 \text{ mm}$  de tiges parcourues par I/2

On estime donc l'inductance totale  $L_a$  :

$$L_a = L'a + 188 \text{ nH} = 336 \text{ nH}$$

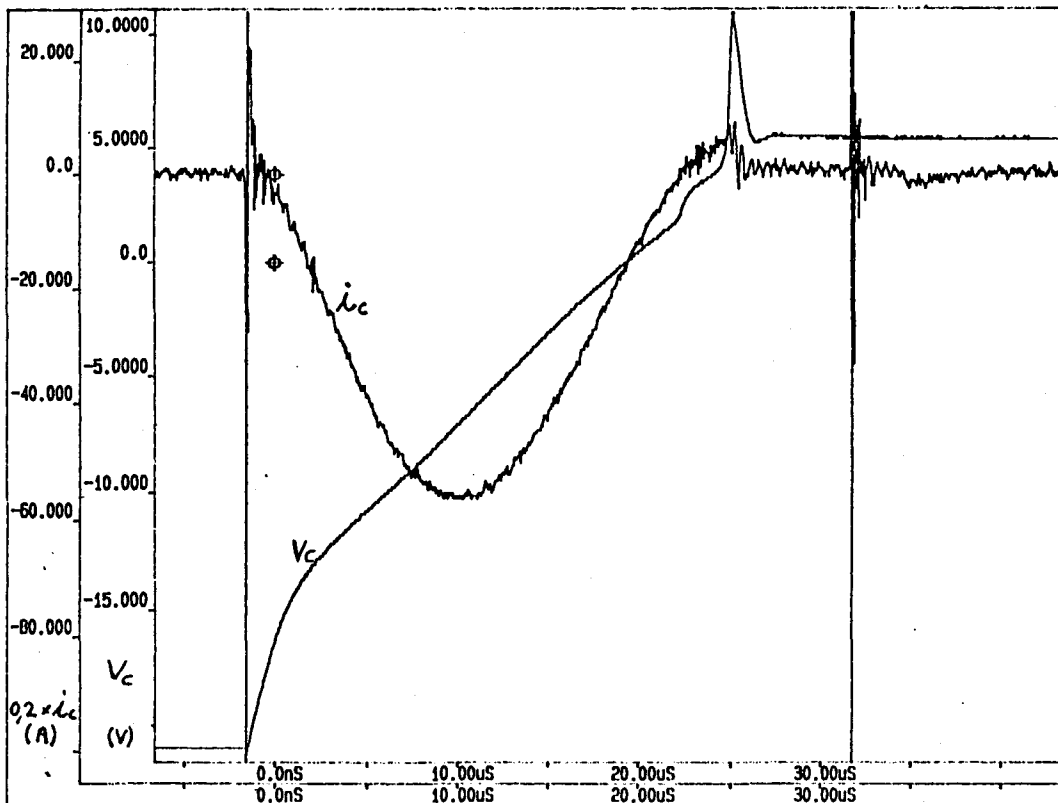
Elle est comme prévue légèrement supérieure à la valeur mesurée (surestimation de  $\Phi_2$ ).

Pour l'interrupteur complet, notre estimation donne, avec 96 mm de tige parcourus par I et 96 mm parcourus par I/16 :

$$L_T = 30 \text{ nH} + 133 \text{ nH} = 163 \text{ nH}$$

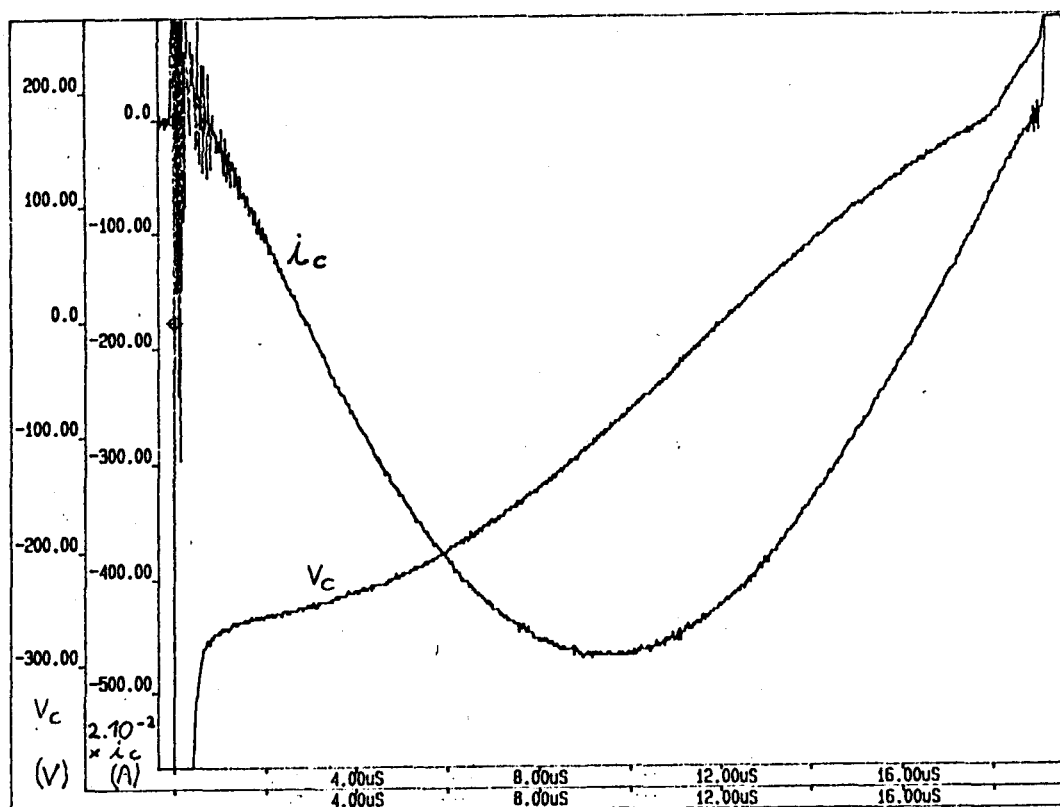
La mesure de l'inductance pour l'interrupteur complet est faite en court-circuitant la charge et en mesurant courant et tension de décharge coté condensateur.

Les deux courbes suivantes sont faites l'une avec très faible charge et l'autre avec charge presque maximum.



**Courant et tension du condensateur (bobine en court-circuit),  
courant faible**

**fig. 75**



Courant et tension du condensateur (bobine en court-circuit),  
courant fort

fig. 76

On constate en premier lieu que l'amplitude de la tension n'est pas proportionnelle au courant maximum, ceci est dû à la saturation du fer qui diminue  $\mu_r$  (et donc  $L_F$  et  $L_T$ ) lorsque le champ approche de 1T à 2T (soit pour  $I \approx 150 - 300$  A).

L'épaisseur de peau augmentant fortement lorsque  $\mu_r$  diminue ( $\times 10$ ), la saturation de la couche externe de la tige provoque un étalement du courant vers l'intérieur, des couches de plus en plus profondes sont ainsi saturées jusqu'à ce que l'épaisseur de peau normale pour  $\mu_r=1$  soit atteinte.

La saturation sera donc très progressive et n'est pas marquée par un "coude franc" sur nos courbes relevées.

L'impulsion de courant que nous produisons étant limitée dans le temps, on sait que la pulsation  $\omega$  n'est pas bien définie et donc  $L_F$  non plus !

Néanmoins, les courbes montrent bien une impédance principalement inductive, avec une légère composante résistive et une tension de seuil.

En prenant trois points pour les tensions et pour les courants, on peut calculer l'inductance, la résistance et la tension de seuil de l'interrupteur.

\* pour la courbe à fort niveau on trouve :

$L_T = 52 \text{ nH}$  ,  $R_T = 3,9 \text{ m}\Omega$  et  $V_0 = 6,9 \text{ V}$  et la courbe correspondante coïncide tout à fait bien avec les autres points n'ayant pas servi au calcul.

Il reste encore une différence notable entre  $L_T$  (52 nH) et l'inductance dans le cas où il n'y a pas de fer (30nH). En fait, même avec cette forte charge, les tiges périphériques ne sont pas parfaitement saturées pendant une bonne partie du temps, le courant dans ces tiges n'atteignant que 1600 A, soit environ 6 fois la valeur pour un début de saturation .

\* pour la courbe à faible niveau on trouve :

$L_T = 169 \text{ nH}$  ,  $R_T = 11,3 \text{ m}\Omega$  et  $V_0 = 3,7 \text{ V}$ . La courbe correspondante ne coïncide qu'approximativement avec les autres points et la valeur de  $L_T$  est relativement imprécise :

$$L_T = 160 \pm 30 \text{ nH}$$

Le courant maximum dans les tiges d'entrées vaut 285 A, on aura donc très peu de saturation.

On trouve une bonne concordance avec le calcul (163 nH) et cela même si on tient compte de la correction due aux fréquences différentes (22 kHz pour la mesure, 15,7 kHz pour le calcul).

Finalement, la présence de tiges en acier a plusieurs conséquences que voici :

\* l'inductance totale est fortement augmentée, mais comme il y a saturation pour les forts courants cela n'est pas gênant (le courant de court-circuit n'est que très peu modifié).

\* les tiges, de par leur saturation, peuvent remplacer ou s'ajouter à une bobine saturable pour limiter le  $\frac{di}{dt}$  à l'amorçage et protéger les composants.

\* l'impédance des tiges qui est relativement élevée rend la répartition du courant dans celles-ci peu sensible aux couplages avec les autres branches.

Dans le cas " 2 thyristors" décrit en III.3.1.1.1., par exemple le courant de déséquilibre dans les tiges ( $I_C$ ) deviendrait très faible, et l'inductance que l'interrupteur présente aux thyristors serait augmentée ( $3,135 \frac{\mu_0 h}{\pi}$  au lieu de  $1,97 \frac{\mu_0 h}{\pi}$ ).

Il en est de même avec 8 composants et le flux créé (et s'opposant) aux déséquilibres de courant n'est plus "court-circuité" et amoindri par les boucles entre tiges.

Pour ces mêmes raisons, l'éventuelle modélisation complète de l'interrupteur pourra être faite avec "seulement" 30 couplages et inductances entre les thyristors d'une même couche.

### III.3.2. Protection à l'amorçage

Comme nous l'avons vu précédemment une simultanéité correcte des montées du courant dans chaque thyristor est essentielle.

D'une part, parce que la nature inductive des liaisons entre composants peut conserver un écart initial des courants pendant relativement longtemps (quelques  $\mu\text{s}$ ), (voir fig. 59).

D'autre part et surtout, parce que les composants sont très vulnérables juste après amorçage et ne supportent pas une montée trop rapide du courant.

#### III.3.2.1. Limitations naturelles

Le parfait synchronisme n'étant pas possible, il faudra prévoir des éléments supplémentaires pour limiter les contraintes sur nos composants.

D'autre part, même sans éléments de protection, les contraintes sont limitées par un choix judicieux des composants.

Les temps de retard à l'amorçage ( $t_d$ ), s'échelonnent de 325 ns à 355 ns (voir III.6) avec une distribution correcte entre les deux "couches" de S.-C. . Ainsi le premier thyristor supporte la totalité du courant (amplitude  $I_{\text{max}}$ , pulsation  $\omega$ ) entre 325 ns et 355 ns, mais sera soumis à une sur-intensité,  $\Delta I$ , limitée à :

$$\Delta I = \omega \cdot I_{\text{max}} \cdot \Delta t_d = 70 \text{ A} \quad (\text{pour } I_{\text{max}} = 30 \text{ kA et } \omega = 75000 \text{ rad s}^{-1}).$$

La contrainte en  $\frac{di}{dt}$  peut être supportée si trois composants en parallèle conduisent dans chaque couche ( $(\frac{di}{dt})_{\text{total}} = 2250 \text{ A} / \mu\text{s}$ ) . Cela arrive à  $t = 340 \text{ ns}$ , il reste donc 15 ns pendant lesquelles la contrainte  $\frac{di}{dt}$  est dépassée, mais avec un courant n'atteignant que 10 A. Le temps de chute de la tension aux bornes d'un thyristor est difficilement mesurable, mais est certainement plus long que les 30 ns d'écart observables entre composants. La montée de courant dans les premiers thyristors se trouvera limitée en conséquence.



Ces contraintes sont certainement admissibles pour les composants choisis, mais, en l'absence de données précises du constructeur (courant maximum immédiatement après amorçage), et surtout pour garder une marge de sécurité suffisante (en cas de problème d'amorçage, par exemple), nous avons prévu une protection supplémentaire.

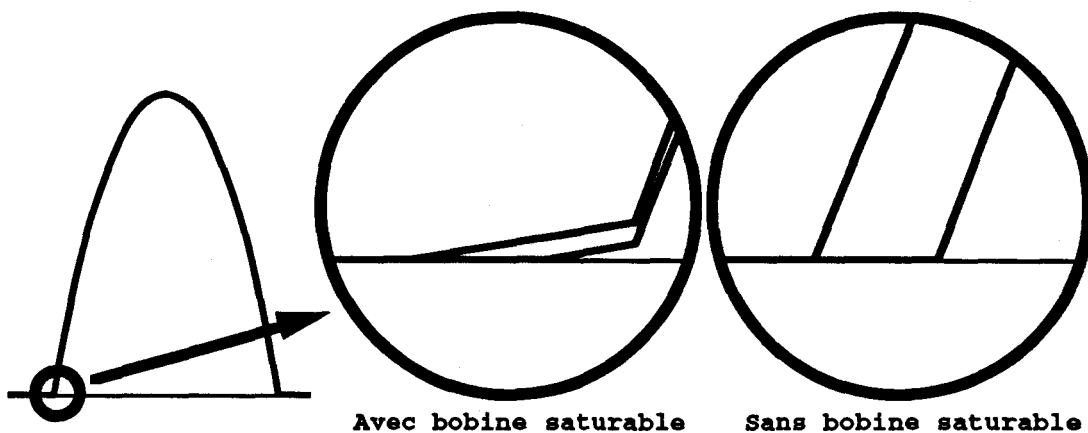
### III.3.2.2. Inductance saturable

Lorsque dans une structure d'électronique de puissance le courant juste après amorçage risque de dépasser la pente critique  $(\frac{di}{dt})_{max}$  (charge résistive par exemple), les fabricants de thyristors conseillent l'utilisation d'une bobine saturable.

Celle-ci, placée en série avec la charge, présente pour des flux faibles une forte inductance sur laquelle toute la tension de la charge se reporte. Puis, le courant augmentant, le fer atteint la saturation, et, même pour un courant de charge élevé, le flux varie peu et la tension aux bornes de cette inductance devient négligeable. Le courant augmente alors aussi rapidement que la charge le permet, mais comme la surface conductrice du silicium dans le thyristor a eu le temps de s'étendre (depuis l'amorçage), il n'y a plus de "points chauds" au voisinage de la gâchette et un courant élevé ne détruira plus le thyristor.

Dans notre cas, le retard de la montée du courant peut être exploité pour synchroniser nos thyristors.

La bobine sera calculée pour se saturer une fois que tous les thyristors seront amorcés. Une mauvaise répartition avant la saturation, ne concernera qu'un courant et une pente du courant assez faibles, et la montée du courant principal, juste après saturation, se fera simultanément dans les différents composants (puisqu'ils sont tous conducteurs), voir fig. 77.



courants dans deux thyristors non synchrones

fig. 77

Notre bobine doit pouvoir garder presque toute la tension du condensateur,  $U_0$ , (que nous supposons constante) à ses bornes durant un temps  $\tau$  de 30 nS environ. Le flux total  $\phi$  "vu" par l'ensemble de ses spires ne dépassera pas, au temps  $\tau$  :

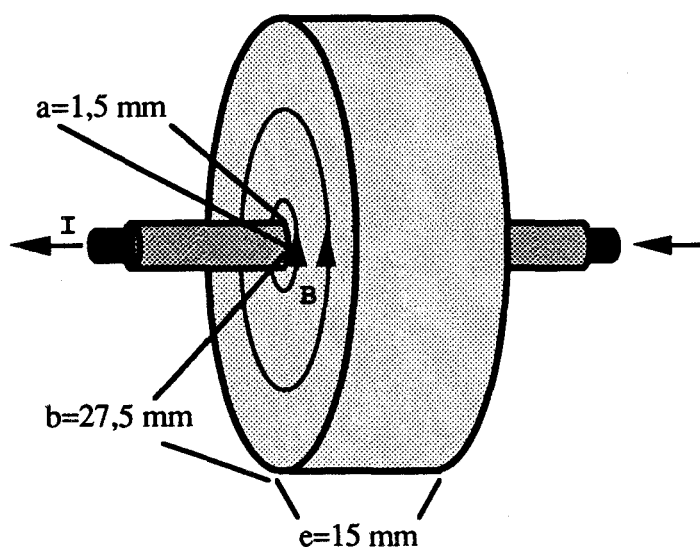
$$\phi = U_0 \cdot \tau = 90 \mu\text{Wb}, \quad \text{soit par exemple } 1,5 \text{ T sur une surface de } 0,6 \text{ cm}^2.$$

D'autre part, l'inductance avant saturation devra valoir environ  $4 \mu\text{H}$  pour limiter  $\frac{di}{dt}$  à  $800 \text{ A}/\mu\text{s}$  sous  $3000 \text{ V}$ .

La bobine une fois saturée présente encore une certaine inductance puisque la perméabilité  $\mu$  tend vers  $\mu_0$ . Elle ne comporte qu'une spire et ne formera pas de boucle supplémentaire dans le circuit de décharge, pour ne pas trop augmenter l'inductance parasite entre charge et interrupteur.

Pour atteindre  $4 \mu\text{H}$  avec seulement une spire et avec une vitesse de variation du flux si élevée (donc un  $\mu_r$  diminué), il nous faudra un matériau de forte perméabilité et qui réagisse rapidement. La longueur du circuit magnétique devra être aussi petite que possible et sa section élevée.

La solution que nous avons choisie consiste à enrouler un ruban de matériau ferreux amorphe autour et le plus près possible d'un des fils de passage du courant. On obtient ainsi un tore à section rectangulaire et les lignes de champ qui entourent immédiatement le trou central sont très courtes.



L'inductance saturable utilisée

fig. 78

Le champ n'est pas uniforme et il vaut, au rayon  $r$  :

$$B(r) = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi r} \cdot I$$

Avec les dimensions de la figure 78 on peut donner l'expression de l'inductance avant saturation :

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} \cdot e \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) = \mu_r \cdot 8,7 \text{ nH}$$

La saturation commence lorsque la face interne du tore commence à se saturer (champ  $B_{\max}$ ), on a alors :

$$\frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi a} \cdot I = B_{\max} \quad \text{et} \quad \phi = LI = B_{\max} \cdot e \cdot a \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) = 0,65 \text{ cm}^2 \times B_{\max}$$

La saturation évolue alors assez lentement, en s'étendant radialement vers l'extérieur du tore.

Par exemple  $L$  vaudra encore la moitié de sa valeur initiale pour un flux  $\phi' = 2,1 \text{ cm}^2 \times B_{\max}$ , et la saturation complète n'arrivera que pour  $\phi'' = 3,9 \text{ cm}^2 \times B_{\max}$ .

Encore une fois nous ne connaissons pas la valeur de  $\mu_r$ , nous avons donc effectué quelques mesures pour  $L$  et  $\frac{di}{dt}$  (voir annexe J). La meilleure mesure montre que la pente du courant est inférieure à :

$$\frac{di}{dt} \cong 900 \pm 250 \text{ A} / \mu\text{s}$$

et en réalité encore moins pendant les tous premiers instants, où le fer n'est pas du tout saturé,  $t < 30 \text{ nS}$ , et où la tension n'est pas encore nulle aux bornes des thyristors.

Nous avons envisagé une autre utilisation possible pour une grosse bobine saturable.

Si le retard à la conduction que celle-ci provoque est suffisamment grand, la zone conductrice occupera toute la surface du silicium au moment où la bobine se saturera.

Il est clair, qu'alors, le courant pourra augmenter avec un  $\frac{di}{dt}$  illimité, sans risque pour les thyristors.

On peut donc, grâce à cet artifice, n'utiliser qu'un seul gros thyristor avec ses avantages : simplicité et prix réduit.

Le dimensionnement d'une telle bobine peut être précisé par les raisonnements présentés en annexe K.

On constate que cette solution peut s'avérer intéressante à condition d'employer une assez grande masse de matériau ferromagnétique très performant.

La réduction a une valeur acceptable de l'inductance (parasite) restant après saturation, sera difficile il faudra en particulier optimiser les formes du noyau et du bobinage et avoir une saturation simultanée de tout le fer.

### III.4. EQUILIBRE EN TENSION ET PROTECTION À L'OUVERTURE

De même que l'équilibrage et la limitation des courants sont assurés par l'introduction d'impédances en série dans le circuit courant (connectique, inductance saturable), l'équilibrage en tension et la protection contre les surtensions parasites seront réalisés par l'adjonction de composants en parallèle sur les thyristors.

#### III.4.1. Equilibrage statique

Pour assurer une répartition correcte de la tension totale de condensateur entre les deux couches de thyristors, il faut rendre égales leurs impédances lorsque les composants sont à l'état bloqué.

Comme ceux-ci laissent alors passer très peu de courant, il suffit d'ajouter une résistance en parallèle avec chaque couche, on modifie ainsi assez fortement la caractéristique de l'état ouvert sans modifier sensiblement la caractéristique à l'état conducteur.

Il est assez simple de trouver une valeur pour ces résistances de "polarisation".

Il faut en effet, que, même si le courant de fuite d'une des couches varie, la tension aux bornes des résistances, change assez peu. Pour cela il suffit que les courants  $i_1$ ,  $i_2$  dans les deux résistances (égales) soient nettement supérieurs aux écarts des courants de fuite  $i_{F1}$ ,  $i_{F2}$  des deux couches.

On a alors un écart relatif entre les deux tensions qui vaut :

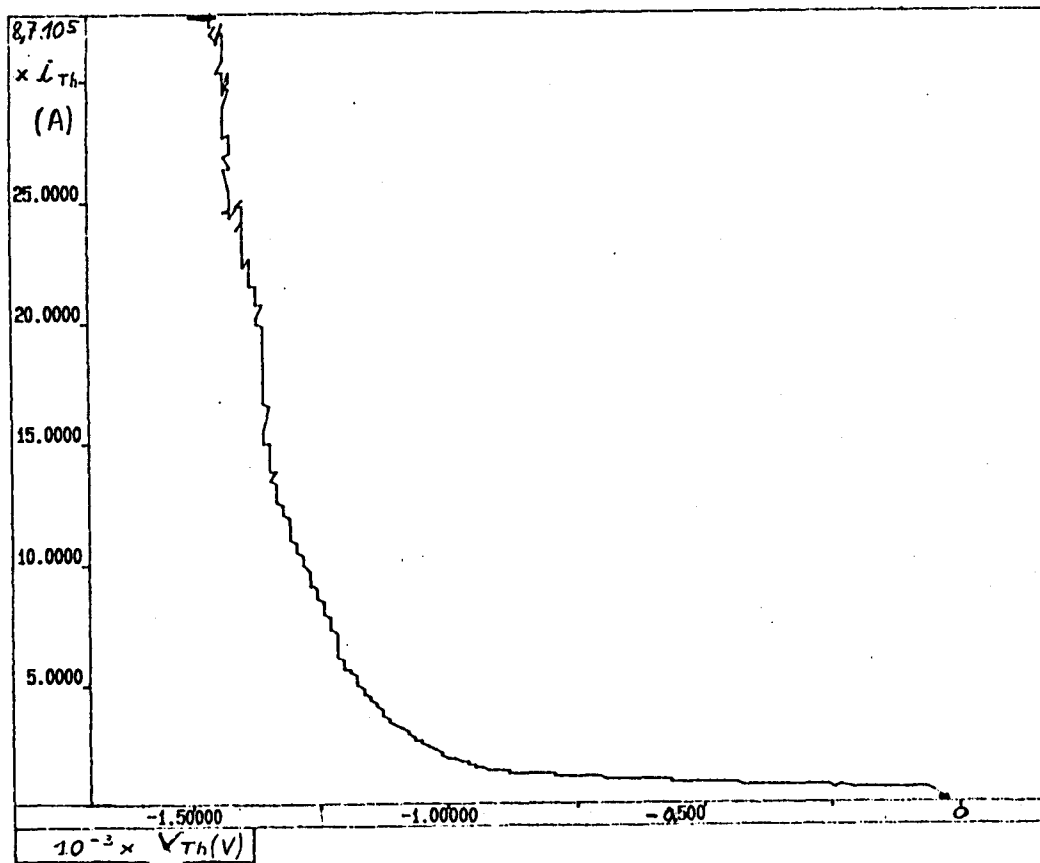
$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{i_{F2} - i_{F1}}{i_1} \text{ et qui reste faible.}$$

Les courants de fuite sont donnés par le constructeur et valent de 15 à 30 mA par composant. Si on choisit par exemple un courant dans les résistances 2 fois supérieur au courant de fuite, on voit que la puissance dissipée dans celles-ci atteint presque 1500 W (3000 V,  $i_F = 30 \text{ mA} \times 8$ ).

Cette valeur est bien trop élevée pour notre application. Heureusement, les courants de fuite sont donnés pour la température maximale de jonction  $T_j = 125^\circ \text{C}$ , et, comme pour tous les semi-conducteurs, ces courants augmentent très vite avec la température.

Etant donnée nos faibles taux de répétition des décharges, nos puissances moyennes sont très faibles et le silicium est pratiquement à température ambiante, on peut alors espérer diviser les fuites par 1000 à 10 000.

Nous avons effectivement mesuré ce courant pour 8 composants en parallèle en fonction de la tension (fig. 81).



Courant de fuite (sens direct)

fig. 81

Le courant de fuite atteint un maximum d'environ  $45 \mu\text{A}$  pour 1500 V, on peut alors se contenter de résistances de  $870 \text{ k}\Omega$ , qui laissent passer 1,7 mA.

L'équilibrage sera très bon (si  $I_{F1} = 0$  et  $I_{F2} = 45 \mu\text{A}$  alors  $\Delta u/u = 2,5 \%$ ) et les résistances pourront être de faible dimensionnement puisqu'elles n'auront chacune que 2,6 W à dissiper.

### III.4.2. Equilibrage dynamique

#### III.4.2.1. Equilibrage des tensions transitoires

L'équilibrage des impédances des deux couches de thyristors n'est pas terminé, car si les impédances résistives sont bien égales il peut rester des composantes capacitives.

Les capacités, dues à la disposition des conducteurs et aux jonctions bloquées, peuvent avoir une influence importante dès que la tension varie rapidement, à la limite, pour un échelon de tension, elles déterminent, seules, la répartition (c'est le cas à l'ouverture et à la fermeture).

La solution réalisée est, comme pour l'équilibrage statique, la mise en parallèle de deux capacités (égales) de suffisamment forte valeur avec les couches de thyristors.

Nous avons utilisé 2 capacités H.T. en céramique de 5 nF, ce qui est à peu près autant que les capacités parasites déjà existantes (déterminées dans le III.4.2.2.).

#### III.4.2.2. Effet des décalages entre amorçages

Comme pour la répartition des courants, une différence des instants d'amorçage entre les deux couches peut être très néfaste.

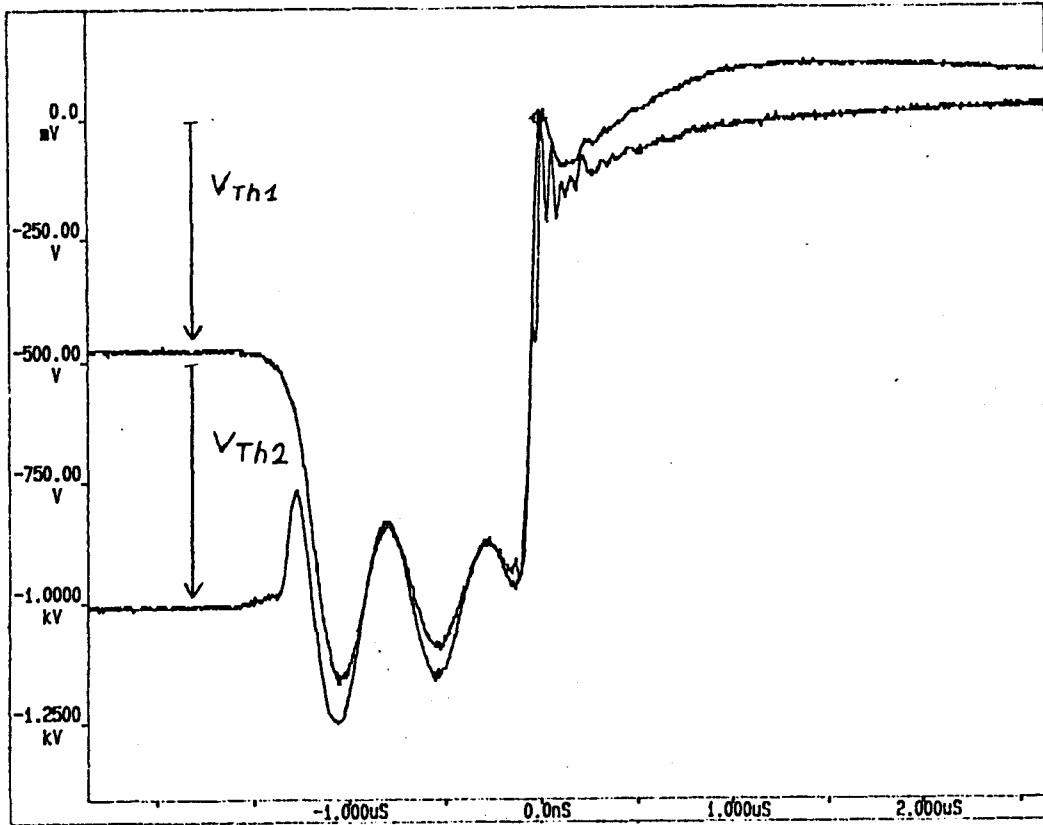
Lorsqu'une couche conduit avant l'autre, la deuxième subit toute la tension avec un très fort  $\frac{dV}{dt}$  et une surtension notable.

Bien que ces phénomènes puissent "aider" l'amorçage complet, il vaut mieux les éviter car l'amorçage ainsi réalisé débute en un point quelconque du silicium et se propage beaucoup moins bien qu'un amorçage par la gâchette, il y a création, d'un "point chaud" et on risque la destruction du composant.

Il existe heureusement des limitations à la montée de la tension.

La jonction bloquée se comporte en fait presque comme une capacité et la tension monte ainsi plus lentement à ses bornes.

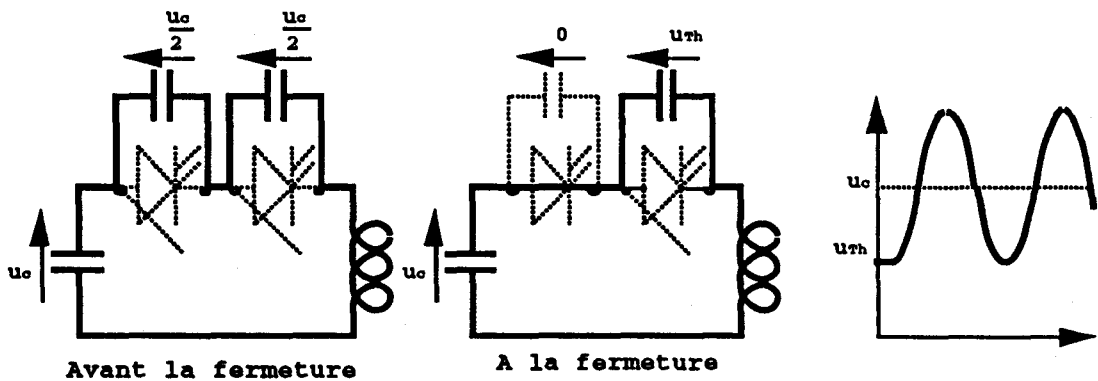
Pour estimer cette capacité, nous avons volontairement décalé dans le temps les amorçages de deux thyristors en série (fig. 82).



Effet d'un décalage des amorçages sur les tensions aux bornes de deux thyristors

fig. 82

La tension du thyristor le plus lent oscille, il se comporte bien comme une capacité préalablement chargée à la moitié de la tension du condensateur,  $U_c$ , et connectée à l'instant  $t = 0$ , à la bobine et au condensateur de  $140 \mu\text{F}$ .



Evolution schématique de la tension aux bornes du composant le plus lent  
fig. 83

En remarquant que la tension  $U_c$  varie très peu, on constate que, du fait de l'oscillation, la tension aux bornes du thyristor peut atteindre théoriquement 3 fois sa valeur normale ( $1,5$  fois  $U_c$ ) et c'est bien ce que l'on constate sur la figure 82.

On peut, grâce à la fréquence de cette oscillation, préciser la capacité apparente du thyristor (l'inductance  $L$  est déterminée par une décharge normale) et on trouve environ  $C_{Th} = 570 \text{ pF}$ .

En ajoutant une capacité de  $5 \text{ nF}$  en parallèle avec le thyristor on modifie simplement la fréquence de l'oscillation.

Avec la capacité céramique de  $5 \text{ nF}$  en plus des 8 thyristors nous avons ainsi environ  $10 \text{ nF}$  en capacité apparente aux bornes de chaque couche. La pulsation de l'oscillation (figures 82 et 83) vaudra alors (pour  $L = 1,3 \mu\text{H}$ ) :

$$\omega \cong 8,8 \cdot 10^6 \text{ rad s}^{-1}$$

La tension et sa dérivée aux bornes du 2ème thyristor vaudront :

$$U_{Th2} = U_c(1 - 0,5 \cos(\omega t)) \quad \text{et} \quad \frac{d U_{Th2}}{dt} = 0,5 U_c \cdot \omega \cdot \sin(\omega t)$$

Comme l'écart temporel entre les deux amorçages est très court ( $10\text{ns}$ ), la tension  $U_{Th2}$  n'aura pas du tout le temps de dépasser  $U_c$ , et l'effet des capacités sera seulement de diminuer à la fois la surtension et la pente de la tension  $U_{Th2}$ . Pour la tension initiale maximum ( $U_c = 3000 \text{ V}$ ), on obtient les valeurs :

$$U_{Th2 \max} = 1506 \text{ V} \quad \text{et} \quad \frac{d U_{Th2 \max}}{dt} = 1200 \text{ V} \cdot \mu\text{s}^{-1}$$

L'écart de  $U_{Th2}$  par rapport au nominal est très faible, par contre la pente de la tension dépasse légèrement la valeur limite du composant.

Heureusement la valeur de  $\frac{dV}{dt}$  maximale est spécifiée pour une amplitude de variation de  $U_{Th}$  de  $1000 \text{ V}$  ( $67 \%$  de  $V_{DRM}$ ) qui par effet capacitif déplace une charge capable d'amorcer le thyristor, dans notre cas la variation de  $U_{Th2}$  de seulement  $6\text{V}$  ne pourra jamais provoquer d'amorçage intempestif.

On remarquera aussi que le temps de chute de la tension  $U_{Th1}$  étant plus long que  $10\text{ns}$  la pente de  $U_{Th2}$  en sera fortement limitée.

Enfin la présence (voir paragraphe suivant) d'un condensateur supplémentaire d'assez forte valeur aux bornes des deux couches de thyristors diminuera fortement  $\omega$ , et donc la variation de  $U_{Th2}$ .

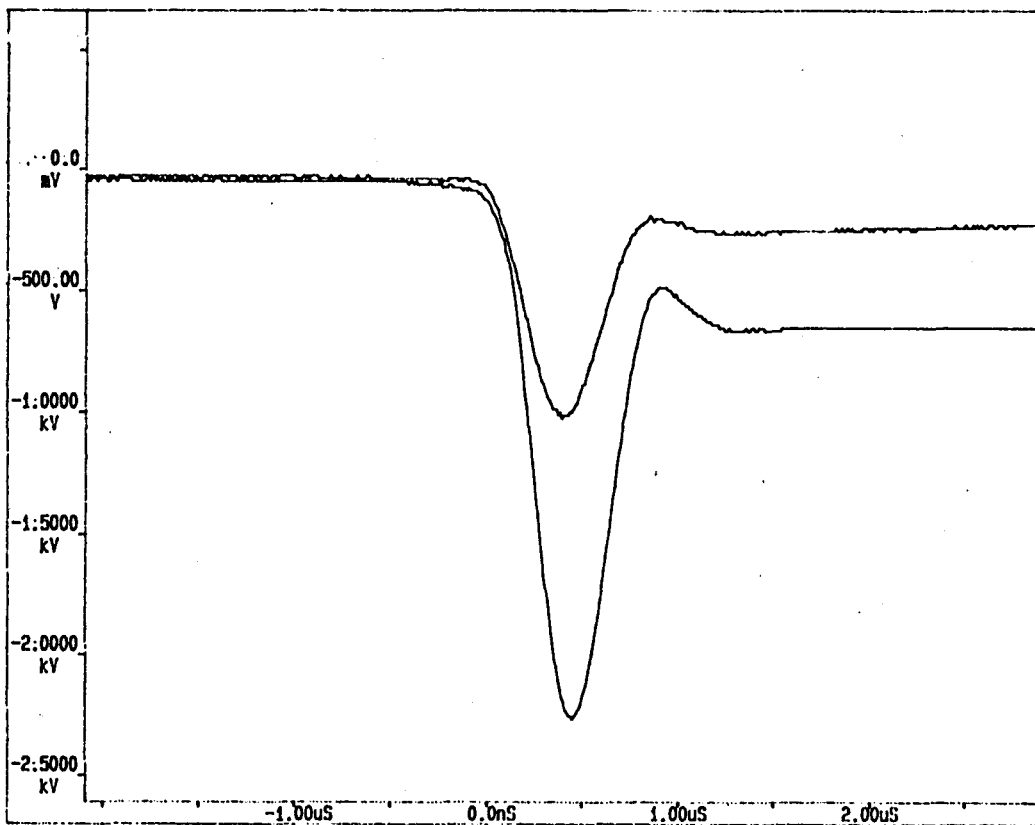


### III.4.3. Protection contre les surtensions à l'ouverture

L'ouverture des thyristors, au lieu de se passer au zéro de courant (donc sans pertes) ne se produit que quelques instants plus tard. Ceci est dû aux jonctions des thyristors qui stockent des charges pendant la conduction et qui doivent les restituer pour que la "zone de charge d'espace" (qui supporte la tension inverse) puisse s'installer. Il y a donc passage d'une charge et d'un courant inverse, qui cessent très brusquement lorsque la tension commence à remonter.

La brusque interruption de ce courant d'origine inductive est génératrice de pertes et les surtensions associées sont susceptibles de détruire les thyristors.

On voit sur la figure 84 les surtensions sur chacune des deux couches (par rapport à une masse commune) qui s'ajoutent à la tension inverse déjà présente. On atteint facilement plus de 2 fois la tension initiale ( $U_{c0} = 1000 \text{ V}$ ).



Surtensions pendant le temps de recouvrement

fig. 84

Les constructeurs donnent assez souvent la charge totale stockée par thyristor, celle-ci augmente avec le courant crête avant saturation, et avec la pente de ce courant.

Les courbes, destinées à calculer les pertes, sont limitées à 1000 A et 200 A  $\mu\text{s}^{-1}$ . Nous avons donc réalisé un essai dans le pire des cas (courant maximum, bobine de charge en court-circuit) on trouve alors (avec 4 thyristors en parallèle) :

$$I_{\text{inv}} \cong 580 \text{ A (pour un composant)}$$

Le courant inverse total d'environ 5000 A peut être légèrement réduit grâce à la bobine saturable, qui ralentit le courant juste avant son passage par zéro, mais il reste de toute façon très élevé.

Pour éviter alors la destruction des thyristors, on dérive ce courant dans un circuit parallèle, ce circuit pour ne pas perturber le fonctionnement normal de l'interrupteur, doit comporter un condensateur C .

On a alors transfert de l'énergie réactive due à  $I_{\text{inv}}$  en énergie capacitive dans ce condensateur, la montée en tension est ainsi contrôlée et limitée.

En ajoutant une résistance R de faible valeur en série avec C on peut légèrement diminuer la tension maximum atteinte, mais si la résistance est trop forte alors la tension  $R \cdot I_{\text{inv}}$  peut devenir très élevée (voir fig. 85 : surtensions avec R fort et R faible).

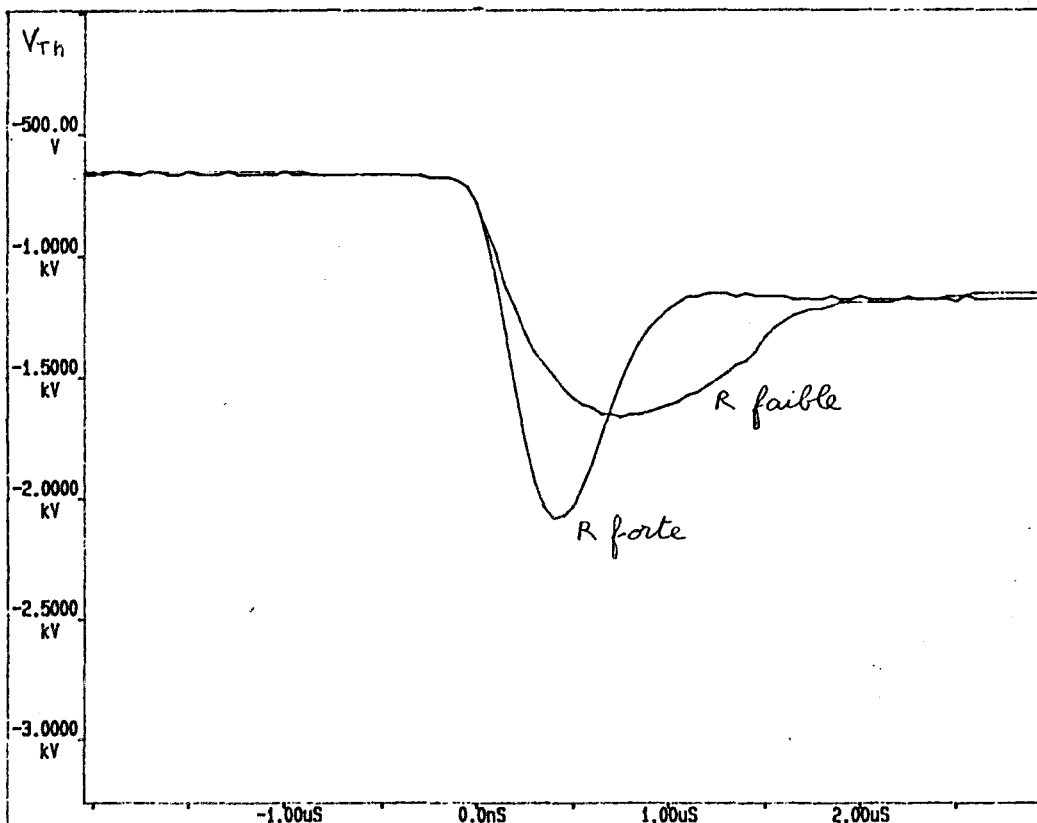


fig. 85

Ce circuit de protection est un "snubber" simplifié, nous n'utilisons pas le circuit R-C-D classique pour une raison de prix. Pour notre montage la diode devrait supporter jusqu'à 5000 A nous avons donc préféré ne pas en utiliser, en remarquant la faible énergie et la petite charge (par rapport à celle stockée dans les jonctions) de notre condensateur de protection.

L'essai en court-circuit nous ayant donné, entre autre, l'inductance totale du circuit (environ 260 nH) nous avons l'énergie réactive du courant inverse :

$$E_{inv} \cong 3 \text{ J}$$

Cette énergie doit pouvoir être absorbée par le condensateur C avec une tension de 3000 V maximum, ce qui donne pour C :

$$C \cong 0,7 \mu\text{F}$$

Nous avons pris parmi les composants disponibles un condensateur de 0,44  $\mu\text{F}$  supportant 4000 V, l'amortissement dû à R devant suffire à limiter la tension inverse en dessous de 3000 V.

L'évolution de la tension aux bornes de R et C dépend des deux conditions initiales que sont le courant  $I_{inv}$  et la tension résiduelle du réservoir d'énergie, ainsi, bien sûr, que des valeurs de R, C et L de la bobine de charge (fig. 86).

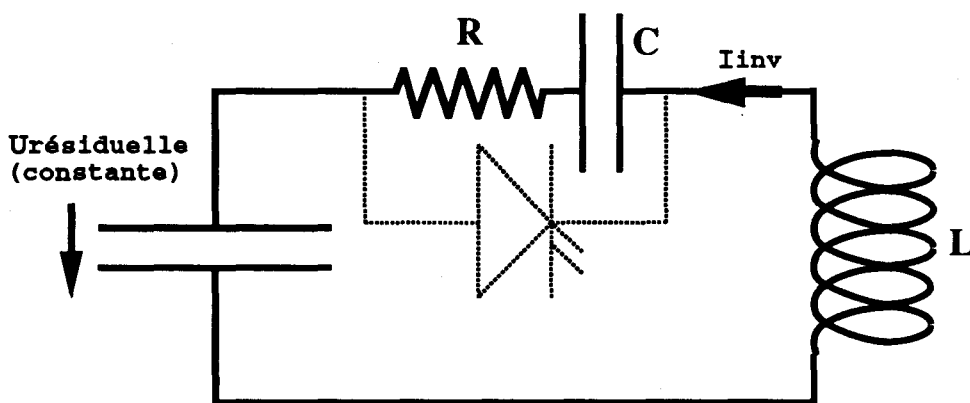


fig. 86

La valeur de R pour laquelle la surtension (aux bornes de R et C) reste la plus petite possible est difficile à déterminer analytiquement. Elle dépend de la décharge réalisée (L, tension résiduelle, courant inverse).

Nous l'avons donc évaluée par des essais successifs (voir fig. 87).

RESISTANCE ( $\Omega$ )	TENSION DE RECOUVREMENT (V)
2,2	1254
1,1	1228
0,73	1280
0,55	1344
0,36	1420
0,31	1395
0	1625

fig. 87

La résistance doit dissiper une puissance considérable (quelques MW), mais avec une énergie limitée et en un temps très court.

Son échauffement, quasiment adiabatique, n'est limité que si le matériau résistif est assez volumineux (les résistances à films métallique ou carbone ne conviennent pas) : nous avons utilisé des résistances vitrifiées de 1W et 1,1 $\Omega$ .

### III.5. COMMANDE DES GÂCHETTES

Nous avons déjà beaucoup insisté sur la nécessité d'un parfait synchronisme entre les déclenchements des thyristors.

Nous avons pour cela trié les thyristors pour qu'ils aient tous quasiment le même retard à l'amorçage. Ces temps de délai ( $t_d$ ), valent pour chacune des couches et chacun des composants (dans l'ordre) :

1ère couche :

325 ns / 325 ns / 335 ns / 335 ns / 340 ns / 350 ns / 350 ns / 355 ns

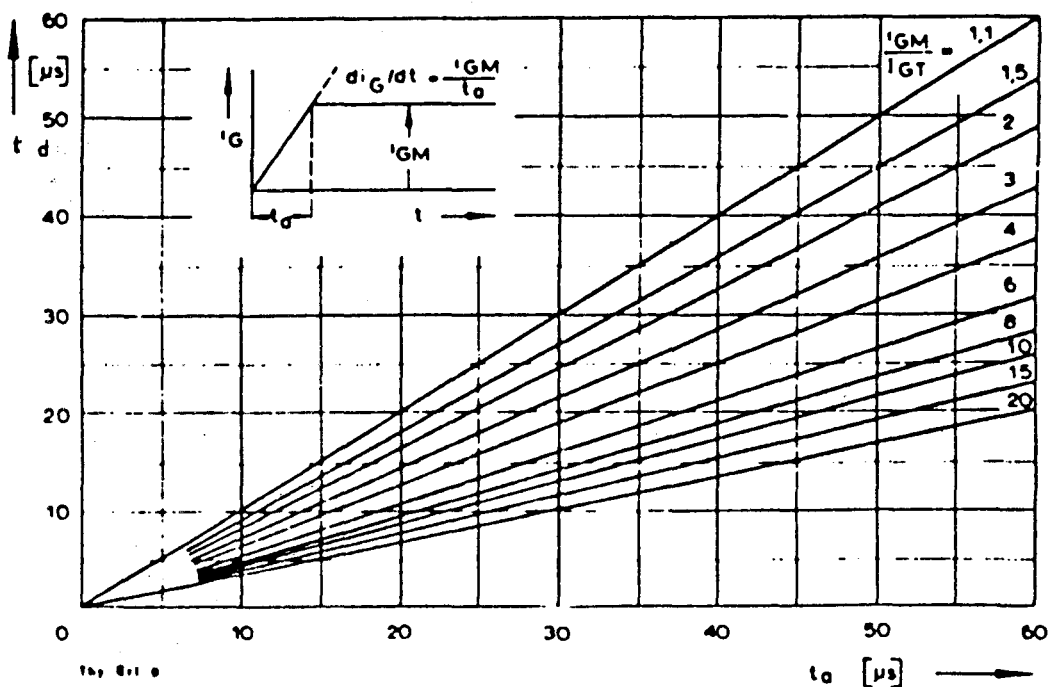
2ème couche :

335 ns / 340 ns / 340 ns / 345 ns / 345 ns / 350 ns / 355 ns / 355 ns

Il est alors clair que, pour profiter de la faiblesse des écarts entre les composants, les commandes des gâchettes doivent être très peu décalées, en concordance avec ces écarts  $\Delta t_d$ .

Les instants de montée des courants de gâchette, pour respecter un synchronisme présentant une erreur de moins de 5 ns, doivent être parfaitement définis, et les temps de montée doivent donc être également très courts (un petit nombre de fois 5 ns).

Par ailleurs, les temps de délais sont plus courts si le courant de gâchette et sa vitesse de montée augmentent (exemple pour des thyristors lents : fig. 88), on a aussi vu (III.1) qu'ils devaient alors être moins perturbés par la chute de tension due aux premiers amorçages.



Exemple d'influence du courant de gâchette sur le temps de délai  
fig. 88

Enfin, et c'est important, des essais ont été réalisés [23], avec des courants de gâchette intenses et très rapides. Ils montrent alors que le thyristor peut supporter des " $(\frac{di}{dt})$ " bien plus importants, sans détérioration.

### III.5.1. Deux fonctions à remplir : fourniture d'énergie et transmission d'un signal

Le générateur des courants de gâchette doit fournir une puissance (quelques dizaines de W en tout) aux électrodes de commande (c'est sa fonction "fourniture d'énergie").

Il doit également le faire à un instant précis, transmettant ainsi un ordre aux thyristors (signal).

Cette nuance peut sembler un peu artificielle, mais elle correspond, pour de nombreux montages, à une séparation bien réelle de l'électronique du générateur en deux parties indépendantes.

Nous verrons ainsi, selon les cas comment sont traitées isolement chacune des fonctions ou si elles sont prises en compte simultanément.

Ces deux fonctions ne sont pas triviales. La principale difficulté est liée à l'existence des différences de potentiel importantes entre les deux extrémités pour chacune des chaînes de transmission (d'énergie et de signal).

En effet, comme notre interrupteur comporte des composants en série, les potentiels des cathodes pourront être très différents (jusqu'à 1 500 V), et comme on souhaite partir d'un signal de commande unique, il faudra isoler galvaniquement la sortie du générateur pour une des "couches" de thyristors.

Pour des raisons de sécurité et pour faciliter les mesures éventuelles (potentiel flottant) nous isoleront les deux sorties du générateur (fig. 89).

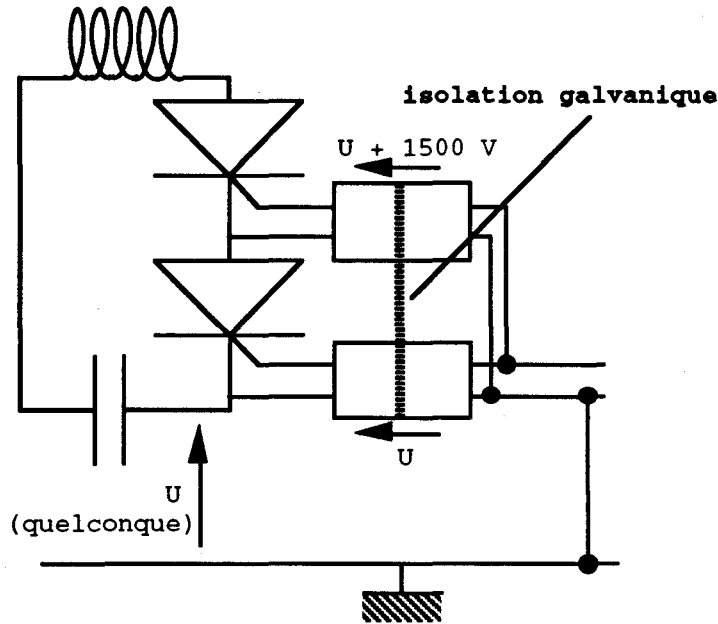


fig. 89

### III.5.2. Les solutions techniques

#### III.5.2.1. Transformateur d'impulsion

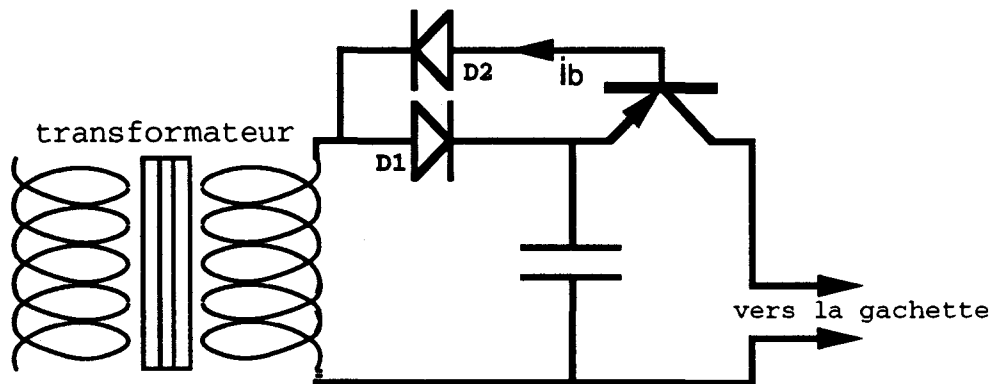
C'est une des solutions les plus souvent utilisées, surtout à cause de sa simplicité de mise en oeuvre.

Ici les fonctions "signal" et "énergie" ne sont pas séparées, il y a donc un nombre limité de composants. Malheureusement, ce manque de séparation entre les deux fonctions entraîne un défaut important : comme le signal transporte de l'énergie, il subit un ralentissement important. La vitesse de montée du courant est limitée par l'inductance parasite  $L_F$  (de fuite) du transformateur.

La discussion, en annexe L, sur l'adaptation de ces composants à notre cas, montre que les performances restent limitées.

Comme les temps de montée des courants, obtenus simplement, ne nous convenaient pas, nous avons cherché (et trouvé) une amélioration très simple et efficace.

Il suffit de faire passer séparément (mais dans le même composant) l'énergie et le signal de déclenchement. On intercale pour cela le montage suivant entre transformateur et gâchette (fig. 90).



Dispositif réduisant le temps de montée du courant de gâchette  
fig. 90

Lorsqu'une impulsion positive sort du secondaire le condensateur se charge à travers  $D_1$  (assez lentement mais avec beaucoup d'énergie), dès que l'impulsion s'arrête, la base est alimentée par  $D_2$  (le courant,  $i_b$ , assez faible peut monter rapidement : c'est le signal), et le transistor décharge le condensateur rapidement et fortement dans la gâchette (on peut aussi utiliser un petit thyristor au lieu du transistor).

Le temps de montée passe ainsi de  $11 \mu s$  (transformateur seul) à environ 50 ns avec un darlington BD 680 comme transistor, visiblement le retard restant est dû à l'influence de  $L_F$  sur le courant  $i_b$ , on aura donc tout intérêt à avoir un gain élevé même en haute fréquence.

### III.5.2.2. Transmission séparée de l'énergie

Etant donné la valeur élevée et flottante de la tension que doit supporter l'isolation galvanique entre source et circuits de gâchettes, les transformateurs sont les composants les plus simples à mettre en oeuvre.

Nous avons choisi simplement des petits transformateurs d'alimentation, standards, qui sont branchés sur le réseau 220 V. Les deux transformateurs abaisseurs utilisés fournissent par ailleurs directement des tensions utilisables pour les gâchettes (9 V), ils sont garantis pour une tension d'isolement (primaire-secondaire) supérieure à 4kV (efficaces) ce qui est bien suffisant ( $3000 V + 310 V$  pour la tension réseau).



La tension secondaire est redressée par un pont de diodes, puis filtrée, et des régulateurs (+ 5V et + 9V) fournissent les tensions nécessaires au traitement du signal et à l'alimentation des 8 gâchettes d'une couche.

Pour plus de rapidité, l'énergie est stockée dans un condensateur au tantale (5  $\mu$ F) pour chacun des thyristors. Ces condensateurs sont connectés au "9 V" par une résistance (110  $\Omega$ ) qui autorise une charge assez rapide et "isole" pratiquement les condensateurs les uns des autres pendant l'amorçage (pas d'interactions de gâchette).

Les tensions choisies permettent :

- une marge suffisante en plus de la tension de gâchette pour générer  $i_g$
- l'utilisation de circuits intégrés de type T.T.L. (5 V)
- une alimentation suffisante en courant sous 5 V pour la consommation de "veille", tout en ayant une puissance faible de 5VA.

### III.5.2.3. La transmission séparée du signal

Le passage du signal de part et d'autre d'une grande différence de potentiel et avec un isolement galvanique peut être réalisé de plusieurs façons.

- L'utilisation d'un transformateur ne permet pas facilement d'obtenir une grande rapidité même avec très peu de spires (surtout à cause du matériau), on peut éventuellement songer à utiliser un simple couplage dans l'air, on aurait alors un signal très déformé mais aussi très rapide.

- Le signal peut être transmis par radiofréquences mais c'est une solution un peu trop chère.

- Par analogie avec un couplage magnétique on pourrait essayer un "couplage" électrostatique par condensateurs (discussion détaillée en annexe M).

- Le signal peut être transmis optiquement avec des variantes possibles, c'est la solution que nous avons finalement retenue.

Les solutions qui ont été utilisées font appel à l'opto-électronique.

\* Pour assurer une isolation idéale nous avons d'abord utilisé une transmission par fibre optique. L'émetteur est une DEL infrarouge et le récepteur un phototransistor que nous polarisons avec une résistance de 1 k $\Omega$ , le flanc montant obtenu étant amélioré par un trigger de Smith (fig. 91).

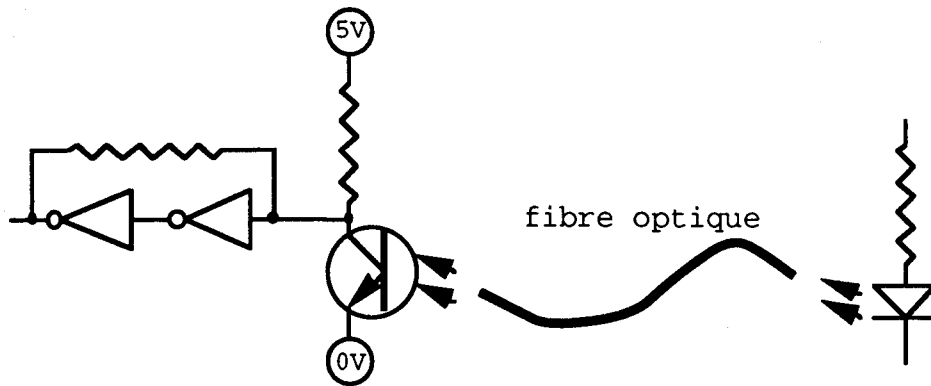


fig. 91

Tout se passe comme si la base du phototransistor se chargeait en stockant dans les jonctions avant sa saturation, et le retard correspondant diminue avec l'intensité lumineuse de la D.E.L. (jusqu'à 4  $\mu$ s). En réglant la résistance pour chaque D.E.L. nous avons pu ajuster assez précisément les instants de réponse des deux couches.

En fait, un tel ajustement n'est pas idéal, car la sensibilité à toute dérive des composants est élevée.

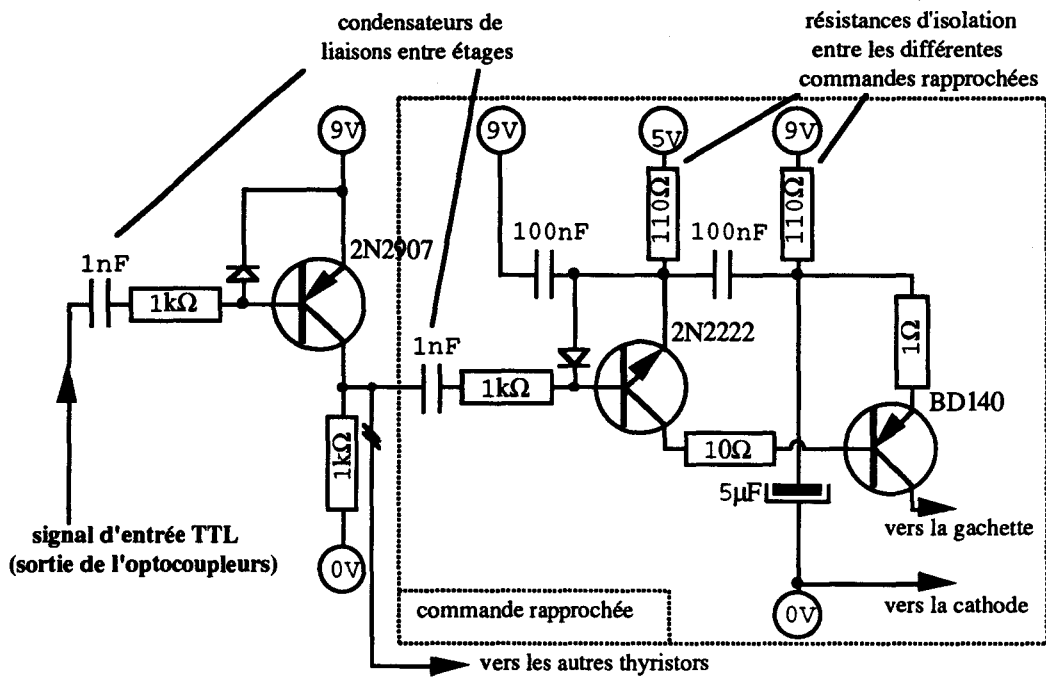
Nous avons aussi testé la fiabilité : après un réglage optimum nous avons tordu (légèrement) une fibre. Nous avons alors constaté que l'intensité lumineuse avait changé suffisamment pour entraîner un décalage de 1000 ns !, le fait de chauffer un phototransistor ou une D.E.L. conduit également à un décalage important.

\* Ne disposant pas de photo-détecteurs suffisamment rapides et adaptés aux fibres dont nous disposons, nous avons finalement adopté des optocoupleurs très rapides.

Ceux-ci ont une tension d'isolation limitée (3 500 V de tension crête d'essai), et l'immunité au  $\frac{dU_0}{dt}$  atteint "seulement" 10 kV/ $\mu$ s, valeur qui peut être atteinte dans notre montage pendant les commutations (heureusement après l'amorçage).

Par contre, l'utilisation est très facile, le signal de sortie est mis en forme et est compatible T.T.L.

La chaîne de transmission du signal est réalisée comme suit :  
du côté des gâchettes le signal est amplifié séparément pour chaque thyristor (commande rapprochée).



Chaîne d'amplification utilisée

fig. 92

Les gâchettes sont attaquées par des générateurs de courant (transistor BD 140 avec une résistance d'émetteur et une tension sur la base).

Le condensateur de 5  $\mu$ F (dont nous avons déjà parlé) sert de réservoir pour ce courant et est placé très près du transistor.

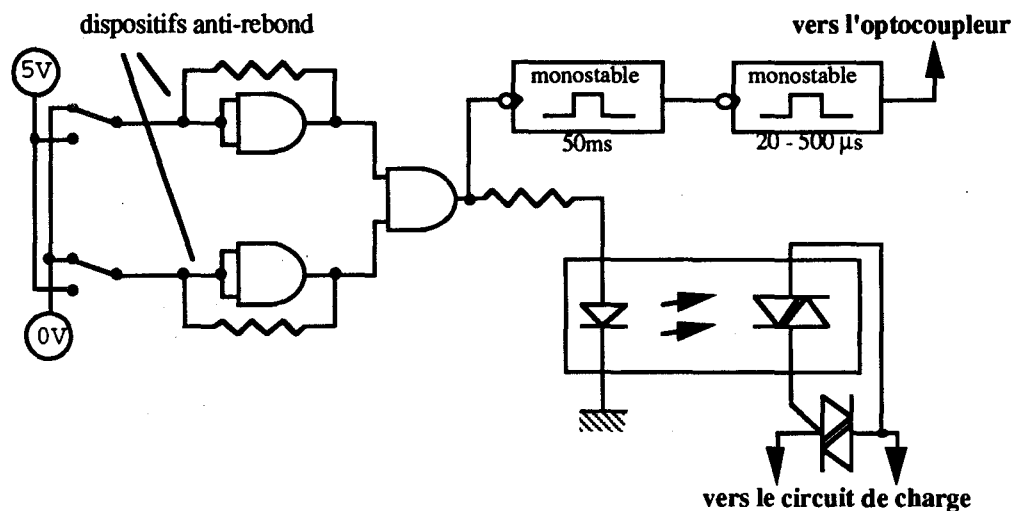
Les deux autres transistors ont pour rôle d'amplifier le signal de sortie de l'optocoupleur et de générer rapidement et énergiquement la tension de base du BD 140 (les transistors 2N 2222 et 2N 2907 sont aussi découplés par les condensateurs de 100 nF).

Les deux premières liaisons sont réalisées par couplage capacitif et la polarisation est maintenue à + ou - 0,7 V par rapport aux l'émetteurs par des diodes.

Enfin, le type de sortie TTL de l'optocoupleur (collecteur NPN vers la masse) impose le choix d'un PNP comme premier transistor, de même le dernier transistor doit être du type PNP pour injecter un courant positif dans la gâchette (on ne peut pas injecter par la

cathode qui est commune à tous les thyristors). On comprend ainsi le choix du nombre d'étages d'amplification (3 avec un transistor NPN pour relier les deux PNP).

L'autre partie du générateur de gâchette précède l'optocoupleur.

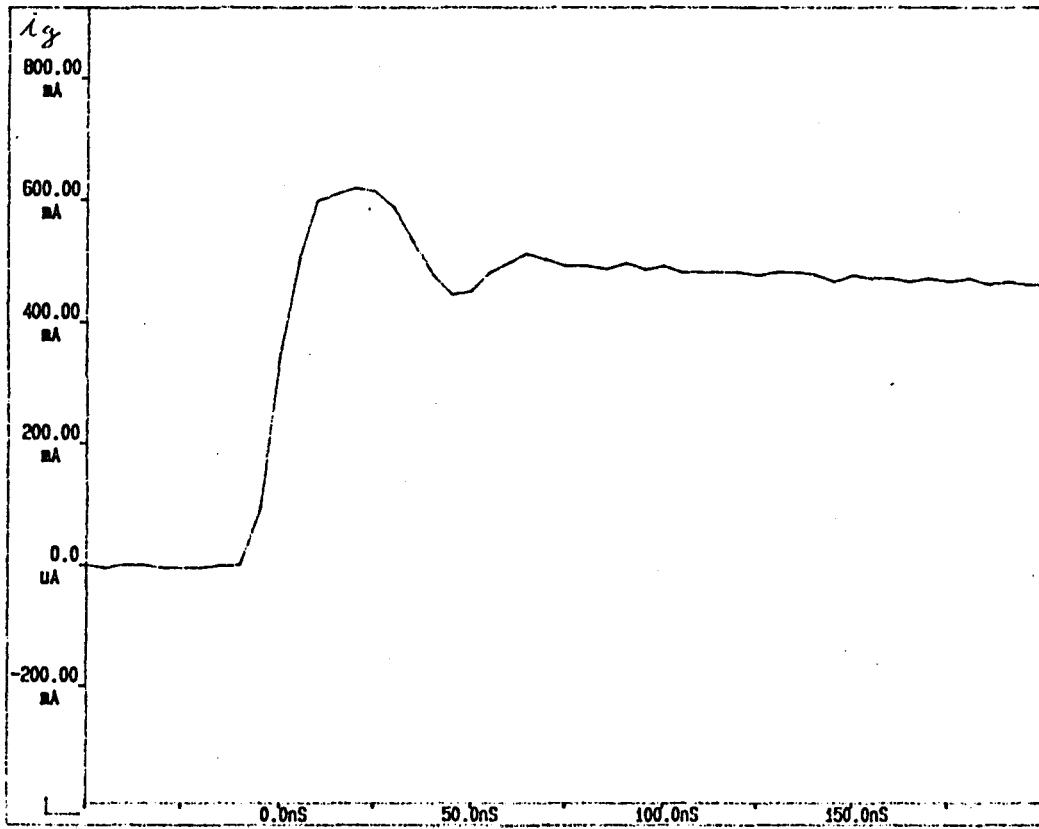


**Dispositif de commande et de sécurité utilisé dans le générateur**  
fig. 93

Elle comprend, pour la sécurité, deux inverseurs (éloignés d'1 m) qui sont actionnés simultanément (par les deux mains de l'opérateur), un opto-triac, et un triac permettant la charge du réservoir d'énergie. Lorsqu'on relâche un des poussoirs la charge s'arrête et deux monostables en série forment une impulsion (réglable) après environ 50 ms (pour garantir l'extinction du courant dans le triac). Cette impulsion est celle qui alimente la DEL de l'opto-coupleur.

Les résultats obtenus avec cette commande de gâchette sont excellents :

- Temps de montée de 10 ns pour 1A grâce aux commandes rapprochées contrôlées en courant (exemple fig. 94).
- Synchronisation entre courants de gâchettes d'une même couche, meilleure ou égale à 5 ns (résolution de l'oscilloscope)
- Synchronisation entre deux couches précise à moins de 5 ns, malgré les 50 ns de délai dues aux optocoupleurs.



Exemple de courant de gâchette obtenu

fig. 94

### III.6. COMPORTEMENT GLOBAL DE L'INTERRUPTEUR : ACCROISSEMENT DE LA PUISSANCE PAR ÉTAPES.

Dans la partie du chapitre qui précède, nous avons recherché, calculé, expérimenté et choisi des méthodes ou des dispositifs pouvant assurer le meilleur équilibrage des tensions et courants.

Dans ce paragraphe nous présentons simplement les résultats globaux qui ont permis d'assurer cette démarche. Nous montrons en particulier des répartitions des courants obtenues au fur et à mesure de l'expérimentation (la répartition des tensions, plus facile à réaliser, a déjà été vérifiée dans les paragraphes précédents).

L'augmentation du courant et de la tension de décharge jusqu'aux valeurs nominales, a été conduite par étapes successives, mettant en jeu un nombre croissant de thyristors.

- La première étape, avec l'utilisation d'un seul thyristor à la fois, a montré quels étaient les critères importants pour que la mise en parallèle et série soit optimale.

Nous avons à cet effet, réalisé par la mesure un tri des thyristors sur le critère qui semble le plus important : les temps de délai ( $t_d$ ).

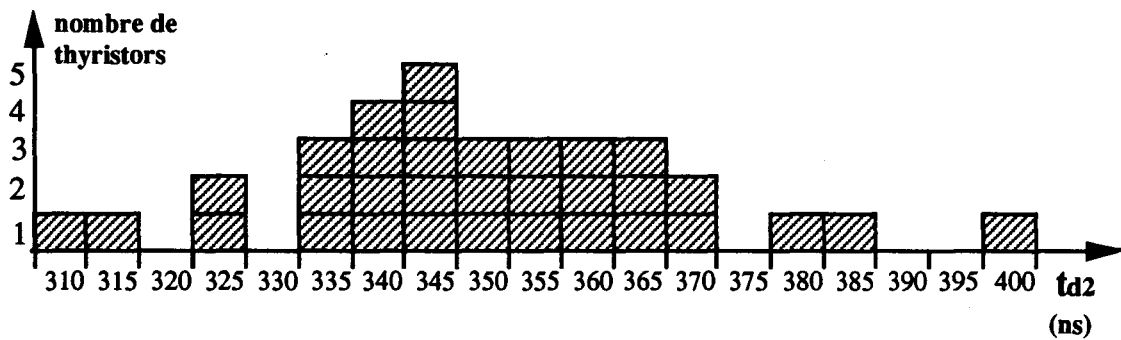
La première mesure (sur 6 thyristors), est effectuée avec une commande de gâchette non optimisée (transformateur d'impulsion précédemment décrit). On a relevé des différences très importantes sur la valeur de  $t_d$ , à savoir :

Th 1 : 11 $\mu$ s	Th 4 : 13 $\mu$ s
Th 2 : 7,5 $\mu$ s	Th 5 : 7 $\mu$ s
Th 3 : 12 $\mu$ s	Th 6 : 7 $\mu$ s

Par ailleurs ces durées varient beaucoup avec la tension initiale et sont assez mal définies. Nous avons également effectué des mesures de " $t_d$ " avec le transformateur d'impulsion amélioré ( $t_{d1}$ ) puis avec la commande rapprochée ( $t_{d2}$ ). Voici le tableau des résultats :

n° Th	t d1 (ns)	t d2 (ns)	N° Th	t d1 (ns)	t d2 (ns)	N° Th	t d1 (ns)	t d2 (ns)	N° Th	t d1 (ns)	t d2 (ns)
8	200	335	16	125	335	24	295	370	32	195	345
9	270	385	17	270	370	25	185	345	33	190	335
10	105	310	18	190	345	26	295	380	34	260	355
11	195	340	19	170	340	27	240	350	35	225	360
12	270	360	20	200	345	28	240	365	36	160	340
13	200	350	21	150	325	29	260	365	37	145	325
14	240	355	22	180	345	30	255	365	38	205	350
15	180	340	23	245	355	31	150	315	39	280	360
									40	355	400

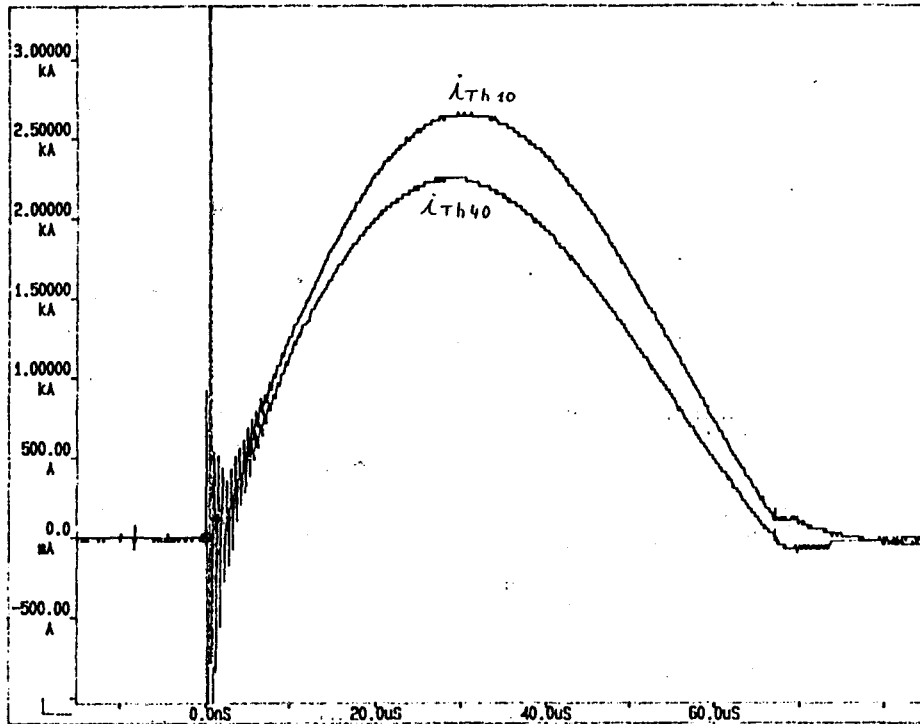
On observe une similitude entre les deux répartitions des temps de délai, mais il est clair que la commande de gâchette la plus énergétique réduit les écarts entre ceux-ci. On donne aussi les temps  $t_{d2}$  sous forme d'histogramme (fig. 95).



**Histogramme des temps de délai pour notre stock de thyristors**  
fig. 95

- La deuxième étape consiste en essais avec deux thyristors qui se différencient le plus l'un de l'autre, à savoir : le n° 10 et le n° 40.

La courbe 96 représente le courant dans chacun des thyristors et, comme prévu, il est plus élevé dans Th 10.

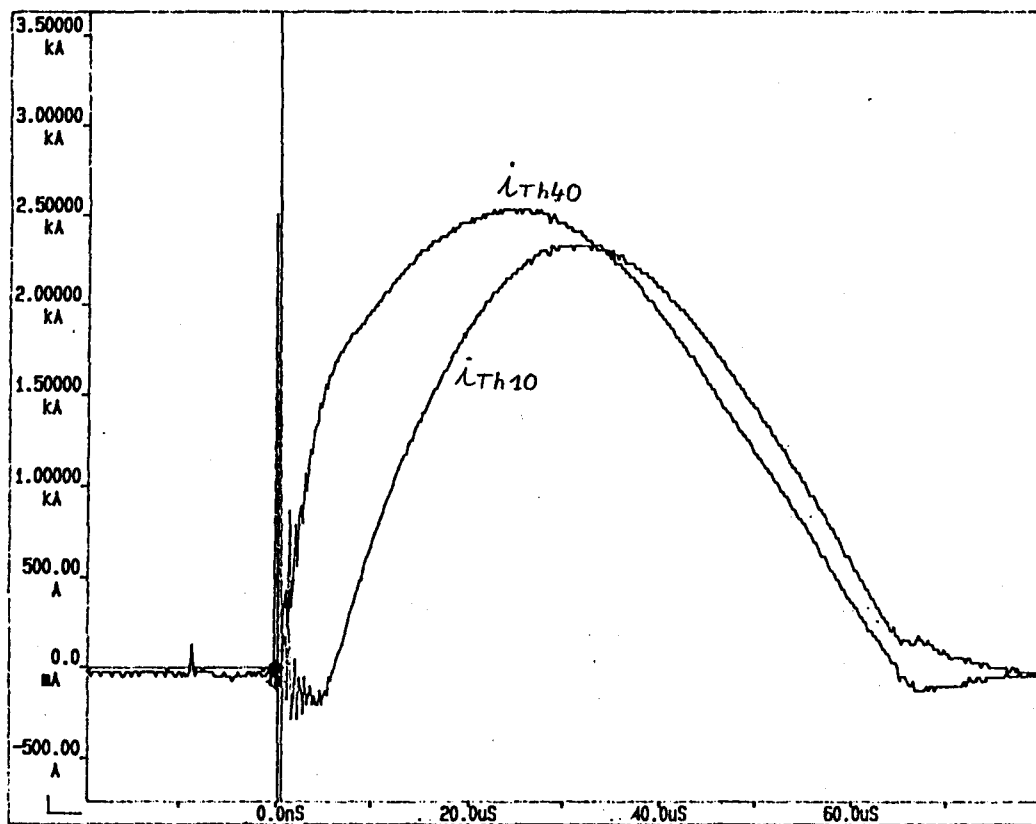


Répartition du courant entre les deux composants les plus différents  
fig. 96

**Remarque :** *comme nous n'utilisons que 2 thyristors et que le condensateur réservoir a une capacité fixe, nous ne pouvons pas avoir simultanément toutes les caractéristiques de décharge nominale par thyristor (courant, tension, fréquence).*



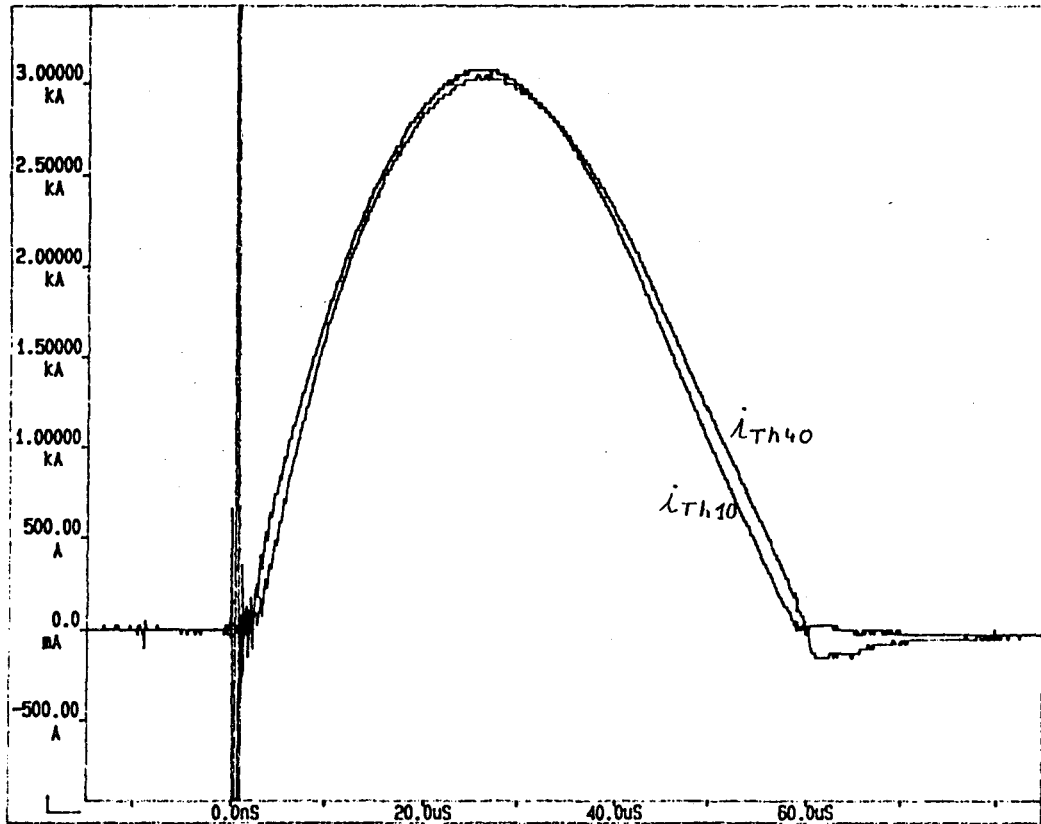
La courbe 97 a été obtenue en retardant volontairement l'amorçage de Th 10, et ceci en plaçant un petit condensateur entre sa gâchette et sa cathode. Le courant dans Th 40 ne rattrape celui de Th 10 que lorsque le retard introduit est important, on observe alors une assez forte déformation du courant  $I_{Th40}$  et surtout un doublement de la pente du courant pendant plusieurs  $\mu s$ .



Essai d'égalisation par la commande des gâchettes

fig. 97

Enfin, la courbe 98 montre la très bonne répartition, que l'on peut obtenir simplement en optimisant la position du fil de retour du courant (en l'absence du système "galettes d'aluminium + tiges").



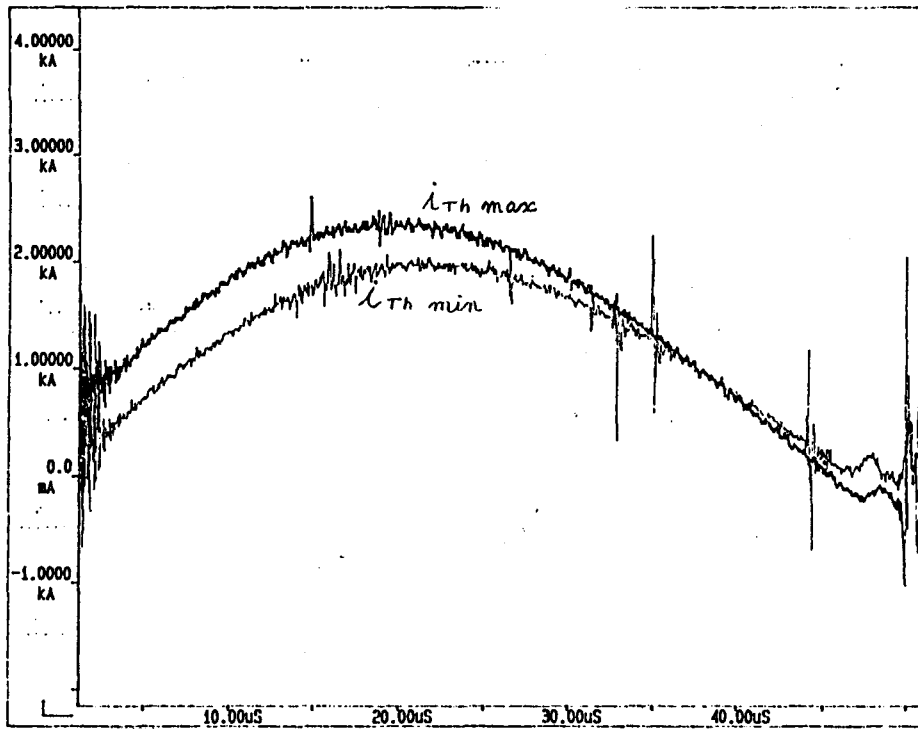
Egalisation par l'action sur le trajet de retour du courant

fig. 98

Dans une dernière étape, la mise en parallèle de 4 thyristors, retenus cette fois pour leur similitude, a démontré une très bonne répartition.

Il en a été de même avec l'interrupteur complet (2x8).

La courbe suivante (fig. 99) montre l'évolution des deux courants les plus différents d'une même "couche" de 8 thyristors, l'écart ne dépasse pas  $\pm 9\%$ .

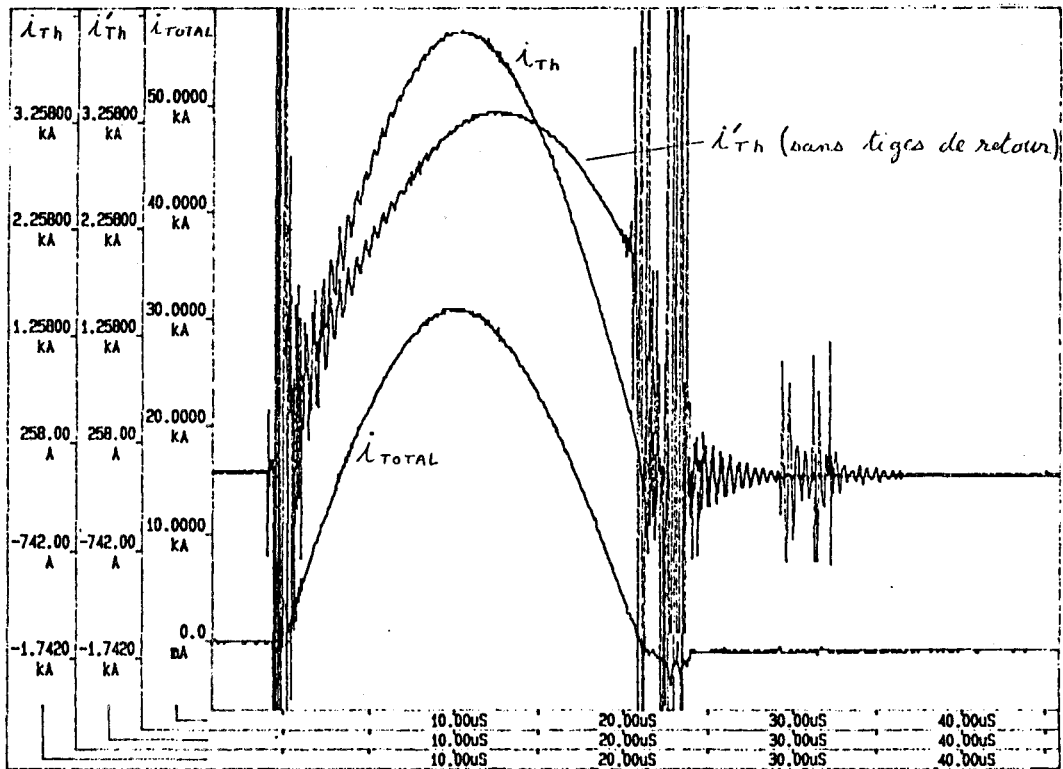


**Ecart maximal des courants observés dans une couche de 8 composants**

**fig. 99**

La courbe 100 montre, pour une fréquence de décharge élevée (générateur en court-circuit) le courant total (en bas) et le courant dans un thyristor avec et sans les 6 tiges de retour qui l'entourent.

Dans le cas où il manque des tiges, on a, comme prévu, un courant plus faible (- 18 %) et retardé (à cause de l'inductance supplémentaire) il reste même un courant important lorsque le courant total s'annule, et on peut prévoir des phénomènes très complexes au moment du recouvrement inverse.



Mise en évidence de l'influence des tiges de retour du courant

fig. 100

### III.7. MESURES DES GRANDEURS ELECTRIQUES ET PHYSIQUES

Pour mettre au point un appareil de magnétoformage, il est indispensable d'utiliser des instruments de mesure. Or, les grandeurs rencontrées sont souvent d'une amplitude extrêmement élevée, c'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser des appareils de mesure spécialement adaptés. Nous en décrivons ici le fonctionnement.

On trouvera aussi, en annexe N, un rappel des techniques de mesure habituellement utilisées par les physiciens pour l'étude du magnétoformage.

#### III.7.1. Mesure des courants électriques

Les courants à mesurer atteignent plusieurs centaines de milliers d'Ampères. Pour les mesurer, on emploie presque toujours une bobine de Rogorwsky : un fil est bobiné sur un tore qui lui-même entoure une des arrivées de courant.

Pour évaluer le flux dans une spire, nous pouvons écrire :

$$\phi = \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot S$$

S étant la surface de la spire et  $\vec{n}$  sa normale, le flux total vaut alors :

$$\phi_{\text{tot}} = \sum_N \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot S$$

Si  $d\vec{l}$  est l'écartement entre deux spires consécutives, on aura :

$$\phi_{\text{tot}} = \sum_N \vec{B} \cdot \frac{d\vec{l}}{dl} \cdot S \quad \text{que l'on peut, si } dl \text{ est assez petit, transformer en}$$

intégrale :

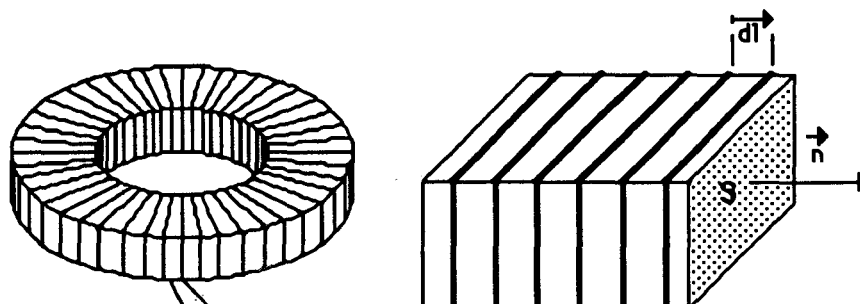
$$\phi_{\text{tot}} = \int_{\text{tore}} \frac{S}{dl} \cdot \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

Si S et dl sont constants, on pourra faire apparaître la circulation C de  $\vec{B}$  le long du tore :

$$\phi_{\text{tot}} = \frac{S}{dl} \int_{\text{tore}} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \frac{S}{dl} C$$

et en appliquant le théorème d'Ampère, il vient :

$$\phi_{\text{tot}} = \frac{S}{dl} \mu_0 I$$

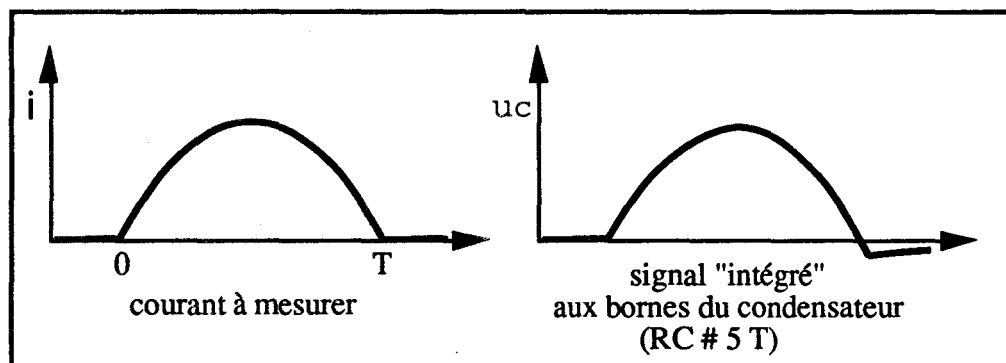


**Bobine de Rogorwsky**

**fig. 101**

Donc, si les spires ont toutes la même surface et sont espacées régulièrement le long du tore, même si ce tore n'est pas rond et si le champ n'est pas régulier, on obtient un flux proportionnel au courant, la tension induite  $\frac{d\phi}{dt}$  intégrable par un simple circuit R-C conduit à une mesure possible du courant.

Pour que cette mesure soit précise il faut que le courant dans la résistance soit bien proportionnel à la tension induite, il faut donc que la tension aux bornes du condensateur reste faible. On peut aussi dire, (ce qui revient au même), que la fonction de transfert  $\frac{1}{1 + i \omega RC}$  doit être aussi proche que possible de  $\frac{1}{i \omega RC}$ . Pour un temps T de passage du courant il faudra donc avoir  $RC \gg T$  (si RC n'est pas assez grand la tension obtenue est "inclinée" vers le bas : fig. 102).



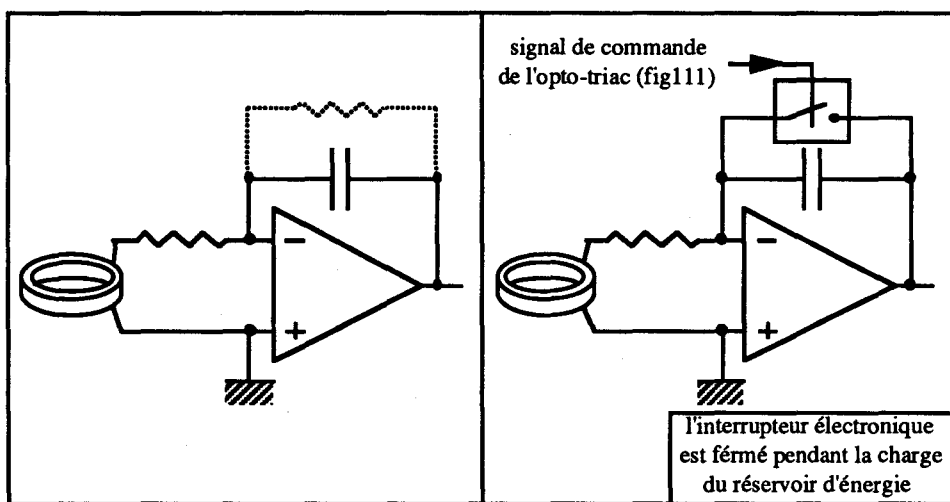
**Intégration par un simple circuit R-C**

**fig. 102**

Avec des valeurs élevées pour  $\frac{RC}{T}$ , le signal utile devient faible et il est facilement bruité, alors que la déformation peut être encore sensible.

Nous avons donc également utilisé un intégrateur à amplificateur opérationnel (fig. 103), on sait qu'un tel intégrateur est quasiment parfait, mais que, pour cette raison, il est très sensible à toute dérive. Pour éviter qu'il n'entre en saturation on "shunte" habituellement le condensateur par une forte résistance (ce qui limite le gain aux très basses fréquences), mais on déforme alors un peu le signal !

Nous avons choisi une autre méthode : nous profitons de l'existence d'un signal qui précède la montée du courant (tension sur l'opto-triac) pour initialiser l'intégrateur par mise en court-circuit du condensateur.



**Intégration par un amplificateur opérationnel**

**fig. 103**

Les résultats d'intégration obtenus avec des amplificateurs opérationnels sont effectivement délivrés de toute déformation, par contre les parasites à la commutation des thyristors sont plus forts et durent plus longtemps.

INTEGRATEUR	SIGNAL	PARASITES
RC	rapide déformé bas niveau (bruits)	rapidement amortis
AOP Synchronisé	assez rapide forme parfaite fort niveau	oscillations moins bien amorties

Lors de la réalisation des bobines, nous avons essayé d'éviter au maximum les défauts possibles :

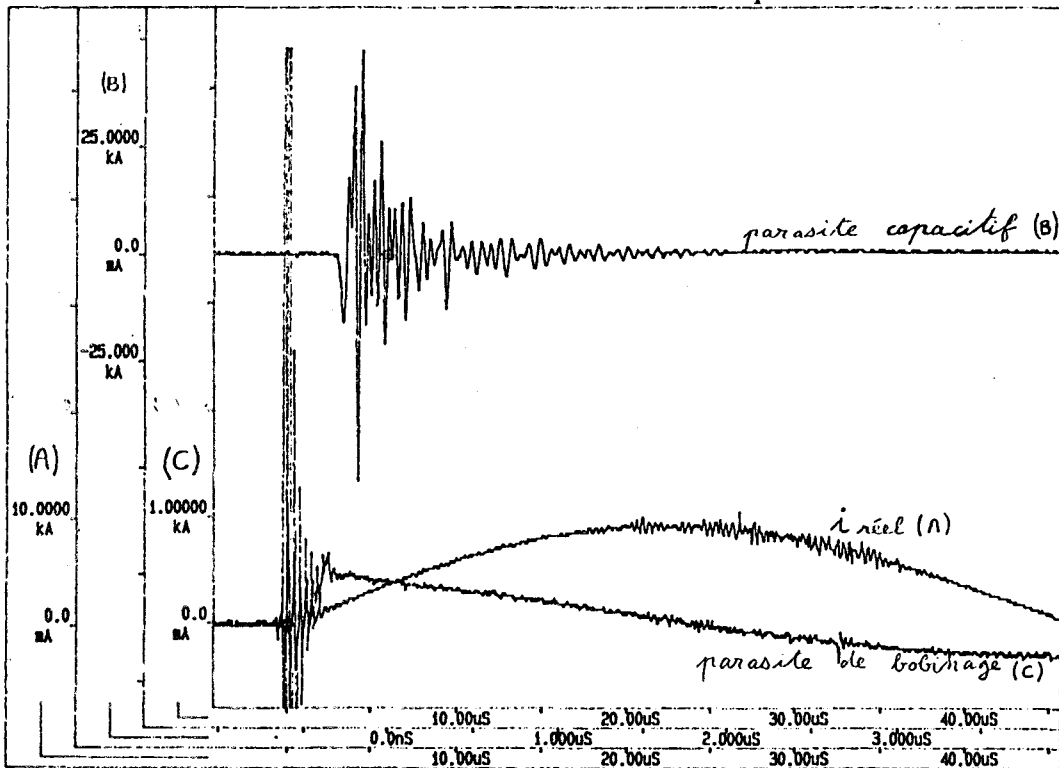
- Elles comportent un grand nombre de spires espacées le plus régulièrement possible. Ainsi même si le champ est très peu uniforme (courant passant contre un bord de la bobine, par exemple), nous pouvons espérer un résultat assez juste.
- Nous avons installé un écran électrostatique autour des spires (il ne forme pas de spire en court-circuit), réduisant ainsi certains parasites.

Les bobines sont fines ( $\phi : 5 \text{ mm}$ ) et on peut les ouvrir (on déroule le tore pour en faire un solénoïde), elles sont conçues pour mesurer le courant dans un thyristor sans démontage.

Pour tester l'écran électrostatique il suffit de placer la bobine contre une surface dont le potentiel varie brusquement (commutation). On constate que les effets capacitifs laissent un parasite important mais vite estompé (fig. 104 en haut).

Pour tester la qualité du bobinage, il suffit de faire passer un fort courant très près (mais pas à l'intérieur) de la bobine : on obtient alors la courbe du bas (fig. 104), en fait on ne voit quasiment qu'un effet capacitif (parasite, puis  $10^{-5}$  fois la tension condensateur).

La dernière courbe est celle du courant relevé normalement pendant ces essais.



Parasites observés

fig. 104



La mise en oeuvre d'un shunt aselfique est également appréciable.

Actuellement, sur le marché, nous pouvons trouver un tel shunt dont la bande passante atteint 1,5 MHz. Sa résistance interne est de 1 mΩ et le courant qu'il admet en régime permanent est de 100 A. Bien entendu, notre problème est la mesure d'impulsions très rapides de courant, et cette valeur de 100 A n'est pas limitative. En fait, le facteur à considérer est l'énergie admissible sans destruction.

Dans cette perspective, il faut noter que la rapidité du phénomène est telle que l'échauffement de la résistance est quasiment adiabatique, et de ce fait, la montée jusqu'à une température maximale admissible, correspondra à une quantité d'énergie déterminée par :

$$E = \int RI^2 \cdot dt = R \int I^2 \cdot dt$$

Etant donné la rapidité de la décharge du condensateur, des pointes de courant atteignant 30 000 A apparaissent. Le shunt signalé auparavant accepte toutefois l'énergie correspondante E.

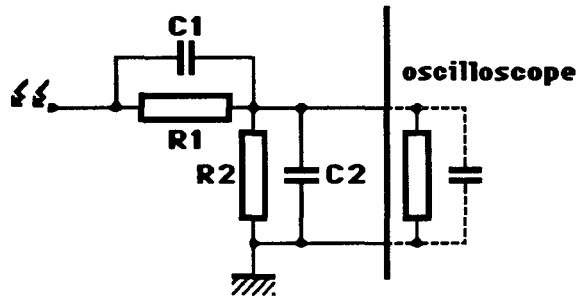
Le shunt nous a servi pour les tous premiers essais : il est facile à utiliser, il ne donne pas de parasites et déforme peu les signaux. Il nous a ainsi servi à calibrer nos bobines de Rogorwsky.

Par contre son insertion n'est possible que dans le courant total et en modifiant fortement le circuit.

Par ailleurs il impose un potentiel (masse de l'oscilloscope) là où il est branché, les mesures de tensions ne sont alors plus aussi faciles (pas de masse flottante) et la sécurité n'est pas aussi grande (pas d'isolation galvanique).

### III.7.2. Mesure des tensions

La mesure des tensions se fait simplement par l'emploi d'une sonde atténuatrice. Par contre, l'emploi d'un simple diviseur résistif conduirait à la destruction de l'appareil aval, un oscilloscope, par exemple. Les résistances doivent, en effet, être accompagnées de condensateurs de compensation, comme indiqué dans un exemple de réalisation à la figure 105.



Sonde compensée  
fig. 105

Remarque :  $R_2$  et  $C_2$  disposés en parallèle avec la capacité et la résistance d'entrée de l'oscilloscope sont équivalents à une résistance  $R'_2$  et un condensateur  $C'_2$ .

Pour que la sonde ait une fonction de transfert indépendante de la fréquence, il faut que  $R_1 C_1 = R'_2 C'_2$ .

Par exemple, dans le cas d'une division par 100 :

$$R_1 = 50 \text{ M}\Omega, R'_2 = 500 \text{ K}\Omega, C_1 = 100 \text{ pF} \text{ et } C'_2 = 10 \text{ nF}$$

Supposons que nous souhaitions éliminer  $C_1$  et  $C_2$ , il demeure une capacité parasite de la résistance  $R_1$ , et celle-ci peut atteindre 1 pF. Il reste aussi la capacité d'entrée, (10 pF), de l'oscilloscope. La limite de la fonction de transfert pour les fréquences élevées sera alors, les résistances devenant négligeables :

$$G_1 = \frac{1 \text{ pF}}{10 \text{ pF}} = 0,1 \quad \text{soit dix fois plus que désiré (destruction possible de$$

l'oscilloscope).

On voit donc que le fait de ne pas disposer les condensateurs  $C_1$  et  $C_2$  serait catastrophique pour une tension dont les temps de montée sont très courts.

Nous avons réalisé une sonde de tension divisant par 250.

Le condensateur  $C_1$  est constitué par 5 condensateurs de 500 pF (6000 V) en série et  $R_1$  par 5 résistances de 10 M $\Omega$  (en fait chaque résistance est en parallèle avec un condensateur pour bien répartir les tensions).

$R_2$  est réglable (pour le gain en basse fréquence) et  $C_2$  (qui est trop important pour être ajustable) peut être modifié en commutant plusieurs condensateurs en parallèle.

Les tensions en conduction des thyristors peuvent varier par la dispersion des composants. De plus, sans données précises, on peut se demander si, à notre échelle de temps, le thyristor se comporte tout de suite après la chute de tension comme une résistance en série avec une source de tension constante, ou bien si, au contraire, il existe un régime transitoire pendant une grande partie de l'impulsion de courant.

En essayant de répondre à ces questions avant la première mise en parallèle, on a pu constater qu'il est très difficile de mesurer la tension de conduction moins de 30  $\mu$ s après le passage à l'état passant.

Cela résulte de deux phénomènes possibles :

\* Dans une sonde habituelle, la pointe sensible et la pince de masse forment une boucle d'une quinzaine de centimètres de long (50 cm pour la deuxième sonde H.T. que nous avons achetée), cette boucle, si on n'y prend pas garde, est le siège d'une tension induite importante (et la situation se complique encore lorsqu'il y a plusieurs sondes dont on branche les masses). On peut, heureusement, facilement réduire la surface de cette boucle, en enroulant le fil de masse autour de la sonde et en rapprochant le plus possible les deux points entre lesquels on mesure la tension.

\* Le deuxième phénomène est le suivant :

Lorsqu'une sonde haute tension (avec par exemple  $R_1 = 50 \text{ M}\Omega$ ,  $R'_2 = 500\text{k}\Omega$ ,  $C_1 = 100 \text{ pF}$  et  $C'_2 = 10 \text{ nF}$ ) est très légèrement dérégulée avec une vraie valeur  $C'_1 = 101 \text{ pF}$  (par exemple) alors la réponse de la sonde à un échelon de tension (3000 V par exemple) présente un dépassement de 1 % environ soit 30 V. Par ailleurs, ce dépassement s'amortit relativement lentement avec une constante de temps  $\tau_1 = R_1 \cdot C_1 = 5 \text{ ms}$

En effet, le gain de la sonde s'écrit :

$$G = \frac{\frac{R_2}{1 + R_2 C_2 p}}{\frac{R_2}{1 + R_2 C_2 p} + \frac{R_1}{1 + R_1 C_1 p}}$$

en notant  $\tau_1 = R_1 C_1$  ,  $\tau_2 = R_2 C_2$  , et  $\tau = \tau_2 - \tau_1$  la petite différence entre les deux, et en supposant  $\tau \ll \tau_1$  on peut réarranger l'expression :

$$G = \frac{R_2}{R_2 + R_1 + \frac{\tau p}{1 + \tau_1 p} R_1} \cong \frac{R_2}{R_2 + R_1} \left( 1 - \frac{R_1}{R_2 + R_1} \frac{\tau p}{1 + \tau_1 p} \right)$$

comme de plus  $R_1 \gg R_2$  :

$$G \cong \frac{R_2}{R_2 + R_1} \left( 1 - \frac{\tau p}{1 + \tau_1 p} \right)$$

On voit alors bien que le dépassement relatif du gain  $\left( - \frac{\tau p}{1 + \tau_1 p} \right)$  présente un amortissement de constante de temps  $\tau_1$ .

Dans notre exemple le dépassement (30 V) et sa durée (5000  $\mu$ s) empêchent rigoureusement toute mesure de la tension directe en conduction.

On peut difficilement régler une sonde à "mieux que 1 %", principalement, parce que, à ce niveau de précision, la modélisation par deux résistances et deux condensateurs ne suffit plus, il apparaît de nombreux autres éléments parasites avec des constantes de temps variées pour la réponse impulsionnelle.

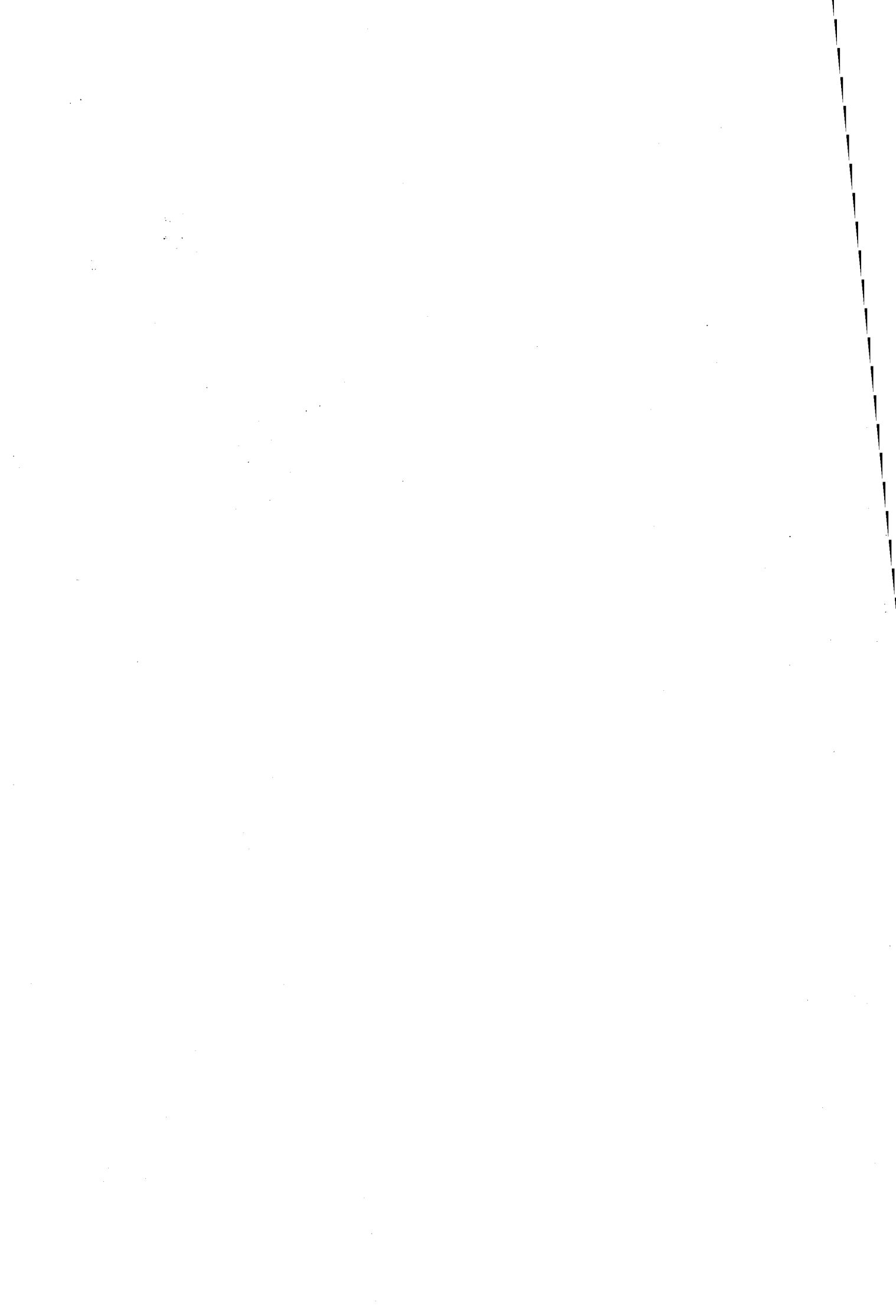
Les solutions envisageables, toujours assez compliquées, sont présentées et comparées en annexe O.

### CONCLUSION DU CHAPITRE III

L'association de thyristors en parallèle et série a très rapidement donné de bons résultats d'équilibrage, et cela pour des conditions de fonctionnement très proches des limites absolues des composants.

Une étude et un choix précis des éléments annexes aux thyristors (inductances parasites, dispositifs d'équilibrage, générateur d'impulsion de gâchette...) et un tri préliminaire des composants ont été des conditions suffisantes pour un fonctionnement correct.

Par ailleurs l'inductance parasite de câblage a pu être minimisée et sa très faible valeur, si on utilise un condensateur performant, doit permettre d'atteindre des fréquences de décharge aussi élevées que 60 kHz (plus de deux fois la fréquence de court-circuit des générateurs existants).



## **CHAPITRE IV**





## CHARGEUR

Nous présentons ci-après le choix et l'étude d'un dispositif destiné à recharger le condensateur réservoir d'énergie entre chaque opération de formage.

Les critères de choix retenus et les caractéristiques présentées sont édictés dans un souci d'utilisation industrielle.

### IV.1. OBJECTIFS

Les objectifs sont :

- d'une part autoriser une cadence de fonctionnement (charge/décharge) donnée pouvant être imposée par une chaîne automatisée utilisant le magnétoformage.
- d'autre part, apporter au réseau d'alimentation et de manière générale à l'environnement du système (matériel de signalisation, équipements de mesure et de calcul) un niveau de perturbations acceptable. Par ailleurs, un dernier souhait peut concerner les autres critères que sont : le prix, l'encombrement, le poids, la simplicité, la rusticité, la facilité de maintenance.

### IV.2. SOLUTIONS ENVISAGEABLES

Parmi les solutions, soit déjà exploitées, soit venant à l'esprit, nous retenons les trois montages suivants :

- Association d'un transformateur BT/MT à une résistance chutrice (T-R).
- Association d'un gradateur à commande de phase et d'un transformateur BT/MT à fuites (G-T)
- Alimentation à découpage à transformateur ferrite élévateur, et pont de diodes en tête alimenté directement par le réseau 220 V (A-D).

### IV.3. CRITERES DE SELECTION

. Le critère lié à l'encombrement et au poids ne sera pas retenu dans la mesure où l'installation de formage par elle même nécessite un "volume de sécurité" bien supérieur à l'encombrement du chargeur.

Nous retiendrons simplement :

- 1) la vitesse de charge (cadence)
- 2) la facilité de réalisation, de maintenance et la solidité (rusticité)
- 3) les perturbations émises
- 4) le rendement envisageable

Nous proposons ci-dessous d'effectuer, une sélection par critères :

- critère n° 1 : le "G-T" et l'"A-D" l'emportent pour ce critère

- critère n° 2 : le "T-R" vient en tête devant le "G-T", en effet l'alimentation à découpage nécessite un soin de réalisation particulier lié au fort coefficient d'élévation de la tension , et présente, par ailleurs, une fragilité supérieure.

- critère n° 3 : concernant le "T-R" les commutations sont évidemment douces, et le niveau de perturbations est de loin le plus faible (aussi bien en H.F. qu'en B.F.), concernant la comparaison "G-T" / "A-D" on préfère l' "A-D" si les perturbations conduites sont le problème essentiel.

- Critère n° 4 : le moins bon rendement est, évidemment, celui du "T-R".

Sous réserve d'utiliser un transformateur B.F. de bonne qualité, le "G-T" présentera le meilleur rendement.

#### Solution retenue :

Nous avons privilégié la rusticité, le rendement et la cadence. notre choix s'est donc porté sur l'association "gradateur - transformateur à fuites".

#### **IV.4. ETUDE DE L' ASSOCIATION :**

##### **"GRADATEUR - TRANSFORMATEUR A FUTES - DIODE"**

Le gradateur fonctionnant en angle de phase est associé à un transformateur élévateur à enroulements séparés, relié, via une simple diode de redressement, au condensateur. L'isolement galvanique assure par ailleurs toute la sécurité requise.

Le secteur alternatif et le condensateur étant des sources de tension, la compatibilité n'est assurée que grâce à l'impédance de pertes du transformateur.

La charge pouvant se faire très progressivement, et dans un temps (0,1 seconde minimum) très grand devant la période, il est alors inutile de disposer d'une inductance supplémentaire pour convertir le secteur en véritable source de courant.

En effet, si l'accroissement de tension obtenu par variation monotone du retard à l'amorçage des thyristors s'effectue lentement, le gradient de tension est limité en amplitude, et peut " se reporter" sans entraîner d'excès d'intensité sur l' impédance de pertes.

Par suite, le courant instantané sera une onde périodique constituée d'impulsions de durées très brèves (quelques ms).

La fourchette de variation de l'angle  $\psi$  de retard à l'amorçage sera en conséquence limitée à l'intervalle  $\left[ \pi \rightarrow \frac{\pi}{2} \right]$ .

D'autre part, le processus de charge aura toujours lieu à partir de la valeur la plus basse (limite haute de l'angle  $\psi$ ) de manière à éviter tout régime aperiodique au démarrage, pouvant entraîner une saturation inacceptable.

On peut considérer que la charge du condensateur peut être analysée à partir des équations en régime permanent, celle-ci étant alors supposée évoluer de manière infiniment lente devant la période du réseau alternatif.

#### IV.4.1. Etude analytique

##### IV.4.1.1. Schéma retenu

Dans la mesure où l'élément essentiel est l'impédance de pertes du transformateur, le schéma équivalent pour l'étude des commutations, peut être la version simplifiée suivante :

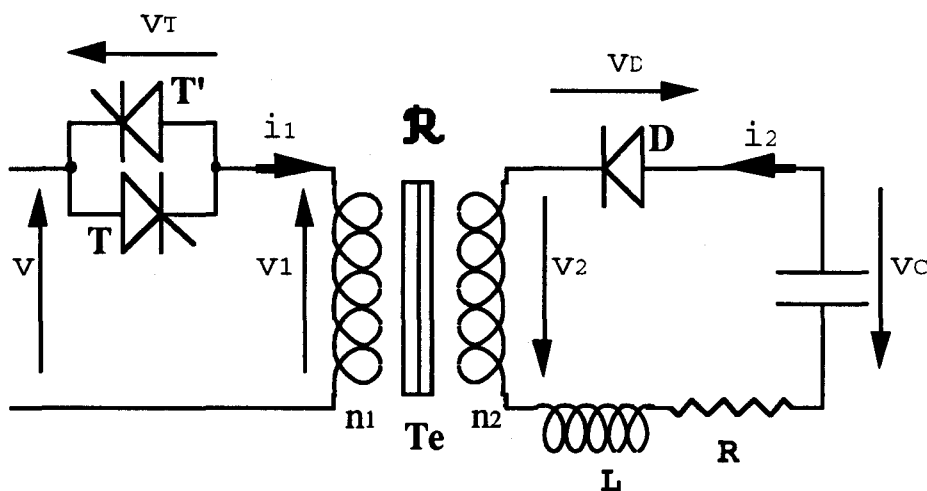


Schéma équivalent de la solution étudiée

fig. 106

- R est la résistance équivalente ramenée au secondaire.
- L est l'inductance globale de fuite dans l'air ramenée au secondaire.

#### IV.4.1.2. Hypothèses simplificatrices

Le transformateur  $T_e$  est équivalent à un transformateur de réluctance  $\mathfrak{R}$ , dépourvu de pertes Fer. Les puissances réactives dans le Fer et dans l'air sont prises en considération.

Le courant magnétisant est donc supposé purement réactif et de valeur :  $i_m = \frac{1}{n_1} \mathfrak{R} \varphi$

Les chutes de tensions directes des S.-C. sont négligées, ainsi que leurs courants de fuite.

#### IV.4.1.3. Relations générales

Ces relations sont toujours valables quel que soit le régime de fonctionnement de l'association.

$$* v = v_T + v_1$$

$$* v_1 = n_1 \frac{d\varphi}{dt}$$

$$* v_2 = n_2 \frac{d\varphi}{dt}$$

$$* v_C = v_2 - R i_2 - L \frac{di_2}{dt} - v_D$$

$$* n_1 i_1 - n_2 i_2 = \mathfrak{R} \varphi$$

$$* i_2 = C \frac{dv_C}{dt}$$

#### IV.4.1.4. Fonctionnement

On suppose que le condensateur n'est jamais complètement chargé. Alors, la diode D conduit dès que  $v_2$  devient supérieure à  $v_C$ .

La tension  $v_C$  du condensateur, est une donnée initiale positive, pour l'étude des commutations. On peut la considérer constante, si le courant qui le traverse est nul.

Selon la valeur de  $v_c$ , et de l'angle  $\psi$  de retard à l'amorçage des semi-conducteurs, plusieurs modes de fonctionnement peuvent apparaître. Ils sont observés sur un intervalle d'étude d'une période complète, du fait de la dissymétrie de glissement introduite par la diode.

Imaginons une charge progressive du condensateur. L'angle  $\psi$  de retard à l'amorçage des thyristors sera variable de  $\pi$  à  $\pi/2$ .

L'observation se fait sur une période, compte tenu de la dissymétrie de glissement introduite par la diode.

Les modes suivants peuvent apparaître en supposant  $v_c$  non nulle au départ ( $\psi_1$  : valeur de  $\psi$  à la limite des deux modes) :

1er mode :  $\psi_1 \leq \psi \leq \pi$

pour  $\psi \leq \theta = \omega t \leq \psi + 2\pi$  4 régimes se succéderont :

- T passant
- aucun S.-C. passant
- T' passant
- aucun S.-C. passant

2ème mode :  $\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \psi_1$

Ce mode apparaît dès que la tension  $v_2$  à l'instant d'enclenchement, devient supérieure à  $v_c$ .

pour  $\psi \leq \theta = \omega t \leq \psi + 2\pi$  5 régimes se succéderont :

- T et D passants
- T passant
- aucun S.-C. passant
- T' passant
- aucun S.-C. passant

IV.4.1.5. Résolution par mode

IV.4.1.5.1. 1er Mode

$$\begin{aligned}\psi_1 &\leq \psi \leq \pi \\ \psi &\leq \theta = \omega t \leq \psi + 2\pi\end{aligned}$$

1er régime : T passant :

T et D bloqués

$$\psi \leq \theta \leq \theta_{C1}$$

$$*v_1 = V\sqrt{2} \cdot \sin\theta = V_{1m} \cdot \sin\theta$$

$$*v_2 = \frac{n_2}{n_1} \cdot V\sqrt{2} \cdot \sin\theta = V_{2m} \cdot \sin\theta$$

$$*v_D = v_2 - v_C = V_{2m} \cdot \sin\theta - v_C$$

$$*\varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1\omega} (\cos\theta - k)$$

à l'instant  $t = \frac{\Psi}{\omega}$  :  $i_1 = 0$  et  $\varphi = 0$  d'où :

$$*\varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1\omega} (\cos\theta - \cos\psi)$$

D étant bloquée  $i_2 = 0$ , par suite :

$$*i_1 = \frac{\Re\varphi}{n_1} = -\frac{\Re V_{1m}}{n_1^2\omega} (\cos\theta - \cos\psi)$$

limite de régime :

à l'instant  $\frac{\theta_{C1}}{\omega}$  on a de nouveau  $i_1 = 0$  d'où :

$$\frac{\Re V_{1m}}{n_1^2\omega} (\cos\theta - \cos\psi) = 0$$

ce qui donne  $\theta_{C1} = 2\pi - \psi$  (symétrique de  $\psi$  par rapport à  $\pi$ )

2ème régime : tous les semi-conducteurs sont bloqués

$$\theta_{C1} \leq \theta \leq \psi + \pi$$

$$* v_1 = v_2 = 0$$

$$* v_T = V_{1m} \cdot \sin \theta$$

$$* i_1 = i_2 = 0 \quad * \varphi = 0$$

$$* v_D = -v_C$$

la fin du régime a lieu à l'enclenchement de T'.

3ème régime : T' passant

$$\psi + \pi \leq \theta \leq \theta'_{C1} \quad (\text{l'angle } \theta'_{C1}, \text{ par symétrie, doit s'identifier à } \theta_{C1} + \pi)$$

on a :

$$* v_1 = V_{1m} \cdot \sin \theta$$

$$* v_2 = V_{2m} \cdot \sin \theta$$

$$* v_D = V_{2m} \cdot \sin \theta - v_C$$

$$* \varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1 \omega} (\cos \theta - k')$$

à l'instant  $\frac{\psi + \pi}{\omega}$ ,  $i_1 = 0$  et  $\varphi = 0$  d'où :

$$* \varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1 \omega} (\cos \theta + \cos \psi)$$

$$* i_1 = -\frac{\Re V_{1m}}{n_1^2 \omega} (\cos \theta + \cos \psi)$$

A l'instant  $\theta'_{C1}$  on a de nouveau  $i_1 = 0$ , d'où :

$$\frac{\Re V_{1m}}{n_1^2 \omega} (\cos \theta'_{C1} + \cos \psi) = 0$$

ce qui donne  $\theta'_{C1} = 3\pi - \psi (= \theta_{C1} + \pi)$

4ème régime : aucun semi-conducteur n'est passant

$$\pi + \theta_{C1} \leq \theta \leq 2\pi + \psi$$

$$*v_1 = v_2 = 0$$

$$*v_T = V_{1m} \cdot \sin \theta \quad (\text{positif})$$

$$*i_1 = i_2 = 0 \quad * \varphi = 0$$

$$*v_D = -v_C$$

limite du mode

On ne conserve le 1er mode que si  $v_D$  reste toujours négative, soit, pour les 1er et 3ème régimes si :

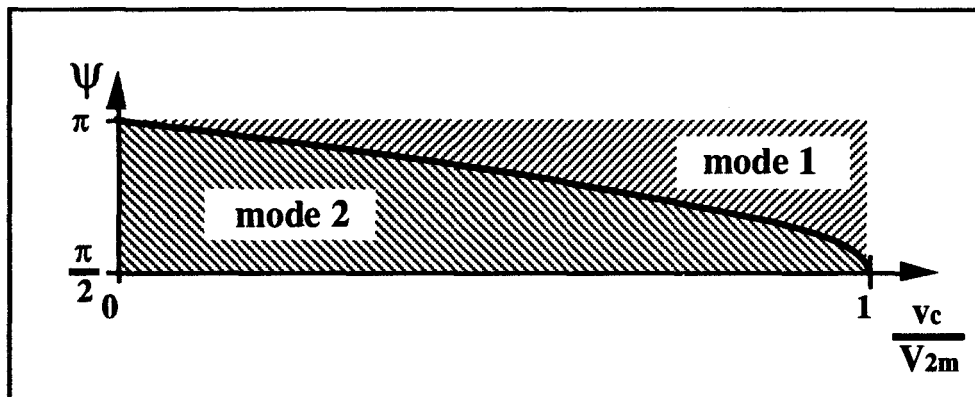
$$V_{2m} \cdot \sin \theta < v_C \quad \sin \theta < \frac{v_C}{V_{2m}}$$

il faut donc :

$$\psi > \psi_1 \text{ avec } \sin \psi_1 = \frac{v_C}{V_{2m}} \quad (\psi_1 = \pi - \arcsin(\frac{v_C}{V_{2m}}))$$

Pour les 2ème et 4ème régimes on a  $v_C > 0$  (par hypothèse) et donc :

$$v_D = -v_C < 0$$



Mode de fonctionnement en fonction de  $v_c$  et de  $\psi$ .

fig. 107



IV.4.1.5.2. 2ème mode

$$\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \psi_1$$

$$\psi \leq \theta \leq \psi + 2\pi$$

1er régime : T et D conducteurs

$$\psi \leq \theta \leq \theta_{c2}$$

$$*v_1 = V_{1m} \cdot \sin \theta$$

$$*v_2 = V_{2m} \cdot \sin \theta$$

$$*v_D = 0 \quad *v_T = 0$$

$i_2$  répond à l'équation différentielle suivante :

$$R i_2 + L \frac{di_2}{dt} = V_{2m} \cdot \sin \theta - v_c$$

les solutions pour  $i_2$  sont de la forme :

$$(**) i_2 = -\frac{v_c}{R} + \frac{V_{2m}}{R^2 + L^2\omega^2} [R \cdot \sin \theta - L\omega \cdot \cos \theta] + K \cdot e^{-\frac{R}{L\omega}\theta}$$

à l'instant  $t = \frac{\psi}{\omega}$ ,  $i_2 = 0$  d'où :

$$K = \left[ \frac{v_c}{R} - \frac{V_{2m}}{R^2 + L^2\omega^2} [R \cdot \sin \psi - L\omega \cdot \cos \psi] \right] \cdot e^{\frac{R}{L\omega}\psi}$$

$$* \varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1 \omega} (\cos \theta - \cos \psi)$$

$$* i_1 = \frac{\mathcal{R}\varphi}{n_1} + \frac{n_2}{n_1} i_2$$

L'expression finale est obtenue en remplaçant  $i_2$  par (\*\*)

Limite de régime

L' équation  $i_2 = 0$  est implicite, elle dépend de plusieurs paramètres qui ne sont pas encore déterminés  $(\frac{v_c}{V_{2m}}, \frac{R}{L\omega}, \psi)$ .

Une résolution numérique n'est pas facilement exploitable.

Nous proposons de simplifier l' équation implicite en linéarisant les tensions "autour de  $\psi$ ", nous exploitons l' hypothèse de conduction possible de la diode uniquement pendant un instant bref après  $t = \frac{\psi}{\omega}$ .

En faisant ressortir les nombres sans dimensions :

$$\alpha \equiv \frac{\sin \psi - \sin \psi_1}{\frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi} \quad \text{et} \quad \beta_c \equiv \frac{R}{L\omega} \cdot (\theta_{c2} - \psi),$$

on obtient numériquement, pour  $i_2 = 0$ , une relation entre  $\alpha$  et  $\beta_c$ .

$\alpha$  est calculé à partir des données, il en résulte  $\beta_c$ , d'où  $\theta_{c2}$  par :  $\theta_{c2} = \psi + \beta_c \frac{L\omega}{R}$ .

(voir annexe P).

2ème régime : T conducteur

$$\theta_{c2} \leq \theta \leq \theta_{c1}$$

Les équations sont les mêmes que celles du 1er régime du 1er mode, soit :

$$* v_1 = V_{1m} \cdot \sin \theta$$

$$* v_2 = V_{2m} \cdot \sin \theta$$

$$* v_D = V_{2m} \cdot \sin \theta - v_c \quad (\text{négatif car } \theta_{c2} > \psi_1)$$

$$* \varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1 \omega} (\cos \theta - \cos \psi)$$

$$* i_1 = \frac{\Re \varphi}{n_1} = -\frac{\Re V_{1m}}{n_1^2 \omega} (\cos \theta - \cos \psi)$$

L'extinction de  $i_1$  a lieu pour  $\theta_{c1} = 2\pi - \psi$

3ème régime : aucun semi-conducteur n' est passant

$$\theta_{C1} \leq \theta \leq \psi + \pi$$

$$* v_1 = v_2 = 0$$

$$* v_T = V_{1m} \cdot \sin \theta \quad (\text{négatif})$$

$$* i_1 = i_2 = 0 \quad * \varphi = 0$$

$$* v_D = -v_C$$

4ème régime : T conducteur

$$\pi + \psi \leq \theta \leq \pi + \theta_{C1}$$

$$* v_1 = V_{1m} \cdot \sin \theta$$

$$* v_2 = V_{2m} \cdot \sin \theta$$

$$* v_D = V_{2m} \cdot \sin \theta - v_C$$

$$* \varphi = -\frac{V_{1m}}{n_1 \omega} (\cos \theta + \cos \psi)$$

$$* i_1 = -\frac{\Re V_{1m}}{n_1^2 \omega} (\cos \theta + \cos \psi)$$

5ème régime : aucun semi-conducteur n' est passant

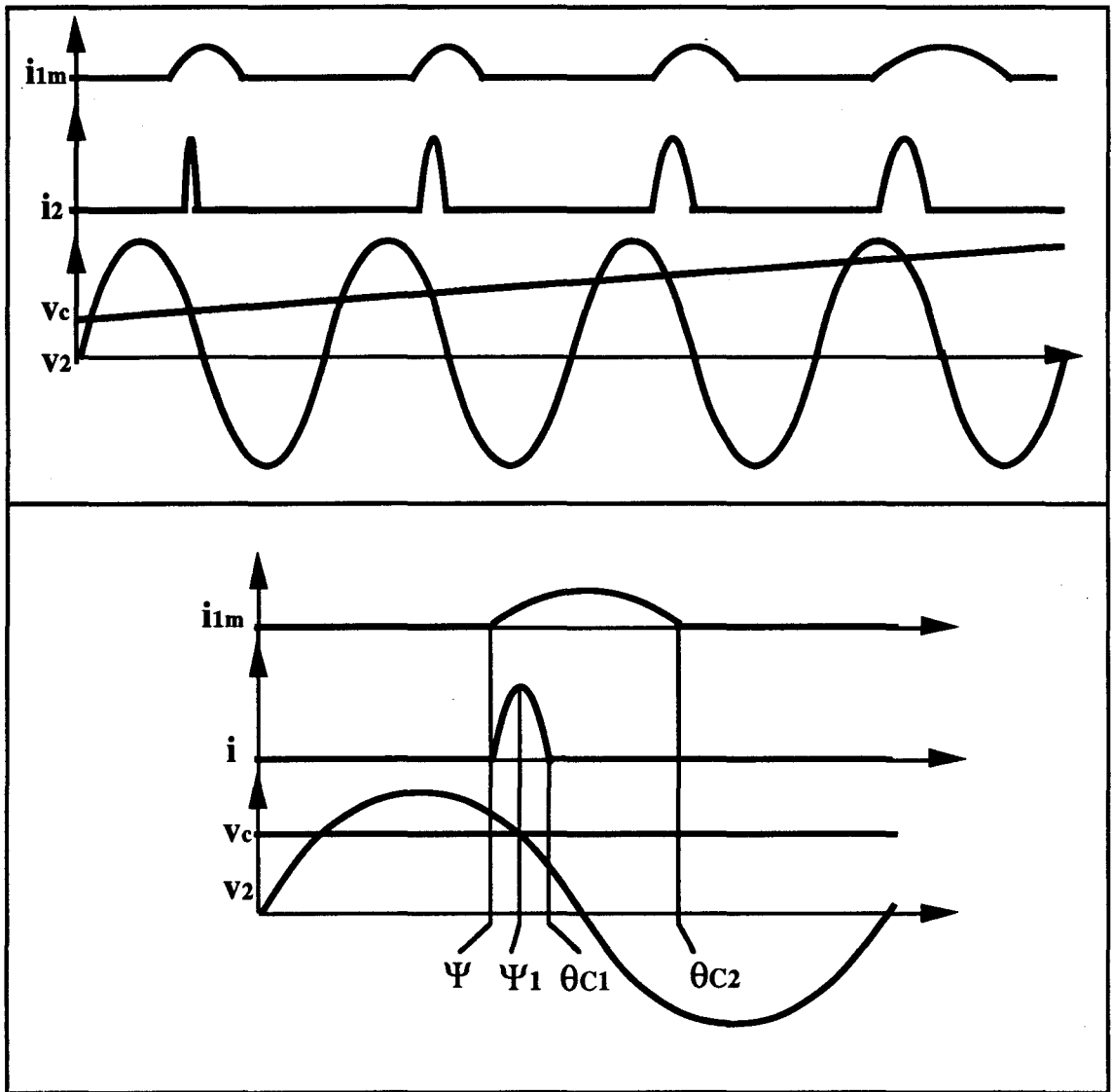
$$\theta_{C1} + \pi \leq \theta \leq \psi + 2\pi$$

$$* v_1 = v_2 = 0$$

$$* v_T = V_{1m} \cdot \sin \theta \quad (\text{positif})$$

$$* i_1 = i_2 = 0 \quad * \varphi = 0$$

$$* v_D = -v_C$$



Allure des courants et des différents angles

fig. 108

#### IV.4.1.6. Loi de commande

Pour la suite de l'étude nous négligeons l'influence de R sur les ondes de courant. Nous reprenons la linéarisation de  $v_2$  "autour de  $\psi_1$ " :

$$v_2 \cong V_{2m} \cdot [\sin \psi_1 + (\theta - \psi_1) \cdot \cos \psi_1]$$

Le courant  $i_2$  vaut alors (pour le 1er régime du 2ème mode) :

$$i_2 = \frac{V_{2m} \cdot \cos \psi_1}{2 L \omega} \cdot (\theta - \psi_1)^2 + K$$

Et, pour avoir  $i_2=0$  à l'instant  $\frac{\Psi}{\omega}$  :

$$i_2 = \frac{V_{2m} \cdot \cos \psi_1}{2 L \omega} \cdot [(\theta - \psi_1)^2 - (\psi - \psi_1)^2]$$

$i_2$  décrit en fait une parabole, centrée sur  $\psi_1$  et coupant l'axe  $i_2=0$  en  $\psi$  et  $2\psi_1 - \psi$  (symétrique de  $\psi$  par rapport à  $\psi_1$ ) (fig.108).

Le courant  $i_2$  est maximal pour  $\theta = \psi_1$  et vaut alors :

$$i_{2m} = -\frac{V_{2m} \cdot \cos \psi_1}{2 L \omega} \cdot (\psi - \psi_1)^2$$

On peut également écrire, comme  $\psi$  et  $\psi_1$  sont proches :

$$i_{2m} = -\frac{V_{2m}}{2 L \omega} \cdot \frac{(\sin \psi - \sin \psi_1)^2}{\cos \psi_1} = -\frac{1}{2 L \omega V_{2m}} \cdot \frac{[v_2(\psi) - v_c]^2}{\cos(\psi_1)}$$

**A partir de ces expressions on pourrait élaborer une loi de commande qui conduirait à l'obtention de la charge la plus rapide sans dépasser un maximum M pour  $i_2$  :**

$$\psi = \psi_1 - \sqrt{\frac{2 L \omega M}{V_{2m} \cos(\pi - \psi_1)}} \quad \text{où } \psi_1 \text{ est donné par le traducteur Arc sinus}$$

tel que  $\sin \psi_1 = \frac{v_c}{V_{2m}}$  et  $\frac{\pi}{2} \leq \psi_1 \leq \pi$ .

#### IV.4.1.7. Vitesse de charge

Calculons la charge  $\Delta q$  transportée, pendant une période, par le courant  $i_2$ , pour trouver l'évolution de  $v_c$  :

$$\Delta q = \int_{\psi}^{2\psi_1 - \psi} i_2(t) dt = \frac{V_{2m} \cos \psi_1}{2 L \omega^2} \cdot \left[ \frac{(\theta - \psi_1)^3}{3} - (\theta - \psi_1)(\psi - \psi_1)^2 \right]_{\psi}^{2\psi_1 - \psi}$$

$$\Delta q = -\frac{4}{3} \cdot \frac{V_{2m} \cos \psi_1}{2 L \omega^2} \cdot (\psi_1 - \psi)^3$$

Le courant moyen, sur une période, qui charge le condensateur vaut :

$$j_2 = \frac{\Delta q}{T} = -\frac{1}{3\pi} \cdot \frac{V_{2m} \cos \psi_1}{L\omega} \cdot (\psi_1 - \psi)^3$$

Si sur une période la tension  $v_C$  varie peu, de même que  $\psi_1$  et  $\cos \psi_1$ , on peut considérer que l'évolution de  $v_C$  est la même que celle que produirait  $j_2$ . On a donc l'équation suivante :

$$C \cdot \frac{dv_C}{dt} = j_2 = -\frac{1}{3\pi} \cdot \frac{V_{2m} \cos \psi_1}{L\omega} \cdot (\psi_1 - \psi)^3$$

$\cos \psi_1$  et  $\psi_1$  dépendent de  $v_C$  ( $\sin \psi_1 = \frac{v_C}{V_{2m}}$  et  $\frac{\pi}{2} \leq \psi_1 \leq \pi$ ), on a donc une équation différentielle, qui, pour toute loi de commande  $\psi(t)$  ou  $\psi(v_C)$ , donne l'évolution temporelle de  $v_C$ .

Dans le cas qui nous intéresse, la loi de commande (courant maximum  $M$  fixé) est :

$$\psi = \psi_1 - \sqrt{\frac{2 L \omega M}{V_{2m} \cos(\pi - \psi_1)}}$$

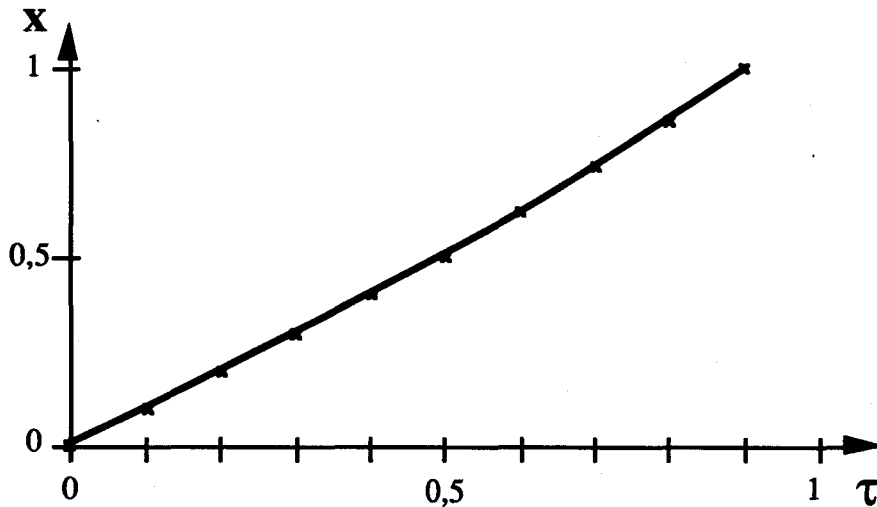
$v_C$  est alors donnée par :

$$C \cdot \frac{dv_C}{dt} = \frac{(2 L \omega M)^{3/2}}{3\pi (V_{2m})^{1/2} L \omega} \cdot \frac{1}{[\cos(\pi - \psi_1)]^{1/2}} = \frac{(2 L \omega M)^{3/2}}{3\pi (V_{2m})^{1/2} L \omega} \cdot \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{v_C}{V_{2m}}\right)^2\right]^{1/4}}$$

Nous écrivons cette équation avec des variables réduites :

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{1}{(1-x^2)^{1/4}} \quad \text{avec } x = \frac{v_C}{V_{2m}} \text{ et } \tau = \frac{(2M)^{3/2} (L\omega)^{1/2}}{3\pi C (V_{2m})^{3/2}} \cdot t$$

où  $x$  représente le "quota" de charge et varie de 0 à 1. Cette équation n'admet pas de solution analytique, mais une résolution numérique montre que  $x \cong \tau$  tant que  $x$  n'est pas trop proche de 1 (fig.109).



Evolution temporelle de la charge du condensateur (variables réduites)

fig. 109

Si on considère que  $x \equiv \tau$  on obtient pour le temps de charge maximum  $t_{cm}$  (accroissement 0 à  $v_c$ ) :

$$t_{cm} = \frac{3\pi C (V_{2m})^{3/2}}{(2M)^{3/2} (L\omega)^{1/2}} \cdot x = \frac{3\pi}{2} \cdot \sqrt{\frac{V_{2m}}{2 L\omega M}} \cdot \frac{C \cdot v_c}{M}$$

#### IV.4.1.8. Pertes énergétiques

Le seul élément dissipatif est la résistance R. L' énergie qu'elle dissipe en une période vaut :

$$\Delta W_p = \int_T R i_2^2 dt = \frac{R V_{2m}^2 \cos^2 \psi_1}{4L^2 \omega^2 \omega} \cdot \frac{16}{15} \cdot (\psi_1 - \psi)^5$$

Avec la loi de commande qui nous intéresse on obtient :

$$\Delta W_p = \frac{R V_{2m} \cos \psi_1}{2 L \omega^2} \cdot \frac{16}{15} \cdot (\psi_1 - \psi)^3 \cdot \frac{V_{2m} \cos \psi_1}{2L\omega} \cdot (\psi_1 - \psi)^2$$

$$\Delta W_p = -\frac{R V_{2m} M}{2 L \omega^2} \cdot \frac{16}{15} \cdot \cos \psi_1 (\psi_1 - \psi)^3$$

Et on constate que  $\Delta q$  et  $\Delta W_p$  sont liés de façon simple :

$$\frac{\Delta W_p}{\Delta q} = \frac{4}{5} RM$$

Pour une tension du condensateur passant de  $v_0$  à  $v_1$  on aura les pertes :

$$W_p = \frac{4}{5} RM.C.(v_1 - v_0)$$

et une énergie transférée dans le condensateur :

$$W_c = \frac{C}{2} v_1^2 - \frac{C}{2} v_0^2$$

La perte relative vaudra :

$$\frac{W_p}{W_c} = \frac{8}{5} \cdot \frac{RM}{v_0 + v_1}$$

et le rendement du processus de charge vaut :

$$\eta \cong 1 - \frac{W_p}{W_c} = 1 - \frac{8}{5} \cdot \frac{RM}{v_0 + v_1}$$

#### IV.4.2. Evaluation des perturbations apportées au réseau par le chargeur

Le cas que nous étudions, du gradateur associé à un récepteur capacitif est particulier.

En effet, dans la plupart des études [36],[37],[38] le récepteur est constitué de résistances alimentées directement ou via un transformateur, ou alors par un moteur en régime établi.

Pour ces études il est aisé d'étudier le gradateur en régime permanent, et d'en déduire les puissances (active, réactive, déformante) ainsi que le facteur de puissance et les spectres des courants d'entrée. Les perturbations conduites sont alors parfaitement caractérisées.

Dans le cas de notre montage, où la charge ne peut être qu'en régime variable, l'analyse des perturbations par une démarche similaire est impossible.



Nous proposons alors d'étudier le comportement de notre chargeur en regard du secteur de la façon suivante :

Dans un premier temps nous évaluons l'énergie, fournie par une séquence de charge au condensateur, et les pertes en lignes occasionnées.

Dans un deuxième temps et pour une durée égale à celle de la séquence de charge précédente nous évaluons l'énergie que le réseau aurait pu fournir, avec les mêmes pertes en ligne, à un récepteur purement résistif, donc de facteur de puissance optimal.

Le ratio entre ces deux énergies permet d'établir un critère de qualité du récepteur, au même titre que le facteur de puissance usuellement utilisé.

L'énergie fournie au condensateur,  $W_C$ , vaut simplement :

$$W_C = \frac{C}{2} v_1^2 - \frac{C}{2} v_0^2$$

Les pertes en lignes pour un réseau de résistance  $r$  valent :

$$W_L = r \int_{t_c} i_1^2(t) dt \cong r \left( \frac{n_2}{n_1} \right)^2 \int_{t_c} i_2^2(t) dt$$

(nous négligeons le courant magnétisant).

Avec les mêmes pertes en ligne et pour une durée égale ( $t_c$ ) un récepteur résistif verrait le courant efficace :

$$I_{R \text{ eff}} = \frac{n_2}{n_1} \sqrt{\frac{\int_{t_c} i_2^2(t) dt}{t_c}} \quad (W_L = r \cdot I_{R \text{ eff}}^2 \cdot t_c)$$

Et l'énergie que le réseau lui fournirait,  $W_R$ , vaudrait :

$$W_R = I_{R \text{ eff}} \cdot V \cdot t_c = \frac{V_{2m}}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{t_c} \cdot \sqrt{\int_{t_c} i_2^2(t) dt}$$

Nous avons déjà évalué  $\int_{t_c} i_2^2(t) dt$  (§V.4.1.8) qui vaut :

$$\int_{t_c} i_2^2(t) dt = \frac{W_p}{R} = \frac{4}{5} \text{ M.C.}(v_1 - v_0)$$

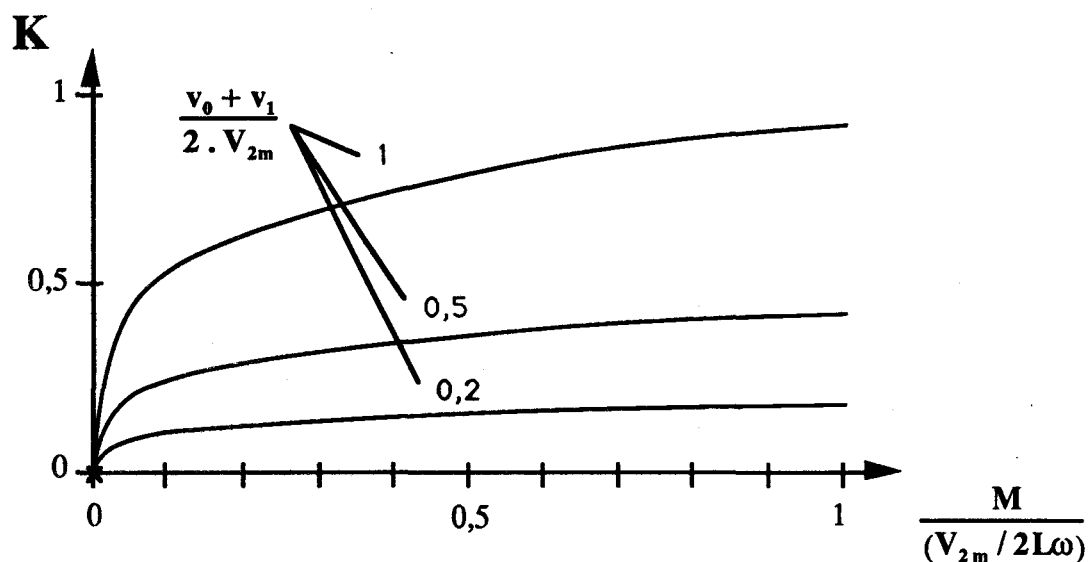
Notre critère de qualité, K, vaut alors :

$$K = \frac{\frac{C}{2} (v_1^2 - v_0^2)}{\sqrt{\frac{4}{5} \text{ M.C.}(v_1 - v_0)} \cdot \frac{V_{2m}}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \cdot \left[ \frac{V_{2m}}{2L\omega M} \right]^{1/4} \cdot \sqrt{\frac{C}{M}} \cdot \sqrt{v_1 - v_0}}$$

$$K = \sqrt{\frac{5}{12\pi}} \cdot \left[ \frac{2L\omega M}{V_{2m}} \right]^{1/4} \cdot \frac{v_0 + v_1}{V_{2m}}$$

### Allure de la caractéristique "Perturbations"

Il semble intéressant de tracer K en fonction du courant maximal autorisé, exprimé en valeur réduite :  $\frac{M}{(V_{2m} / 2L\omega)}$ , en prenant pour paramètre la moyenne des tensions de début et fin de charge exprimée en valeur réduite (division par  $V_{2m}$ ).



Critère de qualité selon les paramètres du processus de charge

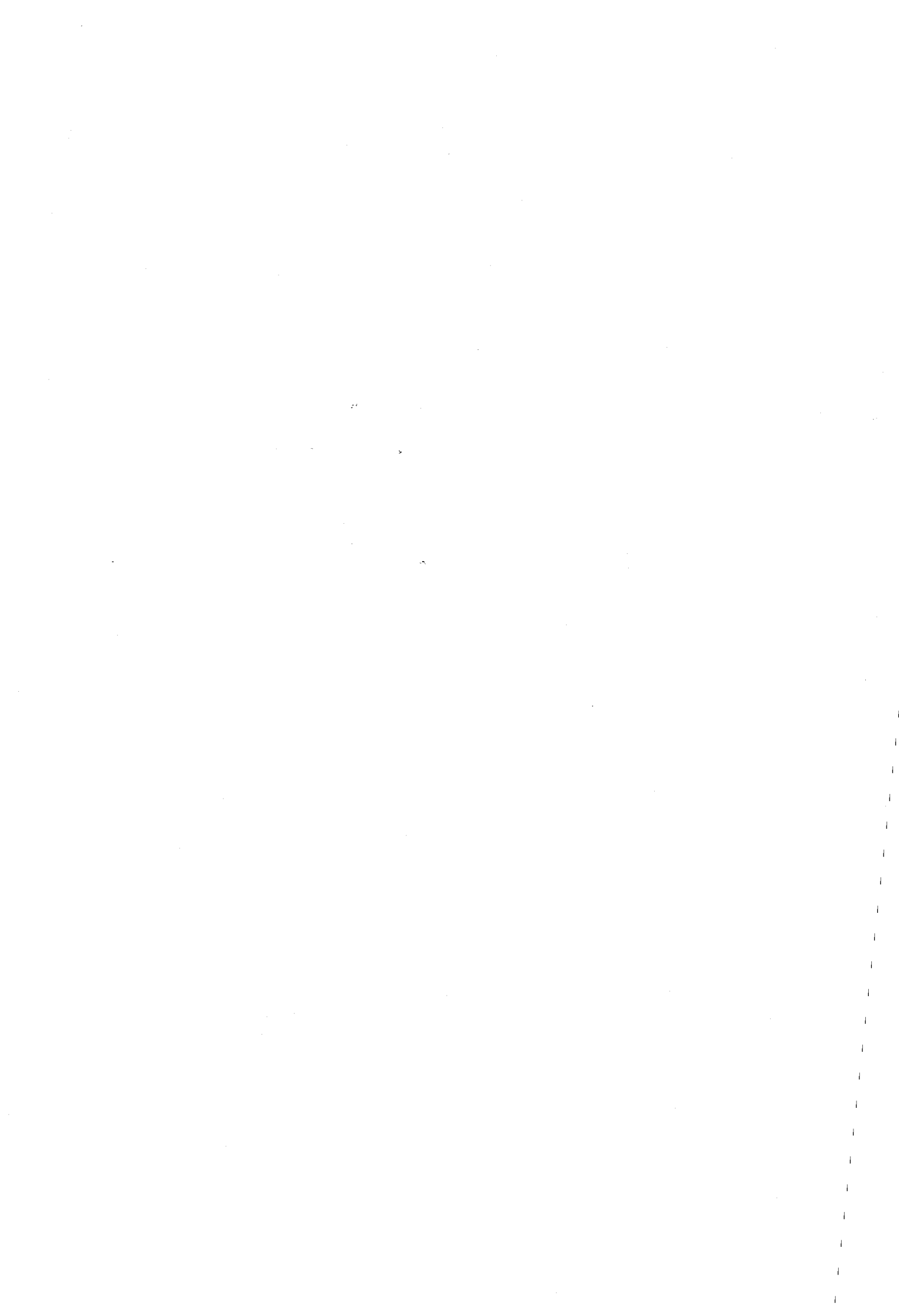
fig. 110

## CONCLUSION DU CHAPITRE IV

Cette étude montre bien pour ce type de chargeur, qu'à condition d'utiliser la loi de commande décrite, le rendement de charge est meilleur lorsque la tension résiduelle est élevée, on voit dans le dernier paragraphe que le "critère de qualité" est alors également plus fort.

Ceci confirme l'intérêt du dispositif complet, lequel permet de conserver une tension initiale sur le condensateur plutôt que de dissiper l'énergie dans des résistances.

On notera aussi l'évolution idéale de la tension du condensateur, qui augmente à une vitesse presque constante (dans le cas de l'association "transformateur-redresseur-résistance", cette vitesse devient de plus en plus faible lorsque la tension s'approche du maximum).



## CONCLUSION

Dans ce mémoire, nous avons apporté des éléments de réflexion intéressants pour l'optimisation du formage, à travers différentes études sur :

- L'adaptation "temps de vol - durée d'impulsion" pour l'obtention de la vitesse maximale de la pièce à former.

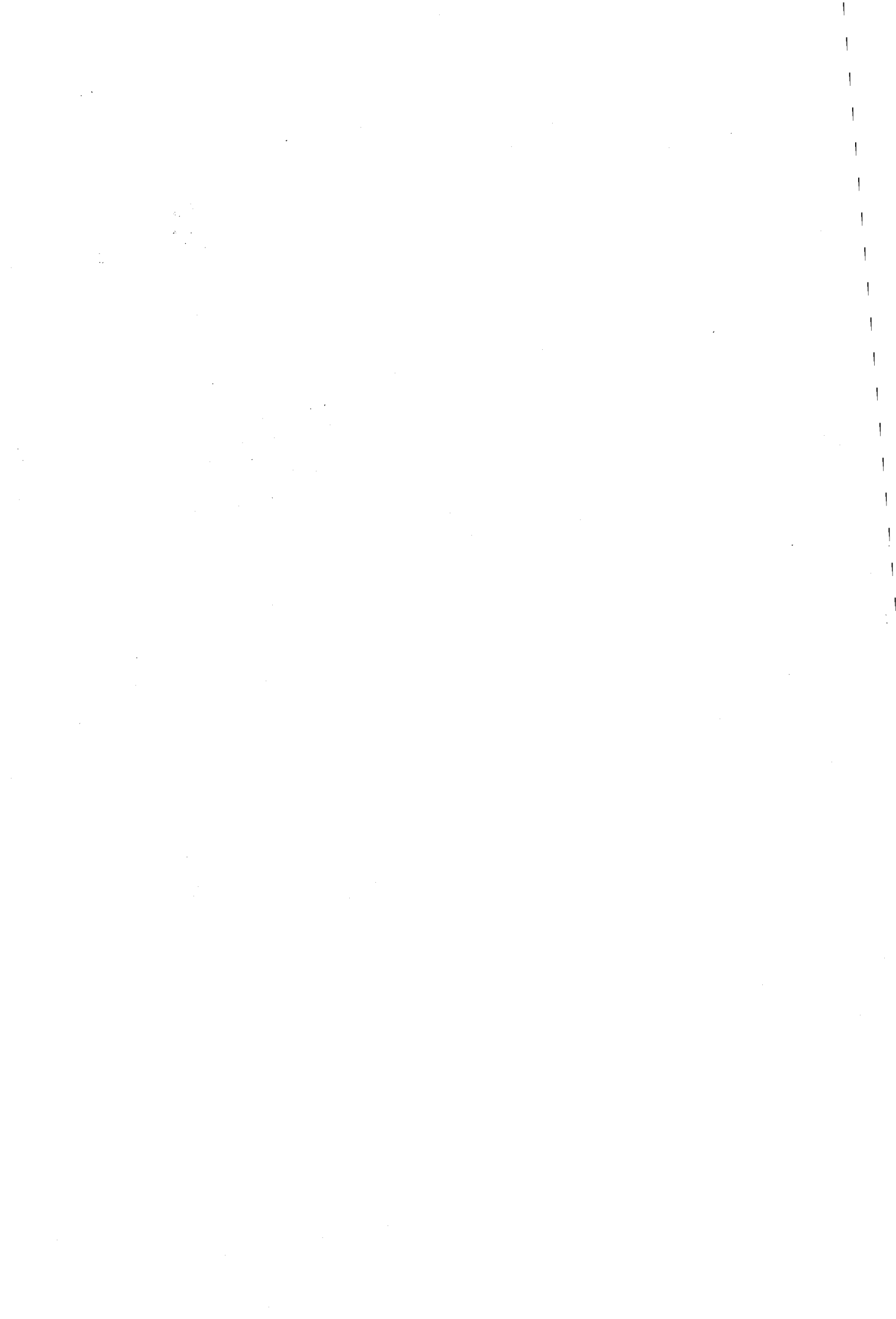
- La variation du niveau d'absorption du champ dans la pièce tenant compte de l'effet de peau en fonction du spectre harmonique d'impulsion de courant, avec pour critères essentiels : l'obtention d'un niveau suffisant mais aussi la réduction du temps de formage (cas d'une chaîne de fabrication).

- Les erreurs importantes pouvant être commises pour l'estimation de la pénétration du champ, si l'on effectue la résolution des équations de Maxwell de manière trop simplifiée. Ces erreurs influent sur les mêmes critères essentiels que ceux de l'étude précédente.

Nous avons présenté, un interrupteur à thyristors associés en série/parallèle dont nous démontrons l'intérêt en regard de la vitesse de croissance du courant obtenue. Nous avons proposé un assemblage à structure coaxiale permettant de maîtriser les déséquilibres liés à la dispersion des composants et aux inductances de connexion et de liaison. Un circuit de commande élaboré permet, en outre, d'éviter l'équilibrage par résistances série pour l'association parallèle, il permet donc de diminuer les inductances parasites et d'augmenter la fréquence du courant. L'expérimentation poussée qui a été conduite a démontré la quasi simultanéité obtenue, de la croissance des courants.

Le générateur d'impulsion de 1 kJ que nous avons conçu, avec ses techniques d'équilibrage et de commande élaborées peut certainement être "extrapolé" à des énergies nettement supérieures, grâce à l'aspect modulaire de la réalisation, ainsi qu'à une augmentation des cadences.

Nous pensons donc avoir fourni les bases de réalisations industrielles intéressantes.



## **BIBLIOGRAPHIE**

- [1] Robert SCHLEY  
"Etude et élaboration de jonctions bimétalliques obtenues par martelage ou par formage magnétique".  
Thèse soutenue le 20 Juillet 1968 à la faculté des Sciences de l'Université de Lyon.
- [2] Maurice LEROY  
"Comportement viscoplastique des métaux cubiques à faces centrées application au formage magnétique du cuivre et de l'aluminium".  
Thèse soutenue le 21 mars 1970 à la faculté des Sciences de l'Université de Nantes.
- [3] Chi-Yuen CHIEM  
"Sur la déformation à haute vitesse des métaux C F C. applications au formage électromagnétique".  
Thèse soutenue le 26 Janvier 1976 à l'Université de Nantes.
- [4] Jean-Yves RENAUD  
"Formabilité à grande vitesse de déformation application aux techniques de formage électromagnétique et électrohydraulique".  
Thèse soutenue le 21 Octobre 1980 à l'Université de Nantes.
- [5] JUHA SEO  
"Conception d'un générateur d'impulsions pour la mise en forme des matériaux calculs numériques d'analyse de l'expansion d'un tube par champ électromagnétique pulsé".  
Thèse soutenue le 1er Juillet 1985 à l'Université de Nantes.
- [6] René MEYER  
Métallurgie des poudres : "Fabrication des produits frittés".  
techniques de l'ingénieur 4-1980.
- [7] David F. BROWER  
"Electromagnetic Forming (EMF)".  
Metal Handbook n° 24.

- [8] Gilles FALLER & Jean-Paul COLLAUDIN  
"Le Magnétoformage".  
4ème Forum Electro-industriel National, Industries Mécaniques, le 14-15 Octobre  
à Saint-Etienne.

Journées d'études SEE

Magnétoformage et génie électrique : l'union réussie de l'électricité et de la mécanique  
(RGE n° 9)

- [9] R. DORMEVAL  
"Aspects du comportement dynamique des matériaux". (RGE n°9)
- [10] R. CHARLIER, L. GRISARD, S. CESCOTTO  
"Grandes déformations élastoplastiques et problèmes de contact lors du  
magnétoformage de bielles de transmission". (RGE n°9)
- [11] C. RIOUX, F. RIOUX-DAMIDAU, F. SULTANEM  
"Les sources impulsionnelles d'énergie à base de stockage cinétique. (RGE n°9)
- [12] M. GUILLOT  
"La production de champs magnétiques intenses transitoires pour le  
magnétoformage et le magnétosoudage". (RGE n°9)
- [13] R. SCHLEY  
"Le soudage par pression magnétique des métaux non ferreux". (RGE n°9)
- [14] H. GALLIZZI, G. COLOMBE  
"Soudage par pression magnétique : application aux éléments de gainage en acier  
inoxydable. (RGE n°9)
- [15] R. BACCINO  
"Magnétoformage de poudre : description d'un dispositif expérimental et  
présentation des résultats obtenus. (RGE n°9)
- [16] Hervé GALLIZZI  
"Etude et Application des champs magnétiques intenses au soudage d'éléments  
tubulaires en aciers inoxydables".  
Rapport CEA-R-5355 - Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache



- [17] B.R. HAYWORTH et M.S. HAYWORTH  
"The Non-Inductive Myth"  
IEEE Transactions on Electrical Insulation Vol. E1-18 n° 4, August 1983.
- [18] A. DELMAS  
"Transfert inductif d'énergie à haut rendement par procédé non dissipatif".  
Revue de Physique Appliquée 24 (1989) p.1029-1038.
- [19] Pierre GUENARD  
"Tubes classiques".  
Techniques de l'ingénieur, 1975, Vol E 740.
- [20] H. LILEN  
"Thyristors et triacs".  
Editions radio.
- [21] A.L. KEET, M. GROENENBOOM  
"High voltage solid-state pulser for high repetition-rate gas lasers".  
EPE Aachen 1989.
- [22] Z. KHATIR  
"Etude de l'ouverture des thyristors GTO de forte puissance. Aide à leur conception et à leur utilisation".  
Thèse de Doctorat à l'INSA de Toulouse en Juin 1988.
- [23] Jerry L. HUDGINS and William M. PORTNOY  
"Gating Effect on Thyristor Anode Current di/dt".  
IEEE Transactions on Power Electronics, vol. PE-2, n. 2, April 1987.
- [24] ANTOGNETTI  
"Semiconductor devices modelling - SPICE".  
Mc Graw-Hill Book Company 1988.
- [25] MicroSim Corporation  
"SPICE manual" documentation SPICE version 4.05, January 1991.

- [26] Christopher M. SNOWDEN.  
"Semiconductor Device Modelling"  
Springer-Verlag 1989.
- [27] "SCR Manual General ELECTRIC" Application Engineering Center Edition 5  
1977.
- [28] Cheng T. WANG  
"Introduction to Semiconductor Technology".  
A Wiley Interscience Publication, NY, 1989.
- [29] Bernard SAPOVAL, Claudine HERMANN  
"Physique des Semiconducteurs" Ellipses 1990.
- [30] Yung-Chii LIANG, Victor J. GOSBELL  
"Diode forward and Reverse Recovery Model for Power Electronic SPICE  
Simulations".  
IEEE Transactions on Electron Devices vol. 37, n. 5, May 1990.
- [31] Angelo BRAMBILLA and Enrico DALLAGO  
"A Circuit level Simulation Model of PNP Devices"  
IEEE Transactions on Computer-Aided Design, vol. 9, n°12, Dec 1990.
- [32] S.N. GHANI  
"Thyristors Models for Computer-aided Analysis and Design".  
IEEE Transactions on Industrial Electronics, vol IE-33, n. 3, August 1986.
- [33] A. BARILI, G. COTTAVAFI and E. DALLAGO  
"A SPICE SCR Model for Power Circuit Analysis".  
Computer Aided Design, vol. 16, n. 5, September 1984.
- [34] Michael S. ADLER and Victor A.K. TEMPLE  
"The Dynamics of the Thyristor Turn-on Process".  
IEEE Transactions on Electron Devices, vol ED-27, n. 2, February 1980.
- [35] Roger L. AVANT and Fred V. LEE  
"A unified SCR Model for Continuous Topology CADA".  
IEEE Transactions on Industrial Electronics, vol. IE-31, n. 4; Nov. 1984.

- [36] Jean-Louis COCQUERELLE  
"Etude des associations en triphasé 'Gradateur en angle de phase - Transformateur - Résistances'".  
Thèse soutenue le 8 Novembre 1985 à l'Université des Sciences et Techniques de Lille.
- [37] Guy SEGUIER, Christian ROMBAUT et Robert BAUSIERE  
"Les convertisseurs de l'électronique de puissance, Volume 2 : La conversion alternatif - alternatif".  
Technique et Documentation Lavoisier
- [38] C. ROMBAUT  
"Etude des gradateurs triphasés et d'autres convertisseurs alternatif/alternatif fonctionnant en commutation naturelle".  
Thèse d'Etat, Lille, 1979.
- [39] Data-book : thyristors rapides.  
Société AEG.
- [40] Documentation technique sur les GTO.  
Société International Rectifier.
- [41] Documentation technique : transformateur d'impulsion.  
Société SCHAFFNER.
- [42] Documentation technique : matériaux magnétiques vitreux (VITROVAC).  
Société BALLOFFET
- [43] Documentation technique : condensateurs réservoirs d'énergie.  
Société HAEFELY.
- [44] Documentation technique : magnétoformage.  
Société BARRAS PROVENCE.
- [45] R. CHERON et M. LEROY  
"Etude de la pression exercée par un champ magnétique sur un conducteur plan. Déformations produites".  
Revue de physique appliquée 16 (1981) p.105-112.

[46] M. LEROY et J.-Y. RENAUD

"Formage électromagnétique".

Techniques de l'ingénieur, M708.

[47] M. LEROY et R. CHERON

"Déformation de métaux par champ magnétique et par effet électrohydraulique".

Groupement pour l'Avancement de la Mécanique Industrielle (GAMI).

Journées d'études : DEFORMATIONS DES MATÉRIAUX AUX GRANDES VITESSES.

ENSTA Paris, Novembre 1983.

[48] R. P. DEBEIR

"La soudabilité par placage - Soudure par action d'un champ magnétique et par effet électrohydraulique".

Groupement pour l'Avancement de la Mécanique Industrielle (GAMI).

Journées d'études : DEFORMATIONS DES MATÉRIAUX AUX GRANDES VITESSES.

ENSTA Paris, Novembre 1983.

# **ANNEXES**



# PROGRAMME DE CALCUL DE L'ABSORPTION POUR UNE FORME D'IMPULSION DE COURANT DONNEE

```
{ $n+ }
program transitoires;

uses
  graph;

const
  Xmin=0;
  Xmax=4;
  nX=15;
  Tmin=-1;
  Tmax=48;
  nT=15;
  echX=28.41;
  echY=236.22;

var
  i,j:integer;
  H:array[0..nX,0..nT] of real;
  Impuls:array[0..nX] of real;

function fnc(w:real):real;
  const
    w1=0.16;
  begin
    { fnc:=(1+cos(w*Pi))/(1-w*w);}
    { fnc:=(1-cos(2*w*Pi))/(1-w*w);}
    fnc:=(1-w)/((1-w)*(1-w)+w1*w1)+(1+w)/((1+w)*(1+w)+w1*w1);
  end;

function fns(w:real):real;
  const
    w1=0.16;
  begin
    { fns:=sin(w*Pi)/(1-w*w);}
    { fns:=-sin(2*w*Pi)/(1-w*w);}
    fns:=w1/((1-w)*(1-w)+w1*w1)-w1/((1+w)*(1+w)+w1*w1);
  end;

procedure affiche1;
  var
    drg,mdg:integer;
  begin
    drg:=0;
    initgraph(drg,mdg,'\tp');
    for j:=0 to nT do
      putpixel(10*j,round(50*H[0,j]+175),14);
    end;

procedure affiche2;
  var
    drg,mdg:integer;
    X1,X2,Y1,Y2:real;
  begin
    drg:=0;
    initgraph(drg,mdg,'\tp6\bgi');
    for i:=1 to nX do begin
      X1:=echX*(i-1);
      Y1:=30+echY*impuls[i-1]/impuls[0];
      X2:=echX*i;
      Y2:=30+echY*impuls[i]/impuls[0];
      line(round(X1),round(Y1),round(X2),round(Y2));
    end;
  end;
```

```
procedure affiche3;
    var
        fa,ga:real;
        X1,X2,Y1,Y2:real;
    begin
        for i:=1 to nX do begin
            fa:=exp(Xmin+i/nX*(Xmax-Xmin));
            ga:=exp(Xmin+(i-1)/nX*(Xmax-Xmin));
            X1:=echX*(i-1);
            Y1:=30+echY/(ga*ga);
            X2:=echX*i;
            Y2:=30+echY/(fa*fa);
            Line(round(X1),round(Y1),round(X2),round(Y2));
        end;
    end;
procedure affiche4;
    begin
        Line(0,30,639,30);
        Line(0,30+round(echY),639,30+round(echY));
        Line(0,0,0,349);
        Line(round(echX*nX),0,round(echX*nX),349);
    end;
procedure calcule_H;
    var
        X,T:real;
    procedure integration;
        const
            nW=101;
            LogW=4;
        var
            W,Phi,Att,dH,dW:real;
            k:integer;
        begin
            H[i,j]:=0;
            for k:=0 to nW do begin
                W:=exp((2*k/nW-1)*LogW);
                Phi:=W*T-sqrt(W)*X;
                Att:=exp(-sqrt(W)*X);
                dW:=2*LogW/nW*W;
                dH:=(fnc(W)*cos(Phi)+fns(W)*sin(Phi))*Att*dW;
                H[i,j]:=H[i,j]+dH;
            end;
        end;
    begin
        for i:=0 to nX do begin
            writeln(i);
            for j:=0 to nT do begin
                X:=Xmin+i/nX*(Xmax-Xmin);
                T:=Tmin+j/nT*(Tmax-Tmin);
                integration;
            end;
        end;
    end;
procedure calcule_effi;
    begin
        for i:=0 to nX do begin
            impuls[i]:=0;
            for j:=0 to nT do
                impuls[i]:=impuls[i]+H[i,j]*H[i,j];
            end;
        end;
    end;
begin
    calcule_H;
    calcule_effi;
    affiche2;
    readln;
    affiche3;
    affiche4;
    readln;
end.
```



## DEVELOPPEMENT DE L'ABSORPTION

On peut chercher le comportement de  $\frac{H_{int}}{H_{ext}}$  dans les deux cas extrêmes suivants :

- \* très forte absorption
- \* très faible absorption

- Le premier cas arrive lorsque  $|k e|$  et  $\left| \frac{k r}{2} \right|$  sont grands devant 1, on peut alors approximer :

$$\frac{H_{int}}{H_{ext}} \cong \frac{2}{-\frac{k r}{2} e^{-ke} + \frac{k r}{2} e^{+ke}} \cong \frac{2}{-\frac{k r}{2} e^{-ke}} = \frac{-4 e^{+ke}}{k r}$$

On a donc une absorption plus forte que celle obtenue par le raisonnement simplifié ( $e^{+ke}$ ) cette différence est d'autant plus forte que le rayon est grand elle peut devenir très importante pour un tube à parois fines et de grand rayon.

- Le deuxième cas apparaît au contraire pour  $|k e|$  et  $\left| \frac{k r}{2} \right|$  petits devant 1. On peut alors faire un développement et on obtient ceci :

$$\begin{aligned} \frac{H_{int}}{H_{ext}} &\cong \frac{2}{\left(1 - \frac{k r}{2}\right) \left(1 - k e + \frac{k^2 e^2}{2}\right) + \left(1 + \frac{k r}{2}\right) \left(1 + k e + \frac{k^2 e^2}{2}\right)} \\ &\cong \frac{1}{1 + \frac{k^2}{2} (r+e) e} = \frac{1}{1 + i \frac{\mu_0 \cdot \gamma \cdot \omega}{2} e (r+e)} \end{aligned}$$

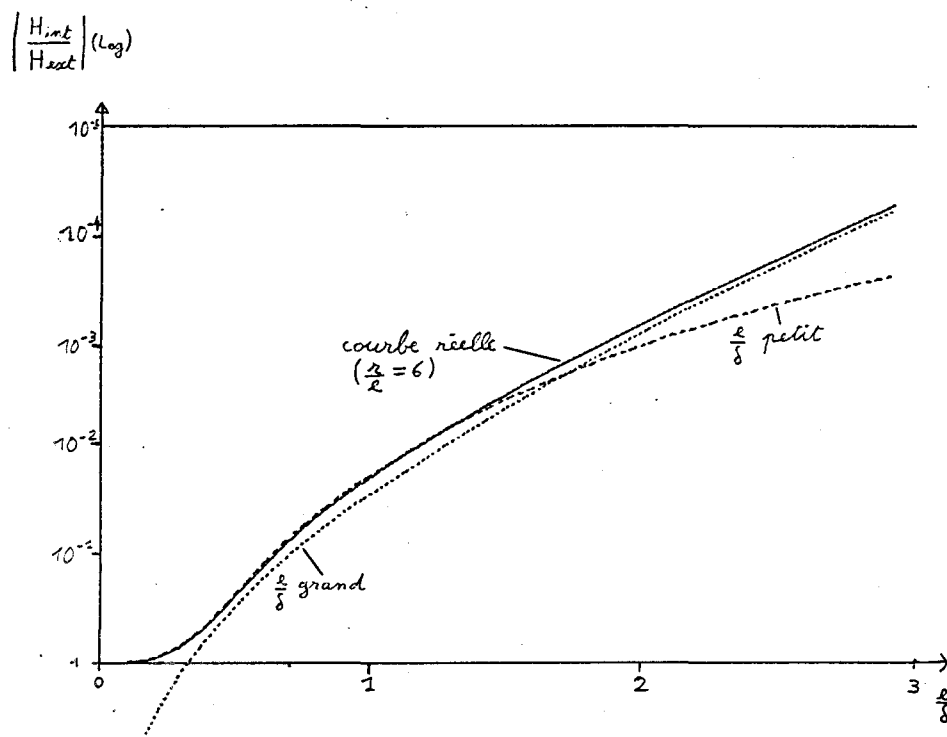
On retrouve presque exactement l'expression de l'absorption du flux trouvée pour des spires couplées, ce qui était tout à fait prévisible (nous avons en fait le rayon extérieur

$(r + e)$  au lieu du rayon "moyen"  $r + \frac{e}{2}$ ).

On a porté sur la courbe les comportements aux limites  $\frac{e}{\delta} \gg 1$  et  $\frac{e}{\delta}$  petit, calculés précédemment. On constate que la courbe de  $\eta$  pour les faibles absorptions n'est pas distinguable de la courbe réelle.

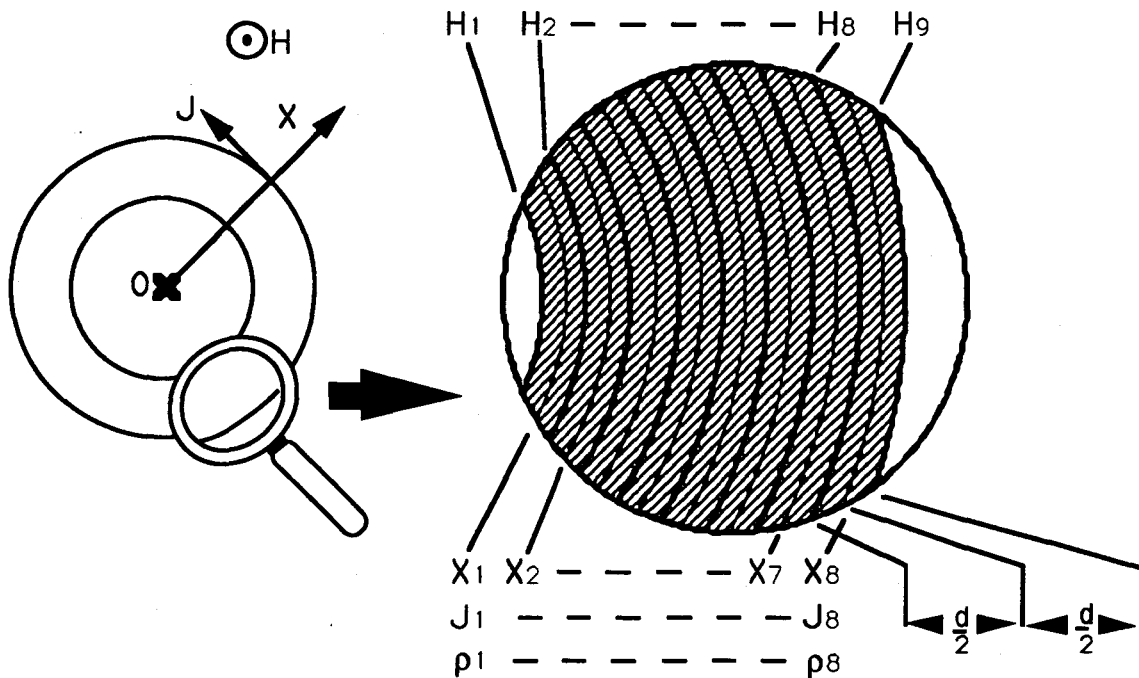
Pour  $\eta$  très proche de 100 %, on peut dire que l'efficacité de la force magnétique est bien maximum, mais un simple passage de 98 % à 99 %, par exemple, divise par 2 la densité d'énergie dans la section intérieure du tube . Par suite, si celui-ci a un grand rayon, l'énergie totale nécessaire au formage pourra être fortement diminuée.

Afin de faire apparaître même les petites différences de  $\eta$  lorsqu'il est proche de 1, nous avons en réalité présenté  $1 - \eta$  en échelle logarithmique.



## DISCRETISATION ET RESOLUTION DE L'EFFET DE PEAU

Afin de faciliter l'écriture des équations nous avons un peu "compliqué" la discrétisation puisque les rayons  $x_i$  et les densités de courant  $j_i$  ainsi que les résistivités  $\rho_i$  sont pris au milieu des échantillons tandis que les champs  $H_i$  sont pris aux séparations entre deux échantillons comme indiqué sur la figure suivante.



Le théorème d'Ampère donne alors :

$$\begin{aligned}
 H_1 - H_2 &= j_1 \cdot d \\
 &: \\
 H_i - H_{i+1} &= j_i \cdot d \\
 &: \\
 H_{n-1} - H_n &= j_{n-1} \cdot d
 \end{aligned}$$

Les lois de Lenz et Ohm donnent :

$$\begin{aligned}
 j_1 \cdot x_1 \cdot \rho_1 - j_2 \cdot x_2 \cdot \rho_2 &= \frac{\mu_0 d}{2} (x_1 + x_2) \frac{\delta H_2}{\delta t} \\
 &: \\
 j_i \cdot x_i \cdot \rho_i - j_{i+1} \cdot x_{i+1} \cdot \rho_{i+1} &= \frac{\mu_0 d}{2} (x_i + x_{i+1}) \frac{\delta H_{i+1}}{\delta t} \\
 &:
 \end{aligned}$$

- C 2 -

$$j_{n-2} \cdot x_{n-2} \cdot \rho_{n-2} - j_{n-1} \cdot x_{n-1} \cdot \rho_{n-1} = \frac{\mu_0 d}{2} (x_{n-2} + x_{n-1}) \frac{\delta H_{n-1}}{\delta t}$$

En combinant ces deux groupes d'équations on obtient  $n - 2$  équations :

$$\frac{\mu_0 d^2}{2} (x_1 + x_2) \frac{\delta H_2}{\delta t} = H_1(x_1 \rho_1) - H_2(x_1 \rho_1 + x_2 \rho_2) + H_3(x_2 \rho_2)$$

:

$$\frac{\mu_0 d^2}{2} (x_i + x_{i+1}) \frac{\delta H_{i+1}}{\delta t} = H_i(x_i \rho_i) - H_{i+1}(x_i \rho_i + x_{i+1} \rho_{i+1}) + H_{i+2}(x_{i+1} \rho_{i+1})$$

:

$$\frac{\mu_0 d^2}{2} (x_{n-2} + x_{n-1}) \frac{\delta H_{n-1}}{\delta t} = H_{n-2}(x_{n-2} \rho_{n-2}) - H_{n-1}(x_{n-2} \rho_{n-2} + x_{n-1} \rho_{n-1}) + H_n(x_{n-1} \rho_{n-1})$$

Pour définir complètement le système, il manque deux équations, celles-ci sont fournies par les conditions aux limites intérieure et extérieure du tube conducteur :

\*Au delà de  $i=n$ , le champ reste constant selon  $x$  et égal au champ extérieur imposé :

$$H_n = H_{\text{ext}}$$

\*En deçà de  $i=1$  le champ reste constant selon  $x$  et sa variation temporelle induit le courant  $j_1$  :

$$\frac{\mu_0 d^2}{2} \frac{x_1}{d} \frac{\delta H_1}{\delta t} = H_2 \cdot \rho_1 - H_1 \cdot \rho_1$$

Si maintenant on veut résoudre le système d'équations tout en respectant l'organigramme déjà décrit on voit qu'il faut exprimer la dérivée  $\frac{\delta H_i}{\delta t}(t)$  à partir des valeurs de  $H_i$  pour les instants précédents,  $H_i(t - dt)$ ,  $H_i(t - 2dt)$  etc. On ne peut donc pas utiliser le développement simple :

$$\frac{\delta H_i(t)}{\delta t} = \frac{H_i(t + dt) - H_i(t - dt)}{2 dt}$$

l'expression :

$$\frac{H_i(t) - H_i(t - dt)}{dt}$$

n'est qu'une mauvaise approximation puisqu'elle vaut  $\frac{\delta H_i(t)}{\delta t} (t - \frac{dt}{2})$  (l'erreur est proportionnelle à dt et à la dérivée seconde de  $H_i$ ), finalement le développement

$$\frac{\delta H_i(t)}{\delta t} \cong \frac{3 H_i(t) - 4 H_i(t - dt) + H_i(t - 2 dt)}{2 dt}$$

ne laisse (comme la première expression) qu'une erreur proportionnelle à  $(dt)^2$ . On pourrait généraliser en utilisant les  $m + 1$  valeurs précédentes de  $H_i$ , l'erreur serait alors proportionnelle à  $(dt)^m$ . Par contre il faudrait garder en mémoire les  $m \times n$  échantillons pour  $H$  et l'imprécision relative de la discrétisation selon  $x$  rend inutile et coûteuse une telle opération.

Comme le temps est aussi discrétisé nous ajouterons un indice supplémentaire (0,1 ou 2) à  $H_i$  pour préciser  $H_i(t)$ ,  $H_i(t - dt)$ ,  $H_i(t - 2dt)$  soit par définition :

$$H_i(t) = H_i^0 ; H_i(t - dt) = H_i^1 ; H_i(t - 2 dt) = H_i^2$$

Si de plus on fait les changements de variables naturels suivants, en faisant apparaître la pulsation propre  $\omega_0$  du champ extérieur ainsi que l'épaisseur de peau

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega_0 \cdot \mu_0}} \text{ correspondante, soit, donc :}$$

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{\delta} & D &= \frac{d}{\delta} \\ \theta &= \omega_0 t & a &= \omega_0 dt \end{aligned}$$

et  $r_i = \frac{\rho_i}{\rho}$

Le système devient alors

$$A \left\{ \begin{array}{l} \text{pour } 1 \leq i \leq n - 2 \\ \frac{D^2}{2a} (X_i + X_{i+1}) [3 H_{i+1}^0 - 4 H_{i+1}^1 + H_{i+1}^2] = H_i^0 (X_i \cdot r_i) - H_{i+1}^0 (X_i \cdot r_i + X_{i+1} \cdot r_{i+1}) \\ \phantom{\frac{D^2}{2a} (X_i + X_{i+1}) [3 H_{i+1}^0 - 4 H_{i+1}^1 + H_{i+1}^2] = H_i^0 (X_i \cdot r_i) - H_{i+1}^0 (X_i \cdot r_i + X_{i+1} \cdot r_{i+1})} + H_{i+2}^0 (X_{i+1} \cdot r_{i+1}) \end{array} \right.$$

$$A' H_n^0 = H_{\text{ext}}(t)$$

$$A'' \frac{X_1}{2} \cdot \frac{D}{a} [3 H_1^0 - 4 H_1^1 + H_1^2] = H_2^0 r_1 - H_1^0 r_1$$

La résolution de ce système pourrait se faire par une méthode classique (déterminant, matrice...) mais nous pouvons profiter du fait que la matrice représentant le système contient beaucoup de "0" la résolution sera plus rapide et demandera peu de mémoire.

Si par exemple on part de (A'') on a une relation de la forme :

$$H_2^0 = M_2 H_1^0 + N_2 \quad \text{où } M_2 \text{ et } N_2 \text{ sont des coefficients numériques faciles à calculer.}$$

En plaçant ceci dans (A) pour  $i = 1$  on trouve  $M_3$  et  $N_3$  tels que :

$$H_3^0 = M_3 H_1^0 + N_3$$

de même et successivement pour  $i = 2, 3 \dots n - 2$ , on obtient tous les  $M_i$  et  $N_i$ .  
En utilisant alors (A') et  $H_n = M_n H_1^0 + N_n$  on trouve  $H_1^0$  et donc tous les  $H_i^0$ .

Les relations permettant le calcul des  $M_i$ ,  $N_i$  puis des  $H_i^0$  sont donc :

$$*M_1 = 1 \quad N_1 = 0$$

$$*M_2 = \frac{3}{2} \cdot \frac{X_1}{r_1} \frac{D}{a} + 1 \quad N_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{X_1}{r_1} \frac{D}{a} [H_1^2 - 4 H_1^1]$$

puis pour  $i = 1$  à  $n - 2$  :

$$*M_{i+2} = M_{i+1} \frac{\left( \frac{3D^2}{2a} (X_i + X_{i+1}) + (X_i \cdot r_i) + (X_{i+1} \cdot r_{i+1}) \right)}{X_{i+1} \cdot r_{i+1}} - M_i \frac{X_i \cdot r_i}{X_{i+1} \cdot r_{i+1}}$$

$$*N_{i+2} = N_{i+1} \frac{\left( \frac{3D^2}{2a} (X_i + X_{i+1}) + (X_i \cdot r_i) + (X_{i+1} \cdot r_{i+1}) \right)}{X_{i+1} \cdot r_{i+1}} - N_i \frac{X_i \cdot r_i}{X_{i+1} \cdot r_{i+1}}$$

$$+ \frac{D^2}{2a} \frac{(X_i + X_{i+1})}{X_{i+1} \cdot r_{i+1}} (H_{i+1}^2 - 4 H_{i+1}^1)$$

on peut alors calculer  $H_1^0$ , puis de là tous les  $H_i^0$  :

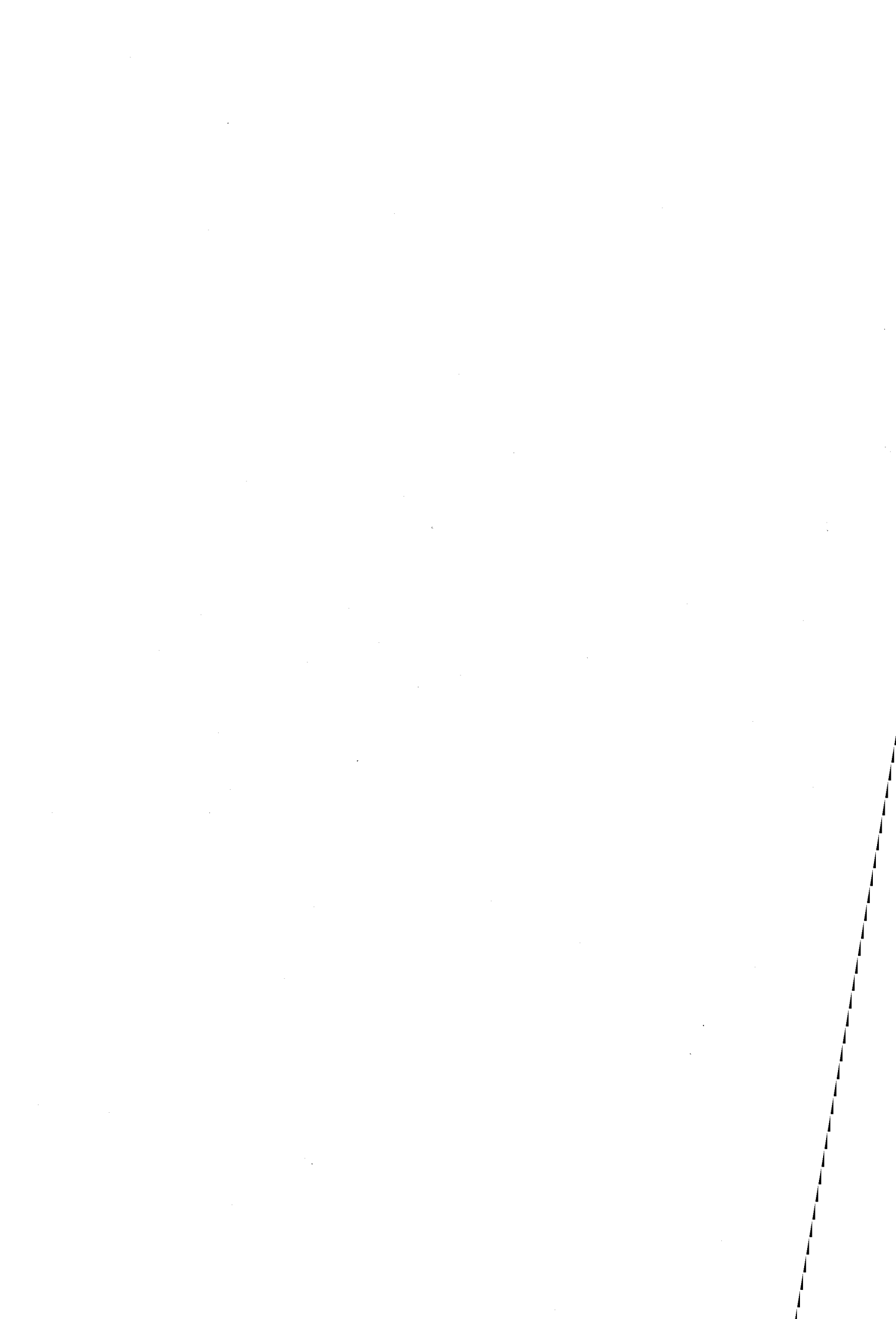
$$H_1^0 = \frac{H_{ext}(t) - N_n}{M_n} ; H_i^0 = M_i H_1^0 + N_i$$

Il peut arriver dans les cas des fortes atténuations que les coefficients  $M_i$  et  $N_i$  deviennent très grands tout en ayant malgré tout des  $H_i^0$  raisonnables, les calculs doivent alors être effectués en précision accrue pour que le programme fonctionne correctement .

```

    {$nt}
program essaigraph;
uses
  graph;
const
  n      =100;
  DxRed=0.0075;
  DtRed=0.050;
  x      = 0.2;
type
  tableau=array[0..n+1] of real;
var
  drivergraphique:integer;
  modegraphique  :integer;
  i,j            :integer;
  H1,H2,A,B,rho :tableau;
  f,g           :real ;
  Hext,Hn       :real ;
  Angle         :real ;
  k             :integer;
  coul          :integer;
begin
  drivergraphique:=0;
  initgraph(drivergraphique,modegraphique,'');
  for i:=0 to n+1 do begin
    H1[i]:=0;
    H2[i]:=0;
    rho[i]:=1;
  end;
  Angle:=0;
  k:=0;
  Hext:=0;
  repeat
    A[n+1]:=1;
    B[n+1]:=0;
    A[n]:=1+0.75*(DxRed*x)/(DtRed*rho[n]);
    B[n]:=0.5*H2[n]+2*H1[n]*0.5*(DxRed*x)/(DtRed*rho[n]);
    i:=n-1;
    repeat
      j:=i-n;
      f:=((x-j*DxRed-DxRed)*rho[i+1])/((x-j*DxRed)*rho[i]);
      g:=(2*DxRed*DxRed/(DtRed*rho[i]))*(x-j*DxRed-DxRed/2)/(x-j*DxRed);
      A[i]:=A[i+1]*(f+1+0.75*g)-A[i+2]*f;
      B[i]:=B[i+1]*(f+1+0.75*g)-B[i+2]*f-g*(H1[i]-H2[i]/4);
      i:=i-1;
    until i=-1;
    Hn:=(Hext-b[0])/A[0];
    for i:=0 to n do begin
      H2[i]:=H1[i];
      H1[i]:=A[i+1]*Hn+B[i+1];
      coul:=round(H1[i]*8+8);
      putpixel(i,k,coul);
    end;
    Angle:=Angle+DtRed;
    k:=k+1;
    Hext:=sin(Angle);
  until Angle>2*Pi;
  readln;
end.

```





# PROGRAMME DE CALCUL DE L'INCIDENCE DU RAPPORT ENTRE TEMPS DE VOL ET PERIODE DE L'IMPULSION SUR LA VITESSE DE LA PIECE

```
{Snt}
program
uses
graph;
var
alpha,Xd,Vd,a:real;
drg,mdg:integer;

procedure integre;
var
Gr:real;
const
Da=1e-2;
begin
Gr:=(sin(alpha)*sin(alpha)*exp(-0.1*alpha)-A);
Vd:=Vd+Da*Gr;
if Vd<0 then Vd:=0;
Xd:=Xd+Da*Vd;
alpha:=alpha+Da;
end;

procedure trace;
var
W,Nu:real;
begin
W:=2*sqrt(Xd);
Nu:=2*Vd/(W+0.0001);
putpixel(round(100*W),400-round(Nu*300),2);
end;

procedure boucle_alpha;
begin
alpha:=0;
Xd:=0;
Vd:=0;
repeat
integre;
trace;
until alpha>26;
end;

begin
drg:=0;
initgraph(drg,mdg,'c:\tp6\bgi');
line(0,400,630,400);line(0,150,10,150);
line(0,0,0,400);line(500,400,500,390);
a:=0;boucle_alpha;
a:=0.1;boucle_alpha;
a:=0.2;boucle_alpha;
a:=0.3;boucle_alpha;
a:=0.4;boucle_alpha;
a:=0.5;boucle_alpha;
a:=0.6;boucle_alpha;
a:=0.7;boucle_alpha;
a:=0.8;boucle_alpha;
readln;
end.
```



# PROGRAMME DE SIMULATION DU MOUVEMENT DE LA PIÈCE AVEC UNE FORCE DE PORTÉE LIMITÉE

```
program bobine_rousse;
var
  t,x,v:real;
const
  m=0.0010;
  w=23000;
  E0=600;
function Lpl(x:real):real;
  const
    d=8.125e-4;
  var
    ppl:real;
  begin
    if x>0*d then ppl:=55.28;
    if x>0.25*d then ppl:=55.28;
    if x>0.50*d then ppl:=55.28;
    if x>0.75*d then ppl:=55.28;
    if x>1*d then ppl:=31.36;
    if x>2*d then ppl:=23.99;
    if x>3*d then ppl:=19.36;
    if x>4*d then ppl:=14.80;
    if x>5*d then ppl:=14.46;
    if x>6*d then ppl:=10.61;
    if x>7*d then ppl:=5.68;
    if x>8*d then ppl:=5.65;
    if x>9*d then ppl:=5.55;
    if x>10*d then ppl:=4.58;
    if x>11*d then ppl:=3.00;
    if x>12*d then ppl:=2.06;
    if x>13*d then ppl:=1.61;
    if x>14*d then ppl:=1.24;
    if x>15*d then ppl:=0.37;
    if x>16*d then ppl:=0;
    Lpl:=ppl*1e-3/d;
  end;
function E(t:real):real;
  begin
    E:=E0*sin(w*t)*sin(w*t)*exp(0*t);
  end;
procedure integre;
  const
    Dt=1e-6;
  var
    F,accel:real;
  begin
    F:=Lpl(x)*E(t);
    accel:=F/m;
    v:=v+accel*Dt;
    x:=x+v*Dt;
    t:=t+Dt;
  end;
begin
  x:=0;
  v:=0;
  t:=0;
  repeat
    integre;
    writeln(v,x);
  until w*t>pi;
  readln;
end.
```



# PROGRAMME DE SIMULATION DES EFFETS DE "VITESSE LIMITE" ET DE "REBOND"

```
program ;
uses
  graph;
var
  j,Rp,R,alpha,gamma,hp,Vlim:real;
  drg,mdg,i:integer;
const
  F=0.5;
  G=0.1;
  da=0.01;
function h(x:real):real;
begin
  h:=sin(x);
  if x>Pi then h:=0;
end;
procedure integre;
begin
  hp:=(h(alpha+da)-h(alpha))/da;
  j:=j+da*(-hp-2*Rp/R*h(alpha)-2*Rp/R*j-G*j);
  gamma:=(h(alpha)+j/2)*R*j*F;
  Rp:=Rp+gamma*da;
  R:=R+Rp*da;
  alpha:=alpha+da;
  i:=i+1;
end;
begin
  drg:=0;
  initgraph(drg,mdg,'c:\tp6\bgi');
  i:=0;
  j:=0;
  Rp:=0;
  R:=1;
  alpha:=0;
  line(0,250,628,250);
  line(0,350,628,350);
  setlinestyle(1,0,0);
  line(0,80,628,80);

  repeat
    integre;
    putpixel(i,round((j+2)*40),15);
    putpixel(i,round((2-h(alpha))*40),15);
    putpixel(i,round((3.5-R)*100),15);Vlim:=-5;
    if h(alpha)>0.1 then Vlim:=-0.5*R*hp/h(alpha);
    { putpixel(i,round((5-Vlim)*30),15);}
  until (alpha>6.28) ;
  readln;
end.
```



## **SIMULATION**

### **AVANT PROPOS**

Ce chapitre a été réalisé avec l'aide de M.F. BRAUD lequel a présenté un DEA sur le sujet.

L'objectif de la simulation est essentiellement d'effectuer des essais (non destructifs) d'association série/parallèle.

### **INTRODUCTION**

La modélisation des semi-conducteurs s'est développée ces dernières années dans le domaine de la physique du composant s'élargissant dans des disciplines plus technologiques tel que la conception de circuits électroniques. Les progrès réalisés au niveau de la C.A.O. (Conception Assistée par Ordinateur) et des systèmes experts ont accru le besoin d'avoir des modèles capables de représenter le fonctionnement du composant. Il est en effet utile de relier la structure physique du composant jusqu'à ses performances électriques. Une série de conférences (tel que SISDEP, NASCODE, EEE/SIAM)[26], [27] ont parcourus les récents développements effectués à ce sujet et plus particulièrement sur la modélisation physique du composant.

Nous retiendrons dans cette thèse la modélisation basée sur des circuits équivalents pour l'étude de la simulation de thyristors connectés en parallèle et en série. Les aspects pratiques de la modélisation sont étudiés à l'IRESTE dans le cadre de la C.A.O. sur stations SUN. Nous rappelons les traits essentiels caractérisant la modélisation basée sur les aspects physiques du semi-conducteur, et la modélisation par variables d'états. Nous expliquons ensuite les raisons principales qui nous ont amenées à choisir SPICE comme outil de simulation.

## 1. PRÉAMBULE SUR LA SIMULATION DES SEMI-CONDUCTEURS

### 1.1. Techniques usuelles de modélisation des semi-conducteurs

Trois grandes techniques se distinguent au niveau de la modélisation des semi-conducteurs :

- la modélisation par circuit équivalent.
- la modélisation basée sur la physique du semi-conducteur.
- la modélisation par variables d'états.

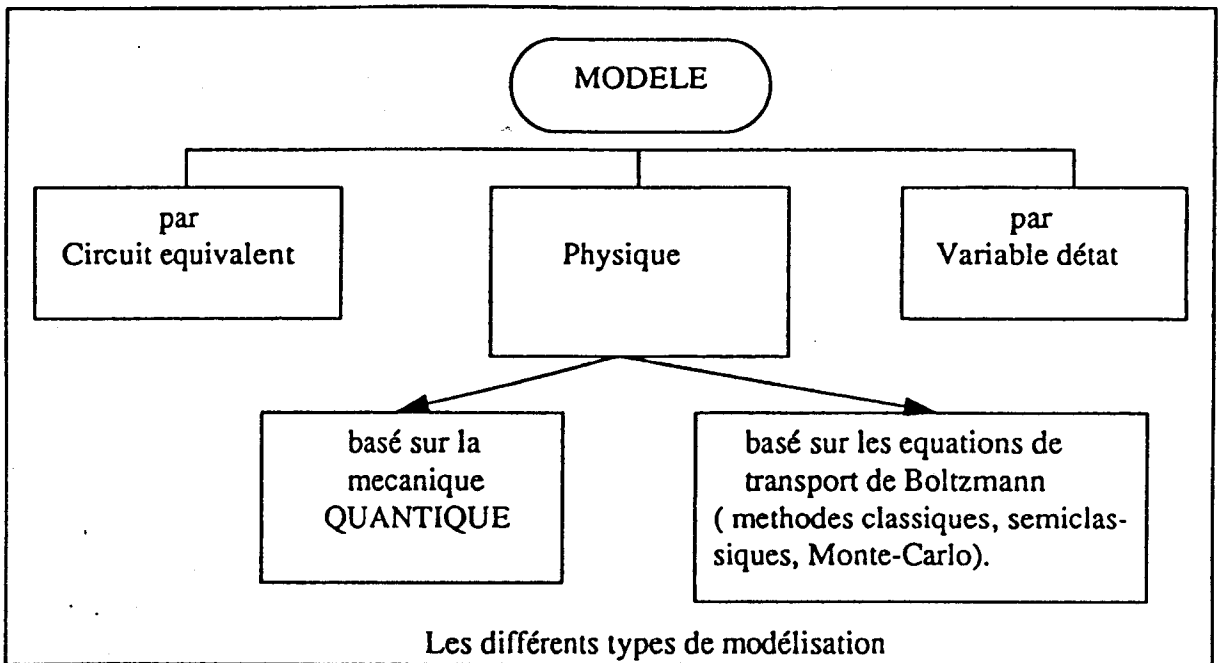


fig.1



### 1.1.1. Modélisation par circuits équivalents

La modélisation des semi-conducteurs est depuis longtemps en étude. Un développement suffisant au niveau de la simulation numérique du composant a permis la mise en place d'un outil aidant à la conception de composants semi-conducteurs. Bien que plusieurs simulateurs ont été développés durant les années 70, le plus célèbre et le plus largement utilisé est SPICE.

Depuis ce temps une famille de simulateurs plus commode d'utilisation (rehaussant l'aspect pré- et post- processeur ) est venue se greffer à SPICE; ces simulateurs sont appelés les versions "Alphabets" : HSPICE, MSPICE, PSPICE etc.

La modélisation par circuit équivalent représente une approximation du comportement du composant avec une précision suffisante pour une application particulière.

La plupart des utilisateurs de SPICE sont familiers avec l'un ou l'autre des circuits équivalents de deux des plus complexes composants : le MOSFET (Metal Oxide Silicon Field Effect Transistor) et le transistor bipolaire.

L'extraction des paramètres est un aspect extrêmement important de la modélisation du composant en ce qui concerne la résolution du circuit de simulation. La précision de la description analytique du composant dépend directement des valeurs numériques de ces paramètres. TECAP (par Hewlett Packard) procure par exemple un système automatique d'extraction de paramètres.

Aujourd'hui les logiciels de simulation par circuits équivalents tels que SPICE, TOUCHSTON, SUPERCOMPACT sont les plus largement utilisés. L'application des modèles à circuits équivalents peut se situer soit au niveau d'une simulation théorique ou au niveau d'une simulation pratique. En effet, tandis que les physiciens passent leur temps dans l'étude des effets d'un dopage élevé à l'émetteur sur le gain d'un transistor bipolaire, l'ingénieur s'occupe plutôt de savoir quelle sera l'évolution d'un dispositif pour une variation d'une tolérance de la valeur d'un groupe RC (de 20% par exemple). Le problème de ce type de modélisation est qu'il relate seulement les propriétés matérielles et géométriques, et ne procure qu'un léger aperçu sur les processus physiques intervenant dans le semi-conducteur.

La modélisation du composant fait partie généralement du processus suivant, partant de la séquence de conception jusqu'aux performances du circuit .

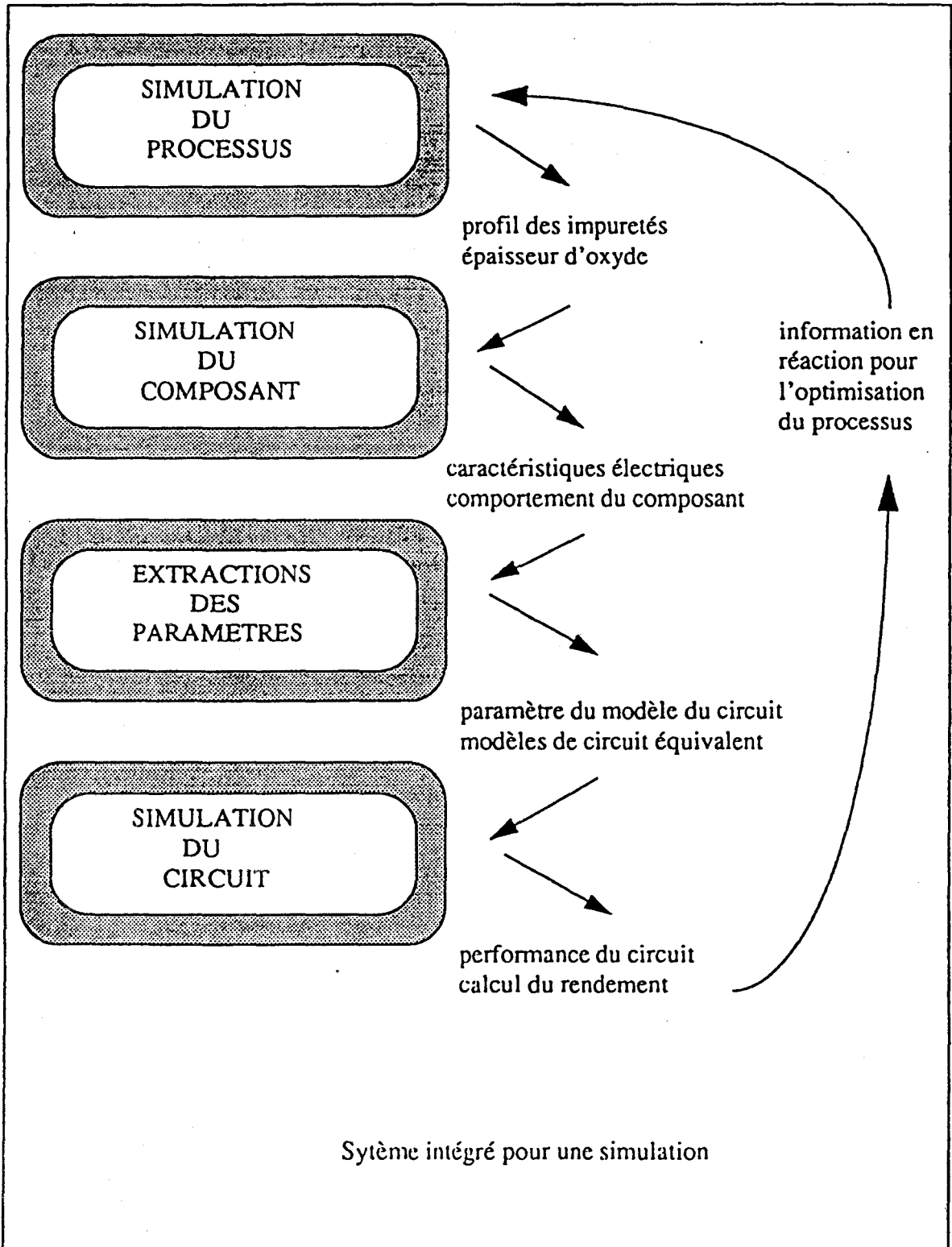


fig.2

## 1.1.2. Caractéristiques générales des autres modélisations

### 1.1.2.1. *Modèle basé sur la physique du semi-conducteur*

#### Modélisation par résolution des équations de transport

Quand il s'agit de modéliser avec plus d'exactitude le composant au niveau de la densité de courant, des champs électriques, etc, on choisit alors cette technique de modélisation. Cette technique est basée sur la modélisation du TRANSPORT DES PORTEURS décrit par un ensemble d'équations des semi-conducteurs [26],[28],[29].

Dans un sens plus large, le transport des porteurs dans les semi-conducteurs peut être caractérisé par des modèles classiques et semiclassiques .

#### a) Modèle Classique

La majorité des composants contemporains peut être adéquatement caractérisée en ce qui concerne l'utilisation de cette approche classique basée sur les équations de transport de Boltzmann.

Les équations finales sont simplifiées par des approximations. On prend les deux premiers moments de l'équation de transport de Boltzmann. On considère que les électrons se déplacent sous des conditions d'équilibre et que la vitesse est une fonction instantanée du champ électrique localisé.

#### b) Modèle Semiclassique

Les propriétés de transport sont étudiées à partir de la Physique Statistique. Il y a cependant une partie du traitement qui requiert l'utilisation de la Mécanique Quantique : c'est le phénomène de collision lui-même. C'est dans ce sens que la démarche est dite semiclassique.

Le processus de transport dans des conditions pour lesquelles il n'y a pas d'équilibre et pour lesquelles les champs électriques, le gradient des porteurs et la densité du courant deviennent larges sont modélisés par la méthode semiclassique. Elle prend en compte les trois premiers moments des équations de Boltzmann. Elle néglige la nature particulière des porteurs en traitant électrons et trous comme une continuité.

#### c) Modèle Monte-Carlo

C'est un modèle statistique qui procure une solution aux équations de transport de Boltzmann.

Il produit une formulation moins complexe pour la description du transport des porteurs. Il est utilisé quand la nature particulière des porteurs est importante mais pour lesquels les effets sont à petites échelles.

### Modélisation basée sur la Mécanique Quantique

Le progrès de la chimie des semi-conducteurs, et de la chimie en général (permettant d'avoir des cristaux de plus en plus purs et donc des propriétés reproductibles d'un cristal à un autre) entraîne le développement de la modélisation basée sur la mécanique QUANTIQUE [29].

La première théorie, classique, de la conduction électrique dans les solides, proposée par Drude en 1900 considère le courant comme transporté par des électrons en nombre fixe, qui se comportent comme des particules classiques suivant une statistique de Maxwell-Boltzmann ou Fermi-Dirac selon le système considéré. Cette méthode vise à comprendre les états quantiques des électrons dans les solides et plus particulièrement les semi-conducteurs.

En fait le mouvement d'un électron en tant que particule doit être décrit par un train d'ondes de Bloch. Le principe fondamental de Bloch a permis la compréhension de la mobilité des électrons.

Ce modèle utilise le principe hamiltonien (générateur de translations infinitésimales du temps), et la discrétisation de l'équation de Schrodinger. La modélisation peut se faire en plusieurs dimensions. Ce modèle demande des ressources informatiques importantes.

#### *1.1.2.2. Modèle par variables d'états*

Le principe de cette modélisation consiste à faire correspondre une variable d'état discrète (état passant, état bloqué) à un composant (diode, transistor, thyristor, ...). Par exemple pour une diode, l'état passant se traduit par une résistance de faible valeur qui traduit sa résistance en série, l'état bloqué se traduit par une résistance de forte valeur (de l'ordre du kilo ohm) qui correspond au courant de fuite de la diode.

Cependant ce type de simulation ne permet de simuler que le fonctionnement global du système. Grâce à sa convivialité, il reste tout de même un excellent outil pédagogique et est intéressant si les phases de commutations ne sont pas prépondérantes au niveau de l'étude du comportement du circuit simulé. Remarquons tout de même que certains simulateurs, comme SUCCESS, utilisent en partie ce procédé comme la caractérisation de la résistance d'une diode ( $R_{OFF}$  à l'état bloqué et  $R_{ON}$  à l'état passant).

Cette résistance ne comporte pourtant pas que deux états, en effet celle-ci varie aussi (d'une manière non linéaire) lors du recouvrement directe et inverse [30].

## **1.2. Principe de simulation retenu**

### **1.2.1. Justification du choix**

La principale raison qui nous a amenée à simuler le composant avec le simulateur SPICE tient du fait qu'il est disponible à l'IRESTE avec tous les outils environnants nécessaires alors que la simulation par les équations de transport nécessite des moyens très importants, inaccessibles à notre laboratoire.

On peut noter également que les paramètres physiques utiles à la simulation du circuit sont en nombre limité par rapport à toutes les autres simulations, excepté pour la simulation par variables d'état. En effet cette dernière simplifie énormément les calculs analytiques à partir d'un circuit et présente par conséquent quelques imperfections pendant les intervalles de commutations (qui se produisent régulièrement dans l'électronique de puissance). Au niveau de la complexité des différents simulateurs existants, SPICE [24],[25] se situe entre les simulateurs basés sur la physique du semi-conducteur et les simulateurs par variables d'état moins complexes mais privilégiant le temps de calcul nécessaire pour une simulation.

En général, plus le modèle est complexe plus les temps de calculs sont longs, SPICE est ainsi un des meilleurs compromis entre la complexité d'un modèle et le temps de simulation qu'il demande.

### **1.2.2. Contraintes matérielles et logicielles inhérentes au site**

La simulation peut se faire avec ou sans la Conception Assistée par Ordinateur. Le circuit et les courbes analogiques résultantes se définissent, soit sous forme graphique (grâce aux outils de la C.A.O.), soit sous forme de texte (grâce à un éditeur de texte). La C.A.O utilise un ensemble d'outils logiciels en ce qui concerne la réalisation des systèmes électroniques. Un des éléments de la plate-forme C.A.O de l'IRESTE est l'outil WORKVIEW de la société Viewlogic. Workview comprend un ensemble d'utilitaires permettant la saisie des schémas, la simulation analogique, l'exploitation graphique des résultats de la simulation. Notons qu'il comprend aussi les utilitaires permettant l'analyse V.H.D.L (description fonctionnelle), et la simulation logique ou mixte.

Par rapport à l'utilisation des possibilités graphiques de la CAO, la définition et la visualisation d'une simulation sous une forme texte restent nettement moins fonctionnelles mais beaucoup plus proches du simulateur PSPICE puisque de toute manière PSPICE ne traite que des fichiers textes. Ce sont les outils associés à la CAO qui permettent cette transformation de fichiers graphiques en fichiers textes directement interprétables par le simulateur lui-même (et inversement quand il s'agit de visualiser sous une forme graphique les résultats d'une simulation).

## 2. SIMULATION DU THYRISTOR

### 2.1. Description du simulateur Pspice

Développé à l'université à Berkeley en Californie, on a rassemblé dans les fichiers de SPICE des modèles pour chaque composant semi-conducteur. L'utilisateur n'a besoin de spécifier que les valeurs numériques des paramètres du modèle ou alors sélectionner le nom du composant qu'il désire s'il possède une bibliothèque de composants où les paramètres sont déjà calculés.

Cette partie du mémoire décrit les traits caractéristiques et essentiels à connaître pour une bonne compréhension du fonctionnement du simulateur PSPICE [24],[25]. La partie logiciel ne sera que brièvement traitée.

#### 2.1.1. Types d'analyses possibles

- Analyse transitoire (.TRAN). A partir de celle-ci l'analyse de FOURIER (.FOUR) est possible, le fondamental, les 2èmes au 9èmes harmoniques sont alors calculés.
- Analyse en continu (.DC). Elle se fait par un balayage continu pour une source de tension ou de courant, un paramètre du modèle, ou la température.
- Analyse statistique (.MC) ou (.WCASE). Elle permet de faire varier les paramètres numériques du circuit. L'analyse de Monté-Carlo (.MC) permet d'obtenir un ensemble de courbes pour des valeurs prises à partir d'une table aléatoire respectant la tolérance des valeurs de chaque composant. L'analyse (.WCASE) étudie la variation pour un seul paramètre et parmi plusieurs solutions, le simulateur ne garde que la plus mauvaise, celle qui se détache le plus des valeurs nominales.

- Analyse par calcul du point direct opérant (.OP). Plusieurs types d'analyse sont alors disponibles à l'aide de ce calcul :
  - calcul de la réponse fréquentielle (.AC)
  - calcul du bruit total ou individuel (.NOISE)
  - calcul de la sensibilité de l'analyse en continu DC (.SENS)
  - calcul de la fonction de transfert en petit signaux par linéarisation autour du point de fonctionnement calculé (.TF)
  
- Analyse en fonction de la température (.TEMP). La température prise par défaut est de 27 degré Celsius.
  
- Analyse paramétrique (.STEP). Elle est similaire à .DC, le balayage peut être linéaire, logarithmique, ou à partir d'un tableau de valeurs.

Remarque :

Les commandes .STEP, .TEMP, .MC, .WCASE, .DC sont des commandes placées au même niveau dans le simulateur PSPICE et ne peuvent être utilisées ensemble. Si par mégarde on les place en même temps, il y a à ce moment là un drapeau d'erreur qui indique qu'aucune de ces analyses simultanées n'est possible.

### 2.1.2. Description en "Spice" du circuit à simuler

Un ensemble d'éléments définit la topologie du circuit et les valeurs de chaque composant. Un élément ("card") élémentaire se compose du nom de l'élément, des noeuds auxquels le composant est connecté, des valeurs des paramètres du module déterminant les caractéristiques électriques du composant (exemples de "card" : .TRAN, .MODEL, .PLOT etc).

Les noeuds doivent être comptés séquentiellement et positifs. Le noeud de masse est compté comme zéro.

Un ensemble d'éléments ou carte de contrôle permet la simulation voulue par l'utilisateur. Le nom de ces cartes commence par un point comme par exemple l'analyse transitoire .TRAN décrit précédemment.

La carte définissant le modèle d'un semi-conducteur (diode, transistor, etc) s'appelle .MODEL et chacun de ses modèles est défini par le nombre de paramètres SPICE nécessaires pour résoudre les équations implémentées dans le simulateur relatives aux modèles de chacun.

On a par exemple le modèle du transistor bipolaire (BJT) qui est basé sur le modèle de Gummel-Poon, le JFET qui est basé sur le modèle de Shiman-Hodges.

Pour le MOS trois modèles sont implantés : le MOS1 décrit par la caractéristique "Square-Law IV", le MOS2 décrit par un modèle analytique, le MOS3 décrit par un modèle empirique.

Certains composants comme le thyristor n'ont pas de propres modèles mais sont modélisés à partir d'un ensemble de modèles correspondant aux composants de leur circuit équivalent. Ils seront alors définis comme un "subcircuit" à l'aide de la carte (ou module) .SUBCKT.

Un fichier (nom fichier.cir) décrivant un circuit comprend plusieurs ensembles d'éléments ou cartes. Le fichier (nom fichier.out) du résultat de la simulation peut donner non seulement la réponse analogique attendue en fonction du type d'analyse choisi mais aussi des informations statistiques sur le nombre de composants utilisés, le temps de calcul de la simulation, etc.

Lors de la simulation, un fichier (nom fichier.txt) est aussi créé. Il permet le stockage des points de fonctionnement calculés sous forme de table et permet ensuite de tracer les réponses temporelles.

Notons que les facteurs des valeurs numériques des composants sont :

T : 1E12, G: 1E9, MEG: 1E6, K: 1E3, M: 1E-3, MIL: 25.4E-6, U: 1E-6

N : 1E-9, P : 1E-12, F : 1E-15

Les lettres suivant ces facteurs ne sont pas prises en compte par le simulateur.

### 2.1.3. Partie "Logiciel" du simulateur

SPICE est composé de plusieurs modules comprenant chacun plusieurs instructions Fortran. Chacun de ces modules est géré par le programme principal. La fonction de ces modules est, pour les plus importants : la lecture des données (READIN), l'analyse avec le calcul des équations résultantes (DCTRAN, ACAN, etc), l'écriture des solutions obtenues (OUTPVT).

Description de la fonction des modules principaux :

- READIN : module de lecture de la structure des données du circuit (.END, .MODEI, etc). Il construit la structure de données pour l'ensemble du circuit.
- ERRCHK : module servant de compteur du nombre de composants, de noeuds, de paramètres d'un modèle, etc Il permettra de fournir les informations statistiques à l'utilisateur.



## - G 11-

- **SETUP** : module d'assemblage. Dès que READIN et ERRCHK ont été exécutés, il construit une structure de pointeur (matrices) utilisée ensuite pour l'analyse du circuit. C'est en même temps un module de contrôle pour détecter si il n'y a pas des impédances nulles ou d'autres sources d'erreur.
- **DCTRAN, ACAN** : modules d'analyse. Ils calculent notamment les valeurs numériques d'un point transitoire pour les conditions initiales.
- **OUTPVT** : module servant pour l'interpolation des variables de sorties pour la génération des tables de valeurs dans le fichier .txt.
- **DCOP** : module ayant trois principales fonctions, la première étant l'écriture des informations sur le point de fonctionnement, la deuxième étant le calcul des fonctions de transfert en petits signaux, la dernière étant le calcul de la sensibilité en continu des variables de sortie.

### 2.2. Simulation d'un Thyristor modélisé par deux transistors

#### 2.2.1. Description du circuit et de son fonctionnement

Ce circuit utilise l'analogie de fonctionnement entre deux transistors (nnp et pnp) et un thyristor. Les transistors de puissance utilisés (disponibles dans la bibliothèque SPICE de l'IRESTE) ont un gain en courant beaucoup trop élevé pour modéliser le thyristor. Il est alors nécessaire de réduire ces gains en ajoutant au modèle équivalent deux résistances entre l'émetteur et la base de chacun des deux transistors (circuit 1).

Le rôle principal de la capacité ajoutée entre la gâchette (base du transistor npn) et la cathode (émetteur du transistor pnp) du thyristor (circuit 2) est d'ajuster le temps de retard à l'allumage,  $t_d$ . En effet en ajoutant une capacité de 100nF on double ce temps  $t_d$  qui était pour le circuit 1 environ égal à 237ns. La valeur de cette capacité jouera donc un rôle particulièrement important en qui concerne la simulation du processus d'amorçage pour des thyristors associés en parallèle et en série.

Notons simplement que certains modèles placent une diode zéner en plus dans le circuit équivalent. Cette diode est placée entre la base des deux transistors pour traduire l'effet d'avalanche au niveau de la jonction centrale. Aussi on négligera ce phénomène et par conséquent la mise en place de ce composant car il intervient peu au moment de l'amorçage du thyristor. Par contre, les courants de fuites ont, eux, un rôle prépondérant à l'allumage du thyristor.

### 2.2.2. Simulation

Les circuits 1 et 2 avec leurs réponses temporelles (analyse transitoire sur  $60\mu\text{s}$  avec un pas de simulation de  $1\text{ns}$ ) décrivent les différences de comportement citées précédemment au niveau de la tension anode-cathode à l'état passant, au niveau du temps de retard à l'allumage, et au niveau de la polarisation inverse.

Le fichier de description du circuit (cir) précise les valeurs internes de chaque composant. Les transistors sont modélisés à partir du modèle de GUMMEL-POON basé sur une extension des formules de MOLL-ROSS. Si tous les paramètres nécessaires pour le modèle de G.P ne sont pas définis, le modèle d'EBERS et MOLL est alors pris par défaut. Le problème du modèle d'E.M est qu'il omet les représentations d'effets du second ordre dont les deux plus importantes sont l'effet de faible courant qui résulte du courant additionnel de base dû à la recombinaison des porteurs (dégradant ainsi le gain en courant), et l'effet de fort niveau d'injection qui réduit non seulement le gain de courant mais en plus augmente les temps de transit.

### Conclusion

Cette modélisation de deux transistors couplés, basée sur l'analogie que cette configuration rassemble en formant un composant de quatre couches à trois jonctions, pose certaines difficultés au niveau de la définition des paramètres SPICE quand il s'agit de les faire correspondre aux caractéristiques électriques attendues.

La solution est de construire numériquement les transistors capables d'approcher au mieux le comportement réel d'un thyristor.

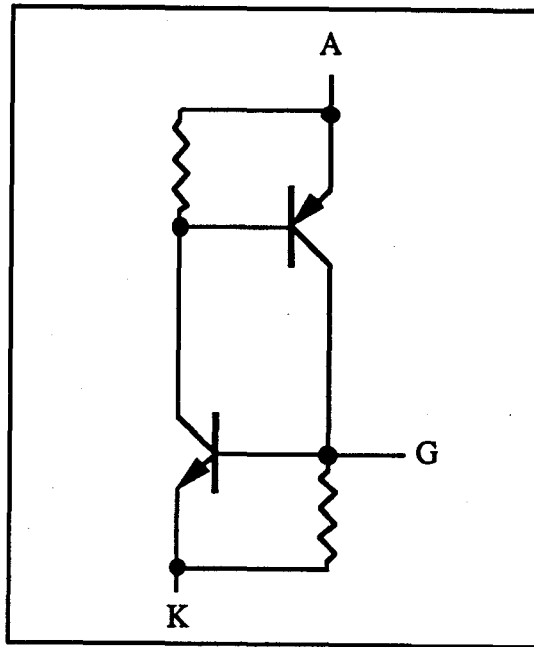
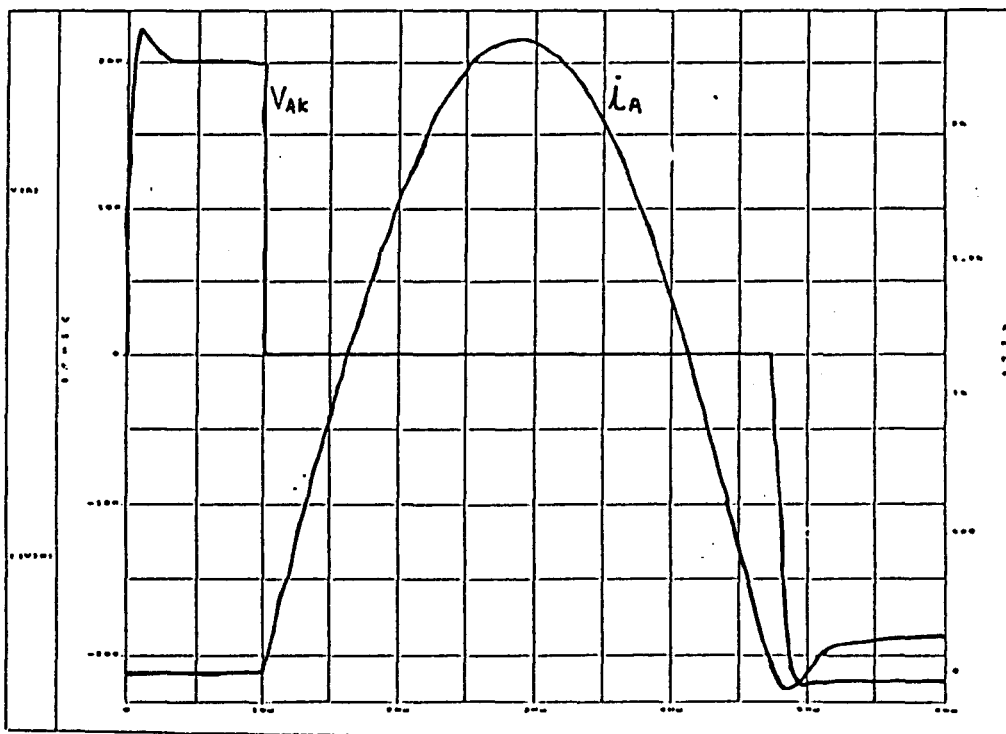


Fig.3



Allure du courant et de la tension pour le modèle à deux transistors.

fig.4

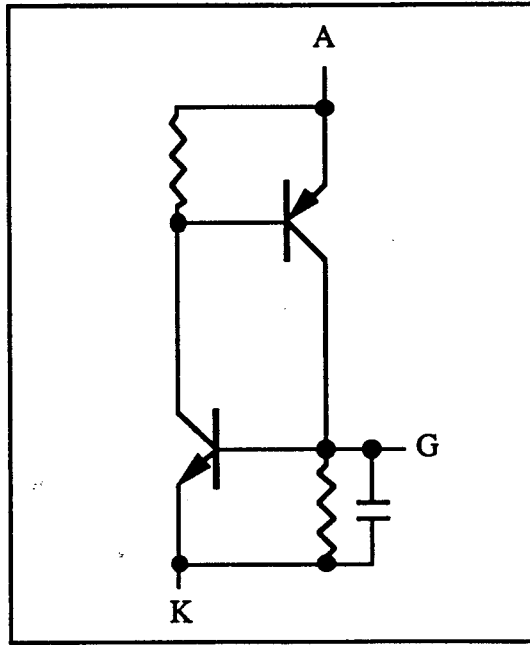
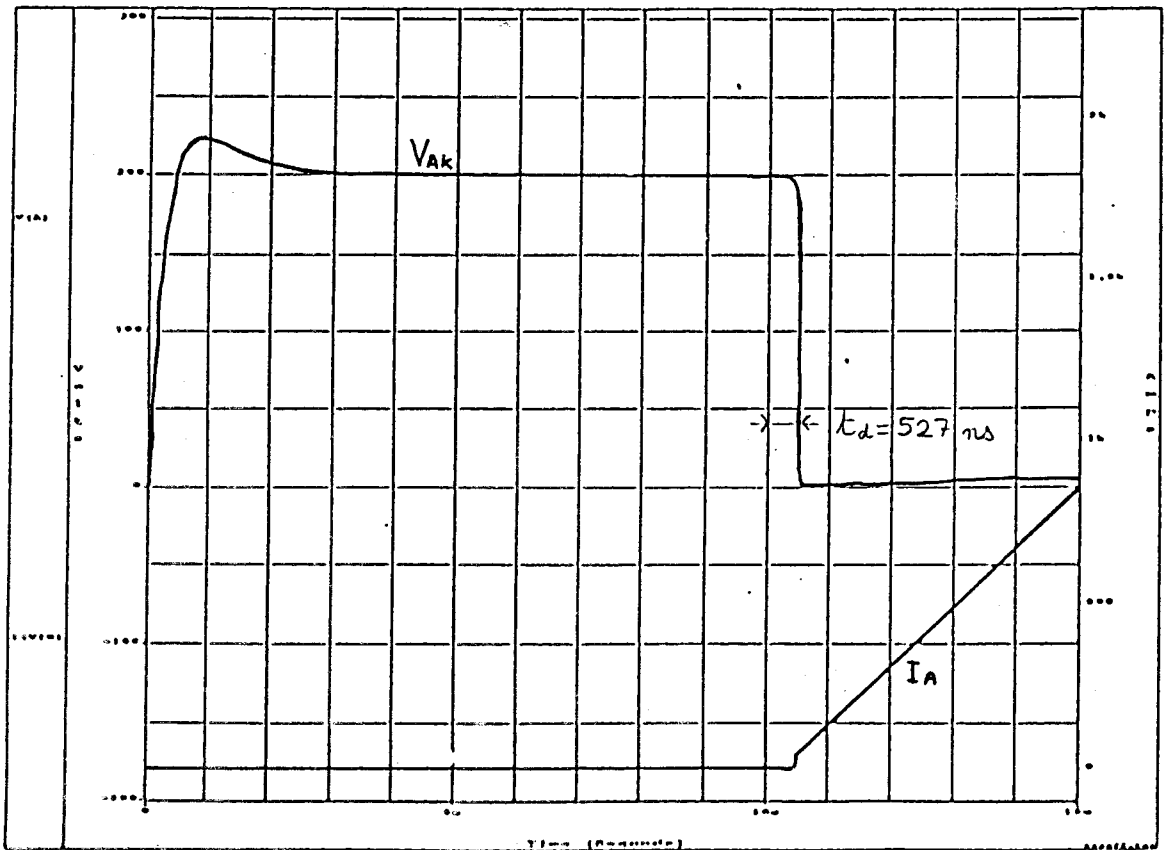


fig.5



*Influence de la capacité parasite de gâchette*

fig.6

### 2.3. Simulation du Thyristor modélisé par Spice

Etant donné qu'il n'existe que cinq thyristors disponibles dans la bibliothèque de l'IRESTE (de références : S2N4168, S2N4169, S2N4170, S2N4172, S2N4174), l'objectif premier fut d'analyser la constitution du modèle existant et d'étudier son comportement en vue de l'association de thyristors en parallèle et en série. Aussi comme on ne pouvait pas se contenter des thyristors existants, on a créé, après une importante recherche bibliographique, un thyristor à partir seulement de ses "data sheet" (grâce à un programme de calcul des paramètres SPICE à partir des data sheet).

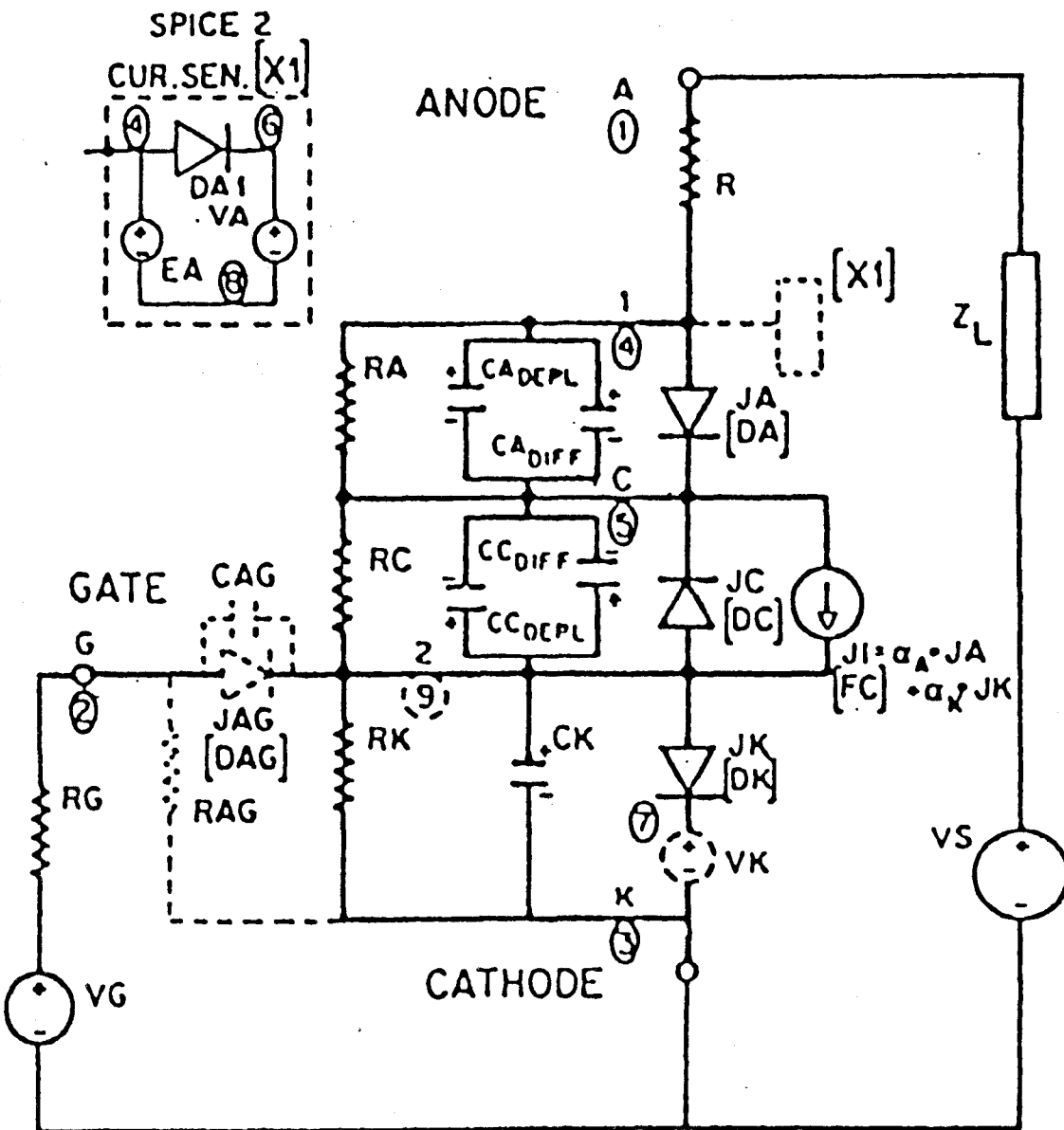
Les relations de calculs ont été principalement prises dans l'article de R.L AVANT et F.C.LEE [35]. Cette recherche bibliographique a été d'autant plus difficile qu'il existait plusieurs versions SPICE [31], [32], [33], [34], sur la modélisation d'un thyristor, et par conséquent il a fallu trouver le modèle correspondant avec celui implémenté à l'IRESTE dont les seules informations à son sujet étaient les fichiers nom\_fichier .mod des cinq thyristors cités précédemment.

#### 2.3.1 Description du circuit

Ce modèle (fig.7) est basé sur le développement des relations de base des diodes. Il faut simplement distinguer dans ce circuit des éléments aidant à la convergence pour la simulation et les autres éléments véritablement caractéristiques du fonctionnement du thyristor.

- RA, RC : résistances aidant le programme implémenté par SPICE à converger pour des conditions initiales en DC. Elles ont des valeurs élevées pour n'avoir aucune influence sur les performances du modèle.
- DAI, EA VA, VK : éléments aidant le programme à fonctionner correctement. En effet ces éléments fournissent les données variables utiles pour le calcul des courants à travers la jonction d'anode et celle de la cathode, le courant à travers la jonction médiane étant calculé à l'aide des deux autres jonctions et des gains relatifs aux différentes couches.
- Les autres éléments, diodes DA, DK, DC, capacités CJO-DA, CJO-DC, CK ont pour chacun d'entre eux une importance considérable pour le fonctionnement du dispositif décrit par le schéma équivalent.

# UNIFIED SCR MODEL



----- JAG, RAG, & CAG are optional Model Elements. EA, DA1, VA & VK are SPICE 2 programming aids only

○ SPICE 2 node numbers. Add node 9 if using amplifying gate elements.

fig.7

### 2.3.2. Programme de calcul des 'Data Sheet' en paramètres Spice

Ce programme, écrit en Turbo 6.0, permet non seulement le calcul des paramètres SPICE du thyristor mais aussi crée un fichier texte correspondant exactement au fichier (.MOD) décrivant le circuit ou modèle équivalent du thyristor demandé par le simulateur PSPICE. La tâche de l'utilisateur du simulateur n'est plus que de sélectionner le nom de ce fichier dans [DIALOG SPICE] ou dans le fichier de description de circuit [nom fichier.cir] directement à l'aide d'un éditeur de texte si on ne dispose pas des outils C.A.O.

L'utilisation du programme est très facile, il est en effet développé à partir d'un affichage par menu indiquant le choix du type d'opérations désirées.

#### Calcul des paramètres du modèle équivalent

Pour passer des données de catalogue du thyristor en paramètres SPICE, on procède à une série de calculs dont certains sont commentés ci-dessous.

Certaines difficultés se sont posées, car les relations demandent des "data sheet" qui ne sont pas souvent données dans le "data book" du constructeur. En effet  $V_h$  (tension de maintien) n'est que très rarement donné, il a fallu faire une extrapolation sur la courbe de la caractéristique à l'état passant pour déterminer  $V_h$  à l'aide de la partie linéaire de la caractéristique pour des faibles niveaux de tensions et de courants. On demande donc à l'utilisateur deux points de cette partie linéaire et on calcule ensuite facilement la tension  $V_h$  pour laquelle on connaît la valeur du courant  $I_h$ .

Aussi on laisse quand même le choix à l'utilisateur de rentrer directement cette tension s'il la connaît soit par expérimentation ou exceptionnellement par le catalogue.

Une relation demande également la valeur numérique d'un composant externe que l'utilisateur non averti ne connaît peut être pas (la relation de calcul de la capacité shunt entre la gâchette et la cathode demande la valeur de la résistance de gâchette située en série avec le générateur d'impulsion de tension de la gâchette).

Le programme permet le calcul de cette résistance  $R$  ; de manière à pouvoir amorcer le thyristor lors de l'impulsion de tension, ou laisse le choix à l'utilisateur de la définir directement.

Le calcul de la résistance  $R_K$  caractérise les thyristors à cathode shuntée ("with short cathode"). Quand cette résistance n'est pas interne au modèle, elle est usuellement placée à l'extérieur pour diverses raisons que nous expliquons ci-dessous. Cette résistance de shunt entre la gâchette et la cathode caractérise principalement l'amorçage du thyristor, soit  $R_K = 0.7 / I_{GT}$ .

avec,

$$\alpha(npn) = G$$

$$G_{\text{avec } R_k} \cdot (I_1 + I_2) = G_{\text{sans } R_k} \cdot I_1$$

Soit,  $G_{\text{avec } R_k} = G_{\text{sans } R_k} / [1 + (I_2/I_1)]$

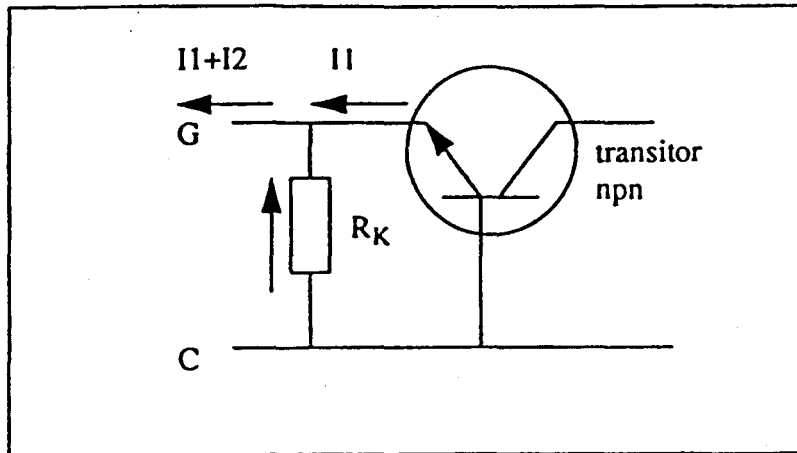


fig.8

Ce gain  $G$  varie très rapidement avec la tension base-émetteur du transistor npn, en effet il a une allure exponentielle avec cette tension  $V_{eb}$ .

Enfin, dès que la résistance transversale de la jonction  $J_3$  (près de la cathode) est moins élevée que celle de la résistance latérale (de shunt), la conduction commence. Notons également, qu'en réduisant,  $R_k$  diminue sensiblement le temps  $t_q$  de blocage en aidant au recouvrement des charges stockées.

Le calcul de la résistance  $R$  se déduit de la pente de la partie linéaire de la caractéristique à l'état passant (fournie par le catalogue), en effet elle est égale à la pente de la réponse statique pour des tensions variant de  $V_{trn}$  à  $0.1 V_{tm}$ .

Le calcul des facteurs de transport se base sur le fait que  $GA$  est toujours inférieur à  $GK$  qui est lui toujours fixé à l'unité ( la jonction  $J_3$  ou  $JK$  étant toujours plus fortement dopée, et plus on dope une région plus on introduit de porteurs supplémentaires, et plus on augmente le passage de courant et le facteur de transport s'approche de l'unité malgré que ces impuretés impliquent des difficultés pour le passage des porteurs; c'est en effet un comportement global qui explique ce phénomène de transport des porteurs.) .

Le calcul des courants de saturation montre la dépendance certaine en fonction de la température de la jonction considérée. On constate que  $IS_{DC}$  est beaucoup plus grande que  $IS_{DA}$  et  $IS_{DK}$  et explique qu'en polarisation inverse un courant relativement important (en tant que courant de saturation) traverse la jonction centrale lors de la conduction du thyristor.



On note par contre une grande difficulté de calcul pour le courant  $I_{S\_DA}$ , lequel passe, pour une faible variation de la tension  $V_h$  de l'ordre de  $10E+10$  pour  $V_h$  égale à 2.5 V à  $10E-14$  pour  $V_h$  égale à  $1\mu$ .

Les capacités liées à la diode, qui n'est pas considérée comme idéale, sont calculés empiriquement et deviennent ainsi difficile à décrire. Les résultats de la simulation ont montré qu'il y avait certaines rectifications à apporter pour la modélisation de thyristors de grande puissance sinon on constate des amorçages intempestifs par effet  $dv/dt$ . La capacité  $C_{JO\_DA}$  devant être supérieure ou égale à  $C_K$  (selon les relations données pour le calcul de ces paramètres SPICE), on a trouvé qu'elle devrait être 20 fois supérieure à  $C_K$  pour qu'elle puisse donner des résultats correspondants le plus avec la réalité au niveau de la modélisation du processus de blocage et donc aux effets liés aux recouvrement inverse du thyristor.

### 2.3.3. Simulation

Dans un premier temps, nous étudions la caractéristique statique du thyristor (de référence, S23AF16). Pour cela on fait varier la tension de charge. Cette analyse est par conséquent une analyse paramétrique (en continu, .DC). On fait varier la résistance de charge pour avoir plusieurs courbes de simulation afin d'observer le passage du régime haute impédance au régime basse impédance.

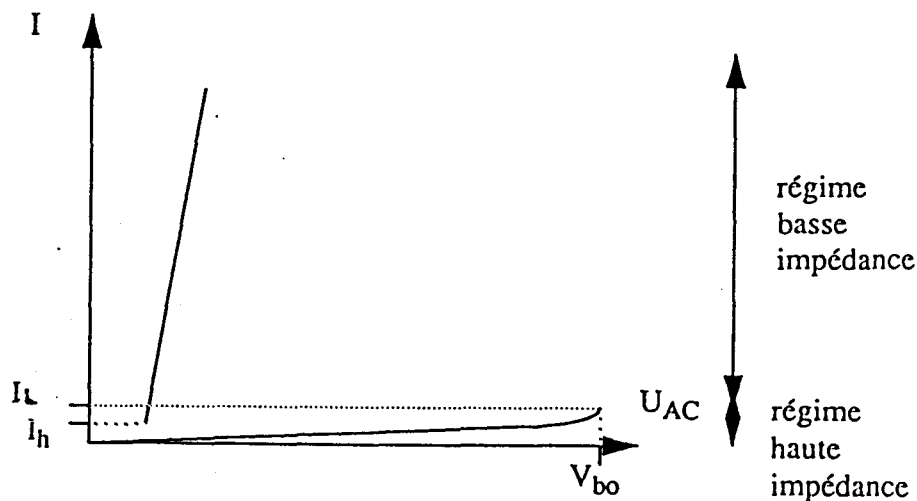
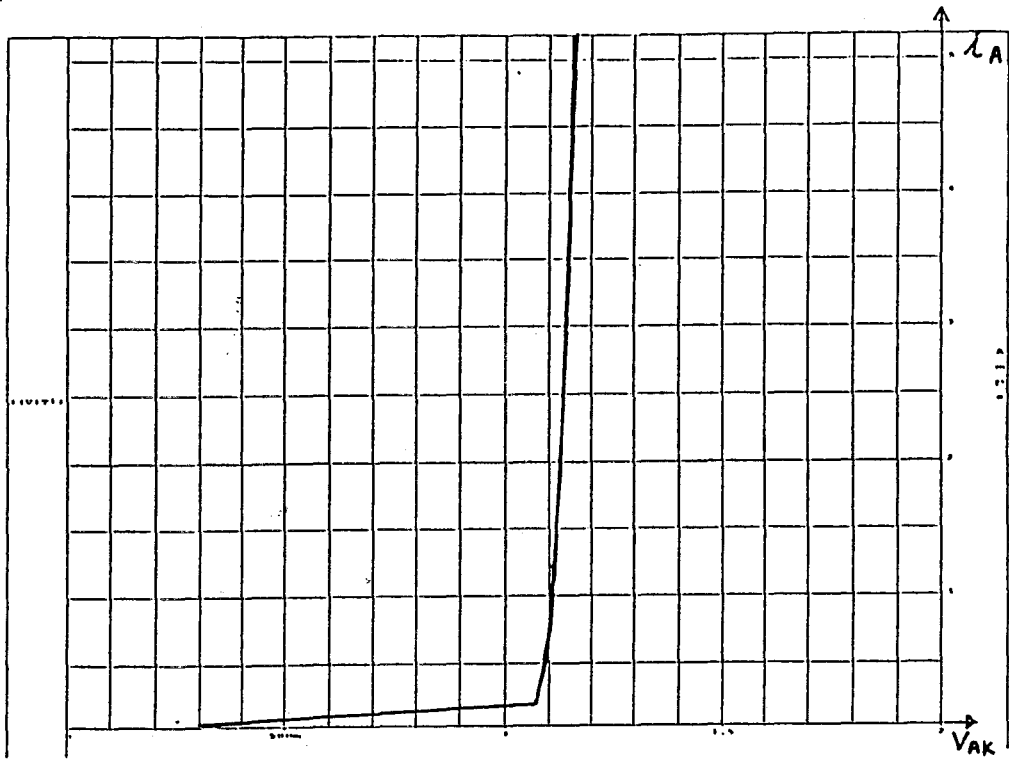


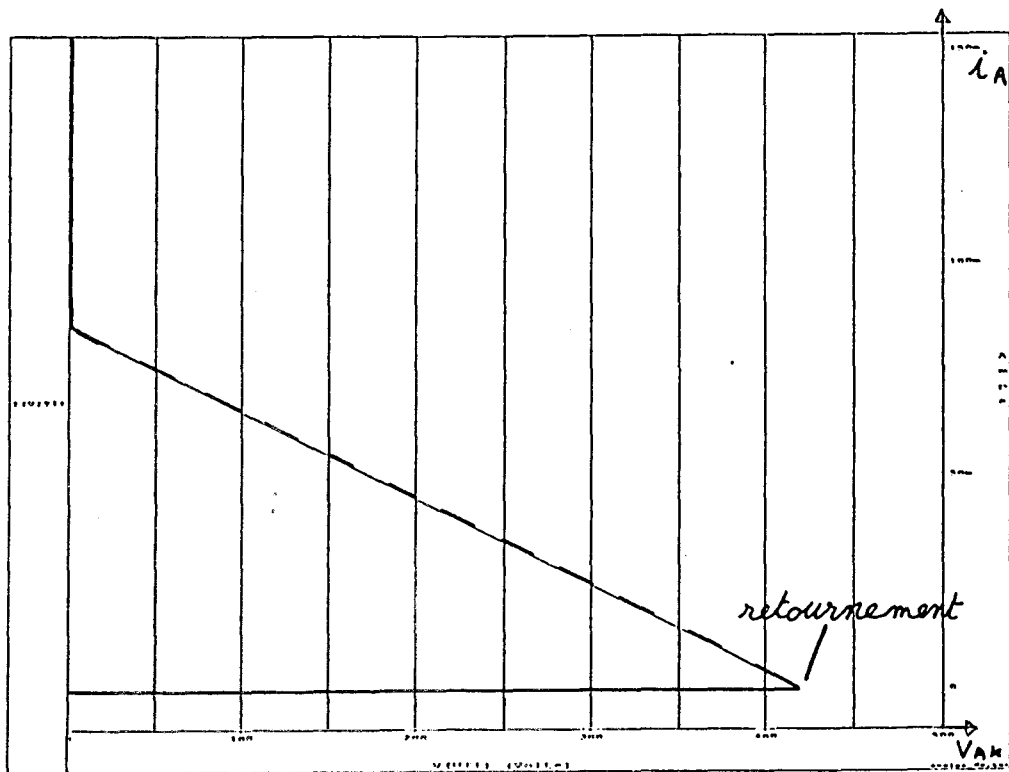
fig.9

Comme on peut le constater sur les réponses des simulations, on a bien un régime BISTABLE : basse impédance, haute impédance.



*Caractéristique statique (état passant).*

**fig.10**



*Caractéristique statique (état bloqué puis retournement).*

**fig.11**

Dans un **deuxième temps**, on effectue une analyse transitoire avec une inductance comme charge du dispositif. Une capacité de 140  $\mu\text{F}$  chargé initialement à une tension  $U_c$  se décharge dans cette inductance de 1  $\mu\text{H}$  lorsque le circuit est fermé par l'application d'une impulsion de courant à la gâchette du thyristor. C'est donc le thyristor qui règle le passage du courant dans la bobine.

Une fois amorcé, on observe une oscillation de la tension  $U_{AK}$  du thyristor dès la décharge du condensateur d'entrée et jusqu'au blocage du thyristor. On atténue ces oscillations à l'aide d'un dispositif RC en parallèle avec le thyristor pour jouer un rôle de filtre.

Cette étude ( en analyse transitoire ) est très importante pour relever et comparer par rapport à la réalité tous les phénomènes dynamiques observés durant les différents essais réalisés.

On constate, notamment, que la capacité  $C_{JO\_DA}$  influence le temps de recouvrement  $t_{rr}$ . En effet plus cette capacité de jonction de la diode DA ( calculée à polarisation nulle) est grande, plus le temps  $t_{rr}$  est grand ( $C_{JO\_DA}= 1 \text{ E-}7$  ,  $t_{rr}=250\text{ns}$ ), ( $C_{JO\_DA}= 1 \text{ E-}6$  ,  $t_{rr}=700\text{ns}$ ) (fig.12 , 13).

On constate que le second paramètre déterminant au niveau du processus de blocage est le paramètre TT qui n'est pas utilisé dans la modélisation des thyristors existants dans la bibliothèque de IRESTE. Plusieurs analyses transitoires ont montré cette influence sur le recouvrement inverse du thyristor. Signalons que si ce paramètre TT n'est pas introduit alors il est pris nul par défaut et rend ainsi la capacité de diffusion nulle, car ce temps caractérise la durée de vie des porteurs, donc la capacité de diffusion. En effet on constate que pour TT (temps de transit de la diode DA) égal à  $1.6\text{E-}6$  s on a un courant maximum inverse égale à  $-1.5$  kA, et pour TT égale à  $1.6\text{E-}7$  s on a un courant de l'ordre  $-300$  A. L'ajout de ce paramètre apporte tout de même certaines difficultés comme l'amorçage intempestif par un taux de croissance de  $dv/dt$

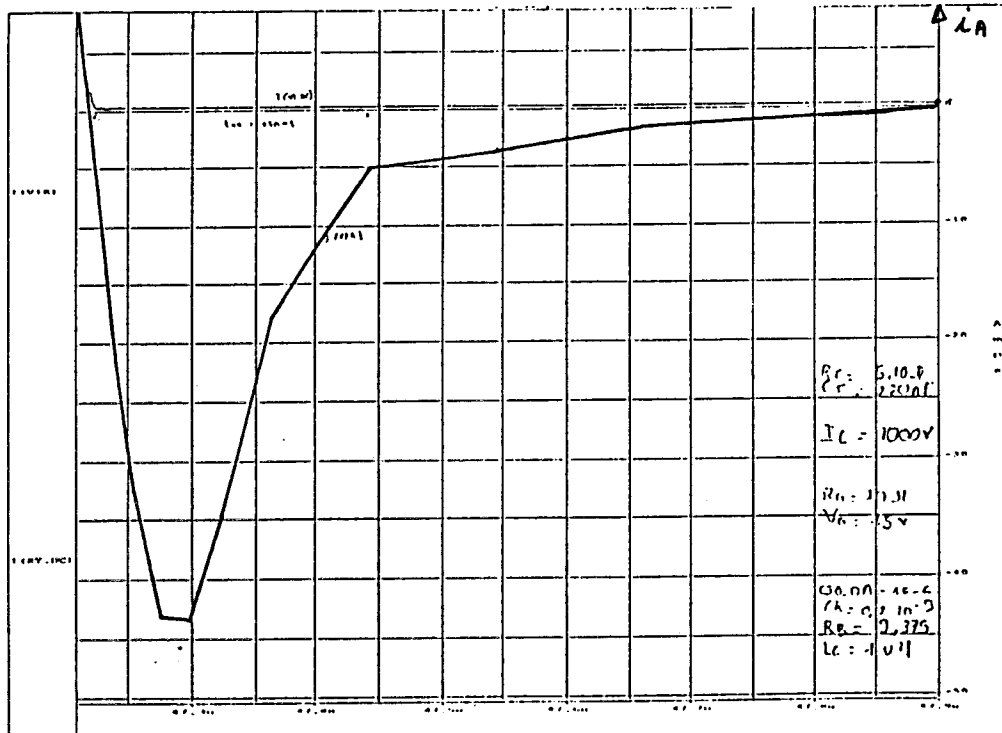
On s'est également attardé à l'étude du fonctionnement du thyristor en ce qui concerne l'allumage des thyristors S23AF16 et S2N4170. On vérifie bien que le temps d'amorçage varie avec l'amplitude de l'impulsion de gâchette, il est vrai que plus le courant de gâchette est grand plus l'amorçage est rapide, aussi pour régler ce temps d'allumage  $t_d$  on joue sur la capacité  $C_k$ . Ce temps augmente quand cette capacité de shunt entre gâchette et cathode augmente. Cette capacité joue aussi un rôle déterminant dans l'amorçage du thyristor par effet  $dv/dt$ , en l'augmentant à une valeur raisonnable on arrive à se rapprocher des caractéristiques données dans le data book, soit  $t_d$  et  $dv/dt$ .

On prend ainsi  $C_K$  de l'ordre de  $1E-7$  Farad. En ce qui concerne le thyristor S2N4170 (fourni dans la bibliothèque SPICE de l'IRESTE) on constate que les valeurs typiques données par le fabricant (Motorola) sont relativement différentes de celles obtenues au cours de la simulation (le temps  $t_d$  de la simulation est minimisé et l'effet  $dv/dt$  de la simulation est trois fois supérieur à la valeur typique du data book).

Ceci s'explique en majeure partie par le fait que tous les paramètres SPICE d'une diode ne sont pas définis, il faudrait avoir plus d'informations sur les relations permettant le calcul de ces paramètres SPICE à partir des data sheet du composant et surtout les comparer aux résultats expérimentaux du laboratoire pour modifier, si nécessaire, certaines valeurs numériques.

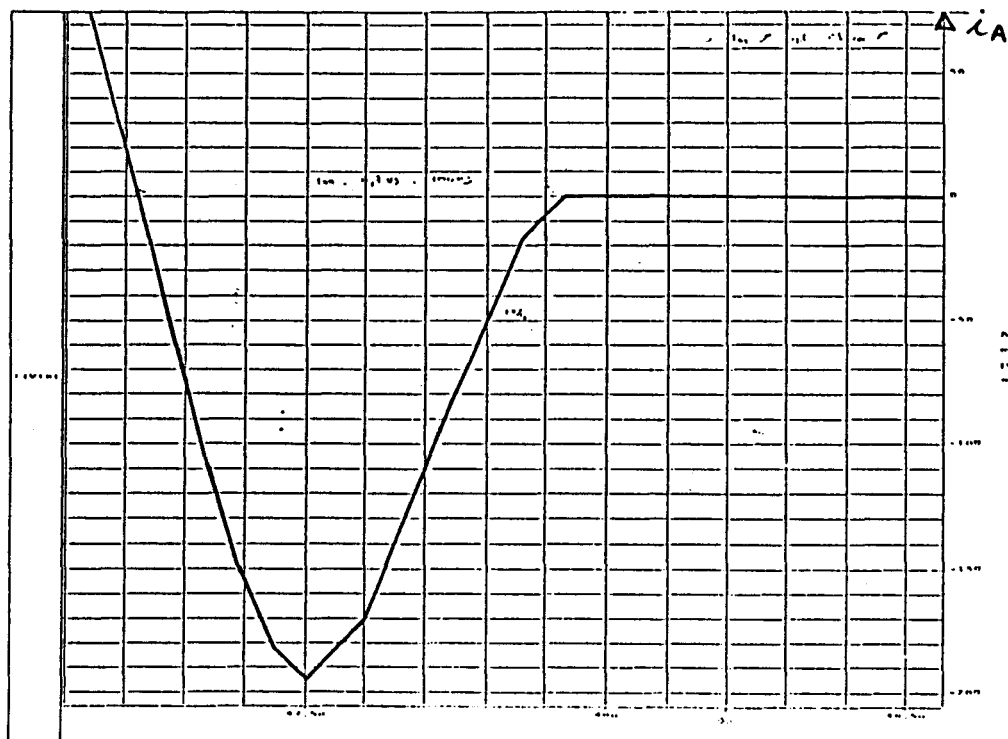
Notons également que l'effet d'amorçage par  $dv/dt$  dépend de la capacité de transition de la jonction médiane.

En étudiant la variation du temps de retard à l'amorçage  $t_d$ , on vérifie bien que ce temps diminue lorsqu'on amorce le thyristor avec un courant de gâchette plus élevé.



*Courant de recouvrement (CJO\_DA=0,1  $\mu$ F)*

fig.12



Courant de recouvrement ( $C_{JO\_DA} = 1 \mu F$ )

fig.13

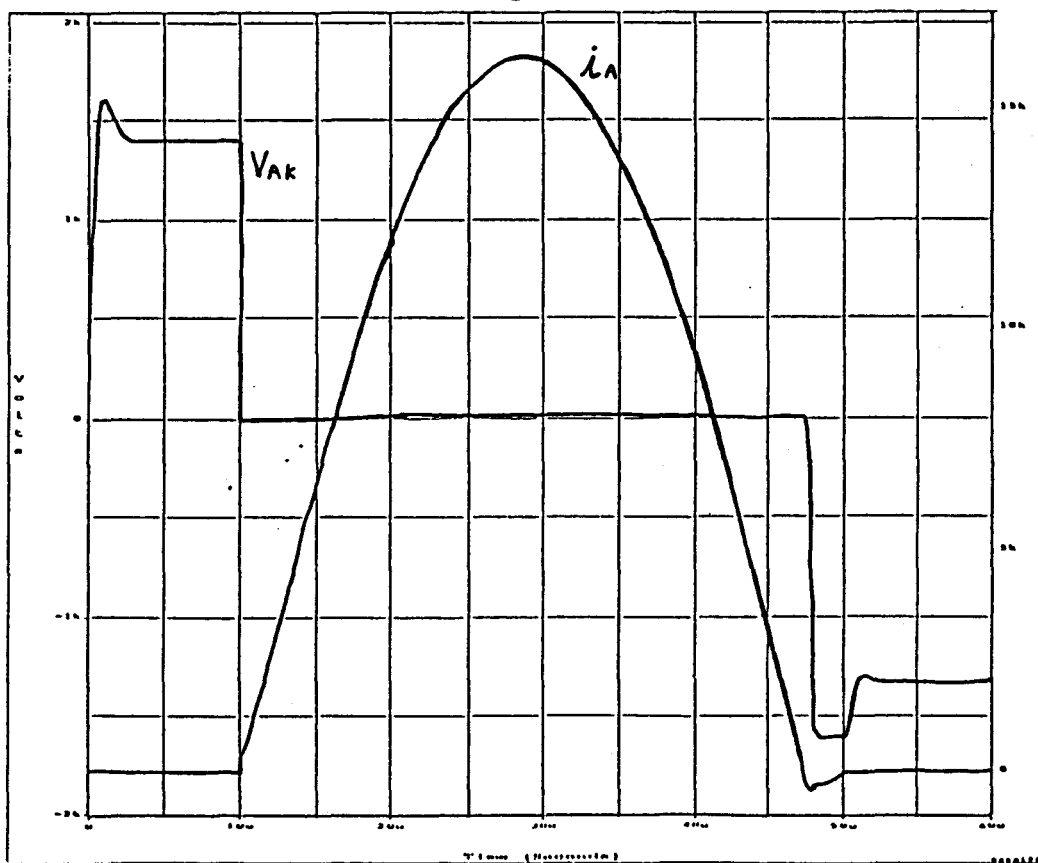


fig.14

figures 14 et 15 : réglage de  $C_k$  pour avoir un  $t_d$  réaliste

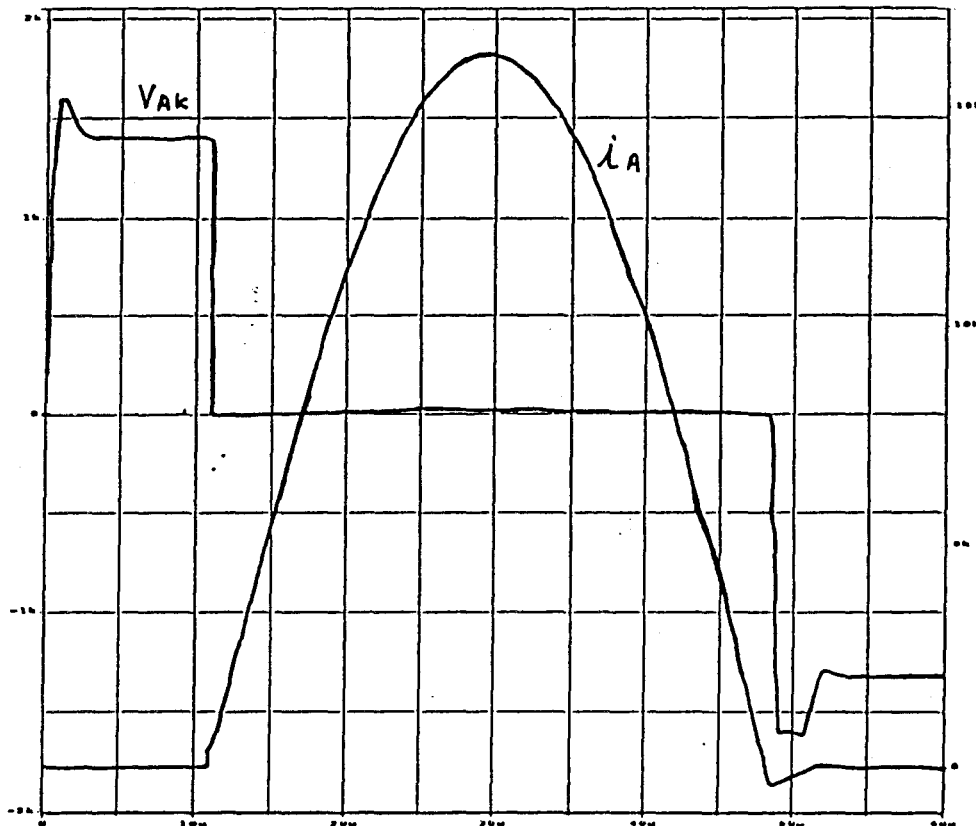


fig.15

## 2.4. Simulation de Thyristors associés en série et en parallèle

La simulation en série et en parallèle n'a pas présenté de grandes difficultés de simulations, tenant du fait qu'il y a eu une simulation détaillée du thyristor soumis à différentes analyses de manière à prévoir les phénomènes essentiels que l'on pourrait rencontrer en association, comme par exemple le processus d'amorçage.

On connaît cependant d'importants problèmes de convergence pour la simulation de thyristors associés en série, ceux-ci se posant au moment de l'application de l'impulsion de gâchette.

### 2.4.1. Association en série

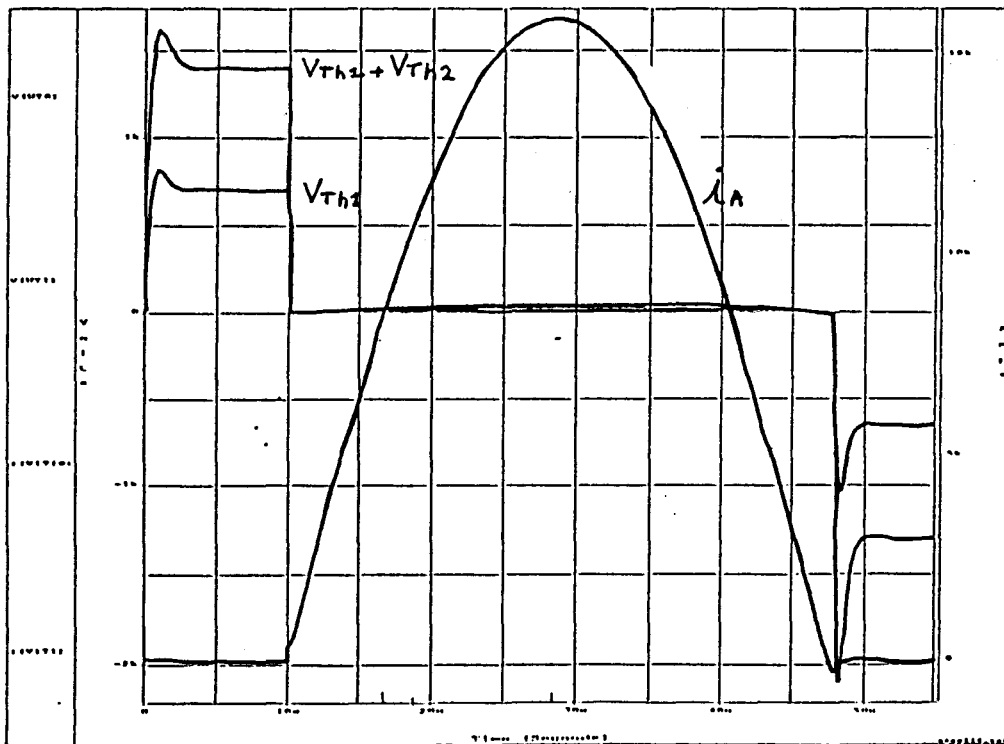
En faisant varier le temps d'application de l'impulsion de gâchette par l'intermédiaire du générateur d'impulsion, on influence le comportement du thyristor et ainsi de l'ensemble du dispositif auquel il est lié.

En effet, en amorçant le premier thyristor plus rapidement que celui disposé en série on vérifie que le thyristor non amorcé prend toute la tension de décharge entre ces bornes. Ainsi cette tension de décharge supportée par seulement un thyristor peut facilement provoquer un amorçage par effet du  $dv/dt$  alors que le but des thyristors associés en série est de se partager cette tension de décharge.

Pour les circuits simulés on n'emploie pas de circuit d'égalisation car on peut aisément choisir des caractéristiques assez proches les unes des autres.

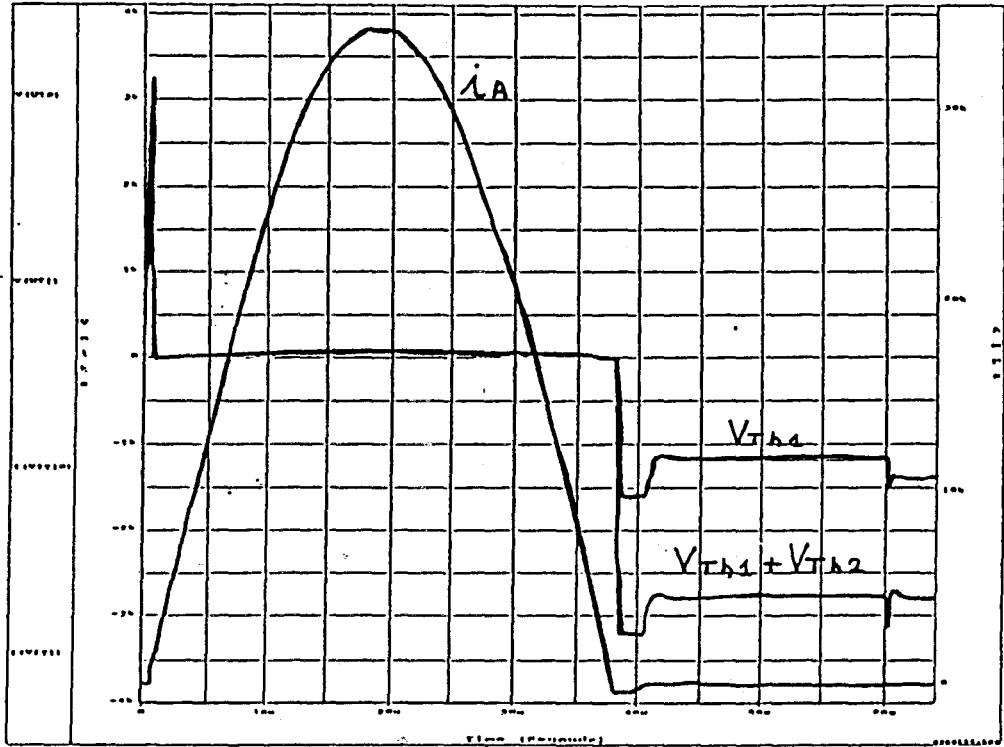
Les réponses temporelles montrent des problèmes d'amorçage par  $dv/dt$  à UC égale à 2000 v.

Si il y a un décalage supérieur à  $20\mu s$  entre les temps de retard des deux générateurs d'impulsions alors le circuit est ouvert et ne laisse donc plus passer de courant à travers la bobine. Remarquons qu'en ajoutant le paramètre TT au modèle de la diode de chaque jonction cet écart augmente de  $5\mu s$ . Ainsi la somme des gains d'amplifications est à ce moment (à l'état bloqué direct, soit pour  $U_{AK} > 0$ ) inférieure à l'unité. Ce phénomène est normal puisque la durée d'impulsion de gâchette n'est que de  $20\mu s$ . On constate qu'une plus longue durée d'impulsion permet d'amorcer les thyristors sans trop de problèmes à des temps différents dont on essaiera de diminuer l'écart .



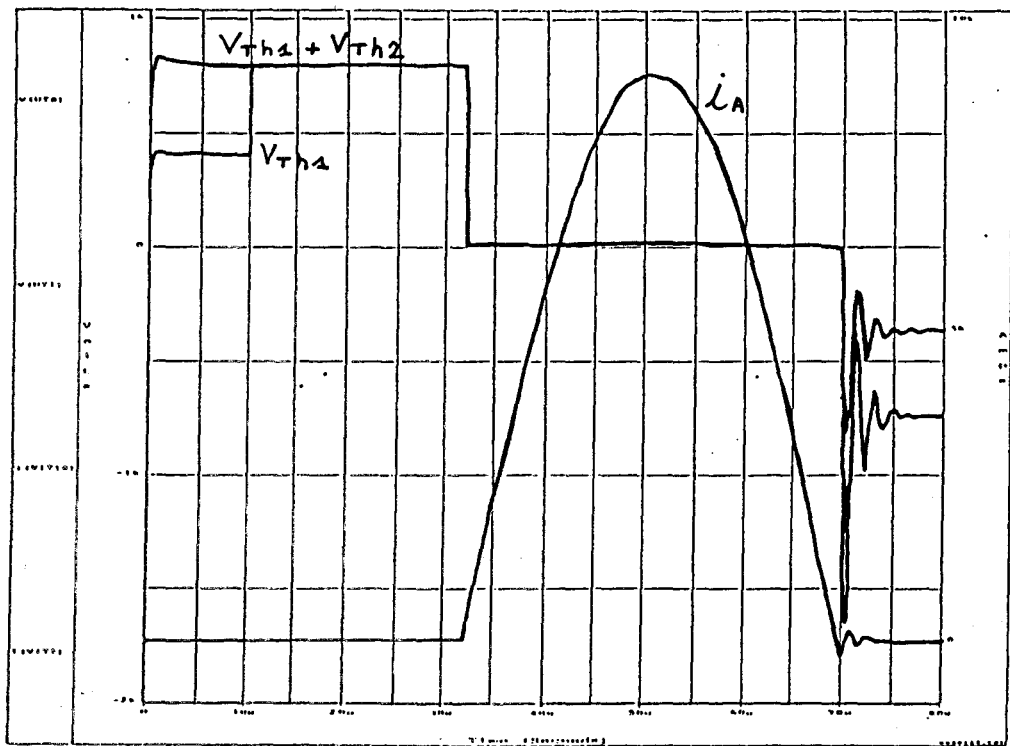
*Tensions et courant pour deux thyristors en série*

fig.16



Amorçage intempestif par effet  $dv/dt$  à l'installation de l'état initial de simulation.

fig.17



Effet d'un décalage des amorçages.

fig.18



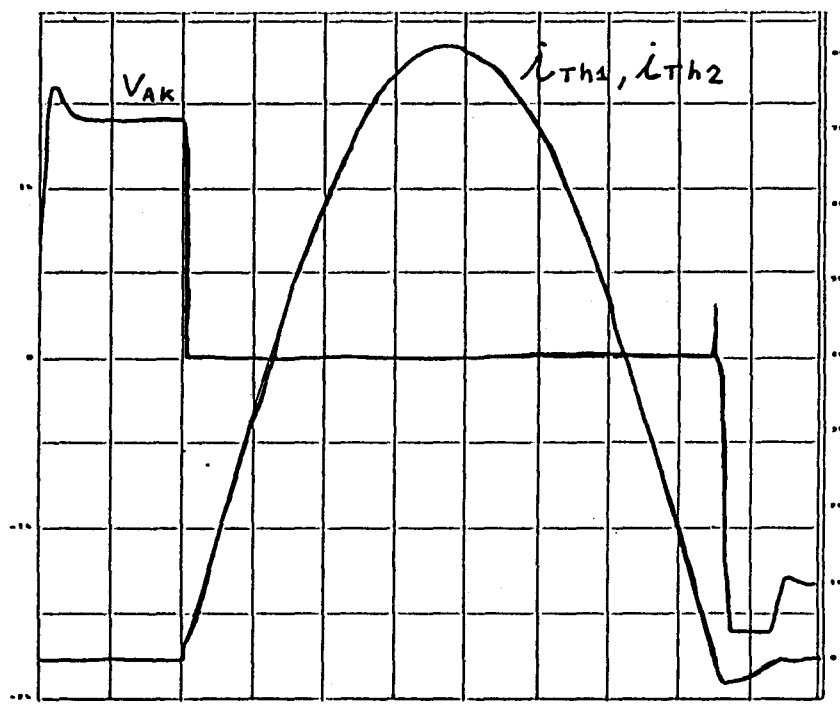
### 2.4.2. Association en parallèle

Comme pour l'association de thyristor en série, on fait varier les temps de retard des générateurs d'impulsion de chaque thyristor.

Le but de cette association est de diviser le courant. En effet on peut constater, sur les réponses analogiques fournies, que ce courant de charge se trouve partagé en deux courants égaux lorsque tous les thyristors sont fermés.

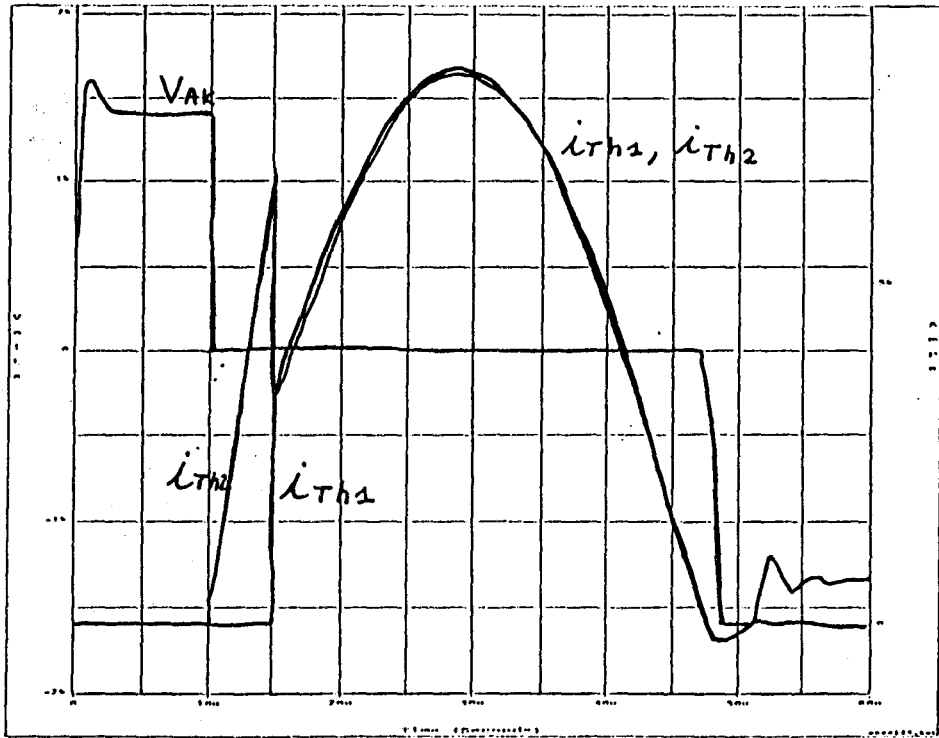
Les pointes de tensions observées au blocage du thyristor correspondent à celles observés pour la simulation d'un thyristor.

La charge et le temps pendant l'intervalle du recouvrement sont optimisés de manière à correspondre avec la réalité. On peut remarquer que le thyristor en parallèle a une tension suffisamment grande (même si elle est faible) entre son anode et sa cathode pour permettre son allumage.



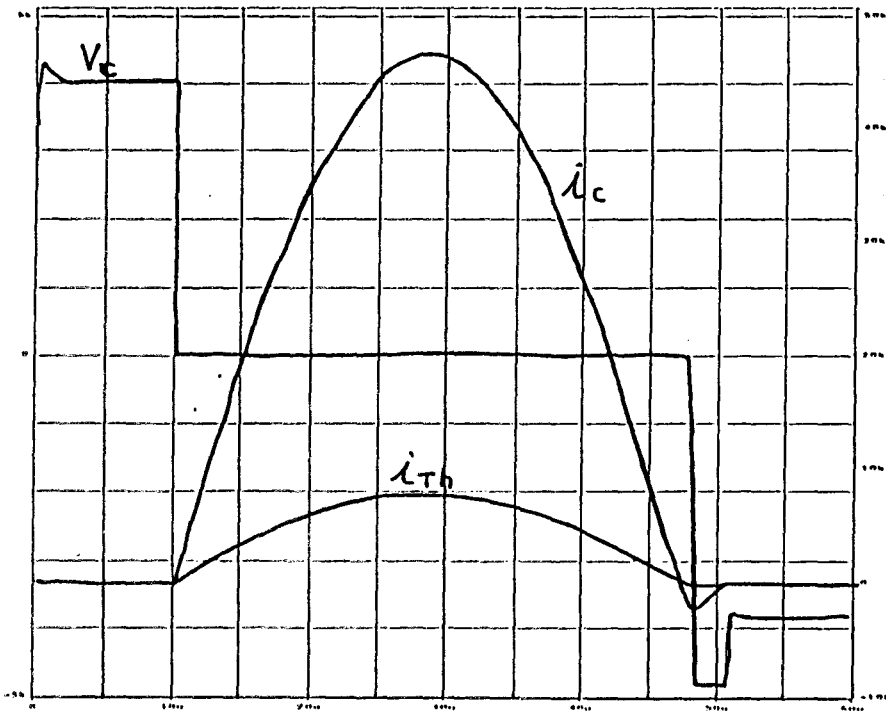
*Tension et courants pour deux thyristors en parallèle ( $i_{Th1}$  et  $i_{Th2}$  sont confondus).*

fig.19



*Effet d'un décalage des amorçages.*

fig.20



*Association "série-parallèle" de 3 x 6 thyristors .*

fig.21

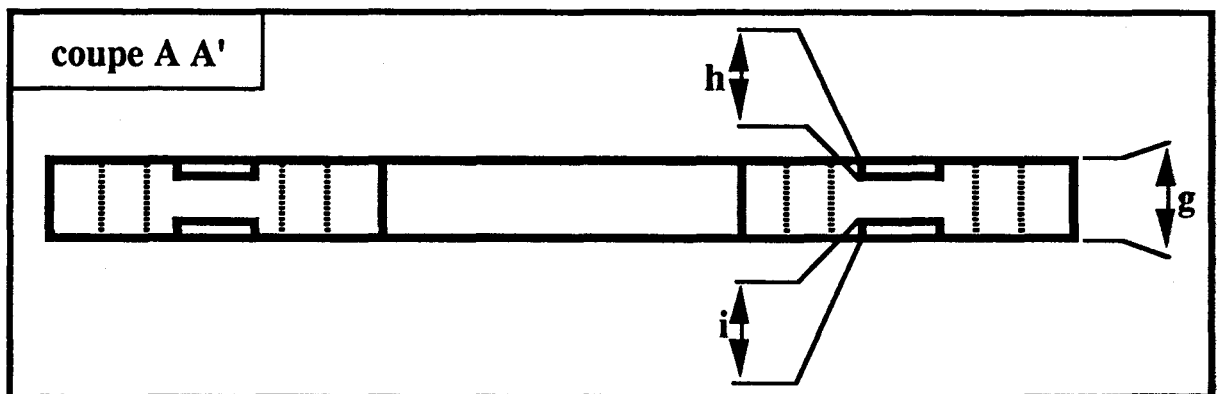
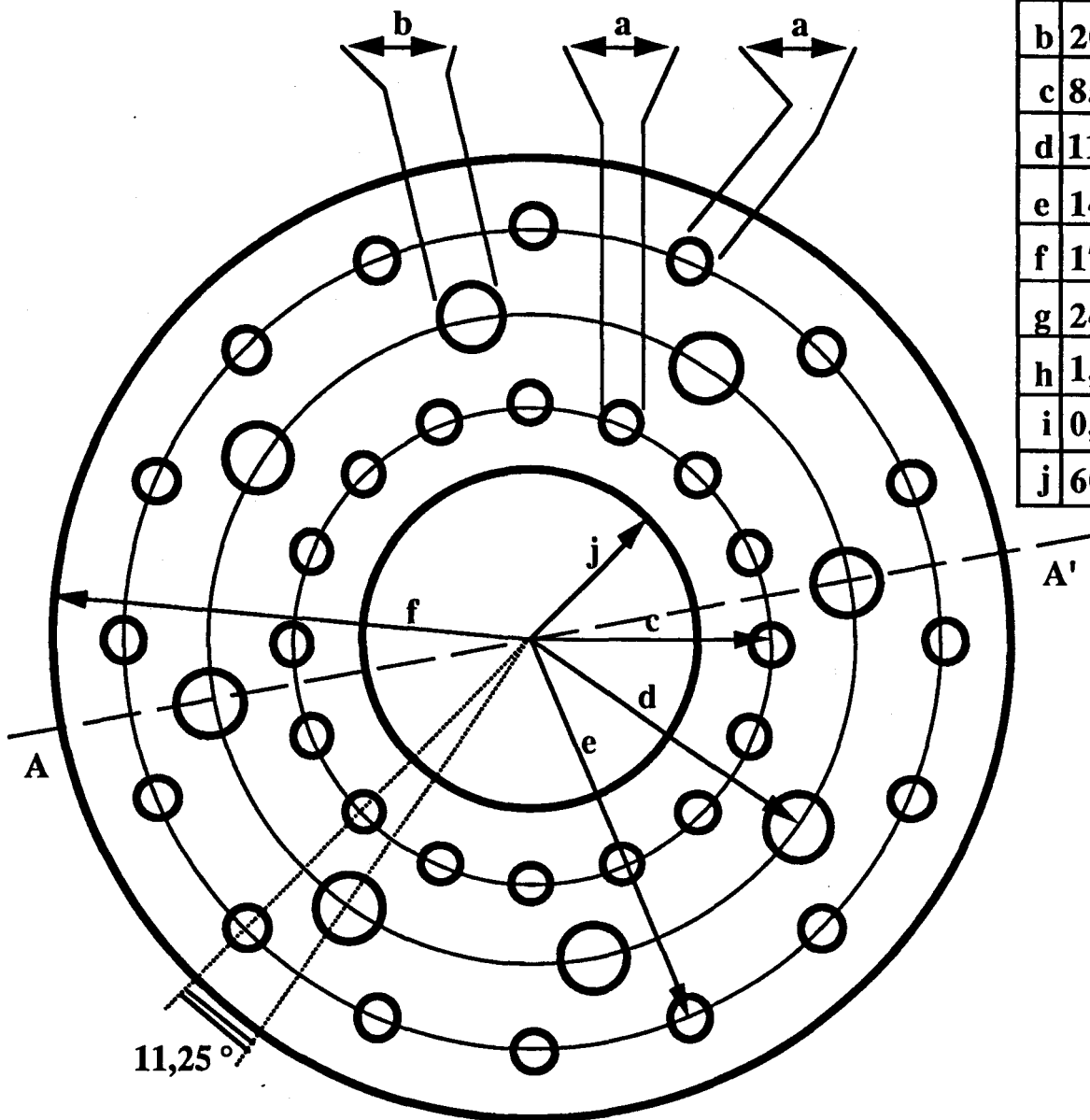
## CONCLUSION

Notre travail nous a permis de vérifier certains points des relevés expérimentaux effectués. Il ne peut pas, pour l'instant, permettre d'apprécier et d'expliquer toutes les particularités observées lors d'une conduite expérimentale poussée.



**PLAN D'USINAGE DES GALETTES D'ALUMINIUM ET  
CARACTERISTIQUES DES THYRISTORS UTILISES**

a	12 mm
b	20 mm
c	85 mm
d	115 mm
e	145 mm
f	170 mm
g	24 mm
h	1,5 mm
i	0,7 mm
j	60 mm



**S23AF SERIES**  
**1600-1400 VOLTS RANGE**  
**STANDARD TURN-OFF TIME 30  $\mu$ s**  
**380 AMP RMS, RING AMPLIFYING GATE**  
**INVERTER TYPE HOCKEY PUK SCRs**

**VOLTAGE RATINGS**

VOLTAGE CODE (1)	$V_{RRM} = V_{DRM} - (V)$ Max. rep. peak reverse and off-state voltage		$V_{RRM} - (V)$ Max. non-rep. peak reverse voltage $t_p \leq 5ms$	NOTES
	$T_J = 0^\circ$ to $125^\circ C$	$T_J = -40^\circ$ to $0^\circ C$	$T_J = 25^\circ$ to $125^\circ C$	
18	1800	1520	1700	Gate open
14	1400	1330	1500	

**MAXIMUM ALLOWABLE RATINGS**

PARAMETER	VALUE	UNITS	NOTES
$T_J$ Junction temperature	-40 to 125	$^\circ C$	
$T_{stg}$ Storage temperature	-40 to 160	$^\circ C$	
$I_T(AV)$ Max. av. current @ Max. $T_C$	240	A	180° half sine wave
	70	$^\circ C$	
$I_T(RMS)$ Max. RMS current	380	A	
$I_{TM}$ Max. peak non-repetitive surge current	3800	A	50Hz half cycle sine wave Initial $T_J = 125^\circ C$ , rated $V_{RRM}$ applied after surge.
	4000		50Hz half cycle sine wave
	4550		50Hz half cycle sine wave Initial $T_J = 125^\circ C$ , no voltage applied after surge.
	4750		50Hz half cycle sine wave
$i^2t$ Max. $i^2t$ capability	73	$kA^2s$	$t = 10ms$ Initial $T_J = 125^\circ C$ , rated $V_{RRM}$ applied after surge.
	87		$t = 8.3ms$
	103		$t = 10ms$ Initial $T_J = 125^\circ C$ , no voltage applied after surge.
	95		$t = 8.3ms$
$i^2/t$ Max. $i^2/t$ capability	1050	$kA^2/s$	Initial $T_J = 125^\circ C$ , no voltage applied after surge. $i^2t$ for time $t_x = i^2/t = \sqrt{t_x}$ . $0.1 \leq t_x \leq 10ms$ .
$di/dt$ Max. non-repetitive rate-of-rise of current	800	A/ $\mu s$	$T_J = 125^\circ C$ , $V_D = V_{DRM}$ , $I_{TM} = 1800A$ . Gate pulses 20V, 20N, 10 $\mu s$ , 0.5 $\mu s$ rise time. Max. repetitive $di/dt$ is approximately 40% of non-repetitive value.
$P_{GM}$ Max. peak gate power	10	W	$t_p \leq 5ms$
$P_G(AV)$ Max. av. gate power	2	W	
$i_{GM}$ Max. peak gate current	3	A	$t_p \leq 5ms$
$-V_{GM}$ Max. peak negative gate voltage	15	V	
F Mounting force	4450(1000) $\pm$ 10%	N(lbf)	

(1) To complete the part number, refer to the Ordering Information table.

## S23AF SERIES 1600-1400 VOLTS RANGE

### CHARACTERISTICS

PARAMETER	MIN.	TYP.	MAX.	UNITS	TEST CONDITIONS
$V_{TH}$ Peak on-state voltage	—	2.30	2.41	V	Initial $T_J = 25^\circ\text{C}$ , 50-60Hz half sine, $I_{peak} = 750\text{A}$ .
$V_{T(TH)1}$ Low-level threshold	—	—	1.32	V	$T_J = 125^\circ\text{C}$ Av. power = $V_{T(TH)} \cdot I_{T(AV)} + r_T \cdot (I_{T(RMS)})^2$  Use low level values for $I_{TH} \leq$ rated $I_{T(AV)}$
$V_{T(TH)2}$ High-level threshold	—	—	1.61		
$r_{T1}$ Low-level resistance	—	—	1.48	m $\Omega$	
$r_{T2}$ High-level resistance	—	—	1.14		
$I_L$ Latching current	—	300	—	mA	$T_C = 25^\circ\text{C}$ , 12V anode. Gate pulse: 10V, 20 $\Omega$ , 100 $\mu\text{s}$ .
$I_H$ Holding current	—	100	500	mA	$T_C = 25^\circ\text{C}$ , 12V anode. Initial $I_T = 5\text{A}$ .
$t_d$ Delay time	—	0.5	1.5	$\mu\text{s}$	$T_C = 25^\circ\text{C}$ , $V_D =$ rated $V_{DIM}$ , 50A resistive load. Gate pulses 10V, 20 $\Omega$ , 10 $\mu\text{s}$ , 1 $\mu\text{s}$ rise time.
$t_q$ Turn-off time	"A" suffix	—	30	$\mu\text{s}$	$T_J = 125^\circ\text{C}$ , $I_{TH} = 300\text{A}$ , $di_T/dt = 15\text{A}/\mu\text{s}$ , $V_R = 50\text{V}$ , $dv/dt = 200\text{V}/\mu\text{s}$ lin. to 80% rated $V_{DIM}$ . Gate: 0V, 100 $\Omega$ .
	"B" suffix	—	40		
$t_q(\text{diode})$ Turn-off time with feedback diode	"A" suffix	—	40	$\mu\text{s}$	$T_J = 125^\circ\text{C}$ , $I_{TH} = 300\text{A}$ , $di_T/dt = 15\text{A}/\mu\text{s}$ , $V_R = 1\text{V}$ , $dv/dt = 800\text{V}/\mu\text{s}$ lin. to 40% $V_{DIM}$ . Gate: 0V, 100 $\Omega$ .
	"B" suffix	—	50		
$I_{RM(REC)}$ Recovery current	—	75	—	A	$T_J = 125^\circ\text{C}$ , $I_{TH} = 500\text{A}$ , $di_T/dt = 50\text{A}/\mu\text{s}$ .
$Q_{RM}$ Recovered charge	—	110	—	$\mu\text{C}$	
$dv/dt$ Critical rate-of-rise of off-state voltage	500	700	—	V/ $\mu\text{s}$	$T_J = 125^\circ\text{C}$ . Exp. to 100% or lin. Higher $dv/dt$ values to 80% $V_{DIM}$ , gate open. Available.
	1000	—	—		$T_J = 125^\circ\text{C}$ . Exp. to 87% $V_{DIM}$ , gate open.
$I_{RM}$ , $I_{DM}$ Peak reverse and off-state current	—	15	30	mA	$T_J = 125^\circ\text{C}$ . Rated $V_{RPM}$ and $V_{DIM}$ , gate open.
$I_{GT}$ DC gate current to trigger	—	—	300	mA	$T_C = -40^\circ\text{C}$ +12V anode-to-cathode. For recommended gate drive see "Gate Characteristics" figure. $T_C = 25^\circ\text{C}$
	40	80	150		
$V_{GT}$ DC gate voltage to trigger	—	—	3.3	V	$T_C = -40^\circ\text{C}$ $T_C = 25^\circ\text{C}$
	—	1.2	2.5		
$V_{DD}$ DC gate voltage not to trigger	—	—	0.3	V	$T_C = 125^\circ\text{C}$ . Max. value which will not trigger with rated $V_{DIM}$ anode-to-cathode.
$R_{thJC}$ Thermal resistance, junction-to-case	—	—	0.085	$^\circ\text{C}/\text{W}$	DC operation, double side cooled.
	—	—	0.104	$^\circ\text{C}/\text{W}$	180 $^\circ$ sine wave, double side cooled.
	—	—	0.109	$^\circ\text{C}/\text{W}$	120 $^\circ$ rectangular wave, double side cooled.
$R_{thCS}$ Thermal resistance, case-to-sink	—	—	0.080	$^\circ\text{C}/\text{W}$	Mfg. surface smooth, flat and greased. Single side cooled. For double side, divide value by 2.
wt Weight	—	57(2)	—	g(oz.)	
Case Style	TO-200AB			JEDEC	





## EFFET DE PEAU DANS UNE TIGE, AVEC UN COURANT AXIAL

Les équations deviennent, dans ce cas :

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu j_z$$
$$\rho \frac{\partial j_z}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial t}$$

On trouve donc le même type de résultat que précédemment et le champ s'écrit (pour la pulsation  $\omega$  et en notation complexe)

$$\underline{B}_y(x) = \underline{B}_0 e^{+kx} + \underline{B}_1 e^{-kx} \quad \text{avec} \quad k = (1+i) \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\rho}}$$

La densité de courant s'écrit :

$$\underline{j}_z(x) = \frac{k}{\mu} (\underline{B}_0 e^{+kx} - \underline{B}_1 e^{-kx})$$

Le courant total pour une tige de rayon  $a$  vaut :

$$\underline{I} = \int_0^a \underline{j}(x) \cdot 2\pi x \cdot dx$$

Si on suppose que le courant ne circule que sur l'extérieur de la tige (ce qui est vérifié) on peut simplifier l'intégrale, et par suite :

$$\underline{I} \cong 2\pi a \cdot \int_0^a \underline{j}(x) \cdot dx = \frac{2\pi a}{\mu} [\underline{B}_0 e^{+kx} + \underline{B}_1 e^{-kx}]_0^a$$

Or, on a ainsi :

$$\underline{B}(a) = \frac{\mu \underline{I}}{2\pi a} = \underline{B}_0 e^{+ka} + \underline{B}_1 e^{-ka}$$

ce qui donne (comme  $|ka| \gg 1$ ) :

$$\underline{B}_1 = -\underline{B}_0 = \frac{\mu \underline{I}}{2\pi a} \cdot \frac{1}{e^{+ka} - e^{-ka}} \cong \frac{\mu \underline{I}}{2\pi a e^{+ka}}$$

- I 2 -

Le flux magnétique compris dans la tige de longueur  $l$  vaut :

$$\underline{\phi}_F = \int_0^a \underline{B}(x) \cdot l \cdot dx = \frac{l}{k} B_0 [e^{+kx} + e^{-kx}]_0^a \cong \frac{l}{k} \cdot \frac{\mu}{2\pi a} \cdot I$$

L'inductance correspondante est :

$$\underline{L}_F = \frac{l}{2\pi a} (1-i) \cdot \sqrt{\frac{\rho\mu}{2\omega}}$$

## MESURES DE L'INDUCTANCE ET DE LA PENTE DU COURANT DANS UNE PETITE INDUCTANCE SATURABLE

Les mesures au pont sont réalisées pour une fréquence donnée et ne nous renseignent pas précisément sur le comportement en transitoire (avec un échelon de tension), puisque  $\mu_r$  dépend de la fréquence. La modélisation des pertes sous forme d'une résistance série ou parallèle n'est pas non plus très valable et on trouve pour la fréquence la plus élevée disponible (15,7 kHz) :

- soit 7,2  $\mu\text{H}$  et 1,1  $\Omega$  en parallèle
- soit 5,0  $\mu\text{H}$  et 0,33  $\Omega$  en série

La marge entre ces mesures est assez élevée mais l'inductance semble être suffisante ( $> 4 \mu\text{H}$ ).

Des mesures directes sur l'appareil de magnétoformage sont certainement plus fiables.

La mesure de la tension induite dans une petite spire entourant le fer montre bien un pic de tension en début de conduction, mais le grand pic (3000 V, 30 ns) qui précède toute saturation est trop bref et il n'apparaît en réalité que le pic réduit qui dure environ 200 ns jusqu'à la saturation complète (voir fig. 1).

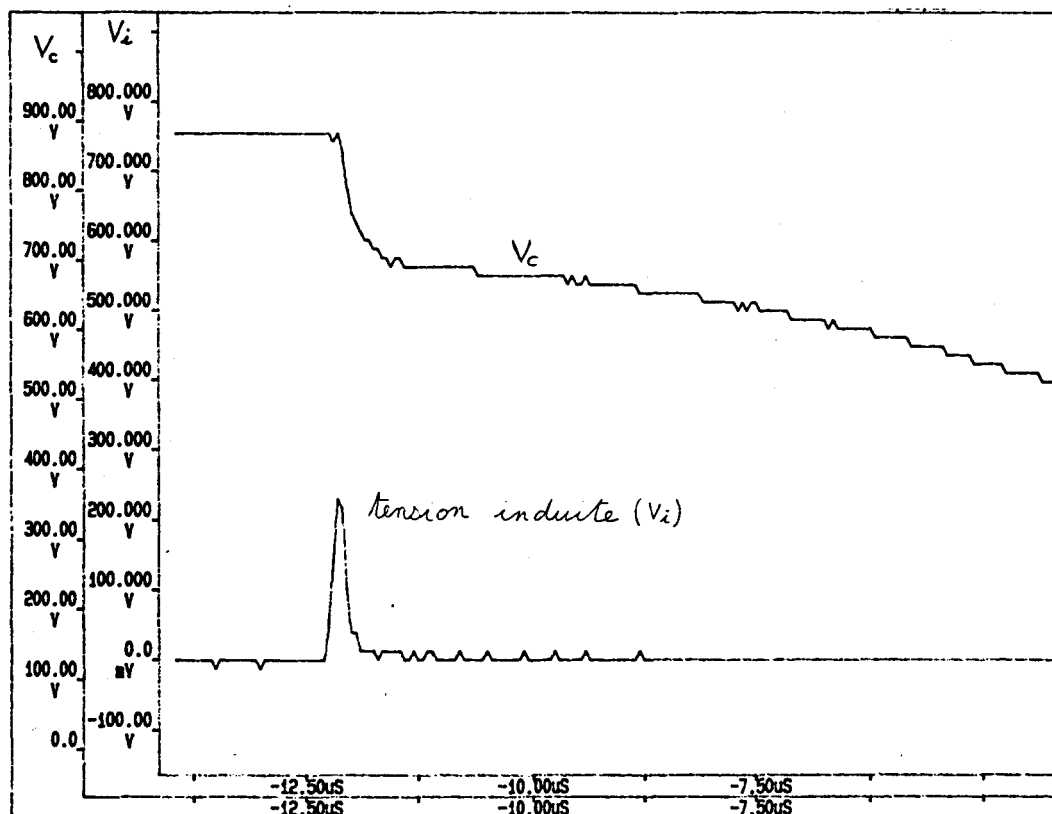


fig. 1

On peut aussi observer un changement de pente du courant, mais la pente pendant les premières 30 ns n'est pas visible, car "noyée" dans le bruit de nos instruments de mesure (voir fig. 2).

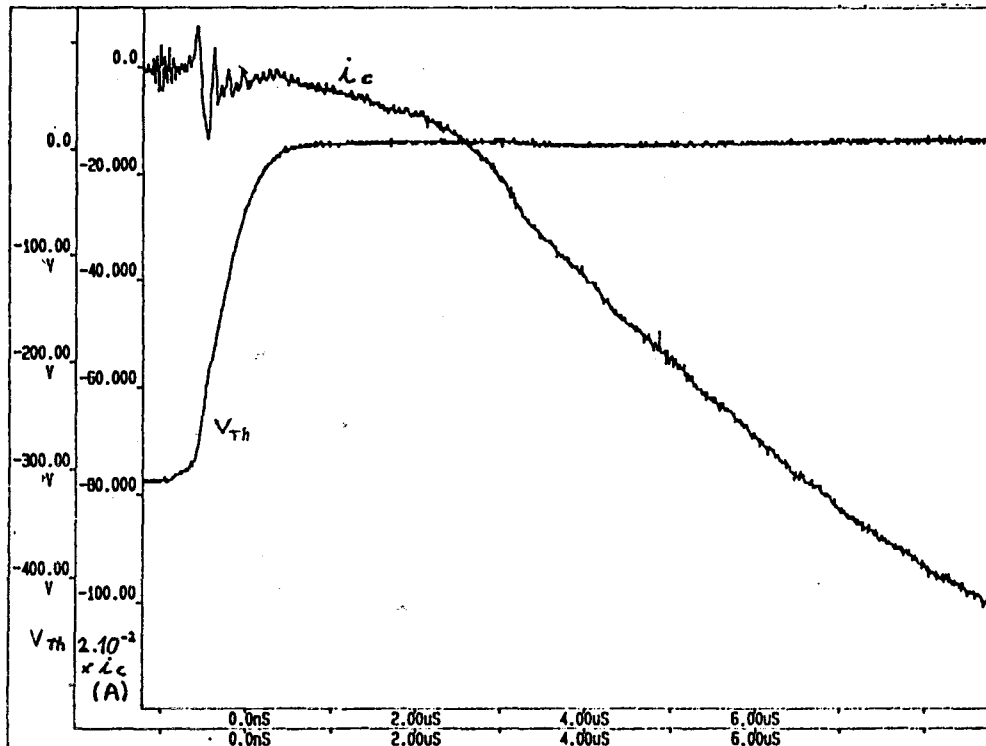


fig. 2

L'observation de la tension d'une bobine de Rogorwsky sans intégrateur (voir paragraphe III.7 : instruments de mesure) nous donne directement la dérivée du courant dans la charge, les parasites restants sont assez faibles (fig. 3) et on a une estimation du  $\frac{di}{dt}$  pendant les premières 500 ns. Avec une tension initiale de 600 V sur le condensateur et une charge en court-circuit, on trouve  $\frac{di}{dt} \cong 190 \pm 50$  A /  $\mu s$ . Avec une tension initiale de 3000 V on parviendra à :

$$\frac{di}{dt} \cong 900 \pm 250 \text{ A} / \mu s$$

et en réalité encore moins pendant les tous premiers instants, où le fer n'est pas du tout saturé,  $t < 30$  ns, et où la tension n'est pas encore nulle aux bornes des thyristors.

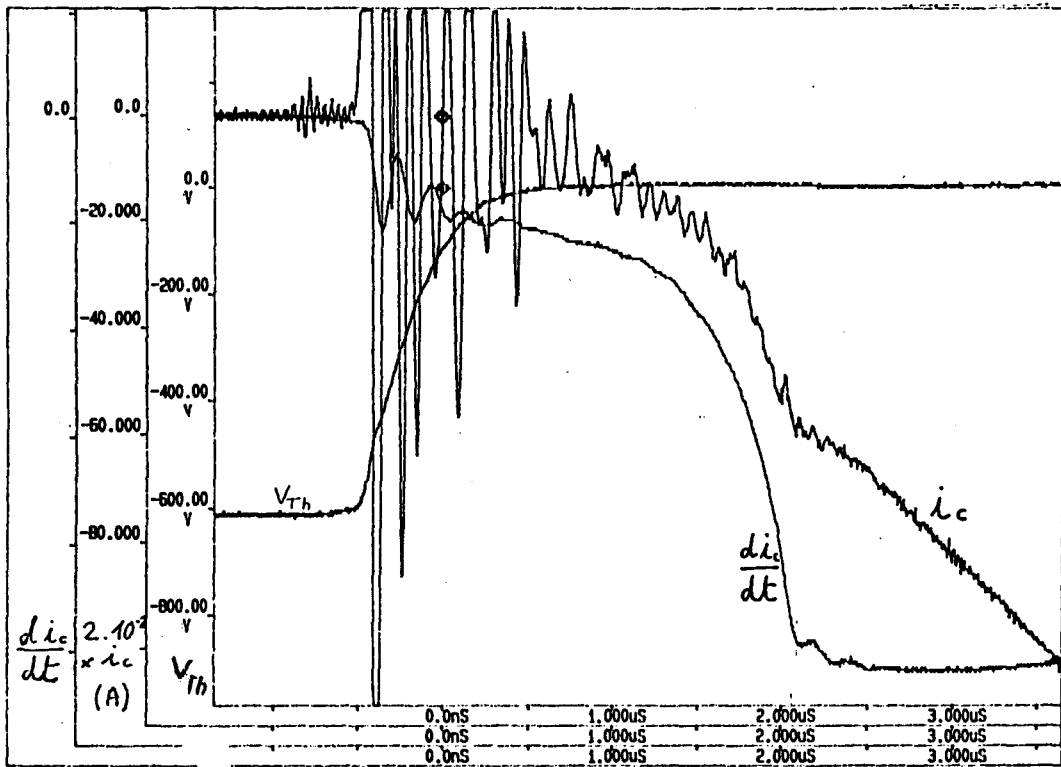


fig. 3



## UTILISATION D'UN SEUL GROS THYRISTOR ET D'UNE BOBINE SATURABLE

Tout d'abord, le temps de mise en conduction complète du composant peut être approximé par

$$t_{\text{cond}} = \frac{I_{\text{TSM}}}{(di/dt)_{\text{max}}}$$

ce qui, nous donne pour  $I_{\text{TSM}} = I_{\text{max}} = 30 \text{ kA}$  et  $(\frac{di}{dt})_{\text{max}} = 800 \text{ A}/\mu\text{s}$  (un seul composant) environ :

$$t_{\text{cond}} \cong 40 \mu\text{s}$$

La variation de flux dans la bobine vaudra alors à la saturation :

$$\phi = t_{\text{cond}} \cdot U_0 = 0,12 \text{ Wb} \quad \text{pour } U_0 = 3000 \text{ V}$$

Ce flux correspond à un champ de 1,5 T étalé sur 800 cm<sup>2</sup> de spires. On peut diminuer cette surface si on magnétise le fer avec un champ - B<sub>max</sub> (avant le début de la décharge), le champ augmente ensuite, en passant par 0, jusqu'à B<sub>max</sub> avec de saturer le fer (voir fig.1).

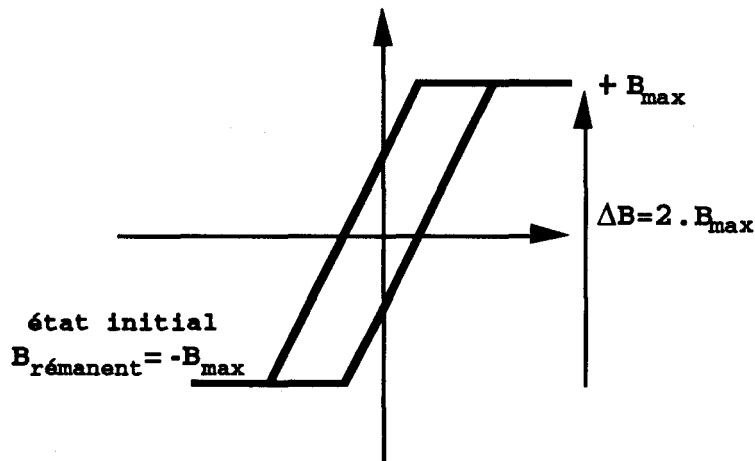


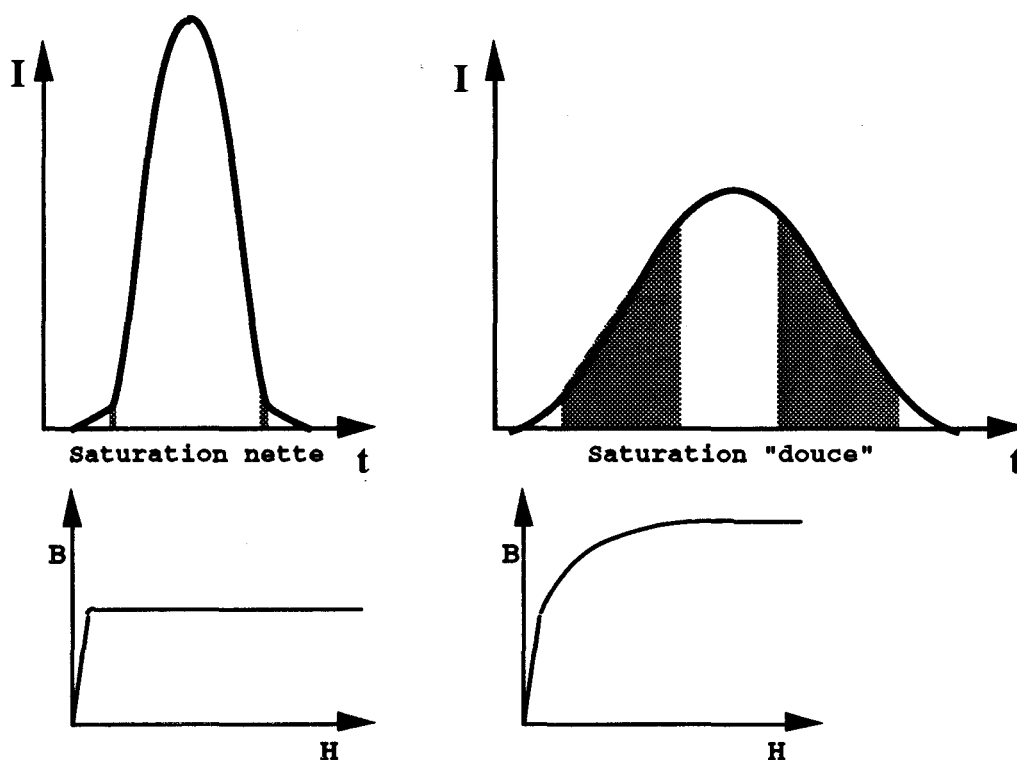
fig. 1

On multiplie ainsi par 2 le flux emmagasiné par la bobine (avec notre petite bobine saturable, le courant négatif de recouvrement est suffisant pour cette magnétisation et la durée du retard du courant varie avec le flux rémanent négatif dû à la décharge précédente, les ΔB correspondants vont de 2 T à 3 T).

Il est assez net cependant, qu'avec une surface totale,  $S_T$ , de  $400 \text{ cm}^2$  de fer, la bobine, une fois saturée, présentera encore une assez forte inductance parasite. Si par exemple, on considère que le bobinage est plat, de rayon  $R$  et que le matériau est parfaitement saturé ( $\mu_r = 1$ ) on obtient à peu près pour  $L_{\min}$  :

$$L_{\min} = \frac{\mu_0}{2R} \cdot n^2 \cdot \pi \cdot R^2 = \frac{\mu_0 \pi}{2} \cdot \sqrt{\frac{S_T}{\pi}} \cdot \sqrt{n^3} \quad \text{avec } n : \text{nombre de spires}$$

Ce qui donne un minimum assez élevé (pour  $n = 1$ ) de  $220 \text{ nH}$ . Pour ne pas perdre d'énergie il faudra de plus que le courant atteint au moment de la saturation soit aussi faible que possible avec une inductance qui reste très forte jusqu'à la saturation complète. Pour cela la caractéristique  $B(H)$  devra présenter un coude très net, le passage "linéaire → saturé" ne devant durer qu'une fraction de période.



Bonne et mauvaise inductance saturable

fig. 2



## AUGMENTATION DE LA VITESSE D'UN TRANSFORMATEUR D'IMPULSION

Une fois que l'on a optimisé les bobinages (couplages serrés, enroulements bifilaires etc) il ne reste plus que deux solutions pour diminuer le temps de montée du courant  $i_g$ .

\* On peut augmenter la tension au primaire  $U$  tout en augmentant la résistance de gâchette.

On a en effet :

$$\tau = i_g \frac{L_F}{U} \quad \text{et} \quad i_g = \frac{U}{R}$$

\* On peut aussi diminuer  $L_F$ , en limitant le nombre et la section des spires.

Ces deux solutions présentent aussi des inconvénients :

\* En augmentant  $U$  on diminue la durée possible ( $T$ ) de l'impulsion de gâchette. La saturation du noyau magnétique intervenant pour un produit  $U.T$  fixe donné par le constructeur.

\* La puissance dissipée en pure perte par la résistance de gâchette peut devenir très élevée, si l'on "force" vraiment le  $\frac{di_g}{dt}$  par la tension  $U$ . Le composant qui commande le primaire devra alors être fortement dimensionné et perdra en rapidité.

\* En diminuant le nombre ou la section des spires, on diminue aussi fortement le produit de saturation  $U.T$ .

\* La réduction des bobinages primaire et secondaire permet d'abaisser  $L_F$  mais agit à peu près dans les mêmes proportions sur l'inductance de magnétisation  $L_P$  du transformateur. Ainsi, le courant magnétisant  $i_m$  vaudra à la fin de l'impulsion (au temps  $T$ ) :

$$i_m = \frac{U.T}{L_P} \quad \text{et le rapport} \quad \frac{i_m}{i_g} = \frac{T}{\tau} \frac{L_F}{L_P}$$

On voit que ce rapport va être élevé si on veut une impulsion longue et une montée très rapide, la "qualité" du transformateur  $\frac{L_P}{L_F}$  restant limitée (même en diminuant le nombre de spires).

Le courant minimum pour être sur d'amorcer nos thyristors vaut 150 mA (à 25 °C), on peut choisir pour un amorçage "énergique" un courant  $i_g = 1\text{A}$  et un temps de montée de 30 ns (un dixième de  $t_d$  environ).

Avec ces valeurs, et en cherchant dans les catalogues, on trouve par exemple ceci : le meilleur composant pour le rapport  $\frac{L_F}{L_P}$  donne un rapport  $\frac{i_m}{i_g} = 1$  pour  $T = 180\ \mu\text{s}$  (et  $\tau = 30\ \text{ns}$ ) :

C'est amplement suffisant pour un seul amorçage, mais le projet qui consiste à avoir une impulsion de gâchette très longue permettant, par son réglage, le passage éventuel de 1, 2, 3 ou plus de demi-périodes de décharge, n'est pas possible.

Les meilleurs composants pour l'inductance de fuite (dont le précédent) donnent  $L_F = 1,5\ \mu\text{H}$ , il nous faut donc  $R = 50\ \Omega$ ,  $U = 50\ \text{V}$  et la puissance nécessaire atteint 50 W (soit 800W à commuter en 30 ns pour les 16 thyristors !).

On notera, de plus, que le constructeur ne fournit pas en fait  $L_F$ , mais  $\tau$  et  $R$  soit ici , au mieux,  $\tau = 150\ \text{ns}$  pour  $R = 10\ \Omega$ , il n'est alors pas garanti que l'augmentation (x5) de  $U$  et de  $R$  diminue d'autant  $\tau$ , car le matériau magnétique risque alors de ne plus réagir assez vite.

La valeur du flux de saturation, enfin, permettrait pour ces composants une impulsion de  $5\ \mu\text{s}$  et 50 V c'est donc bien suffisant pour l'amorçage d'une décharge (mais par pour plusieurs périodes).

Avec des problèmes supplémentaires d'encombrement (les 16 transformateurs doivent être assez proches des gâchettes et disposés symétriquement) et de prix , nous devons trouver une autre solution.

On peut envisager néanmoins la réalisation d'un transformateur spécialement adapté à des impulsions assez courtes et à des montées rapides, avec autant de secondaires que de thyristors sur un seul noyau pour améliorer le synchronisme. Il faudrait pour cela diminuer le nombre de spires de chaque bobinage, et surtout trouver et essayer des matériaux extrêmement "rapides" (donc chers).

## COUPLAGE CAPACITIF POUR LA TRANSMISSION D'UN SIGNAL

Si on connecte une borne d'un condensateur préalablement chargé (tension  $U_0$ ) à une porte logique (par exemple), toute variation d'état de la porte sera transmise avec un décalage de potentiel de  $U_0$  (fig. 1), et ceci très rapidement car la tension aux bornes d'un condensateur est une grandeur d'état.

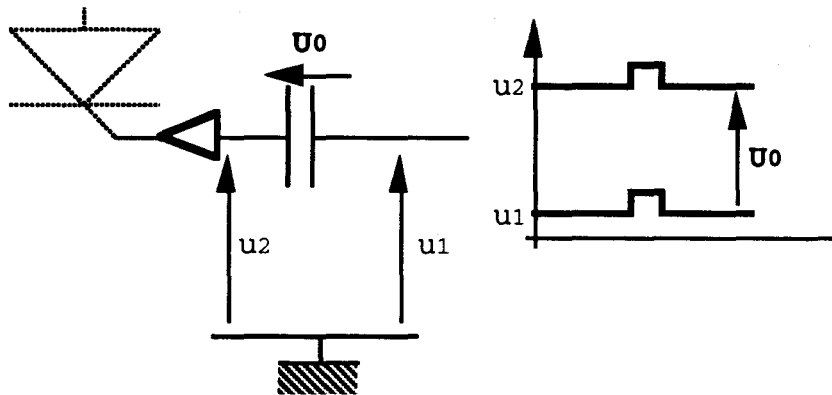


Fig. 1

Cette disposition n'est malheureusement pas applicable pour notre cas, car la tension  $U_0$  peut être flottante ou simplement variable, on a alors, si  $U_0$  augmente, un "faux" signal "0" en sortie et si  $U_0$  diminue, un signal "1".

On peut pallier cet inconvénient en transmettant un signal différentiel avec deux condensateurs. On voit en effet que toute variation de  $U_0$  modifie de la même façon les deux états logiques détectés, tandis que des signaux en opposition de phases sont détectés sans doute possible :

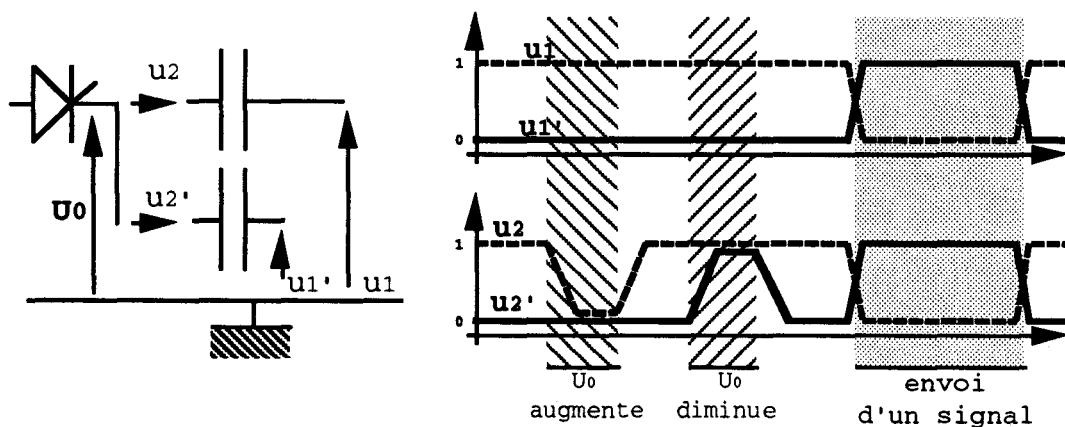


fig. 2

La détection par des portes logiques impose par ailleurs une polarisation et une protection des deux entrées (fig. 3), les diodes garantissent que les tensions  $e_1$  et  $e_2$  ne

deviennent pas trop grandes lorsque  $U_0$  varie, et les résistances maintiennent  $e_1 = 5\text{ V}$  et  $e_2 = 0\text{ V}$  le reste du temps.

Nous avons testé l'immunité du montage à des variations de  $U_0$  en reliant les deux bornes  $e_1$  et  $e_2$  à une même source de tension variable (la tension présente sur une face de l'interrupteur, puis celle d'un générateur).

Il reste en fait des déclenchements parasites qui sont dus à (fig. 3) :

- des tensions de seuil des portes qui ne sont pas bonnes, il faut en effet que le seuil pour  $e_1$  soit inférieur au seuil pour  $e_2$ , sinon l'éventuel passage simultané de  $e_1$  et  $e_2$  par une tension comprise entre les seuils conduirait à un déclenchement parasite .

- un retard sur l'entrée inverseuse qui produit un déclenchement parasite lors d'un passage rapide de l'état 00 à l'état 11 (changement rapide du sens de variation de  $U_0$ ).

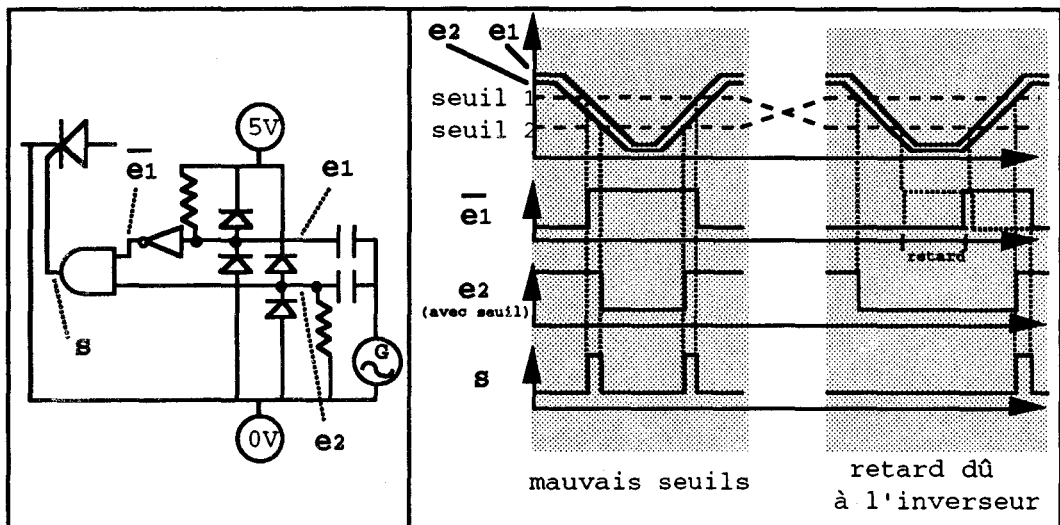


Fig. 3

On peut facilement résoudre le problème des seuils et on peut symétriser notre détecteur comme sur la fig. 4.

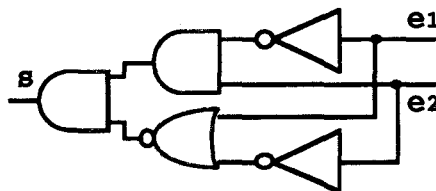


fig. 4

Il restera néanmoins toujours des parasites quand  $\frac{d U_0}{dt}$  change de signe très rapidement (mais pas si  $\frac{d U_0}{dt}$  est seulement élevée).

D'autre part, la valeur C des condensateurs avec les impédances d'entrée des portes, limitera la durée maximum des impulsions transmissibles, une valeur trop élevée pour C conduisant à des courants élevés dans les diodes (fig. 107),  $i_D = C \frac{d U_0}{dt}$ .

Malgré ces défauts, cette liaison présente des avantages évidents de prix et de simplicité, elle est facilement adaptable à des tensions quelconques d'isolation et elle présente quand même une forte immunité au  $\frac{d U_0}{dt}$  tant que celui-ci ne change pas de signe trop rapidement .



## AUTRES MESURES UTILES POUR L'ÉTUDE DU MAGNÉTOFORMAGE

### 1. Champ magnétique

La méthode la plus simple pour le mesurer consiste à disposer une petite bobine, dont la surface est calibrée, dans le champ. La tension induite à ses bornes est intégrée puis mesurée. La bobine doit être petite par rapport aux distances de variation du champ et il faut veiller à son orientation.

Une deuxième méthode utilise des matériaux transparents spéciaux qui sont sensibles à l'effet Faraday. Sous l'action du champ magnétique, le matériau provoque une rotation de l'angle de polarisation de la lumière. En plaçant l'échantillon entre deux polariseurs croisés, on peut mesurer, par transmission, l'amplitude du champ magnétique.

Cette mesure présente l'avantage de pouvoir être effectuée sur un très petit volume, notamment si on utilise un laser pour "viser" le volume qui nous intéresse.

### 2. Vitesses - Positions - Forces

Si la mesure des paramètres électriques est relativement aisée puisqu'il existe de nombreux précédents, celle des caractéristiques mécaniques est difficile. Les vitesses atteignent 700 ms<sup>-1</sup> sur des distances de quelque millimètres et les pressions 10<sup>9</sup> Pascals. Ces niveaux ne sont observables que lors de l'examen des effets de la détonation d'un explosif chimique.

Une méthode utilisée pour mesurer la position du tube en mouvement est la suivante : des fils conducteurs, tendus vers le tube et s'arrêtant à différentes distances de celui-ci, entrent en contact avec lui lors de l'expansion (fig. 1). Chaque contact est détecté par le courant qu'il laisse passer, et indique une position précise du tube.

Les fils sont, bien sûr, détruits à chaque essai, mais ils restent durant le temps d'une mesure.

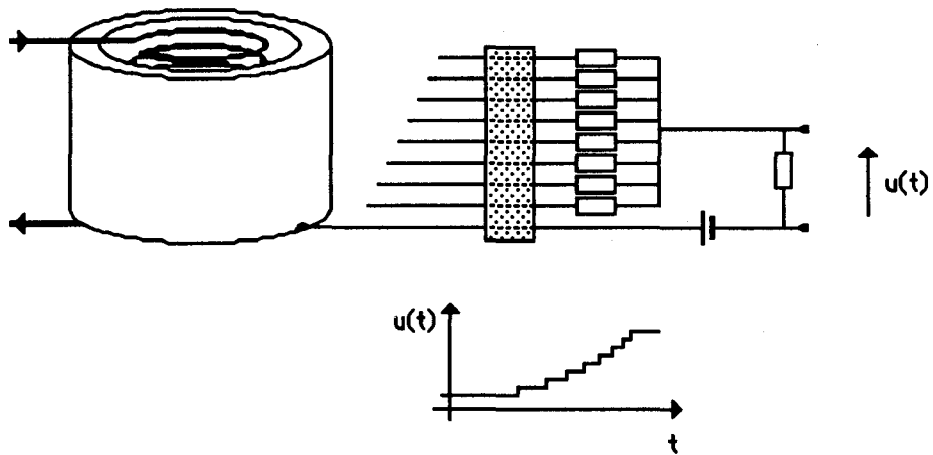


Fig. 1

A partir de la position à des instants précis, on détermine la vitesse moyenne entre deux contacts, puis de même l'accélération moyenne.

Une telle technique ne permet pas une grande résolution de mesure, (8 points par exemple), la vitesse et surtout l'accélération ayant une précision encore moindre. De plus, elle s'applique peu au cas du formage en compression, la surface de la pièce qui avance étant alors difficilement accessible.

Dans ces conditions, on comprend l'intérêt des nombreuses variantes de systèmes utilisant l'optoélectronique pour la mesure de la position, l'emploi de laser, de fibre optique et de photodiodes rapides permettant une mesure à distance, précise et rapide.



## SOLUTIONS POUR LA MESURE DES TENSIONS DE CONDUCTION DES THYRISTORS

Une des premières solutions qui vient à l'esprit est d'utiliser une division moins forte du signal et des diodes zener pour limiter la tension de sortie.

Comme on peut le voir dans la figure suivante (et c'est aussi valable pour des cas plus compliqués, avec un grand nombre de capacités et de résistances) les "zeners" n'ont pour effet que de "déséquilibrer" encore plus le réseau R-C en introduisant sur les condensateurs des tensions qui ne correspondent pas à celles que donneraient les résistances seules, ce déséquilibre existe avant l'amorçage, évolue pendant le régime transitoire, et s'amortit lentement (constante de temps RC) pendant la conduction.

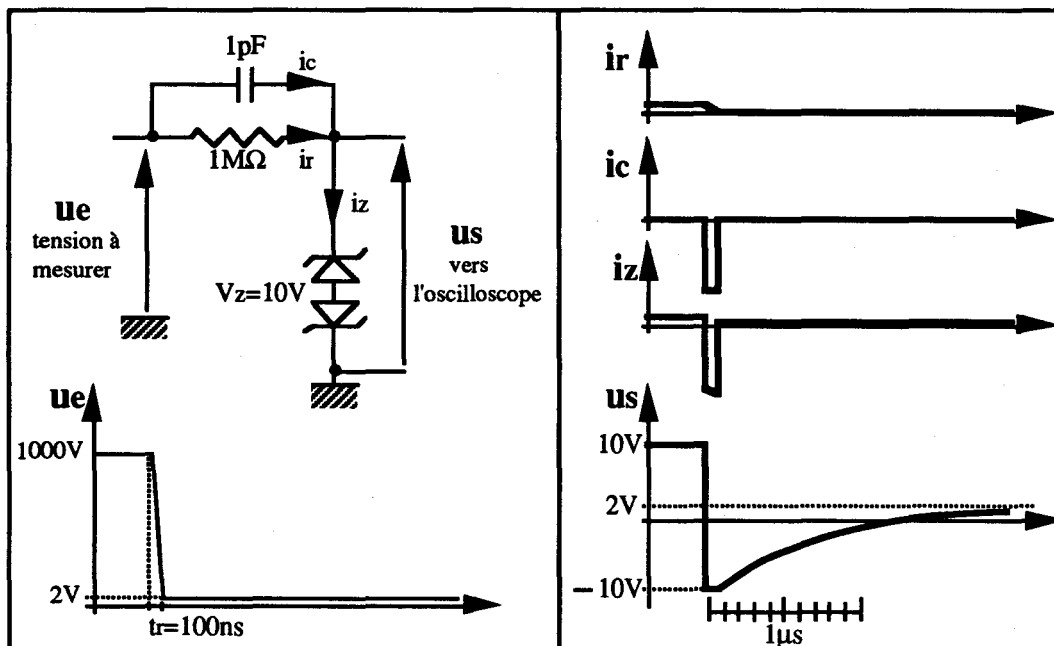


Fig. 1

On peut enfin chercher à diminuer le temps de relaxation  $\tau_1 = RC$  de la sonde.

La diminution de la capacité d'entrée est possible, mais on ne descendra pratiquement pas en dessous de  $1\text{pF}$  (avec un écran électrostatique et une résistance assez courte et fine).

La diminution de la résistance d'entrée est aussi envisageable mais limitée par la puissance qu'elle dissipe quand elle est connectée à une haute tension (surtout si la résistance est petite pour limiter  $C_1$ ).

En pratique, on remarque que, pour une tension de  $1600\text{V}$ , il sera difficile de descendre en dessous de  $2\mu\text{s}$  pour  $\tau$  ( $10\text{M}\Omega$  ;  $0,2\text{pF}$ ) et la tension directe ne sera mesurable qu'au bout de  $T = 10\mu\text{s}$  ( $30\text{V}$  de dépassement divisés par  $e^{T/\tau}$  :  $0,2\text{V}$  d'imprécision).

Face à ces impossibilités de mesures il peut néanmoins exister des solutions :

\* tout d'abord on peut relever la tension simultanément avec deux sondes dont les temps de relaxation (différents) sont respectivement très grand (5 ms) et très court (2  $\mu$ s).

La première sonde fournit un signal qui a la forme correcte mais avec un décalage de quelques dizaines de volt (dépassement) qui ne change pratiquement pas pendant les 100  $\mu$ s de la mesure (on a la forme mais on ne sait pas où est le zéro).

La deuxième sonde, déforme fortement le signal durant les premières  $\mu$ s mais elle donne la bonne référence de tension après 15  $\mu$ s (voir figure 2).

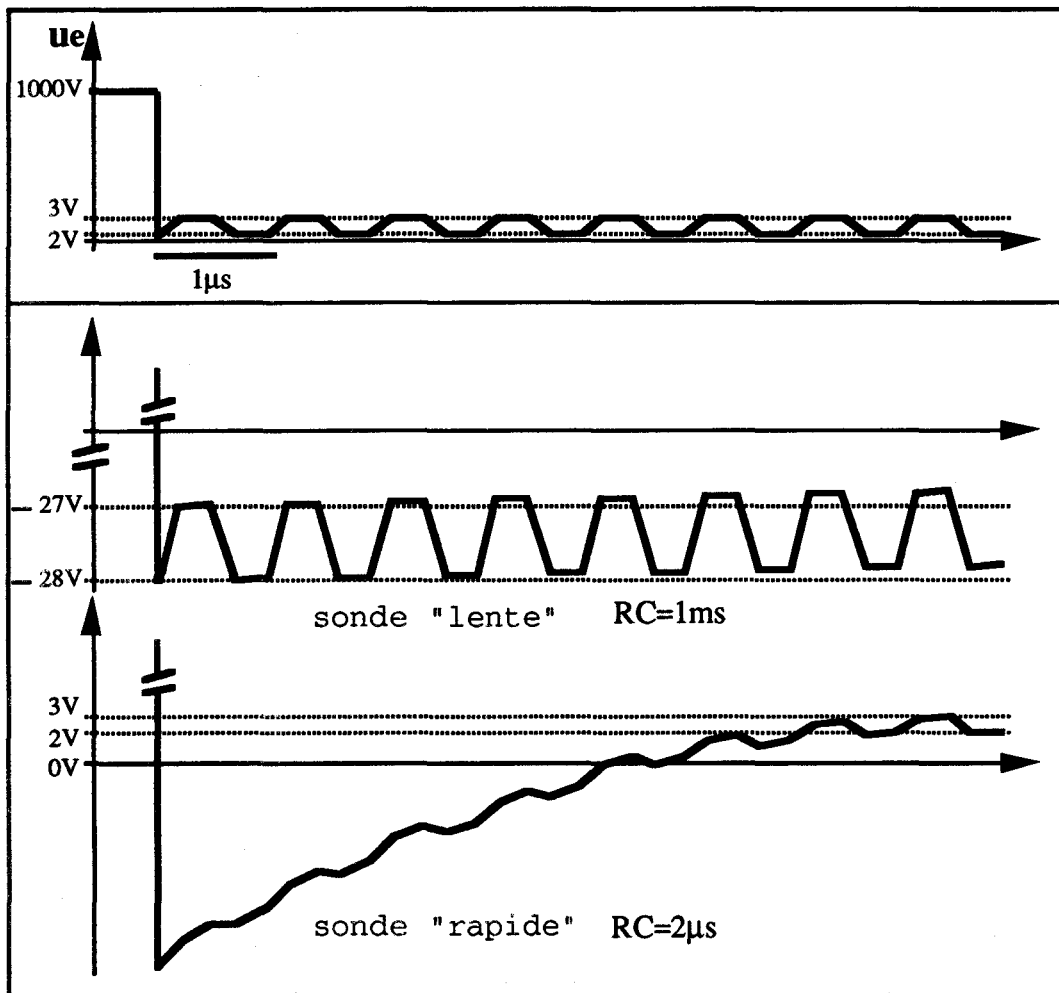


fig. 2

Des essais de cette méthode sont peu convaincants, en fait pour qu'elle soit efficace il faut que la première sonde ne comporte aucune constante de temps parasite rapide, de même la deuxième sonde ne doit pas comporter de parasites lents. En fait de tels parasites existent déjà dans les circuits internes de l'oscilloscope, et une sonde avec peu d'éléments parasites demande une construction très soignée.

\* Une deuxième solution (que nous n'avons pas essayée) est de réaliser simplement une sonde très rapide.

On sait déjà que la puissance dissipée par  $R_1$  devient alors très élevée. Mais comme la mesure qui nous intéresse ne concerne que l'état passant on peut connecter  $R_1$  au point de mesure seulement à la commutation, ou juste avant si on veut observer la chute de tension. La puissance dissipée peut alors être très élevée ( $R_1$  faible) mais comme cela ne dure pas, il n'y a pas de destruction.

Le point délicat est, bien sûr, la connexion de  $R_1$ , celle-ci doit être très rapide et ne présenter qu'une chute de tension très faible (de type résistive). Le composant sera donc un (ou des) transistors à effet de champ (MOS...), sa vitesse n'est pas très importante puisqu'on peut décaler son instant de fermeture. Son courant ne nécessite pas d'être élevé (s'il admet 1,6 A par exemple, on pourra avoir  $R_1 = 1000 \Omega$  pour 1600 V et avec  $C_1 = 2 \text{ pF}$  on obtient un temps de relaxation de seulement 2 ns !).

Le dispositif, plus complexe qu'une simple sonde, est aussi bien plus cher (plusieurs composants en série) et malgré la rapidité qu'on peut en obtenir nous ne l'avons pas fabriqué.

Le tableau (page suivante) résume les difficultés de mesure évoquées.

SYSTEME DE MESURE	INCONVENIENTS	REMEDES
Sonde "Classique" H.T.	Signal faux pendant 1000 $\mu$ s après la commutation	Aucun
	Bande passante réduite (5 Mhz)	Condensateurs et résistances rapides malgré la H.T.
	Tensions induites parasites	Chercher la tension très près des composants avec un câble blindé
Sonde H.T. avec diodes zener	IDEM, mais le signal est encore plus faussé après la commutation	IDEM
Deux sondes H.T. avec des relaxations différentes	Signal faux	Le signal peut être reconstitué par comparaison des deux courbes
	Exploitation compliquée	_____
	Il existe des constantes de temps parasites	Très difficile à trouver, géométrie des sondes très précise
	Bande passante réduite (5 Mhz)	(voir plus haut)
	Tensions induites parasites	(voir plus haut)
Sonde à temps de relaxation très court (basse impédance)	Perturbation éventuelle par la basse impédance (1 k $\Omega$ ) de la sonde	Aucun
	Puissance dissipée très élevée	Ne connecter la sonde qu'aux instants utiles (lorsqu'ils sont brefs)
	Prix et complexité (MOS haute tension, signal de déclenchement)	_____
	Mesure impossible en continu	_____
	Tensions induites parasites	(voir plus haut)

## CALCUL DE L'ANGLE D'EXTINCTION DU 1<sup>er</sup> REGIME DU 2<sup>eme</sup> MODE

En développant  $v_2$  autour de  $\psi$ , on obtient :

$$v_2 \cong V_{2m} \cdot [\sin \psi + (\theta - \psi) \cdot \cos \psi]$$

L' équation différentielle pour  $i_2$  est alors :

$$Ri_2 + L \frac{di_2}{dt} \cong V_{2m} \cdot \cos \psi \cdot (\theta - \psi) + V_{2m} [\sin \psi - \sin \psi_1]$$

(avec  $V_{2m} \cdot \sin \psi_1 = v_c$ )

d' où  $i_2$  :

$$i_2 = \frac{V_{2m}}{R} \cdot \left[ (\theta - \psi) \cdot \cos \psi - \frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi + \sin \psi - \sin \psi_1 \right] + K \cdot e^{-\frac{R}{L\omega}(\theta - \psi)}$$

Pour avoir  $i_2=0$  à l' instant  $\frac{\psi}{\omega}$  il faut :

$$K = \frac{V_{2m}}{R} \cdot \left[ \frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi - \sin \psi + \sin \psi_1 \right]$$

On peut écrire :

$$i_2 = \frac{V_{2m}}{R} \cdot \frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi \cdot \left[ \frac{L\omega}{R} \cdot (\theta - \psi) - 1 + \frac{\sin \psi - \sin \psi_1}{\frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi} + \left( 1 - \frac{\sin \psi - \sin \psi_1}{\frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi} \right) \cdot e^{-\frac{R}{L\omega}(\theta - \psi)} \right]$$

En faisant ressortir les nombres sans dimensions :

$$\alpha \equiv \frac{\sin \psi - \sin \psi_1}{\frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi} \quad \text{et} \quad \beta \equiv \frac{R}{L\omega} \cdot (\theta - \psi)$$

on obtient :

$$i_2 = \frac{V_{2m}}{R} \cdot \frac{L\omega}{R} \cdot \cos \psi \cdot [\beta - 1 + \alpha + (1 - \alpha) \cdot e^{-\beta}]$$

On peut alors chercher une valeur particulière  $\beta_c$  de  $\beta$  qui annule  $i_2$  par une méthode numérique et on obtient :

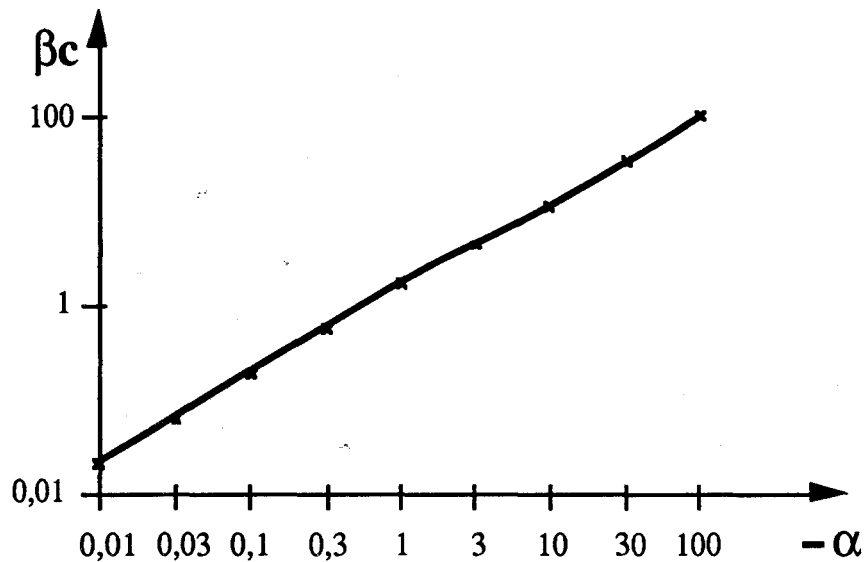


Fig. 1

Exemple d'utilisation de la courbe :

soit :  $V_{2m}=3000 \text{ V}$  ;  $v_c=1500 \text{ V}$  ;  $\frac{R}{L\omega}=1$  ;  $\psi=2,6 \text{ rad}$

alors :  $\sin \psi_1 = \frac{v_c}{V_{2m}}=0,5$  ( $\psi_1=2,618 \text{ rad}$ ) et  $\alpha=-0,018$

ce qui donne  $\beta_c=0,036$

Donc l' angle critique du régime vaut :

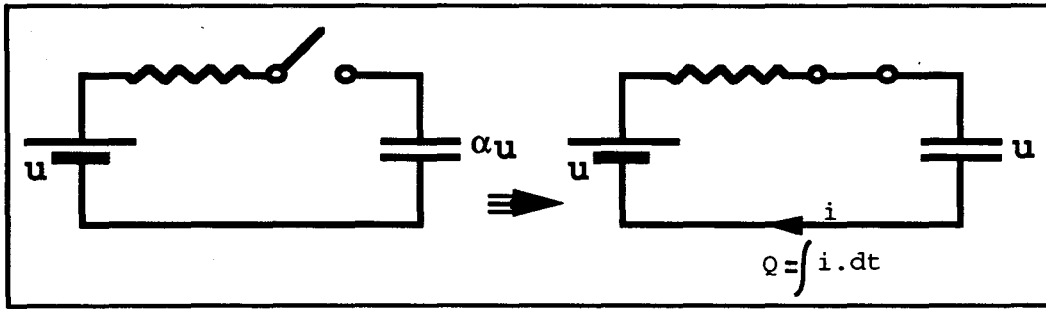
$$\theta_{c2} = \psi + \beta \frac{L\omega}{R} = 2,636 \text{ rad}$$

Remarque : Pour  $\alpha$  petit (transformateur à fortes fuites) :

$$\beta_c \cong -2 \cdot \alpha \text{ et donc } (\theta_{c2} - \psi) \cong 2 \cdot (\psi_1 - \psi) :$$

$\theta_{c2}$  est alors le symétrique de  $\psi$  par rapport à  $\psi_1$ .

## RENDEMENT D'UNE CHARGE PAR RESISTANCE



La source fournit l'énergie :

$$E_s = Q \cdot u = C \cdot u^2 \cdot (1 - \alpha)$$

Le condensateur reçoit l'énergie :

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \cdot C \cdot u^2 - \frac{1}{2} \cdot C \cdot \alpha^2 \cdot u^2 = C \cdot u^2 \cdot \frac{(1 - \alpha^2)}{2}$$

rendements du processus de charge :

\* en comptant l'énergie résiduelle :  $\eta_1 = \frac{\Delta E_c}{E_s} = \frac{1 + \alpha}{2}$

\* sans compter l'énergie résiduelle :  $\eta_2 = \frac{E_c}{E_s} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 - \alpha}$





## CALCUL ET CHOIX D'UNE MATRICE DES MUTUELLES

### Cas à deux thyristors

Dans un premier cas très simplifié, nous nous intéressons à seulement 2 thyristors, diamétralement opposés et entourés chacun par 2 tiges de retour du courant (fig. 1).

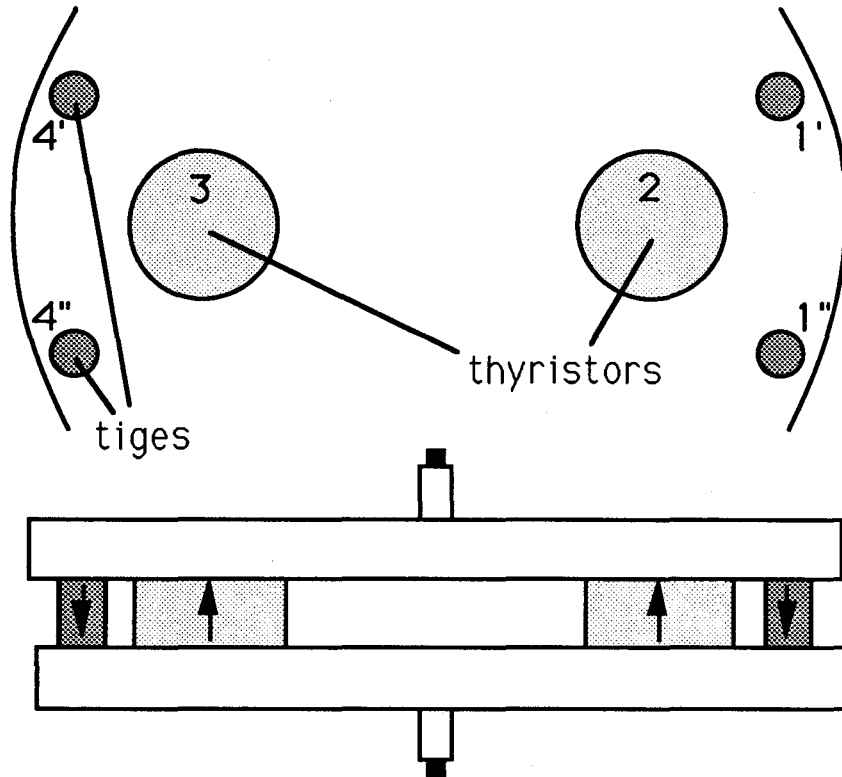


fig. 1

Pour des raisons de symétrie les courants seront toujours égaux entre les tiges 1' et 1'' d'une part, et 4' et 4'' d'autre part, nous les modéliserons par une seule branche à chaque fois : 1 ( $\equiv 1' // 1''$ ) et 4 ( $\equiv 4' // 4''$ ).

On notera  $u_1$ ,  $u_2$ ,  $u_3$  et  $u_4$  les tensions autres que purement inductives présentes dans les branches (thyristors, résistances), on notera aussi  $v$  et  $w$  les tensions présentes à chaque extrémités de l'interrupteur (bobine, condensateur). Le flux  $\phi_A$  limité par les branches 1 et 2, le flux  $\phi_B$  par 2 et 3,  $\phi_C$  par 1 et 4,  $\phi_D$  par 3 et 4, sont orientés selon les flèches du schéma, ainsi que les courants  $I_1$  à  $I_4$  (fig. 2).

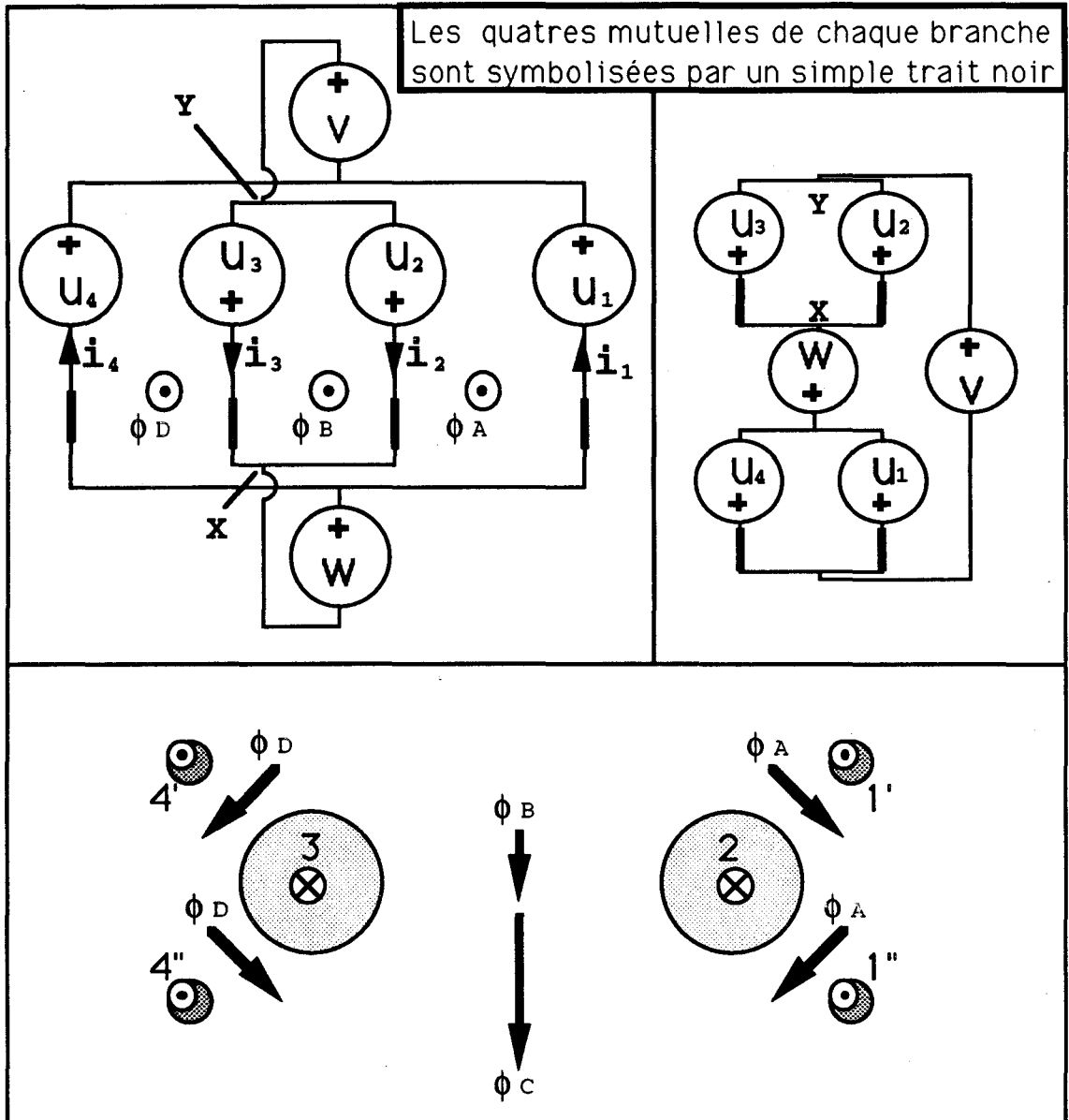


fig. 2

On note  $M_{ij}$  les éléments de la matrice des mutuelles,  $M_{ij}$  décrit la tension que le courant  $I_j$  induit sur la branche  $j$ ,  $M_{ij} \times \dot{I}_j$  étant orienté dans le même sens que  $u_j$ .

Les relations entre flux et tension sont les suivantes pour les différentes mailles :

$$\mathbf{1} \begin{cases} u_1 + v + u_2 + w = \dot{\phi}_A \\ u_3 - u_2 = \dot{\phi}_B \\ u_1 - u_4 = \dot{\phi}_C \\ u_3 + w + u_4 + v = -\dot{\phi}_D \end{cases}$$

La dernière équation est redondante puisque  $\phi_A + \phi_B + \phi_D = \phi_C$  (conservation du flux magnétique).

On peut aussi écrire les tensions en fonction des impédances :

$$2 \left\{ \begin{array}{l} u_1 + v + u_2 + w = (M_{11} + M_{12})\dot{I}_1 + (M_{21} + M_{22})\dot{I}_2 + (M_{31} + M_{32})\dot{I}_3 + (M_{41} + M_{42})\dot{I}_4 \\ u_3 - u_2 = (M_{13} - M_{12})\dot{I}_1 + (M_{23} - M_{22})\dot{I}_2 + (M_{33} - M_{32})\dot{I}_3 + (M_{43} - M_{42})\dot{I}_4 \\ u_1 - u_4 = (M_{11} - M_{14})\dot{I}_1 + (M_{21} - M_{24})\dot{I}_2 + (M_{31} - M_{34})\dot{I}_3 + (M_{41} - M_{44})\dot{I}_4 \\ u_3 + w + u_4 + v = (M_{13} + M_{14})\dot{I}_1 + (M_{23} + M_{24})\dot{I}_2 + (M_{33} + M_{34})\dot{I}_3 + (M_{43} + M_{44})\dot{I}_4 \end{array} \right.$$

La dernière équation est encore redondante elle exprime simplement que la tension est bien la même entre deux branches parallèles !

Les flux étant des fonctions linéaires des courants, on peut noter :

$$\phi_A = \sum_{i=1}^4 A_i \cdot I_i ; \phi_B = \sum_{i=1}^4 B_i \cdot I_i ; \phi_C = \sum_{i=1}^4 C_i \cdot I_i$$

(Nous calculerons un peu plus tard les coefficients  $A_i$ ,  $B_i$  et  $C_i$ )

L'identification des systèmes 1 et 2 nous donne alors le système suivant :

$$3 \left\{ \begin{array}{l} \text{pour } i=1 \text{ à } 4 : \\ M_{i1} + M_{i2} = A_i \\ M_{i3} - M_{i2} = B_i \\ M_{i1} - M_{i4} = C_i \end{array} \right.$$

On constate alors qu'il n'existe que 12 équations pour 16 éléments de matrice. Les équations manquantes viennent du fait que l'on n'a pas décrit la tension entre les points X et Y par exemple (fig. 2). On ne peut d'ailleurs pas du tout définir de façon absolue cette tension induite car elle dépend totalement du trajet du fil de retour (ou des fils de connexion du voltmètre, voir fig. 3).

Le voltmètre V2 indique une tension induite élevée et V1, une tension presque nulle.

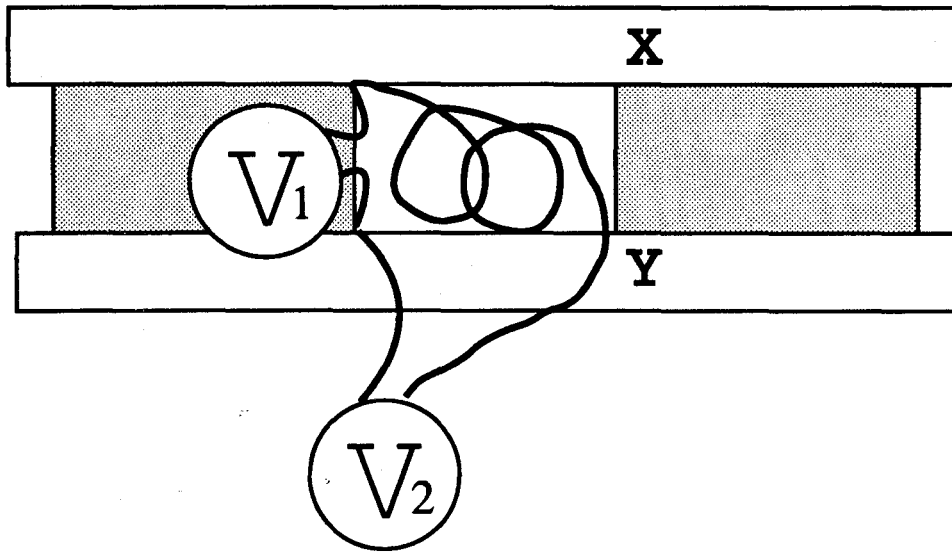


fig. 3

Dans ces conditions, on voit alors que l'on peut ajouter arbitrairement une mutuelle  $m_i$  à  $M_{i1}$  à condition de faire aussi :  $M_{i2} - m_i$  ;  $M_{i3} - m_i$  ;  $M_{i4} + m_i$ , la répartition des courants entre branches n'est pas modifiée, la tension totale (seule mesurable) aux bornes de l'interrupteur (v - w) non plus (fig. 4).

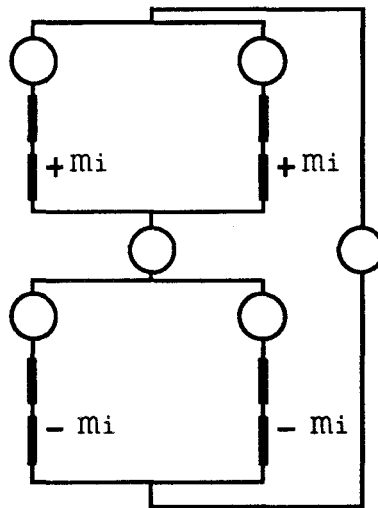


fig. 4

Au total, avec les 4 choix arbitraires des  $m_i$  et les 12 équations de 3 on détermine tous les éléments de la matrice.

Si maintenant, on ajoute la condition (réalisée par toutes vraies bobines couplées) :

$M_{ij} = M_{ji}$  pour tous les  $i$  et  $j$ , alors on conserve 12 équations plus un certain nombre  $n$  de choix arbitraires (liés à la tension inconnue  $U_{XY}$ ).

Ce système de  $12 + n$  équations comporte seulement 10 variables indépendantes (4 self-inductances et 6 mutuelles), il implique donc pour avoir des solutions,  $2 + n$  conditions sur les  $A_i$ ,  $B_i$  et  $C_i$ :

On peut par exemple réarranger le système 3 sous la forme :

$$3 \quad \left\{ \begin{array}{l} M_{12} = A_1 - M_{11} \\ M_{13} = A_1 + B_1 - M_{11} \\ M_{14} = M_{11} - C_1 \\ M_{31} = A_3 + B_3 - M_{33} \\ M_{32} = M_{33} - B_3 \\ M_{34} = A_3 + B_3 - C_3 - M_{33} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} M_{21} = A_2 - M_{22} \\ M_{23} = B_2 + M_{22} \\ M_{24} = A_2 - C_2 - M_{22} \\ M_{41} = C_4 + M_{44} \\ M_{42} = A_4 - C_4 - M_{44} \\ M_{43} = A_4 + B_4 - C_4 - M_{44} \end{array} \right.$$

En posant que  $M_{ij} = M_{ji}$  on trouve le système :

$$4 \quad \left\{ \begin{array}{l} M_{11} - M_{22} = A_1 - A_2 \\ M_{11} - M_{33} = A_1 + B_1 - A_3 - B_3 \\ M_{11} - M_{44} = C_1 + C_4 \end{array} \right.$$

$$4' \quad \left\{ \begin{array}{l} M_{22} - M_{33} = -B_2 - B_3 \\ M_{22} - M_{44} = A_2 - C_2 - A_4 + C_4 \\ M_{33} - M_{44} = A_3 + B_3 - C_3 - A_4 + C_4 - B_4 \end{array} \right.$$

On constate facilement, que les équations 4' sont liées aux équations 4, on trouve en fait 3 équations indépendantes pour déterminer  $M_{11}$ ,  $M_{22}$ ,  $M_{33}$  et  $M_{44}$ , il reste donc un choix arbitraire ( $n = 1$ ) et le système 4' fournit 3 conditions ( $2 + n$ ) à remplir par les  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$ .

Ces conditions sont vérifiées parce que ces coefficients sont donnés par la mesure ou le calcul de flux réels qui assurent naturellement la symétrie des mutuelles. Les conditions sont :

$$\begin{aligned} (C_1 + C_4) - (A_1 - A_2) &= (A_2 - C_2 - A_4 + C_4) \\ (A_1 + B_1 - A_3 - B_3) - (A_1 - A_2) &= (-B_2 - B_3) \\ (C_1 + C_4) - (A_1 + B_1 - A_3 - B_3) &= (A_3 + B_3 - C_3 - A_4 + C_4 - B_4) \end{aligned}$$

On peut assez facilement calculer les coefficients  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $C_i$  si l'on suppose que les lignes du champ magnétique créée par une tige ou un thyristor sont des cercles concentriques entourant le conducteur.

Sur la figure 5, nous indiquons les différentes dimensions qui permettent le calcul des  $A_i$ ,  $B_i$  et  $C_i$ .

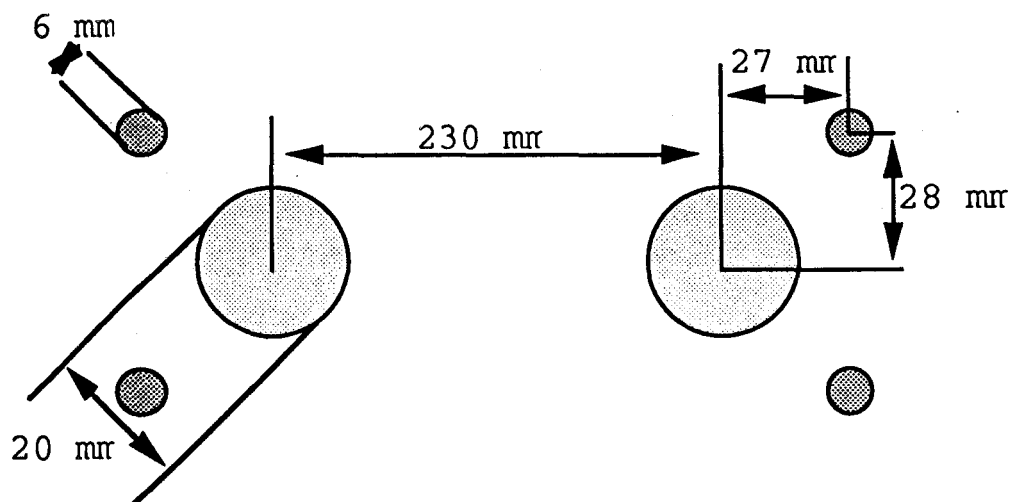


fig. 5

Le champ créé par un conducteur vaut , à la distance  $r$  de celui-ci.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

Le flux qu'il crée dans un rectangle de hauteur  $h$  et dont les cotés verticaux sont à des rayons différents  $r_1$  et  $r_2$  vaut (fig. 6)

$$\phi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \cdot h \cdot dr = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot I \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$$

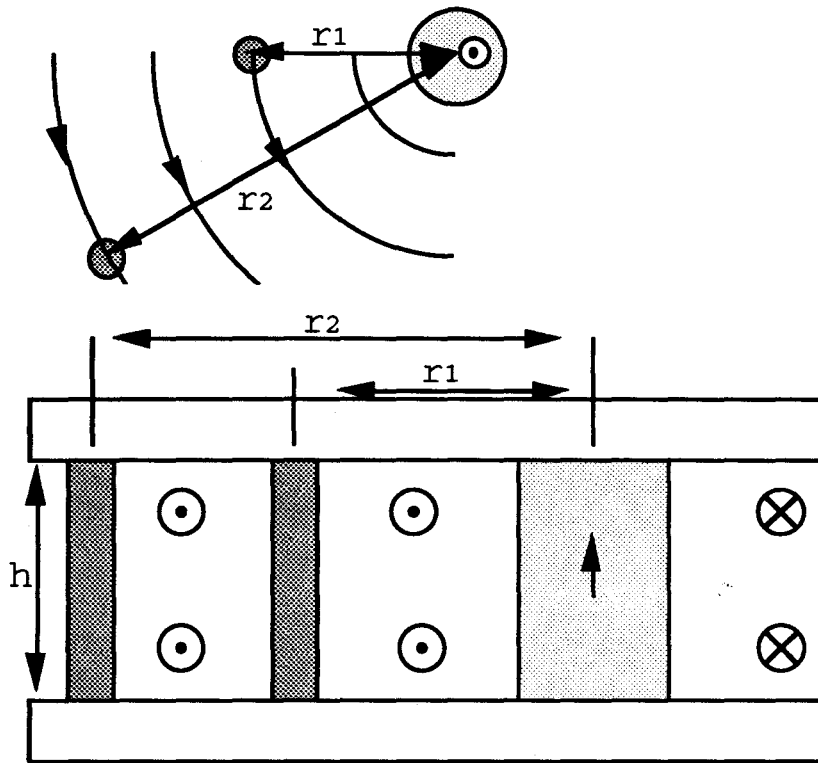


fig. 6

Avec les dimensions de la figure 5 on trouve alors :

$$\phi_A = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \left[ \frac{I_1}{2} \ln\left(\frac{39}{3}\right) + \frac{I_1}{2} \ln\left(\frac{39}{57}\right) + I_2 \cdot \ln\left(\frac{39}{10}\right) + I_3 \cdot \ln\left(\frac{259}{230}\right) - \frac{I_4}{2} \ln\left(\frac{284}{259}\right) - \frac{I_4}{2} \ln\left(\frac{290}{259}\right) \right]$$

$$\phi_D = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \left[ \frac{I_1}{2} \ln\left(\frac{284}{259}\right) + \frac{I_1}{2} \ln\left(\frac{290}{259}\right) - I_2 \cdot \ln\left(\frac{259}{230}\right) - I_3 \cdot \ln\left(\frac{39}{10}\right) - \frac{I_4}{2} \ln\left(\frac{39}{3}\right) - \frac{I_4}{2} \ln\left(\frac{39}{57}\right) \right]$$

$$\phi_B = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \left[ \frac{I_1}{2} \ln\left(\frac{259}{39}\right) + \frac{I_1}{2} \ln\left(\frac{259}{39}\right) - I_2 \cdot \ln\left(\frac{230}{10}\right) + I_3 \cdot \ln\left(\frac{230}{10}\right) - \frac{I_4}{2} \ln\left(\frac{259}{39}\right) - \frac{I_4}{2} \ln\left(\frac{259}{39}\right) \right]$$

et bien sûr  $\phi_C = \phi_A + \phi_B + \phi_D$

les coefficients valent alors :

$$A_1 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 1,093$$

$$B_1 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 1,893$$

$$C_1 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 3,089$$

$$A_2 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 1,361$$

$$B_2 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot -3,135$$

$$C_2 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot -1,893$$

$$A_3 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 0,119$$

$$B_3 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 3,135$$

$$C_3 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot 1,893$$

$$A_4 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot -0,103$$

$$B_4 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot -1,893$$

$$C_4 = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \cdot -3,089$$

On vérifie bien, alors, que les trois conditions pour que les mutuelles soient symétriques, sont remplies.

Les flux  $\phi_C$  et  $\phi_B$  sont ceux qui déterminent, par les tensions qu'il induisent, les déséquilibres éventuels dans la répartition du courant total I.

En posant les tensions  $u_1$  et  $u_4$  nulles (pas de composants supplémentaires dans le circuit de retour du courant) et en se rappelant que les tensions  $u_2$  et  $u_3$  sont celles présentes aux bornes des 2 thyristors on peut écrire :

$$u_3 - u_2 = \dot{\phi}_B = \frac{\mu_0 h}{2\pi} [1,893.(\dot{I}_1 - \dot{I}_4) + 3,135.(\dot{I}_3 - \dot{I}_2)]$$

$$0 = \dot{\phi}_C = \frac{\mu_0 h}{2\pi} [3,089.(\dot{I}_1 - \dot{I}_4) + 1,893.(\dot{I}_3 - \dot{I}_2)]$$

Grâce à la symétrie des coefficients on peut faire ressortir les écarts de répartition des courants.

En notant  $I_1 = \frac{I}{2} + I_C$ ,  $I_4 = \frac{I}{2} - I_C$ ,  $I_3 = \frac{I}{2} + I_B$ ,  $I_2 = \frac{I}{2} - I_B$  on a :

$$u_3 - u_2 = \frac{\mu_0 h}{\pi} [1,893.\dot{I}_C + 3,135.\dot{I}_B]$$

$$0 = \frac{\mu_0 h}{2} [3,089.\dot{I}_C + 1,893.\dot{I}_B]$$

Les courants  $I_C$  et  $I_B$  se superposent au courant idéal  $\frac{I}{2}$  et circulent autour de B et de C.

Vis à vis de ces courants l'interrupteur se comporte comme deux spires couplées, dont l'une, C, est en court-circuit et l'autre comporte les deux tensions des thyristors en opposition (fig. 2) (on remarquera d'ailleurs l'égalité des coefficients de  $I_C$  dans  $\phi_B$  et de  $I_B$  dans  $\phi_C$  .

La résolution donne pour  $I_C$  et  $I_B$  :

$$\dot{I}_C = -0,61 . \dot{I}_B$$

$$\dot{I}_B = \frac{\pi}{\mu_0 h} \cdot \frac{1}{1,97} \cdot (u_3 - u_2)$$



Le circuit de retour, par le "court-circuit" qu'il provoque, laisse circuler un courant  $I_C$  qui diminue le flux  $\phi_B$  ainsi que l'impédance présentée par le circuit B au variation de  $I_B$ , le déséquilibre est donc augmenté (d'environ 40 %). Par contre, si le circuit de retour était totalement déséquilibré (retour d'un seul coté par exemple), on aurait avec  $I_C = \frac{I}{2}$  et en posant  $u_3 = u_2$  (thyristors identiques) :

$$\dot{I}_B = -0,3 \cdot \dot{I}$$

d'où un déséquilibre extrême entre les thyristors !

Avec une hauteur  $h$  de 12 mm (écartement entre les disques d'aluminium) on trouve les valeurs numériques suivantes :

$$u_3 - u_2 = \dot{I}_B \cdot 9,5 \text{ nH}$$

L'inductance de cablage de l'interrupteur vaut dans un cas équilibré :

$$\frac{\phi_A}{I} = \left( A_1 \frac{I}{2} + A_2 \frac{I}{2} + A_3 \frac{I}{2} + A_4 \frac{I}{2} \right) \cdot \frac{1}{I} = 2,96 \text{ nH}$$

Et les impédances correspondantes, pour  $\omega = 10^5 \text{ rad s}^{-1}$  valent 0,95 m  $\Omega$  et 0,3 m  $\Omega$ , et sont comparables aux résistances nominales de 1,14 m  $\Omega$  présentées par les thyristors.

### **Interrupteur complet**

On peut généraliser la démarche du paragraphe précédent pour un nombre plus élevé de composants, comme on l'a vu précédemment il "suffit" de numéroté chaque branche (aller ou retour) de courant et de déterminer les éléments de la matrice carrée et symétrique des mutuelles.

Avec une couche de 8 thyristors et les 16 tiges de retour du courant (et de serrage) correspondantes on aura 24 branches que l'on numérote comme sur la figure suivante, qui comprend par ailleurs les orientations des courants, tensions (induites et des thyristors), ainsi que celles des flux.

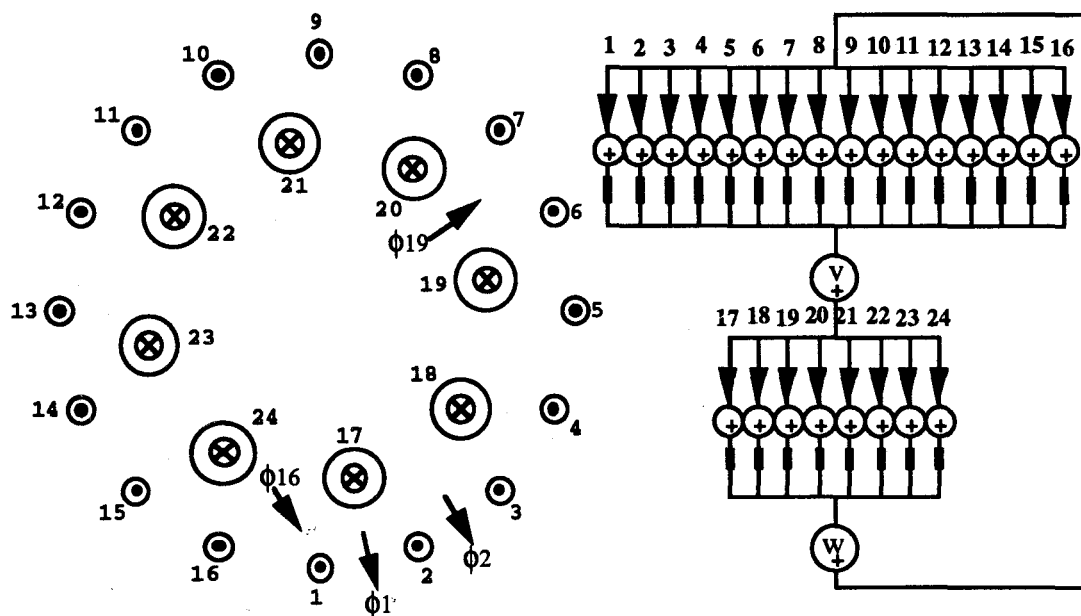


fig. 7

En notant  $\phi_i$  le flux limité par les branches  $i$  et  $i + 1$ , on voit qu'il y aura 23 flux indépendants, les autres flux (entre les branches 10 et 15 par exemple), s'en déduisent par simple addition.

Chacun des 23 flux  $\phi_i$  est lié aux 24 courants  $I_j$  par 24 coefficients  $F_{ij}$ , ou aura donc au total un tableau de 23x24 (552) coefficients pour déterminer les 24x24 (576) éléments de la matrice des mutuelles, il doit donc rester comme précédemment la possibilité d'un choix arbitraire de 24 valeurs indépendantes.

En effet, si on ajoute une valeur quelconque  $\epsilon_i$  à tous les  $M_{1j}$  tels que  $j \leq 16$  (branches de retour du courant) on ne modifie pas la répartition du courant dans les tiges, de plus si on soustrait la même valeur  $\epsilon_i$  à tous les autres  $M_{1j}$  ( $j \geq 17$ , branches "aller" du courant), la répartition entre les thyristors et l'impédance totale seront maintenues. Les flux créés par chacun des 24 courants peuvent être modifiés de la même façon, avec effectivement 24 valeurs différentes  $\epsilon_i$ .

En ajoutant la condition de symétrie des mutuelles on peut diminuer le nombre d'éléments de matrice à déterminer, il en reste alors :  $24$  (auto inductances) +  $\frac{(23 \times 24)}{2}$  (mutuelles) soit 300 éléments de matrice indépendants. Le nombre de choix arbitraires est aussi fortement diminué, et on peut chercher les conditions pour qu'une matrice symétrique ( $M$ ) le reste après modifications par les  $\epsilon_i$  ( $M'$ ).

On distingue 4 cas :

$$* i \leq 16 \text{ et } j \leq 16$$

alors :

$$M'_{ij} = M_{ij} + \varepsilon_i \text{ et } M'_{ji} = M_{ji} + \varepsilon_j$$

la symétrie est encore assurée si et seulement si :

$$\varepsilon_i = \varepsilon_j$$

$$* i \geq 17 \text{ et } j \leq 16$$

alors :

$$M'_{ij} = M_{ij} + \varepsilon_i \text{ et } M'_{ji} = M_{ji} - \varepsilon_j$$

la condition est alors :

$$\varepsilon_i = -\varepsilon_j$$

$$* i \leq 16 \text{ et } j \geq 17$$

alors :

$$M'_{ij} = M_{ij} - \varepsilon_i \text{ et } M'_{ji} = M_{ji} + \varepsilon_j$$

On trouve :

$$\varepsilon_i = -\varepsilon_j$$

$$* i \geq 17 \text{ et } j \geq 17$$

alors :

$$M'_{ij} = M_{ij} - \varepsilon_i \text{ et } M'_{ji} = M_{ji} - \varepsilon_j$$

On trouve :

$$\varepsilon_i = \varepsilon_j$$

Finalement tous les  $\varepsilon_i$  sont liés entre eux et on a par exemple :

- pour tout  $i \leq 16$  :

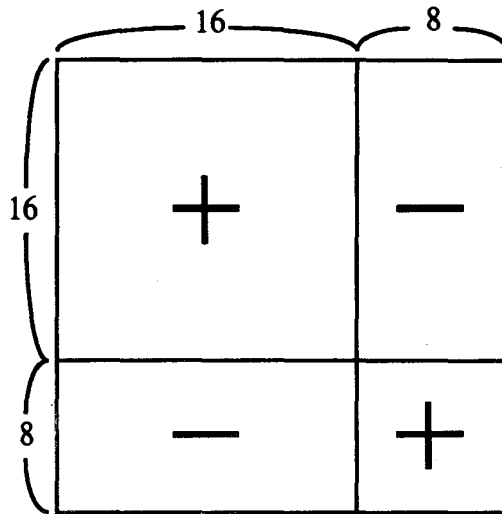
$$\varepsilon_i = \varepsilon_1$$

- pour tout  $i \geq 17$  :

$$\varepsilon_i = -\varepsilon_1$$

Il ne reste donc plus qu'un choix arbitraire et on peut ajouter autant de fois que l'on veut la matrice suivante à (M), ceci sans modifier le fonctionnement.

Cette matrice composée de + 1 et de - 1 à l'allure suivante :



Les 300 éléments de matrice seront donc donnés par 299 coefficients  $F_{ij}$  indépendants, plus un choix arbitraire. Les 552 coefficients  $F_{ij}$  seront fortement liés et vérifieront naturellement 253 (552-299) conditions différentes.

Dans notre cas particulier, il y a aussi une très forte symétrie physique de l'ensemble qui limite considérablement le nombre d'éléments de matrice différents. On voit par exemple que toutes les tiges sont équivalentes par rotation et retournement de l'interrupteur, de même tous les thyristors sont équivalents, on retrouvera donc les même  $M_{ij}$  à une permutation près des indices  $i$ .

On peut énumérer les éléments restants :

- entre tige et tige :

$1 \Rightarrow 1 ; 2 \Rightarrow 1 ; 3 \Rightarrow 1 ; 4 \Rightarrow 1 ; 5 \Rightarrow 1 ; 6 \Rightarrow 1 ; 7 \Rightarrow 1 ; 8 \Rightarrow 1 ; 9 \Rightarrow 1$

par symétrie on a  $M_{10,1}=M_{8,1}$  et de même on trouve  $M_{11,1} M_{12,1} \dots M_{16,1}$  une deuxième fois. Au total, on a donc 9 éléments différents.

- entre composants :

$17 \Rightarrow 17 ; 18 \Rightarrow 17 ; 19 \Rightarrow 17 ; 20 \Rightarrow 17 ; 21 \Rightarrow 17$

par symétrie on retrouve les même éléments pour  $M_{22,17} M_{23,17} M_{24,17}$  au total on a 5 éléments différents.

- entre tige et composant :

17  $\Rightarrow$  1 ; 18  $\Rightarrow$  1 ; 19  $\Rightarrow$  1 ; 20  $\Rightarrow$  1 ; 21  $\Rightarrow$  1 ; 22  $\Rightarrow$  1 ; 23  $\Rightarrow$  1 ; 24  $\Rightarrow$  1

ici il n'y a pas de symétrie par retournement, les angles de la couronne de thyristors étant décalés par rapport à ceux de la couronne de tiges. Cela donne 8 éléments différents.

La matrice des mutuelles de 576 éléments comporte donc finalement seulement 22 termes différents, ce qui est encore beaucoup, et la détermination de ces 22 mutuelles, nécessiterait une campagne de mesures extrêmement élaborée avec des appareils très sensibles (à quelques nH), et de nombreux calculs.

L'exploitation d'un tel modèle d'interrupteur permettrait de prévoir le déséquilibre des courants lorsqu'un des thyristors diffère légèrement des autres (instant d'amorçage, résistance série, tension de seuil). Le calcul des courants dans les branches ne peut se faire que par simulation (300 couplages entre bobines), et cela au prix d'un très grand temps de calcul.

La situation s'aggrave lorsque l'on considère la mise en série, puisqu'on a alors 16 tiges, 16 thyristors et 8 branches des courants entre thyristors adjacents, ces 8 branches sont formées par la couronne d'aluminium intermédiaire (fig. 8).

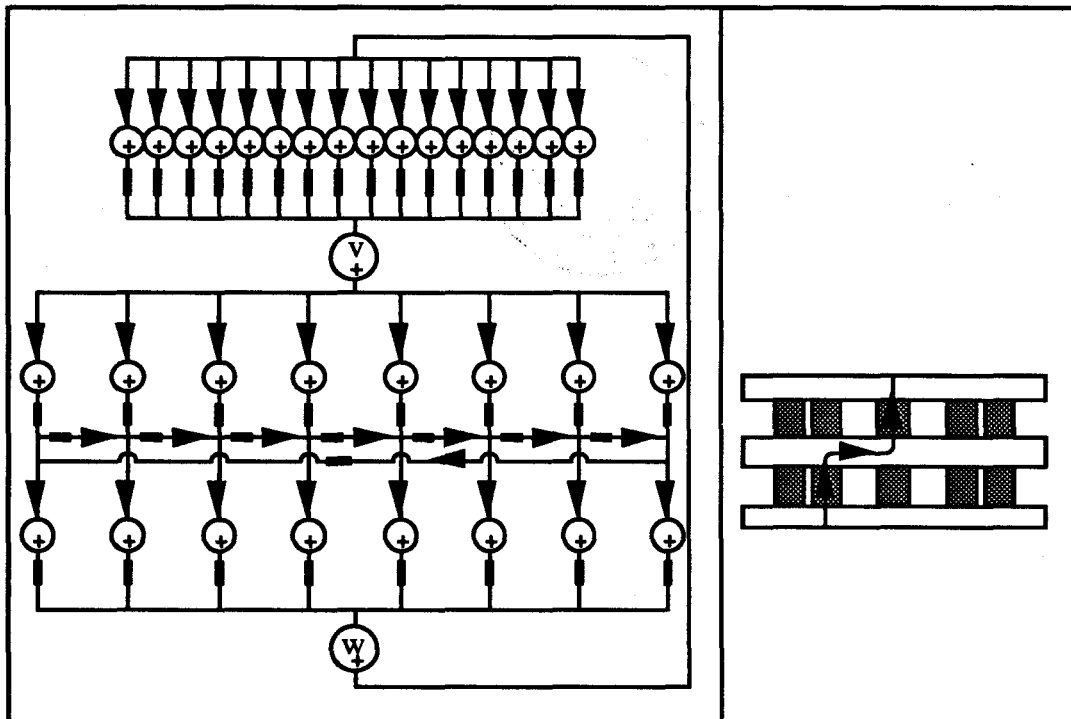


fig. 8

On a alors  $820 (40 + \frac{39 \times 40}{2})$  inductances et couplages.

On peut encore constater que les chemins que peuvent suivre les courants dans les disques d'aluminium sont beaucoup plus nombreux, il peut y avoir des courants entre thyristors adjacents ou séparés par quelques composants (voir fig. 9) par exemple. Le nombre de branches devient ainsi gigantesque et nous ne pouvons pas déterminer de modèle exact pour notre interrupteur.

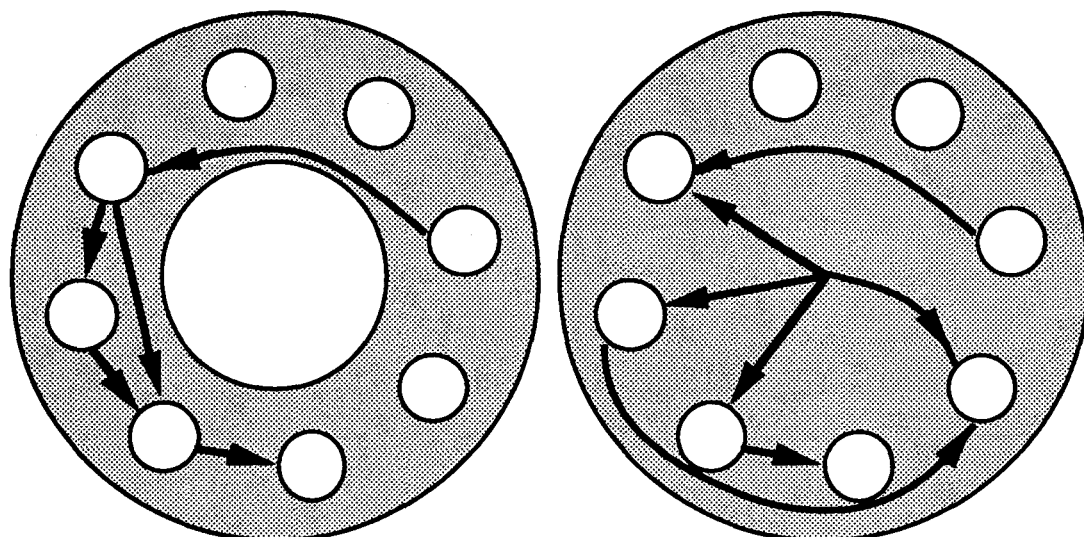


fig. 9

