

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

Le grade de Docteur de 3e cycle

par

Bernard SALCE

Sujet : Etude du piégeage du flux dans les supraconducteurs
du type II par mesure de la résistance de
surface.

Soutenu le : 17 Décembre 1970 devant la Commission d'Examen

MM. B. DREYFUS

Président

O. BETHOUX

J. GILCHRIST

M. RENARD

Examineurs.

Que tous ceux qui ont aidé à la réalisation de ce travail trouvent ici l'expression de ma reconnaissance sincère.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur DREYFUS de m'avoir accueilli dans son laboratoire et Monsieur GILCHRIST pour l'aide importante qu'il m'a apportée pour la réalisation de cette étude qu'il m'avait proposée.

Je tiens également à exprimer de façon spéciale mes remerciements à Messieurs VALLIER, SCHUMACHER, FERRARI et BATTUZ, et à Mme JULLIEN, qui tous, pour une raison ou pour une autre, ont pris une part importante dans l'élaboration de ce mémoire.

Doyen honoraire : Monsieur M. MORET
Doyen : Monsieur E. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	NEEL Louis	Physique Expérimentale
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique Rationnelle
	CHABAUTY Claude	Calcul différentiel et intégral
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	CHENE Marcel	Chimie Papetière
	FELICI Noël	Electrostatique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	BARBIER Reynold	Géologie Appliquée
	SANTON Lucien	Mécanique des Fluides
	OZENDA Paul	Botanique
	FALLOT Maurice	Physique Industrielle
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques
	GALVANI Octave	Mathématiques
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	TRAYNARD Philippe	Chimie Générale
	SOUTIF Michel	Physique Générale
	CRAYA Antoine	Hydrodynamique
	REULOS René	Théorie des Champs
	BESSON Jean	Chimie Minérale
	AYANT Yves	Physique Approfondie
	GALLISSOT François	Mathématiques
Melle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques
	BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie Animale
	PILLET Emile	Physique Industrielle-Electrotechnique
	YOCCOZ Jean	Physique Nucléaire Théorique
	DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
	GERBER Robert	Mathématiques
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	VAUQUOIS Bernard	Calcul Electronique
	BARJON Robert	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Physique
	SILBER Robert	Mécanique des Fluides
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. RODRIGUES Alexandre
MORITA Susumu
RADHAKRISHNA

Mathématiques Pures
Physique Nucléaire
Thermodynamique

MAITRES DE CONFERENCES

MM. LANCIA Roland
Mme BOUCHE Liane
MM. KAHANE André
DOLIQUE Jean Michel
BRIERE Georges
DESRE Georges
LAJZEROWICZ Joseph
LAURENT Pierre
Mme BERTRANDIAS Françoise
LONGEQUEUE J. Pierre
SOHM Jean-Claude
ZADWORNY François
DURAND Francis
CARLIER Georges
PFISTER Jean-Claude
CHIBON Pierre
IDELMAN Simon
BLOCH Daniel
MARTIN-BOUYER Michel
SIBILLE Robert
BRUGEL Lucien
BOUVARD Maurice
RICHARD Lucien
PELMONT Jean
BOUSSARD Jean-Claude
MOREAU René
ARMAND Yves
BOLLIET Louis
KUHN Gérard
PEFFEN René
GERMAIN Jean-Pierre
JOLY Jean René
Melle PIERY Yvette
BERNARD Alain
MOHSEN Tahain
CONTE René
LE JUNTER Noël
LE ROY Philippe

Physique Atomique
Mathématiques
Physique Générale
Electronique
Physique
Chimie
Physique
Mathématiques Appliquées
Mathématiques Pures
Physique
Electrochimie
Electronique
Chimie Physique
Biologie végétale
Physique
Biologie animale
Physiologie animale
Electrotechnique I.P.
Chimie (C.S.U. Chambéry)
Construction mécanique (I.U.T.)
Energétique I.U.T.
Hydrologie
Botanique
Physiologie animale
Mathématiques Appliquées (I.P.G.)
Hydraulique I.P.G.
Chimie I.U.T.
Informatique I.U.T.
Energétique I.U.T.
Chimie I.U.T.
Mécanique
Mathématiques Pures
Biologie animale
Mathématiques Pures
Biologie (C.S.U. Chambéry)
Mesures Physiques I.U.T.
Génie Electrique Electronique I.U.T.
Génie Mécanique I.U.T.

	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	KLEIN Joseph	Mathématiques
	VAILLANT François	Zoologie et Hydrobiologie
	ARNAUD Paul	Chimie
	SENGEL Philippe	Zoologie
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BRISSONNEAU Pierre	Physique
	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
Mme	KOFLER Lucie	Botanique
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	PEBAY-PEROULA Jean-Claude	Physique
	RASSAT André	Chimie Systématique
	DUCROS Pierre	Cristallographie Physique
	DODU Jacques	Mécanique Appliquée I.U.T.
	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des Fluides
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	PERRET René	Servo-mécanisme
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	RENARD Michel	Thermodynamique
	PROFESSEURS SANS CHAIRE	

MM.	GIDON Paul	Géologie
Mme	BARBIER M. Jeanne	Electrochimie
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mecanique des Fluides
	GLENAT René	Chimie
	BARRA Jean	Mathématiques Appliquées
	COUMES André	Electronique
	PERRIAUX Jacques	Géologie et Minéralogie
	ROBERT André	Chimie Papetière
	BIARREZ Jean	Mécanique Physique
	BONNET Georges	Electronique
	CAUQUIS Georges	Chimie Générale
	BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
	DEPOMMIER Pierre	Physique nucléaire-Génie Atomique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
Mme	KAHANE Josette	Physique
Mme	BONNIER Jane	Chimie
	VALENTIN Jacques	Physique
	REBECQ Jacques	Biologie
	DEPORTES Charles	Chimie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	BERTRANDIAS J. Paul	Mathématiques Appliquées
	AUBERT Guy	Physique

	ROMIER Guy	Techniques Statistiques quantitatives
		I.U.T.
	VLALON Pierre	Géologie
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	MAYNARD Roger	Physique
	DUSSAUD René	Mathématiques (C.S.U. Chambéry)
	BEIORIZKY Elie	Physique (C.S.U. Chambéry)
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique (C.S.U. Chambéry)
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie
	BLIMAN Samuel	E. I. E.
	BEGUIN Claude	Chimie Organique
	NEGRE Robert	I. U. T.

MAITRE DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	YAMADA Osamu	Physique du Solide
	NAGAO Makoto	Mathématiques Appliquées
	MAREZIO Massimo	Physique du Solide
	CHEEKE John	Thermodynamique
	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	ROZMARIN Georges	Chimie Papetière

- : - : - : - : - : - : - : - : -

TABLE DES MATIERES

Introduction	
<u>Ière Partie : RAPPELS THEORIQUES</u>	1
I.1. Comportement résistif à l'état mixte des supraconducteurs du type II.....	2
I.2. Comportement d'un supraconducteur en haute fréquence..	3
I.2.1. Comportement d'un métal en haute fréquence.....	3
I.2.2. Comportement d'un supraconducteur en haute fréquence	4
I.2.3. Définition de la fréquence de piégeage.....	5
I.3. Modèle théorique de Gittleman et Roseblum.....	6
I.4. Modèle théorique de Gilchrist et Monceau.....	8
I.5. Modèle pour la variation de la résistance de surface au voisinage de F_{ps}	10
I.5.1. Piégeage en volume.....	10
I.5.2. Piégeage en surface.....	12
I.6. Motivations de notre étude.....	13
<u>IIème Partie : TECHNIQUE EXPERIMENTALE ET ECHANTILLONS</u>	15
II.1. Partie Expérimentale.....	15
II.1.1. Principe des mesures.....	15
II.1.2. Ensemble cryogénique.....	15
II.1.3. Circuit haute fréquence.....	16
II.1.4. Champ magnétique statique H_0	17
II.1.5. Circuit de mesures.....	18
II.1.6. Dispositions particulières.....	19
II.1.7. Influence de la puissance envoyée.....	19
II.1.8. Précision des mesures et causes d'erreurs.....	20

II.2. <u>ECHANTILLONS</u>	21
II.2.1. Caractéristique particulière à nos échantillons.....	21
II.2.2. Fabrication des échantillons.....	21
II.2.3. Mise en forme des échantillons.....	23
II.2.4. Traitements Métallurgiques.....	25
II.2.5. Anisotropie du piégeage.....	25
II.2.6. Traitement de surface.....	27
II.2.7. Champ critique et courant critique.....	28
II.2.8. Caractéristiques des échantillons.....	29
<u>III^{ème} Partie : RESULTATS ET DISCUSSIONS</u>	30
III.1. Etude de la résistance de surface en fonction du champ magnétique.....	30
III.2. Détermination des Fréquences de piégeage...	31
III.3. Etude des variations de F_{ps}	32
III.4. Evolution de F_{ps} en fonction de H_0	35
III.5. Etude de la variation de $\frac{R}{R_F}$ en fonction de la fréquence autour de f_{ps}	35
<u>CONCLUSION</u>	37

I N T R O D U C T I O N

Le blocage du flux dans les supraconducteurs du type II a fait l'objet d'un grand nombre d'études depuis une dizaine d'années et reste un sujet toujours d'actualité.

Après qu'Anderson⁽¹⁾ ait élaboré une théorie du "flux-creep" pour décrire le déplacement des lignes de flux sous l'effet de l'activation thermique, on a essayé de créer ce mouvement à l'aide d'une force magnétique qui prenait naissance dans le passage d'un courant continu à travers l'échantillon (Kim⁽²⁾). L'irréversibilité de l'aimantation de ces corps a été mise à profit pour étudier le piégeage du flux, pensant que ces deux phénomènes étaient en rapport étroit (Bean⁽³⁾). On a également essayé de mesurer directement la force de piégeage dans un échantillon suspendu à un fil de torsion (WIPF⁽⁴⁾).

Nous nous sommes proposés d'étudier le piégeage du flux en nous intéressant au comportement de ces matériaux en haute fréquence, en particulier à ses variations lorsque la concentration en centres d'ancrage change.

Nous pensons que, nous aidant des résultats déjà acquis et considérant le problème à l'aide de cette technique originale, nous en obtiendrons une vue nouvelle due au caractère dynamique de notre méthode.

Ier PARTIE : RAPPELS THEORIQUES

I.I. COMPORTEMENT RESISTIF A L'ETAT MIXTE DES SUPRACONDUCTEURS DU TYPE II

L'alliage Pb-In (50% atomique) sur lequel nous avons travaillé est un supraconducteur du type II. Nous allons rappeler quelques propriétés de l'état mixte dont Kim et al⁽⁵⁾ donnent un bon résumé.

Lorsque le supraconducteur est soumis à un champ H_0 compris entre deux champs critiques H_{c1} et H_{c2} caractéristiques du matériau à une température T donnée, il se trouve traversé par des lignes de flux magnétique ou vortex portant chacune un quantum de flux Φ_0 . Si nous le faisons parcourir par un courant continu, il ne présente aucune tension V à ses bornes tant que le courant n'atteint pas une certaine valeur dite "critique" I_c (on utilisera plus souvent la densité de courant critique J_c , rapportée à l'unité de section), à partir de laquelle la tension commence à augmenter d'abord de façon lente puis linéairement avec J_c .

On suppose qu'alors le courant exerce sur chaque vortex une force de Lorentz $\vec{F}_L = \vec{J} \wedge \vec{\Phi}_0$ par unité de longueur, à laquelle s'oppose une force de piégeage \vec{F}_p créée par les défauts du matériau et qui tend à empêcher le mouvement des vortex. Tant que \vec{F}_p est supérieure à \vec{F}_L , les vortex ne peuvent se déplacer et $V=0$. Si $\vec{F}_L > \vec{F}_p$, alors le déplacement des lignes de flux induit dans le matériau un champ électrique moyen $\vec{E} = \vec{V}_L \wedge \vec{B}$ où \vec{V}_L représente la vitesse de déplacement des lignes de flux.

Au cours de ce déplacement, celles-ci subissent une force retard de nature visqueuse c'est-à-dire proportionnelle à leur vitesse (Volger et al⁽⁶⁾). L'équilibre des forces s'écrit alors :

$$\vec{F}_L - \vec{F}_p = \eta \vec{v}_L$$

où η est le coefficient de viscosité par unité de longueur de vortex.

La variation linéaire de V avec I permet de définir une résistivité différentielle $\rho_f = \frac{\Delta E}{\Delta J}$ qui rend compte des pertes apparaissant dans l'échantillon. Le calcul de la puissance dissipée au cours du déplacement des vortex permet d'exprimer ρ_f par :

$$\rho_f = \frac{\phi_0 B}{\eta}$$

Kim et al⁽²⁾ ont rattaché ρ_f à la résistivité à l'état normal par une loi empirique assez simple :

$$\rho_f \approx \frac{H_0}{H_{c2}} \cdot \rho_n$$

où H_0 est le champ appliqué à l'échantillon. Toutes nos mesures ayant été faites sur un alliage à κ élevé ($\sim 7,2$), c'est-à-dire satisfaisant la condition $\lambda \gg d$ (de Gennes et Matricon⁽⁷⁾), nous pouvons écrire, pour l'intérieur de nos Pb-In (50% at), $\mu = \frac{B}{H} = 1$, donc, $H(B) = H = B$ (Monceau⁽⁸⁾). De plus, à cause du fort coefficient démagnétisant de nos alliages, nous avons toujours $B \approx H_0$.

Nous pouvons alors exprimer le coefficient de viscosité par :

$$\eta \approx \frac{\phi_0 H_{c2}}{\rho_n}$$

I.2. COMPORTEMENT D'UN SUPRACONDUCTEUR EN HAUTE FREQUENCE

Nous rappelons d'abord l'effet d'une onde électromagnétique haute fréquence (H.F.) sur un métal normal avant de nous intéresser plus particulièrement au cas des supraconducteurs.

I.2.1. Comportement d'un métal en H.F.

Un champ électromagnétique H.F. est atténué à l'intérieur d'un métal dans une distance appelée "épaisseur de peau" δ dont la valeur théorique est tirée des équations de Maxwell ⁽⁹⁾:

$$\delta = \left(\frac{\rho}{2\pi\mu\omega} \right)^{1/2}$$

ou μ est la perméabilité magnétique transverse du métal.

Ceci constitue l'effet de peau normal qui n'est valable que si le libre parcours moyen des électrons est plus faible que δ ce qui est toujours vérifié dans notre cas, car nous travaillons sur des alliages.

La réflexion et l'absorption d'une onde électromagnétique H.F. à incidence normale à la surface d'un métal sont caractérisées par l'impédance de surface :

$$Z(\omega) = R(\omega) + iX(\omega) = 4\pi \frac{E_m}{H_m}$$

où E_m est l'amplitude du champ électrique à la surface et H_m celle du champ magnétique.

La résistance de surface vaut :

$$R(\omega) = (2\pi\omega\mu\rho)^{1/2}$$

La puissance absorbée par unité de surface de l'échantillon est donnée par la valeur moyenne du vecteur de Poynting :

$$\overline{(\vec{P})} = \overline{(\vec{E} \wedge \vec{H})} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{E_m \cdot H_m^*}{4\pi} \right) = \frac{R H_m^2}{32 \pi^2}$$

ce qui montre que R caractérise les pertes en surface de l'échantillon.

I.2.2. Comportement d'un supraconducteur en H.F.

Lorsque le matériau se trouve dans l'état mixte la relation entre le champ et l'induction est toujours donnée par $B = \frac{B}{H}$, ce qui vaut 1,0 dans notre cas, comme nous l'avons écrit. S'il y a déplacement des vortex, la résistivité ρ_f joue le rôle de la résistivité ρ_n pour l'état normal. La résistance de surface est alors donnée par :

$$R_f = (2\pi \omega \cdot \rho_f)^{1/2}$$

alors,

$$\frac{R_f}{R_n} = \left(\frac{\rho_f}{\rho_n} \right)^{1/2}$$

Gittleman et Roseblum⁽¹⁰⁾, Gilchrist et Monceau⁽¹¹⁾ ont montré expérimentalement et expliqué qu'en haute fréquence la résistivité de tous les supraconducteurs est égale à la résistivité du matériau à l'état ~~normal~~ ^{ideal (sans piégeage)}, même pour des courants de transport de plusieurs ordres de grandeur au-dessous de celui du courant critique (ce dont nous reparlerons dans la II^{ème} partie). Tout se passe alors comme si le piégeage était inefficace.

De Gennes et Matricon⁽⁷⁾, ont étudié le mouvement oscillatoire des vortex sous l'action d'un champ H.F. et ils ont introduit la notion de fréquence de piégeage. En effet, au cours du déplacement $S e^{i\omega t}$ d'une ligne de flux apparaît une force visqueuse $-i\omega \gamma_s e^{i\omega t}$ augmentant avec la fréquence. La force de piégeage étant supposée indépendante de celle-ci, il y a une fréquence à partir de laquelle la force visqueuse devient supérieure à la force d'ancrage.

au delà
d'une certaine
fréquence f_c
diffuse.

I.2.3. Définition de la fréquence de piégeage

La fréquence de piégeage f_p a été définie par Gittleman et Rosenblum, comme la fréquence à laquelle la résistivité ($\rho(f)$) est moitié de la résistivité en haute fréquence, pour un champ H_0 donné.

A partir de cette fréquence, le mouvement des vortex est limité par les forces visqueuses et non plus par les forces d'ancrage.

Comme nous le verrons dans la II^{ème} partie, nous avons étudié le piégeage du flux par mesure de la résistance de surface de nos alliages. Nous sommes donc amenés à définir une "fréquence de piégeage de surface" (Gilchrist et Monceau⁽¹¹⁾) par la quantité telle que :

$$\frac{[R(H_0, f_{ps})/R_n(f_{ps})]}{[R_f(H_0, f')/R_n(f')]} = \frac{1}{2}$$

où $R_n(f)$ est la résistance de surface à l'état normal aux différentes fréquences et où f' représente une fréquence bien supérieure à f_{ps} à laquelle $\frac{R}{R_n}$ est devenu indépendant de la fréquence et où l'on peut supposer que le piégeage a cessé d'être efficace.

Notre étude portera essentiellement sur deux points d'abord, la variation de f_{ps} avec le piégeage, ensuite la variation de la résistance de surface au voisinage de f_{ps} .

Il est en train de naître une théorie du piégeage, (Labuch⁽¹²⁾) faisant intervenir les fonction de Green et la statistique dans son traitement mathématique. Développé pour l'étude des supraconducteurs en courant continu, elle est en cours d'adaptation pour les problèmes en H.F.

Nous nous sommes proposés, pour notre part, d'interpréter nos résultats à l'aide d'une hypothèse très simple d'ancrage. Nous supposons que la force de piégeage s'exerçant sur un vortex est proportionnelle à la déformation de celui-ci et est indépendante de la grandeur du champ alternatif H_m à la surface du supraconducteur. On dit alors que la réponse du matériau est "linéaire". Dans cette hypothèse plusieurs modèles ont été développés et nous allons les exposer.

I.3. MODELE THEORIQUE DE GITTLEMAN ET ROSEMBLUM

Nous exposons d'abord la théorie développée pour f_p par Gittleman et Roseblum⁽¹⁰⁾.

Ils se placent dans le cas d'échantillons suffisamment minces pour supposer que le champ haute fréquence les pénètre de façon uniforme. Il est donc nécessaire que l'épaisseur h soit très inférieure à l'épaisseur de peau δ . On fait alors des mesures de résistance et l'on obtient directement f_p .

Les auteurs supposent que les vortex forment un réseau quasi-rigide, de constante $d = (\Phi_0/h_0)^{1/2}$ groupés en paquets de flux (Anderson et Kim⁽¹³⁾) semblables à des cristaux de dimensions très supérieures à d , n'exerçant entre eux au cours de leur déplacement que des forces négligeables, de sorte qu'ils peuvent se mouvoir indépendamment les uns des autres (Anderson⁽¹⁾). Leur position d'équilibre sera influencée très fortement par le potentiel dû aux centres d'ancrage. S'il y a beaucoup de centres de piégeage dans chaque paquet de flux, on peut supposer que le potentiel de piégeage sera périodique en d et bien approximé par :

$$P = A \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi x}{d} \right) \right)$$

où x est la déformation du vortex.

Il en résulte sur chaque vortex une force

$$F = \frac{\partial P}{\partial x} = - \frac{2\pi A}{d} \sin \frac{2\pi x}{d}$$

En écrivant que la valeur maximum de cette force est égale à la valeur de la force de Lorentz qui dépiège un vortex :

$$\frac{2\pi A}{d} = J_c \cdot \phi_0$$

L'équation du mouvement d'un vortex s'écrit alors :

$$m \ddot{x} + \eta \dot{x} + (J_c \phi_0) \cdot \sin \frac{2\pi x}{d} = J \cdot \phi_0$$

où m = masse effective d'un vortex par unité de longueur.
Si les déplacements sont petits :

$$J_c \phi_0 \sin \frac{2\pi x}{d} \cong 2\pi J_c \cdot H_0^{1/2} \phi_0^{1/2} \cdot x = \kappa \cdot x$$

On résout l'équation du mouvement en posant :

$$J = J_0 \cdot e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad \dot{x} = \dot{x}_0 e^{i\omega t}$$

La puissance absorbée par unité de volume est

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [J_0^* H_0 \cdot \dot{x}_0] = \frac{J_0^2 \phi_0 H_0 \eta \omega^2}{2 [\omega^2 \eta^2 + (\omega^2 m - \kappa)^2]}$$

Suhl⁽¹⁴⁾ a calculé la masse effective d'un vortex et montre que le terme $\omega^2 m$ est négligeable.

Alors :

$$P(\omega) = \frac{J_0^2 \phi_0 H_0 \eta \omega^2}{2 [\omega^2 \eta^2 + \kappa^2]}$$

Quand $\omega^2 \eta^2 \gg \kappa^2$, ce sont les forces visqueuse qui l'emportent et :

$$P = \frac{1}{2} J_0^2 \rho_n \frac{H_0}{H_c^2}$$

qui est la puissance absorbée lorsqu'il n'y a pas de piégeage.

La fréquence de piégeage est celle à laquelle la puissance absorbée est moitié de celle-ci. Alors, on a :

$$\omega \eta = \kappa$$

d'où

$$F_P = \frac{\rho_n H_0^{1/2}}{\phi_0^{1/2} H_{c2}} \cdot J_c$$

Cette théorie permet également de définir une fréquence de piégeage de surface qui diffère quelque peu de f_p

$$f_{ps} = 1,12 f_p$$

ce que nous justifierons au paragraphe I.5.

Il est à noter, qu'avec une hypothèse de départ différente, à savoir un potentiel de piégeage de la forme $\frac{1}{2}kx^2$ les auteurs déterminent une autre expression pour la fréquence de piégeage :

$$F_P = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\rho_n H_0^{1/2}}{\phi_0^{1/2} H_{c2}} \cdot J_c$$

L'étude que nous entreprenons vis-à-vis de cette théorie portera sur l'évolution de f_{ps} avec le courant critique à un champ H_0 donné.

I.4. MODELE THEORIQUE DE GILCHRIST ET MONCEAU⁽¹¹⁾

On étudie ici le mouvement des vortex sous l'action du champ alternatif et de la déformation du réseau de vortex qui en résulte.

Un élément de volume du réseau de lignes de flux en contient une longueur ℓ^e qui seront déplacées d'une quantité $s(xyz,t)$ parallèlement à Ox sous l'action d'un champ alternatif dirigé suivant l'axe des x . A partir de l'expression de

l'énergie libre d'un vortex, Matricon⁽¹⁵⁾ a déterminé la force élastique agissant sur chaque élément $\delta\ell$, due à la déformation du réseau de vortex.

Les principales contributions sont :

$$\frac{1}{4\pi} H(B) \phi_0 \left(\frac{\partial^2 s}{\partial z^2} \right) \quad \text{et} \quad \frac{1}{4\pi} B \cdot \frac{dH(B)}{dB} \phi_0 \left(\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} \right)$$

le coefficient de $\frac{\partial^2 s}{\partial y^2}$ étant relativement petit.
 Dans notre cas, $H(B) = H_0 = B$.

En l'absence de piégeage, le terme en $\left(\frac{\partial^2 s}{\partial z^2} \right)$ nous permet de retrouver l'expression

$$\frac{R_f(F)}{R_n(F')} = \left(\frac{\rho_f}{\rho_n} \right)^{1/2}$$

Si des centres d'ancrages sont distribués au hasard, nous devons faire intervenir le terme en $\frac{\partial^2 s}{\partial x^2}$.

Supposons d'abord tout le piégeage à la surface et qu'il y ait g vortex par unité de surface qui soient piégés. Une ligne de vortex, espacés de $\left(\frac{\phi_0}{H_0} \right)^{1/2}$, se déplace indépendamment des lignes voisines. Dans cette ligne, la distance moyenne entre deux vortex piégés est de $\left(\frac{\phi_0}{H_0} \right)^{-1/2} g^{-1}$. Près de la surface, la grandeur du terme en $\frac{\partial^2 s}{\partial x^2}$, avec $s = s_0 e^{i(\omega t - q_z z)}$ est d'environ $\frac{1}{4\pi} H_0 \phi_0 (2\pi)^2 \frac{\phi_0}{H_0} g^2 s_0$ ce qui sera égal à $\omega \eta s_0$ quand

$$f \sim \frac{1}{2} \phi_0 g^2 \frac{\rho_n}{H c_2}$$

Puisque le piégeage est à la surface, f est la valeur à la fois de f_p et de f_{ps} .

Si le piégeage est réparti dans le volume avec la concentration c , f_p sera donnée par l'expression précédente dans laquelle g est remplacé par hc , (c =concentration en centres d'ancrage), mais f_{ps} a une expression différente puisque seuls les centres d'ancrage à moins de δ de la

surface seront efficaces. D'où l'expression :

$$f_{ps} = f_p \left(\frac{\delta}{h} \right)^2 \Rightarrow f_{ps} \sim \frac{1}{4\pi} \phi_0^{1/2} \frac{H_0^{1/2}}{H_{c2}} \cdot \rho_n \cdot c$$

Nous nous sommes proposés d'étudier la variation de f_{ps} avec la concentration en centres de piégeage, afin d'essayer de vérifier ce modèle.

I.5. MODELE POUR LA VARIATION DE LA RESISTANCE DE SURFACE AU VOISINAGE DE f_{ps}

Après avoir étudié quelques facteurs influençant f_{ps} dans une deuxième partie de notre travail nous nous sommes proposés d'étudier la variation de la résistance de surface autour de f_{ps} .

Cette étude s'imposait à nous par le jeu même de notre technique expérimentale qui nous conduit à étudier le piégeage du flux par mesure de la résistance de surface.

Gilchrist⁽¹⁶⁾ a fait le calcul dans deux cas bien précis : d'abord en supposant que le piégeage est uniformément réparti dans tout le volume, ensuite en supposant que l'ancrage est uniquement concentré à la surface de l'échantillon.

I.5.1. Piégeage en volume

L'hypothèse de départ est la même que celle de Gittleman et Roseblum⁽¹⁷⁾ dans leur étude de f_p : on suppose qu'un centre d'ancrage exerce sur un vortex une force de rappel élastique à coefficient constant $-\lambda s$ équivalente à $-kx$.

$$\text{On a alors : } \lambda \sim k = 2\pi \cdot \frac{J_c \cdot \phi_0}{d}$$

L'équation du mouvement de l'unité de longueur d'un vortex s'écrit :

$$\frac{H_0 \phi_0}{4\pi} \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} - \eta \frac{\partial s}{\partial t} - \lambda s = 0$$

et admet une solution du type $s = s_0 \cdot e^{i(\omega t - qz)}$

avec
$$q^2 = - \frac{4\pi}{H_0 \phi_0} (\lambda + i \omega \eta)$$

La puissance absorbée par unité de surface s'exprime par :

$$\begin{aligned} \frac{R H_m^2}{32 \pi^2} &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \operatorname{Re} \left\{ \left[i \omega \eta s_0 \cdot e^{i(\omega t - qz)} \right]^* \cdot i \omega s_0 \cdot e^{i(\omega t - qz)} \right\} \frac{H_0}{\phi_0} dz \\ &= \frac{1}{2} \omega^2 \eta \frac{H_0}{\phi_0} \int_0^\infty s_0^* s_0 e^{i(q^* - q)z} dz \end{aligned}$$

Au passage de la surface, la composante tangentielle du champ magnétique est continue, c'est-à-dire :

$$H_m = H_0 |i q s_0|$$

donc :

$$s_0^* s_0 = \frac{H_m^2}{H_0^2} \cdot \frac{1}{q q^*}$$

$$\Rightarrow R = \frac{1}{2} \omega^2 \eta \frac{32 \pi^2}{H_m^2} \cdot \frac{H_0}{\phi_0} \cdot \frac{H_m^2}{H_0^2} \cdot \frac{1}{q q^*} \int_0^\infty e^{i(q^* - q)z} dz$$

L'intégrale vaut $\frac{1}{i(q^* - q)}$ et : $i(q^* - q) = 2 \cdot \operatorname{Im}(q)$

donc

$$i(q^* - q) = \left(\frac{H_0 \phi_0}{4\pi} \right)^{-1} \left[\frac{(\omega^2 \eta^2 + \lambda^2)^{1/2} + \lambda}{2} \right]^{1/2}$$

et :
$$q^* q = \left(\frac{H_0 \phi_0}{4\pi} \right)^{-1} (\omega^2 \eta^2 + \lambda^2)^{1/2}$$

Pour un champ donné, nous nous intéressons aux variations relatives de la résistance de surface et en conséquence, nous calculons le rapport $\frac{R}{R_f}$.

En introduisant une fréquence réduite $\nu = \frac{\omega \eta}{\lambda}$

il vient :

$$\frac{R}{R_f} = \left\{ \frac{\nu [(1 + \nu^2)^{1/2} - 1]}{1 + \nu^2} \right\}^{1/2}$$

La fréquence de piégeage est obtenue pour $\frac{R}{R_f} = \frac{1}{2}$
 ce qui arrive pour $\nu = 1,12$. Alors, $f_{ps} = \frac{1}{1,12} \cdot (2\pi)^{-1} \cdot \lambda \eta^{-1}$.

Nous avons supposé, comme Gittleman et Roseblum, que la force de rappel créée par un centre d'ancrage sur un vortex est donnée par un coefficient d'élasticité linéaire. Nous pouvons donc appliquer notre résultat à leur théorie :

$$\nu = \frac{\omega \eta}{\kappa} = 1,12 \quad \Rightarrow \quad \omega = 1,12 \frac{\kappa}{\eta}$$

$$\text{Donc, } f_{ps} = 1,12 \cdot f_p$$

où f_p est la fréquence de piégeage définie dans le I.3.

I.5.2. Piégeage en surface

Tous les centres de piégeage sont maintenant supposés à la surface. L'équation du mouvement de l'unité de longueur va s'écrire :

$$\frac{H_0 \phi_0}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} - \eta \frac{\partial s}{\partial r} = 0$$

et admet pour solution : $s = s_0 e^{i(\omega t - qz)}$ avec $q^2 = -\frac{4\pi}{H_0 \phi_0} \cdot i \omega \eta$

L'effet de l'ancrage intervient dans la condition à la surface par le coefficient de rappel b

$$-b s_0 - \frac{H_0 \phi_0}{4\pi} i q s_0 = \frac{H_m \phi_0}{4\pi}$$

La puissance absorbée par unité de surface vaut encore :

$$R = \frac{1}{2} \omega^2 \eta \frac{32\pi^2}{H_m^2} \cdot \frac{H_0}{\phi_0} \cdot \frac{H_m^2}{H_0^2} \cdot s_0 s_0^* \frac{1}{i(q^* - q)}$$

De la condition précédente, on déduit :

$$s_0 = \frac{H_m}{H_0 \left(-\frac{4\pi}{H_0 \phi_0} b - i q \right)}$$

$$= \frac{H_m}{H} \left[-\frac{4\pi}{\phi_0 H_0} b + \left(\frac{4\pi}{\phi_0 H_0} \right)^{1/2} (\omega \eta)^{1/2} \frac{(1+i)}{\sqrt{2}} \right]^{-1}$$

on pose :

$$\nu = \left(\frac{\omega \eta}{b^2} \right) \cdot \left(\frac{4\pi}{\phi_0 H_0} \right)^{-1}$$

ce qui entraîne :

$$s_0 = \frac{H_m}{H} \left\{ \frac{4\pi}{\phi_0 H_0} b \left[1 + \nu^{1/2} \frac{(1+i)}{\sqrt{2}} \right] \right\}^{-1}$$

et

$$s_0 s_0^* = \frac{H_m^2}{H^2} \left(\frac{4\pi}{\phi_0 H_0} \right)^{-2} b^{-2} \left[\left(1 + \frac{\nu^{1/2}}{\sqrt{2}} \right)^2 + \left(\frac{\nu^{1/2}}{\sqrt{2}} \right)^2 \right]^{-1}$$

avec

$$q^* - q = 2 \operatorname{Im}(q) = \left(\frac{H \phi_0}{4\pi} \right)^{-1/2} \left(\frac{\omega \eta}{2} \right)^{1/2}$$

Il vient :

$$\frac{R}{R_F} = \frac{\nu}{1 + \nu + \sqrt{2\nu}}$$

I-6. MOTIVATIONS DE NOTRE ETUDE

La raison essentielle qui a déterminé le choix de notre étude réside dans l'existence au laboratoire d'une possibilité de créer artificiellement des centres d'ancrage dans nos échantillons.

La difficulté de la vérification de la théorie de Gilchrist et Monceau réside dans la connaissance de l'ordre de grandeur de la concentration en centres de piégeage. Pour l'obtenir, nous avons pensé utiliser les échantillons fabriqués par Schumacher au C.R.T.B.T. qui fait des dispersions de poudres isolantes dans des systèmes divers, en particulier le Pb-In (50% at.), par cavitation⁽¹⁷⁾. Ce procédé, bien qu'expérimental, est à l'heure actuelle le seul permettant d'obtenir des résultats.

D'autre part, le laboratoire possède une grande expérience des mesures calorimétriques et l'existence au C.R.T.B.T. de ponts de régulation de la température à $\pm 2.10^{-5}^{\circ}$ près ⁽¹⁸⁾, nous a permis de développer notre technique de mesure de la résistance de surface de l'échantillon.

Les mesures de courant critique ne présentant pas de difficultés particulières, nous avons pensé pouvoir comparer les théories de Gittleman et Roseblum, et de Gilchrist et Monceau, tout en étudiant la variation de $\frac{R}{R_f}$ autour de f_{ps} .

II^{ème} PARTIE : TECHNIQUE EXPERIMENTALE ET ECHANTILLONS

II. I : PARTIE EXPERIMENTALE

II. I. I. Principe des Mesures

Nous avons vu au paragraphe 2.1 de la I^{ère} partie, que la puissance absorbée par un corps soumis à une onde électromagnétique H.F. était :

$$P = \frac{R H_m^2}{32 \pi^2}$$

La puissance absorbée étant dissipée dans l'échantillon sous forme de chaleur, ceci montre que l'échauffement est directement proportionnel à la résistance de surface.

Pour mesurer expérimentalement cette puissance apportée par l'onde H.F. nous avons employé une technique calorimétrique mise au point au laboratoire par Gilchrist⁽¹¹⁻¹⁶⁾. Nous avons mesuré les énergies nécessaires à maintenir notre échantillon à une température constante qu'il soit soumis ou non au rayonnement haute fréquence. L'énergie nécessaire est apportée par une résistance de chauffage R_c parcourue par un courant i_0 en l'absence de rayonnement H.F. et par un courant $i_1 < i_0$ lorsque nous établissons le champ H.F. La puissance absorbée par l'échantillon et apportée par l'onde H.F. est alors $R_c (i_0^2 - i_1^2)$.

II.1.2. Ensemble cryogénique

Nous avons procédé à nos mesures sur un appareil construit par Gilchrist et dont la partie cryogénique ne présente aucune particularité notable

Toutes nos mesures ont été faites à 1,96°K, c'est-à-dire nettement en dessous du point λ de l'hélium, pour éviter les fluctuations de température se produisant pour $T \gtrsim T_\lambda$, mais

qui nécessitaient aucun dispositif spécial autre qu'une installation de pompage sur le bain d'hélium.

La température du bain d'He est réglée à l'aide d'un pont de mesure et de régulation mis au point au laboratoire par Allain et Faure⁽⁸⁾. Le thermomètre est une résistance de carbone de 47Ω à l'ambiante et 5500Ω à $1,96^\circ\text{K}$. La résistance de chauffage est un enroulement de 250Ω en constantan $30/100^e$.

II.I.3. Circuit Haute-fréquence

Il est schématisé sur la figure (I). Le champ électromagnétique est produit par un oscillateur H.F. Général Radio type 1330 A dont les fréquences s'étendent de 5 kHz à 50 MHz. Nous avons été amenés à l'alimenter à l'aide de 2 alimentations stabilisées, l'une de 12V pour les filaments, l'autre du type CF.202 Finsol pour la Haute-Tension afin d'éliminer des fluctuations du niveau de la puissance de sortie⁽¹⁹⁾. Le champ H.F. est appliqué à l'échantillon à l'aide d'une bobine de 16mm de diamètre, comportant 2,5 spires de fil de cuivre de 0,5mm de diamètre que nous employons sur toute la gamme de fréquences que nous balayons (2 MHz - 50 MHz). Nous avons d'abord employé deux bobines différentes, l'une comportant 15 spires jusqu'à 5 MHz, l'autre 3 spires au-dessous de cette fréquence. Elles étaient montées à 90° l'une de l'autre. Mais nous avons dû abandonner ce dispositif à cause d'un phénomène d'anisotropie de nos échantillons dont nous reparlerons ultérieurement (II.2.5.). L'impédance de la bobine unique que nous avons employée varie de façon appréciable dans la gamme de fréquences où nous travaillons. Cependant elle reste toujours dans des limites telles que, pour chaque fréquence, la bobine peut nous fournir des puissances équivalentes.

La ligne coaxiale d'alimentation de la bobine est en acier et téflon. Autour de la bobine H.F. se trouve un écran de cuivre de 3 cm de diamètre destiné à empêcher le rayonnement électromagnétique de chauffer directement la résistance de carbone servant de thermomètre pour la régulation de l'échantillon (et sur laquelle nous reviendrons au paragraphe II.I.5) ce qui fausserait les mesures.

Le champ H.F. est envoyé sur l'échantillon ou coupé à l'aide d'un interrupteur H.F. qui permet à l'oscillateur de débiter sur une impédance de 50Ω lorsqu'il n'envoie pas de courant dans la bobine.

II.I.4. Champ magnétique statique H_0

Il est créé par un enroulement supraconducteur qui peut être court-circuité sur lui-même pendant les mesures et dont nous donnons les caractéristiques géométriques.

Fil : Nb-Ti	\varnothing : 35/100mm
Longueur de fil :	8599 pieds
Bobine sur tube inox :	50mm - 51,5mm
Diamètre extérieur :	78,2mm
Longueur :	160mm
Nombre de spires :	11676

Il est alimenté par une alimentation d'un modèle courant au laboratoire, donnant au maximum 60A.

Nous l'avons étalonné expérimentalement en étudiant la transition de l'état normal à l'état supraconducteur d'un morceau de Pb pur et avons trouvé $900 \text{ Oe/A} \pm 15 \text{ Oe/A}$ ce qui est en accord avec le calcul fait à partir des données géométriques de la bobine. Le courant dans l'enroulement est lu à l'aide d'un voltmètre digital indiquant la tension aux bornes d'un Shunt 20 A - 0,1V en série dans le circuit d'alimentation de la bobine. Sa correspondance est alors de 180 Oe pour 1mV.

II.1.5. Circuit de mesures

Il est schématisé sur les figures (I) et (II).

L'échantillon (A) qui se présente sous la forme d'un disque de 7mm et de 0,6mm d'épaisseur prolongé par une queue de 1mm de large (D), est monté perpendiculairement au champ statique H_0 et au plan de la bobine H.F. (B et B') dans laquelle il est centré le plus rigoureusement possible.

Il est soudé par une tige de cuivre qui passe à travers l'écran (c) entourant la bobine H.F. par un trou légèrement plus gros que la queue de l'échantillon afin qu'il n'y ait aucun contact thermique entre les deux.

Cette tige est reliée à une résistance de carbone (E) valant 670Ω à $4,2^\circ\text{K}$ et servant de thermomètre. L'ensemble échantillon-thermomètre est supporté par un tube d'acier inoxydable qui constitue une fuite thermique jusqu'au bain d'hélium. Sur ce tube, est bobinée une résistance de chauffage en constantan de 0,05mm de diamètre et valant 150Ω servant à chauffer l'échantillon afin de le maintenir à une température constante. Le courant qui passe dans cette résistance est fourni par un pont Basse Fréquence de mesure et de régulation de la température commandé par la résistance de carbone reliée à l'échantillon et qui se trouve dans un de ses bras, en série avec une boîte de résistances $R_{D6} - R$. Dans l'autre bras du pont se trouve une autre résistance de carbone (E') de 669Ω à $4,2^\circ\text{K}$ maintenue à la température du bain d'hélium. Le pont de régulation délivre un courant tel que l'échauffement de l'échantillon soit constant qu'il subisse l'effet de l'onde électromagnétique ou non.

Ce courant passe à travers une résistance étalon de 5000Ω aux bornes de laquelle est branché un voltmètre digital intégrateur Modèle Systron-Donner Série 6413 employé sur la base de temps de 10s. Expérimentalement, nous nous sommes aperçu en effet que ce courant était sujet constamment à des fluctuations

et qu'il était nécessaire de moyenner sa valeur sur 10s.

Les fils d'amenée du courant de chauffage sont en cuivre 10/100 et ceux des résistances de carbone en constantan 30/100. Ils passent tous par une masse thermique avant d'être reliés aux résistances. Dans ce dispositif, l'échantillon se trouve en fait à une température légèrement supérieure à 1,96°K d'environ 0,03 à 0,04 degré. Les mesures se font quand un régime d'écoulement thermique constant s'est établi ce qui peut demander plusieurs minutes.

II.I.6. Dispositions particulières

Afin d'éviter certains inconvénients dus à l'emploi de H.F., tels que fluctuations dans les mesures qui sont très sensibles, nous avons placé des capacités - filtre de l'ordre de 10^4 pF sur les fils des résistances de chauffage et de carbone.

Le calorimètre est soudé à l'indium, métal dont la supraconductivité disparaît dès qu'on lui applique un champ magnétique de quelques centaines d'Oersted, ce qui évite qu'il n'écrante le champ H_0 sur l'échantillon.

Nous faisons à l'intérieur un très bon vide secondaire pour que toute la chaleur dissipée sur l'échantillon parte vers le bain thermique à travers la résistance de carbone et non directement par convection ou par conduction.

II.I.7. Influence de la puissance envoyée

Il a été montré par Gilchrist et Monceau⁽¹¹⁾ que $\frac{R}{R_n}$ est indépendant de H_m . Dans nos mesures, le champ H.F. dissipe dans l'échantillon à l'état normal une puissance qui est environ les 3/4 de celle qui est apportée à l'échantillon par la résistance de chauffage en l'absence de champ H.F.

Cela nous permet d'avoir pour nos mesures une bonne sensibilité car lorsque l'échantillon devient supraconducteur, les puissances absorbées dans les différents champs H_0 sont toutes comprises entre cette puissance initiale et 0.

Nous calculons ici la puissance maximum que nous avons fait dissiper dans nos échantillons par le champ H.F.

$$P = RI^2 = UI$$

$R_{\text{Chauffage}} = 140 \Omega$	U_0 digital 0,83 V
$R_{\text{étalon}} = 5.10^3 \Omega$	U_1 digital 0,40 V

$$I_0 = \frac{U_0}{R_{\text{ét.}}} = 0,166 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

$$I_1 = \frac{U_1}{R_{\text{ét.}}} = 0,080 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

$$P_{\text{absorbée H.F.}} = R(I_0^2 - I_1^2) = 2,96 \mu\text{W.}$$

Une fois la puissance de sortie du générateur réglée pour donner une absorption d'énergie convenable par l'échantillon à l'état normal, nous la gardons constante pour que H_m reste constant.

II.1.8. Précision des mesures et causes d'erreur

La lecture des courants de chauffage de l'échantillon se fait à une précision de l'ordre de 1‰. Statistiquement, sur un grand nombre de mesures faites, on montre que l'erreur pour un point (2 mesures) est de cet ordre de grandeur.

H_0 est créé par un courant qui peut être mesuré à 1‰ près. L'incertitude sur l'étalonnage de la bobine nous conduit à penser que nous connaissons H_0 à 5‰ près.

Les principales causes d'erreur proviennent en fait, soit de l'absorption d'énergie électromagnétique par la queue de l'échantillon, ce que nous avons essayé d'éliminer autant que possible en le soudant sur une tige de cuivre, soit des irrégularités de la surface, qui peuvent entraîner sur la mesure de $\frac{R}{R_0}$ une incertitude de l'ordre $\pm 3\%$. Nos f_{ps} seront déterminées avec des précisions variables, suivant qu'elles se trouvent ou non dans la gamme de nos mesures.

Nous pouvons estimer que les f_{ps} situées au-dessus de 2 MHz, étant obtenues par la mesure d'un certain nombre de points encadrant leur valeur, seront connues à $\pm 2\%$.

Par contre, les f_{ps} situées en-dessous de 2MHz devront être obtenues par extrapolation et nous ne pouvons guère alors espérer mieux qu'un ordre de grandeur.

II.2. ECHANTILLONS

II.2.1. Caractéristique particulière à nos échantillons

La théorie de Gilchrist et Monceau relie f_{ps} à la concentration en centres d'ancrage et non pas simplement à J_c . C'est pourquoi nous avons étudié des échantillons contenant des billes d'isolant : Al_2O_3 , SiO_2 , verre.

II.2.2. Fabrication des échantillons

Ces échantillons étaient fabriqués par Schumacher suivant un procédé original et encore au stade de développement. Il est extrêmement difficile de disperser des poudres isolantes dans un alliage supraconducteur, c'est pourquoi Schumacher et Béthoux ont pensé employer le phénomène de "cavitation"⁽⁷⁾, qui est l'apparition de bulles de très petites tailles provoquées par des variations de pression importantes. Ce phénomène ne peut

se produire que dans un liquide.

Au début de la fabrication, sous vide, la poudre isolante est placée sur le Pb et l'In métalliques. On fond l'ensemble dans un creuset et, au moment de la fusion, on soumet le liquide à un ébranlement ultrasonique qui crée la cavitation. Celle-ci permet aux billes d'isolant de pénétrer dans l'alliage. Au bout de quelques minutes de brassage, on procède à la coulée du métal en fusion pour obtenir un lingot classique.

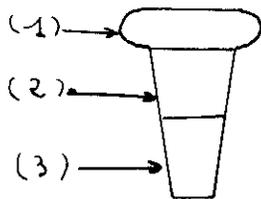
Ce procédé ne permet pas de savoir à l'avance combien de billes vont être dispersées dans le lingot. Pour connaître cette concentration, on dissout toute la partie du lingot qui n'est pas nécessaire à la taille des échantillons, à l'aide d'acide nitrique, et on pèse le résidu obtenu. On en déduit une concentration en poids qui peut être convertie en concentration en volume ou en concentration en défauts si l'on connaît la taille des particules dispersées et leur densité.

Cette méthode présente encore une certaine incertitude, bien que ce soit actuellement la seule réalisable.

Cela provient d'abord du fait que les poudres qualifiées de "calibrées" présentent des particules dont la taille peut varier d'un facteur 2. Nous définiront en fait, pour chaque poudre, un "diamètre moyen" $\bar{\varnothing}_m$, obtenu par des mesures de Schumacher sur des photos de microscopie électronique, et nous supposerons les billes sphériques. Ensuite, il n'est pas évident que la dispersion soit homogène dans tout le lingot qui se présente sous la forme d'un cylindre⁽¹⁹⁾.

Il pourra y avoir inhomogénéité entre les deux extrémités du lingot qui est coulé verticalement.

Des mesures faites sur un lingot contenant des billes d'oxyde d'Hafnium pour connaître les concentrations de ses différentes parties ont donné les résultats suivants :



Tête (1)	:	0,112%
Corps (2)	:	0,098%
Queue (3)	:	0,063%

Ce qui nous indique l'ordre de grandeur de l'incertitude existant sur la concentration en billes suivant la partie du lingot que nous considérons.

Pour essayer de modérer cette erreur, nous avons taillé nos échantillons toujours dans la partie supérieure des lingots.

Nous avons souffert de l'impossibilité de faire des photos de microscopie électronique de coupes de ces échantillons pour essayer de vérifier l'homogénéité de ces dispersions.

Dans ces conditions, nos calculs ne pourront nous donner que des ordres de grandeur des concentrations supposées en défauts. Celles-ci sont calculées dans le tableau (I) donnant les caractéristiques de nos échantillons.

II.2.3. Mise en forme des échantillons

Leur épaisseur nous a été dictée par deux considérations

Tout d'abord, l'échantillon doit être suffisamment épais afin que le champ électromagnétique soit suffisamment amorti en son centre pour que la résistance de surface soit indépendante de l'épaisseur de l'échantillon. En effet, si l'échantillon n'est pas assez épais, la quantité $P \cdot \frac{32\pi^2}{H^2}$ peut ne pas être égale à R . Pour que cela soit vérifié à moins de 1% près, il faut avoir $\frac{h}{\delta} > 5$. Si $2,2 < \frac{h}{\delta} < 5$, $P \cdot \frac{32\pi^2}{H^2}$ diffèrera de R de moins de 9%. Pour pouvoir descendre à 2MHz tout en ayant $R = \frac{P \cdot 32\pi^2}{H^2} < 1\%$, il nous faudrait avoir un échantillon d'au moins 0,85 mm d'épaisseur. Plus nous voulons descendre bas en fréquence et plus l'échantillon doit être épais.

Mais nous devons ici tenir compte d'un deuxième phénomène. Nous étudions l'absorption d'énergie par les surfaces de l'échantillon qui sont perpendiculaires au champ H_0 . Or, sa géométrie est telle qu'il présente aussi des parties de surface parallèles à H_0 . Celles-ci seront supraconductrices entre H_{c2} et H_{c3} (champ de disparition totale de la supraconductivité), ce qui entraînera une variation de $\frac{R}{R_n}$ dans ce domaine d'autant plus importante que l'échantillon sera plus épais.

Après plusieurs essais expérimentaux, nous nous sommes fixés une épaisseur de 6/10mm nous donnant entre H_{c2} et H_{c3} une variation de R/R_n de l'ordre de 15 à 20%. Il faut également inclure dans cette variation l'état de la surface qui, comme nous le verrons au paragraphe II.2.6, influence fortement cette variation.

Nous avons calculé alors quelle fréquence minimum nous pourrions atteindre sans que $R - \frac{P \cdot 32 \pi^2}{H_m^2}$ dépasse 1%.

$$\delta = 0,2 h = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ cm.}$$

$$\Rightarrow f = \frac{P_n}{4\pi^2 \delta^2} = 3,7 \text{ MHz}$$

Pour que $R - \frac{P \cdot 32 \pi^2}{H_m^2}$ reste inférieur à 9%, il suffit que f reste supérieure à 1MHz. La gamme de fréquences dans laquelle nous pouvions faire notre étude étant assez limitée, nous nous sommes fixés comme fréquence minimum 2 MHz, acceptant délibérément un certain pourcentage d'erreur sur les fréquences les plus basses auxquelles nous avons travaillé. Nous avons découpé une partie du lingot que nous avons ensuite ramenée à 6/10mm d'épaisseur par laminage, afin d'obtenir une surface assez importante nécessaire à la taille de plusieurs échantillons afin de procéder à différents essais.

II.2.4. Traitements métallurgiques

Notre but était de mesurer les fréquences de piégeage d'échantillons contenant un nombre connu de centres d'ancrage et de faire des comparaisons entre eux.

A l'aide d'un échantillon de Pb - In (50% at.) d'épaisseur 2mm, nous permettant d'atteindre des fréquences relativement basses, que nous avons recuit 8 jours à 190°C - 195°C sous un vide de l'ordre de 10^{-5} torr, puis poli comme nous le verrons au paragraphe II.2.6., nous avons fait des mesures qui nous ont permis de constater pour cet échantillon que $f_{ps} \approx 50$ kHz. Ce résultat est cohérent avec celui qu'avaient obtenu Gilchrist et Monceau⁽¹¹⁾ sur un échantillon de Pb-In (10% at.) qui leur avait donné une f_{ps} de l'ordre de 10 kHz. Mais, des fréquences de cet ordre de grandeur sont nettement en dehors de la gamme dans laquelle nous travaillons.

Nous avons obtenu des échantillons ayant des f_{ps} de l'ordre de 1MHz en réduisant le temps de recuit après laminage à une durée de 3 heures. Ceci présente un autre intérêt. En effet, un recuit prolongé pourrait entraîner, dans les échantillons qui contiennent des billes d'isolant, une migration de celles-ci. Cependant, un recuit de 3 heures enlève un grand nombre de défauts apportés par le laminage ou de dendrites constatées dans les lingots après fabrication.

II.2.5. Anisotropie du piégeage

Le laminage des échantillons est la source d'un autre effet que nous avons pu mettre en évidence.

Au cours de nos premières mesures, alors que nous employons deux bobines H.F. perpendiculaires l'une à l'autre (voir II.1.3.) nous nous étions aperçus du décalage relatif des séries de courbes $\frac{R}{R_n} = f(H_0)$ obtenues sur les deux bobines, au moment du passage de l'une à l'autre. Ayant supposé qu'il pouvait s'agir d'une anisotropie métallurgique de l'échantillon, nous avons voulu vérifier cette supposition. Etant limités en

nombre de manipulations à faire, nous avons étudié simultanément l'influence du recuit de l'échantillon. Nous avons donc fait une série de manipulations avec deux bobines H.F. identiques et mutuellement perpendiculaires.

Nous avons ramené une rondelle de lingot de son épaisseur initiale à 6/10mm en la laminant toujours dans le même sens. Nous avons ensuite taillé l'échantillon de façon que les lignes de laminage soient parallèles à la direction du courant induit par une des bobines H.F. (bobine n°1) et perpendiculaires au courant induit par l'autre (bobine n°2).

Dans la première manipulation, nous avons monté l'échantillon sans recuit, et avons constaté que pour une même fréquence, l'absorption était différente suivant que le champ H.F. était produit par l'une ou l'autre des bobines. Elle était supérieure dans le cas où le champ H.F. était produit par la bobine dont le plan était perpendiculaire aux directions de laminage (bobine n°2).

Dans la deuxième manipulation, après avoir recuit l'échantillon 3 heures, nous l'avons monté en le retournant sur lui-même par rapport à la 1ère manipulation, ce qui avait pour effet d'inverser les positions des bobines par rapport aux lignes de laminage.

Nous espérons voir plusieurs choses, en nous plaçant à un champ H_0 donné. D'abord, nous pensions que la valeur la plus forte de $\frac{R}{R_n}$ serait vraisemblablement obtenue avec la bobine n°1, ce qui indiquerait l'influence de la position des bobines par rapport aux lignes de laminage.

Ensuite, nous espérons voir les valeurs de $\frac{R}{R_n}$ augmenter toutes les deux, apportant ainsi la preuve que le recuit avait diminué le piégeage dans l'échantillon.

Enfin, nous supposons que l'écart entre les 2 valeurs de $\frac{R}{R^N}$ diminuerait, par suite du recuit qui devait faire disparaître les défauts métallurgiques et donc atténuer la différence entre les deux directions, parallèle et perpendiculaire aux lignes de laminage.

Nous avons observé ces 3 effets (figure (3)). Le premier est particulièrement important. Il indique que les vortex se déplacent plus facilement lorsqu'ils vibrent dans un plan parallèle aux directions de laminage, car les valeurs maximum de $\frac{R}{R^N}$ sont obtenues dans chaque manipulation avec la bobine perpendiculaire aux lignes de laminage, c'est à dire créant sur les vortex une force parallèle à ces lignes. Quand les vortex vibrent sous l'effet d'une force électromagnétique perpendiculaire aux lignes de laminage, ils sont plus fortement bloqués. Ces résultats sont en accord avec ceux de Niessen et Weijssen Feld⁽²⁰⁾.

La constatation des deux autres effets nous confirme l'amélioration métallurgique apportée par le recuit à nos échantillons.

Pour éliminer l'effet d'anisotropie dans les manipulations suivantes, nous avons fait des laminages aussi "isotropes" que possible, c'est-à-dire sans directions préférentielles. Nous avons vérifié sur un tel échantillon (figure(4)) que l'anisotropie était alors négligeable. Pour plus de sûreté, nous avons employé une seule bobine H.F.

II.2.6. Traitement de surface

Nous avons essayé de rendre les surfaces de nos échantillons identiques et sans piégeage, en les polissant chimiquement de la même façon que Monceau (8).

Nous employons un mélange acide acétique (4 parties) -eau oxygénée (1 partie) dans lequel nous trempions notre échantillon en alternance avec un bain d'acide acétique pur,

après décapage initial à l'acide sulfurique. L'échantillon est ensuite rincé à l'alcool et séché sous vide.

Le polissage du Pb-In (50% at) est assez délicat et nous avons obtenu des résultats comparables sur nos échantillons après deux polissages successifs, le deuxième étant fait peu de temps avant le montage de l'échantillon dans l'appareil.

Entre H_{c2} et H_{c3} , $\frac{R}{R^n}$ varie en fonction du champ comme nous l'avons vu (II.2.3.). Cette variation est aussi fonction de l'état de la partie de la surface parallèle à H_0 . L'étude de cet effet ne nous intéresse pas directement, mais nous nous en sommes servis pour comparer les surfaces de nos échantillons, en faisant l'hypothèse que pour des variations identiques de $\frac{R}{R^n} = f(H_0)$, les surfaces parallèles à H_0 étaient identiques, et partant de là, toute la surface de l'échantillon.

II.2.7. Champ critique et courant critique

Nous avons mesuré ces quantités à 1,96°K pour tous nos échantillons en traçant leurs cycles d'aimantation à partir des échantillons cylindriques à bouts hémisphériques taillés par Schumacher dans ses lingots. Il a procédé à des essais avant et après recuit de 3 heures qui n'ont pas modifié ses résultats. Nous nous sommes donc servis de ses échantillons pour mesurer les courants critiques et déterminer leur champ critique H_{c2} . La détermination de H_{c2} que nous avons faite par aimantation est en accord avec celle qui provient de nos mesures de $\frac{R}{R^n}$, où une discontinuité de pente apparaît au passage de H_{c2} . Nous avons trouvé : $H_{c2} = 6300$ Oe.

Nous avons mesuré J_c à partir des cycles d'aimantation de chaque échantillon, pour différentes valeurs de H_0 .

Suivant la théorie de Bean (3), il est donné par

$$J_c = (4\pi \cdot \Delta M) \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{R} \quad \text{u.e.m.}$$

avec : R = Rayon de l'échantillon cylindrique
= 0,25 cm.

Nous avons représenté une courbe d'aimantation sur la figure 5. Les valeurs de J_c ont été mesurées à 1500 Oe ($\sim \frac{Hc2}{4}$), 3000 Oe ($\sim \frac{Hc2}{2}$) et 4500 Oe ($\sim \frac{3Hc2}{4}$). Elles sont reportées dans le tableau (I).

Remarquons ici que la densité de courant induite par le champ H.F. à la surface de notre échantillon est toujours très inférieure à la densité de courant critique. Nous avons vu que la puissance maximum absorbée par notre échantillon, en provenance du champ H.F., était d'environ 3 μ W. Nous allons calculer la densité de courant qui en résulte. Nous avons :

$$P = \rho_n \delta \frac{J^2}{2}$$

$$J^2 = \frac{2P}{\rho_n \delta} \Rightarrow J^2 = 4\pi P \cdot \left(\frac{f}{\rho_n^3} \right)^{1/2}$$

La densité de courant maximum sera obtenue pour $f = 50$ MHz. Il vient alors :

$$J = 0,92 \text{ u.e.m.}$$

ce qui est très inférieur à toutes les densités de courant critique mesurées.

II.2.8. Caractéristiques des échantillons

Elles sont toutes résumées dans le tableau I.

Echantillons	billes				C théorique	J ^c u.e.m.) ^c à 1,96K		
	Nature	∅ _m (Å)	% poids	% volume		Hc _{2/4}	Hc _{2/2}	3Hc _{2/4}
A *	Vierge		0	0				
B	Verre	5.10 ⁴	1,079	4,10	6,8.10 ⁵	30,4	11	3,85
C	Vierge		0	0		22,7	8,85	3,32
D	Al ₂ O ₃ C _{1,5}	~ 5500	0,064	0,151	2.10 ¹⁰	44,1	17,5	8,2
E	Al ₂ O ₃ A6	1500	0,150	0,355	2.10 ¹²	71,1	30,3	12,5
F	Al ₂ O ₃ A6	1500	0,068	0,161	9.10 ¹¹	102	42,8	19,1
G	S ₁ O ₂	~ 525	0,044	0,102	2,5.10 ¹³	54,8	21,7	9,3
I	Al ₂ O ₃ A ₆ +C _{1,5}	entre 1500 et 5500	0,304	0,720	10 ¹³	122,5	55	25,2

TABLEAU I

* L'échantillon A est le seul à avoir une épaisseur de 2 mm
Tous les autres échantillons ayant une épaisseur de 0,6 mm

$$\rho_n = 2,13 \cdot 10^4 \text{ u.e.m. } (8)$$

III^{ème} PARTIE : RESULTATS ET DISCUSSIONS

III.I. Etude de la résistance de surface en fonction du champ magnétique

Pour pouvoir comparer nos résultats et sachant que la résistance de surface varie comme $\omega^{1/2}$ nous avons reporté tous nos résultats en fonction de $\frac{R}{R_n}$, résistance de surface normalisée.

Pour chacun des échantillons nous avons mesuré un ensemble de courbes $\frac{R}{R_n} = f(H_0)$ à différentes fréquences. Pour être assurés que nous étions bien dans l'état normal nous avons commencé nos mesures très au-dessus de H_{c3} et nous avons fait diminuer H_0 de façon monotone afin d'éviter les phénomènes d'hystérésis. Entre H_{c3} et H_{c2} nous n'avons tracé que le nombre de courbes nécessaires à établir la comparaison entre nos échantillons, telle que nous l'avons vu au cours de leur préparation. Nous avons par contre tracé les courbes à partir d'un champ légèrement supérieur à H_{c2} jusqu'en champ nul avec des variations d'un champ à l'autre identiques pour chaque fréquence et pour chaque échantillon, afin d'assurer au mieux la possibilité de comparaison. Ceci nous permettra en outre, d'étudier par la suite le comportement de f_{ps} en fonction du champ. Il a cependant parfois été pris des points de vérification seulement autour du champ auquel nous voulions déterminer f_{ps} sans que des écarts notables soient remarqués avec les points obtenus au cours de la variation régulière du champ.

En examinant les résultats, nous observons différentes formes du faisceau de courbes, ce qui donne déjà une première estimation qualitative de la fréquence de piégeage de chaque échantillon (fig.(6) à (13)).

Les réseaux de courbes sont présentés dans l'ordre des fréquences de piégeages croissantes. L'échantillon A qui ne possède pas de billes et qui est un échantillon très bien recuit présente pour un champ H_0 donné, un rapport $\frac{R}{R_n}$ maximum pour presque toutes les fréquences (y compris 350 kHz, fréquence que nous avons mesurée exceptionnellement sur cet échantillon à cause de son épaisseur $e=2\text{mm}$), ce qui indique que l'ancrage est presque totalement absent. Par contre, l'échantillon I présente une variation du rapport $\frac{R}{R_n}$ très importante en fonction de la fréquence, à un champ donné H_0 , ce qui indique un décrochage progressif des vortex de leurs centres d'ancrage et que le piégeage est encore effectif aux fréquences auxquelles nous travaillons. Les autres échantillons présentent des états intermédiaires entre ces deux-là. A titre de comparaison, si nous possédions un échantillon très mal recuit et très mal poli, nous aurions un faisceau de courbes pour lesquelles $\frac{R}{R_n}$ serait pratiquement nul, quel que soit la fréquence, ce qui $\frac{R}{R_n}$ indiquerait un ancrage extrêmement important.

III.2. DETERMINATION DES FREQUENCES DE PIEGEAGE

Dans un deuxième temps, nous avons tracé les courbes nous donnant $\frac{R}{R_n}$ en fonction de la fréquence, pour un champ donné H_0 . Nous $\frac{R}{R_n}$ avons toujours pris la valeur maximum de $\frac{R}{R_n}$ égale à 1 ce qui revient à tracer $\frac{R}{R_f}$.

Nous nous sommes essentiellement attachés à l'étude de ces courbes pour un champ $H_0 \sim \frac{H_{c2}}{2}$, en fait 3000 Oe, pour nous placer dans les mêmes conditions que Gittlemant et Roseblum. Mais nous les avons aussi tracées pour deux autres valeurs de H_0 : 1500 Oe et 4500 Oe.

Nous constatons une allure générale semblable pour toutes les courbes.

A partir de ces faisceaux de courbes nous déterminons les f_{ps} de chacun de nos échantillons et nous les avons reportées dans le tableau (II).

TABLEAU II

Fréquences de piégeage expérimentales en fonction de H_0 (f MHz)

H_0	A	B	C	D	F	F	G	I
1500oe	$5 \cdot 10^{-2}$	3	1,3	3	6,1	6,9	8,3	30
3000oe	$2 \cdot 10^{-2}$	0,3	1	2,4	4,4	4,9	6,2	12,5
4500oe	$\sim 10^{-2}$	0,2	0,9	2,1	3,9	4,4	6	16

Il est à noter que l'échantillon vierge C possède une f_{ps} supérieure à celle de l'échantillon B qui possède des billes. Nous mettons cela sur le compte d'un traitement métallurgique insuffisant de l'échantillon C.

III.3. ETUDE DES VARIATIONS DE f_{ps}

Nous nous sommes placés à $H_0 = 3000$ Oe et nous avons reporté les points expérimentaux nous donnant f_{ps} en fonction des courants critiques J_c mesurés sur les cycles d'aimantation de nos échantillons (figure (7)).

Nous avons ensuite reporté les points expérimentaux donnant f_{ps} en fonction de la concentration théorique en défauts calculées dans le tableau I (fig. (18)).

III.3.I. Pour pouvoir comparer la première de ces courbes avec la théorie de Gittleman et Roseblum, nous avons calculé la courbe théorique obtenue à partir du potentiel de piégeage sinusoïdal (tableau III).

Cette courbe théorique a été reportée sur le digramme de nos points expérimentaux qui semblent présenter un accord qualitatif relativement bon.

Seul l'échantillon B diffère de façon notable et présente une f_{ps} nettement plus faible que celle prévue par la théorie. Cela peut s'expliquer par la taille des billes qu'il contient (verre, $\varnothing_m \sim 50\mu$) qui sont telles qu'un vortex ancré sur elle peut peut-être se déplacer (donc absorber de l'énergie) sans pour cela être totalement dépiégé, ce qui contribuerait à un courant critique élevé mais à une faible f_{ps} . Il est à noter que l'échantillon C ne présente pas d'anomalie dans ce diagramme, ce qui tend à ratifier notre point de vue d'un échantillon présentant encore des centres de piégeage pouvant provenir d'un traitement thermique insuffisant.

Nous avons aussi calculé (tableau III) et tracé la courbe donnant, en fonction de J_c , f_{ps} calculée à partir de l'hypothèse du potentiel de piégeage parabolique.

Bien que ne présentant pas une très grande réalité physique, ce potentiel donne un accord quantitatif satisfaisant avec nos points expérimentaux.

Nous remarquons que tous les points expérimentaux se trouvent dans le demi-plan inférieur limité par la courbe théorique obtenue à partir du potentiel sinusoïdal.

Nous pensons que cette forme de potentiel est la plus "attractive" qui puisse exister, donc celle qui nous donnera

TABLEAU III

Calcul des f_{ps} théoriques dans les 2 hypothèses de piégeage de Gittlemann et Roseblum, à $H_0 = 3000$ Oe.

$$f_{ps} = 1,12 f_p$$

$$f_p \text{ (sinusoïdal)} = \left(\frac{H_0^{1/2} \rho_n}{\phi_0^{1/2} H_{c2}} \right) \cdot J_c = 0,415 \cdot 10^6 \cdot J_c$$

f

$$f_p \text{ (parabôlique)} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{H_0^{1/2} \rho_n}{\phi_0^{1/2} H_{c2}} \right) \cdot J_c = 0,132 \cdot 10^6 \cdot J_c$$

	B	C	D	E	F	G	I
f_{ps} (MHz) sinusoïdal	5,11	4,1	8,15	14,1	19,9	10	25,6
f_{ps} (MHz) parabôlique	1,63	1,31	2,59	4,48	6,33	3,18	8,15

le plus grand ancrage et par là, les plus grandes f_{ps} . Il détermine donc une limite supérieure pour celles-ci, ce que semble confirmer nos mesures.

III.3.2. Nous avons calculé la courbe théorique donnée par la théorie de Gilchrist et Monceau à partir des concentrations théoriques que nous avons calculées précédemment (fig. 18).

Les points expérimentaux comparés à cette courbe sont en net désaccord, bien qu'il semble exister une variation régulière de f_{ps} avec C .

Il faut noter cependant que nous ne connaissons pas la concentration C_0 en défauts métallurgiques de nos échantillons, c'est-à-dire tous les centres d'ancrage qui peuvent provenir soit d'impuretés, autres que les bille dispersées, soit des défauts du réseau. Ceci est important car il se peut qu'alors certaines concentrations de billes soient négligeables devant C_0 , ce qui donnerait alors pour l'échantillon en question une concentration correspondant à f_{ps} qui serait de C_0 .

Nous ne pensons cependant pas que ce soit le cas, car la f_{ps} correspondant à l'échantillon vierge A nous donne une concentration de l'ordre de 10^7 défauts, ce qui n'influerait que sur la position du point représentatif de l'échantillon B. De toute façon, en supposant que la concentration en défauts "métallurgiques" soit équivalente à n'importe quelle des concentrations théoriques calculées, nous n'avons jamais pour les échantillons supérieurs une variation linéaire pour f_{ps} .

Les résultats de Schumacher indiquent que, les échantillons D et F semblent dispersés de façon homogène. Il ne semble cependant pas qu'entre ces deux échantillons, la variation de f_{ps} soit linéaire avec C .

Bien que la réalité soit certainement intermédiaire entre les deux descriptions, il nous semble que la théorie de Gittleman et Rosemblum prime sur celle de Gilchrist et Monceau. Ceci semble confirmé par les mesures de Schumacher qui tendent à montrer que l'effet de la taille des centres d'ancrage (dont il peut être tenu compte implicitement dans J_c) intervient autant dans le piégeage du flux que la concentration proprement dite en centres d'ancrage.

III.4. EVOLUTION DE f_{ps} EN FONCTION DE H_o

Nous avons étudié la variation de f_{ps} en fonction de H_o sur l'échantillon C. Pour cela, nous avons mesuré f_{ps} à différentes valeurs de H_o , puis nous avons tracé la courbe donnant les variations de J_c en fonction de H_o à partir de ces f_{ps} , à l'aide de la relation

$$J_c = \frac{\phi_o^{1/2} H_{c2}}{\rho_n} \cdot f_{ps}(H_o) \cdot H_o^{-1/2}$$

Nous avons reporté nos résultats sur la figure 19 et nous les avons comparés aux valeurs $J_c(H_o)$ déduites de la mesure de l'aimantation de cet échantillon (figure 5). Nous constatons une variation qualitative semblable pour nos deux courbes.

La fréquence de piégeage semble bien varier comme le courant critique, ce qui tend encore à confirmer la théorie de Gittleman et Rosemblum.

III.5. ETUDE DE LA VARIATION DE $\frac{R}{Rf}$ EN FONCTION DE LA FREQUENCE AUTOUR DE f_{ps}

Nous avons procédé à l'étude de l'échantillon C (sans billes) avant et après polissage. Nous avons tracé

les courbes $\frac{R}{R_f}$, en fonction de la fréquence au champ $H_0 = 3000 \text{ Oe}$. Les résultats sont portés sur la figure (20) où ils sont comparés aux courbes théoriques obtenues par Gilchrist pour le piégeage en volume et pour le piégeage en surface. En effet, nous pensons qu'avant le polissage, ce sont les défauts de la surface qui étaient prépondérants pour le piégeage du flux et par conséquent nous comparons la courbe $\frac{R}{R_f}$ obtenue à la courbe théorique de Gilchrist où le piégeage est supposé en surface. Par contre, après polissage, nous pensons que ce sont les défauts répartis dans le volume de l'échantillon (dislocations, ...) qui jouent le rôle primordial, alors que le piégeage en surface est fortement atténué. Par conséquent, nous comparons nos résultats à ceux obtenus par la théorie de Gilchrist quand le piégeage est dans le volume.

Nous voyons que l'accord est satisfaisant pour les deux courbes.

Pour l'échantillon E, nous avons reporté (figure (21)), toujours pour $H_0 = 3000 \text{ Oe}$, les points expérimentaux sur les 2 courbes du piégeage en volume et en surface. Les points expérimentaux dessinent une courbe intermédiaire entre les deux. Ceci peut s'expliquer par 3 considérations : d'abord, il reste un certain piégeage à la surface car malgré le polissage, celle-ci n'est pas parfaite. Ensuite, il se peut que les billes ne soient pas dispersées de façon homogène dans l'échantillon et la courbe expérimentale pourrait alors se décomposer en une somme de courbes correspondant chacune à une partie de l'échantillon possédant une densité de courant critique propre.

Enfin et surtout, le modèle de piégeage du flux que nous avons utilisé est extrêmement simplifié (comparé à des théories telles que celle de Labusch⁽¹²⁾ et nous sommes agréablement surpris d'obtenir un tel accord.

La courbe expérimentale se rapproche beaucoup plus de la courbe de piégeage en volume que de celle de piégeage en surface, ce qui confirme le rôle prépondérant joué par les billes.

Pour l'échantillon D, nous avons confronté aux courbes théoriques les variations de $\frac{R}{R_f}$ pour les champs 1500 Oe, 3000 Oe et 4500 Oe (fig. : 22 - 23 - 24).

Les points expérimentaux se situent toujours dans un état intermédiaire par rapport à nos deux courbes théoriques qui semblent décrire les états extrêmes du piégeage.

Le meilleur accord avec une des courbes théoriques se produit à 3000 Oe où l'échantillon semble se comporter comme si quasiment tout le piégeage était dans le volume. C'est probablement pour des champs au voisinage de $\frac{H_{c2}}{2}$ que l'accord expérience-théorie sera le meilleur car notre modèle d'ancrage est trop simple pour rendre compte de ce qui se passe au voisinage de H_{c1} et H_{c2} .

Ainsi, il est probable qu'à un champ de 1500 Oe où la densité de vortex est relativement élevée, nous devons tenir compte de l'inhomogénéité de la distribution des centres d'ancrages et faire intervenir la statistique (Labusch⁽¹²⁾) pour décrire le mouvement des lignes de flux.

Nous pensons cependant avoir obtenu un accord satisfaisant, compte tenu de la simplicité de nos hypothèses de départ.

C O N C L U S I O N

Les mesures auxquelles nous avons procédé nous ont permis de vérifier la théorie de Gittleman et Roseblum selon laquelle la fréquence de piégeage évolue linéairement avec le courant critique et d'infirmer la théorie de Gilchrist et Monceau selon laquelle elle évolue linéairement avec la concentration en défauts.

Nous avons également vérifié la variation de $\frac{R}{R_f}$ en fonction de la fréquence à l'aide d'un modèle simple pour l'ancrage.

Le piégeage du flux est cependant un problème beaucoup plus complexe dont l'étude ne pourra être poursuivie qu'à l'aide de théories plus élaborées, en même temps que nous pourrons utiliser des échantillons toujours meilleurs.

Il serait alors intéressant de revoir nos résultats à la lumière de ces nouveaux apports.

B I B L I O G R A P H I E

- 1/ ANDERSON, Phys. Rev. Letters, 9, 309 (1962)
- 2/ STRNAD, HEMPSTEAD, KIM, Phys. Rev. Letters, 13, 794 (1964)
- 3/ BEAN, Reviews of Modern Physics, 36, 31, (1964)
- 4/ WIPF, Cleveland Conference IV, 130 (1964)
- 5/ KIM, HEMPSTEAD, STRNAD, Phys. Review, 139, 1163 (1965)
- 6/ VOLGER, STAAS, VAN VIJFEIJKEN, Physics Letters, 9, 303 (1964)
- 7/ de GENNES et MATRICON - Review of Modern Physics, 36, 45 (1964)
- 8/ MONCEAU - Thèse, Grenoble (1968)
- 9/ MERCOUROFF, La Surface de Fermi des Métaux (Masson et Cie -
PARIS)
- 10/ GITTLEMAN et ROSEMBLUM, Phys. Rev. Letters, 16, 734 (1966)
- 11/ GILCHRIST et MONCEAU, Phil. Mag. 18, 237 (1968)
- 12/ LABUSCH, Crystal Lattice defects, 1, 1 (1969)
- 13/ ANDERSON et KIM, Rev. Modern Physics, 36, 39 (1964)
- 14/ SUHL, Phys. Rev. Letters, 14, 226 (1965)
- 15/ MATRICON, Phys. Letters, 9, 289 (1964)
- 16/ GILCHRIST, Journal de Physique, 29, 990 (1968)
- 17/ VILLAIN P. C.E.N.G. , Bibliographie, C.E.A. B.I.B. 115
- 18/ ALLAIN - Thèse - Grenoble (1968)
- 19/ SCHUMACHER, Communication privée.
- 20/ NIESSEN et WEIJSENFELD, Journal of Applied Physics, 40, 384 (1969)

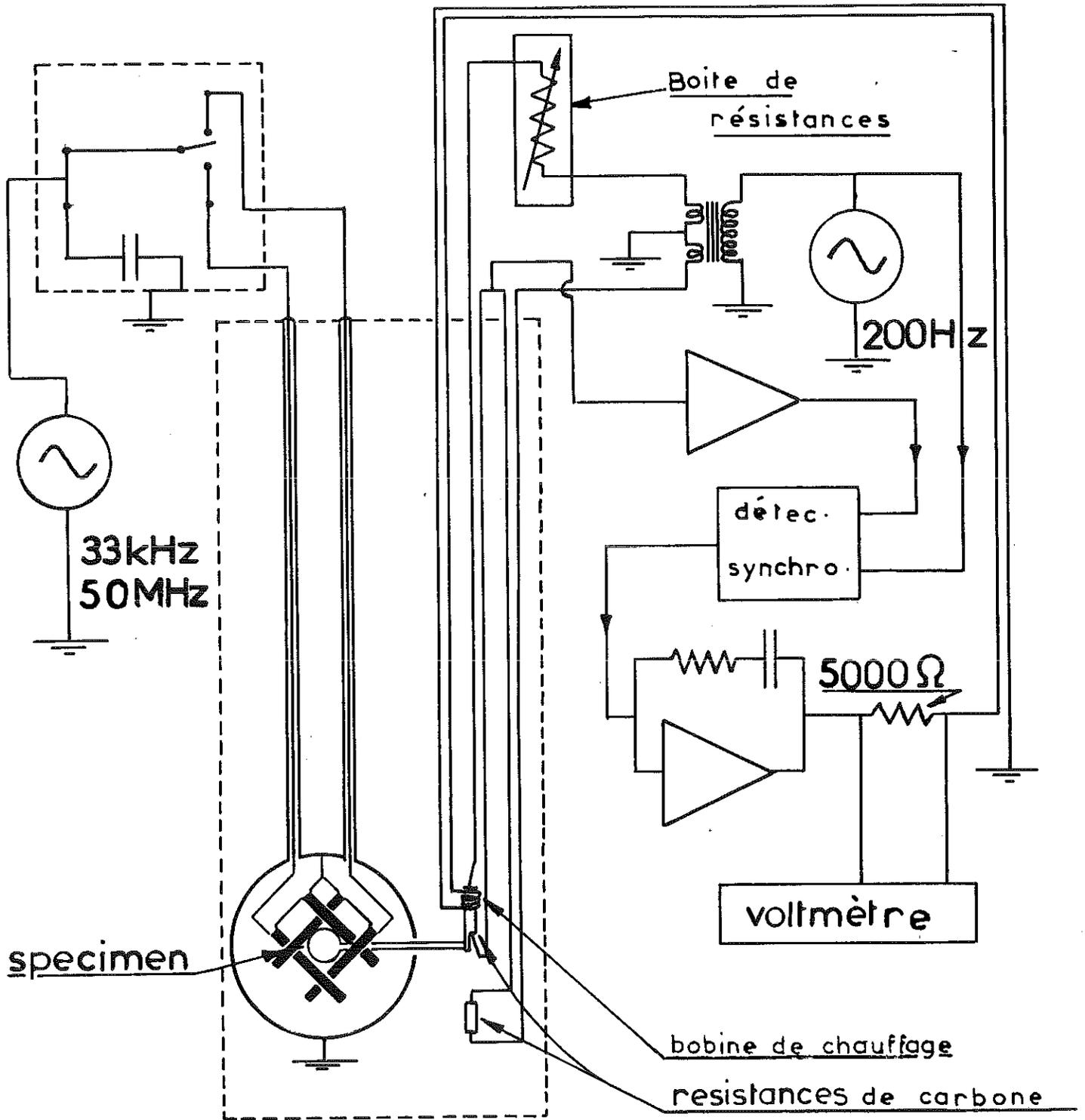


Figure : 1 - Schéma de l'appareil

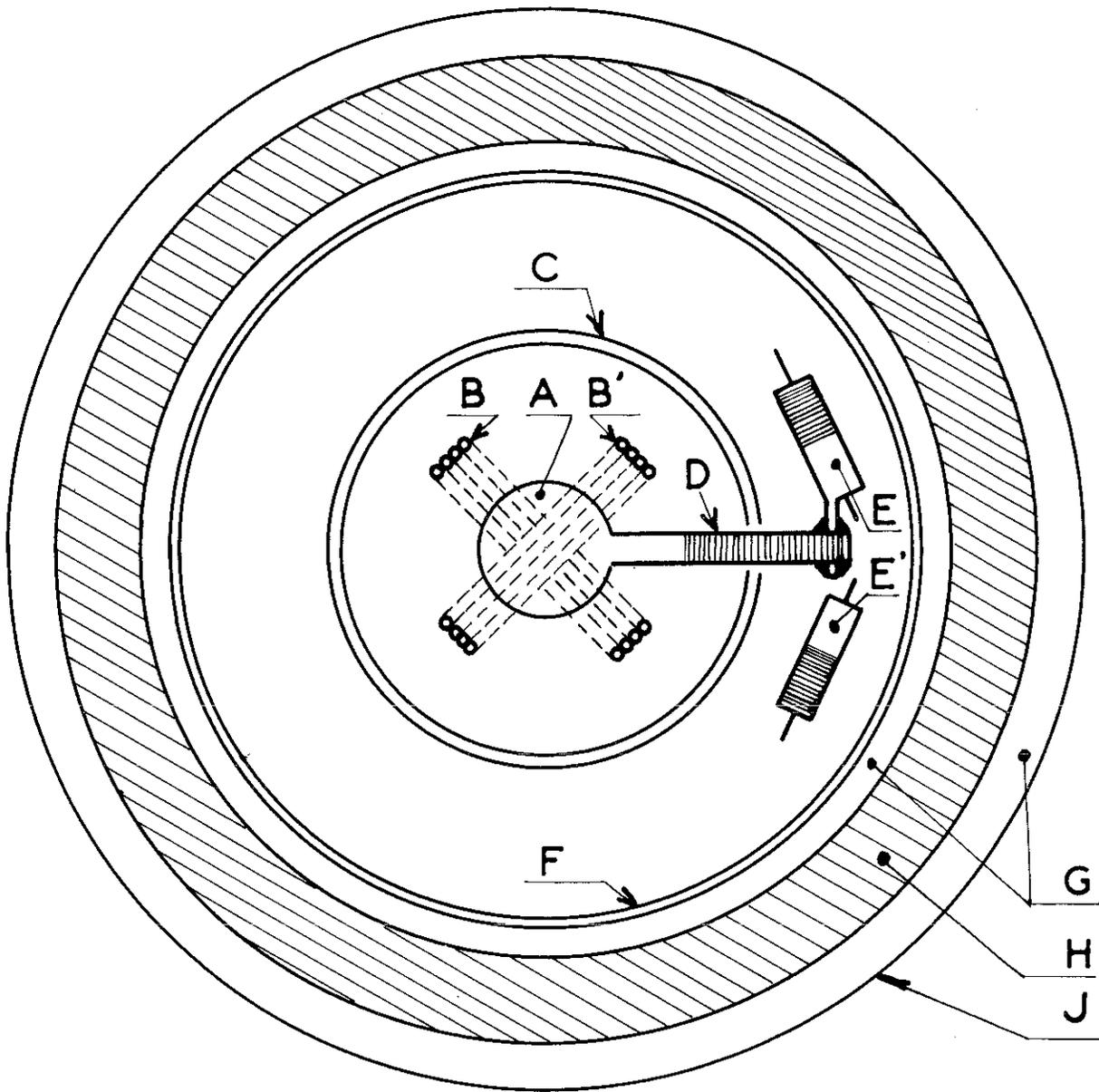


Figure : 2

Détails du montage
de l'échantillon.

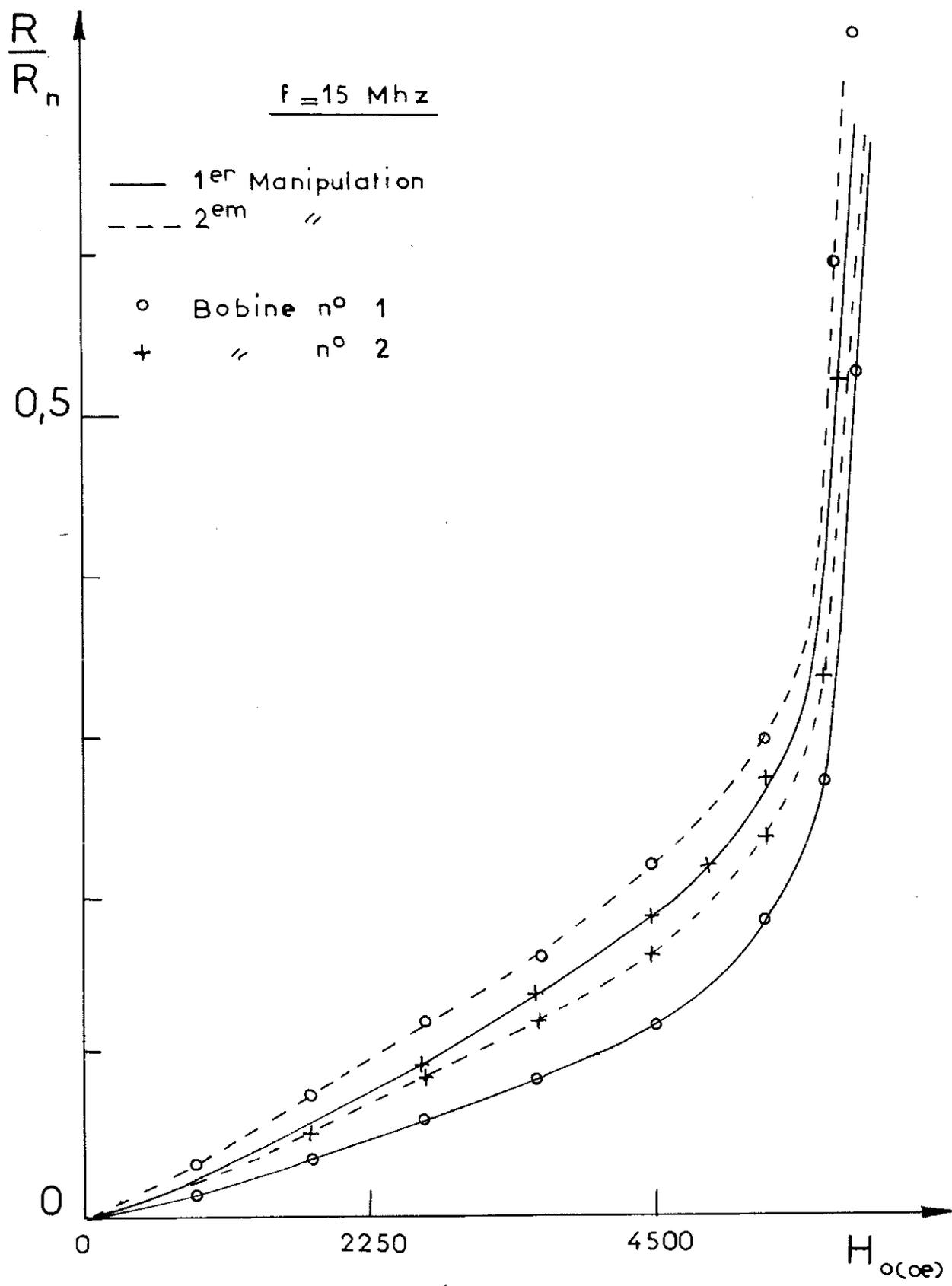


Figure : 3

Anisotropie due au laminage .

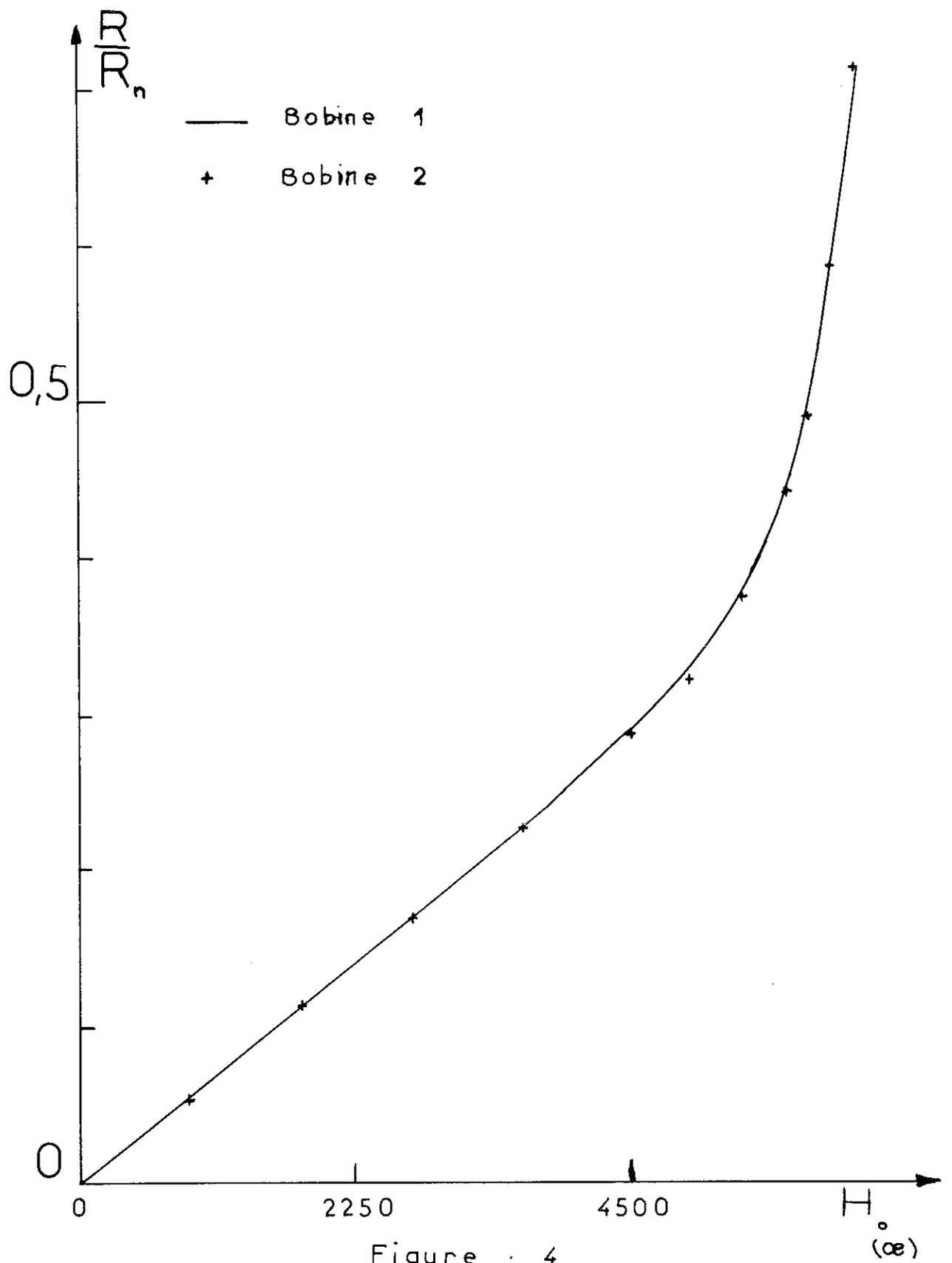


Figure : 4

$f = 50 \text{ Mhz}$

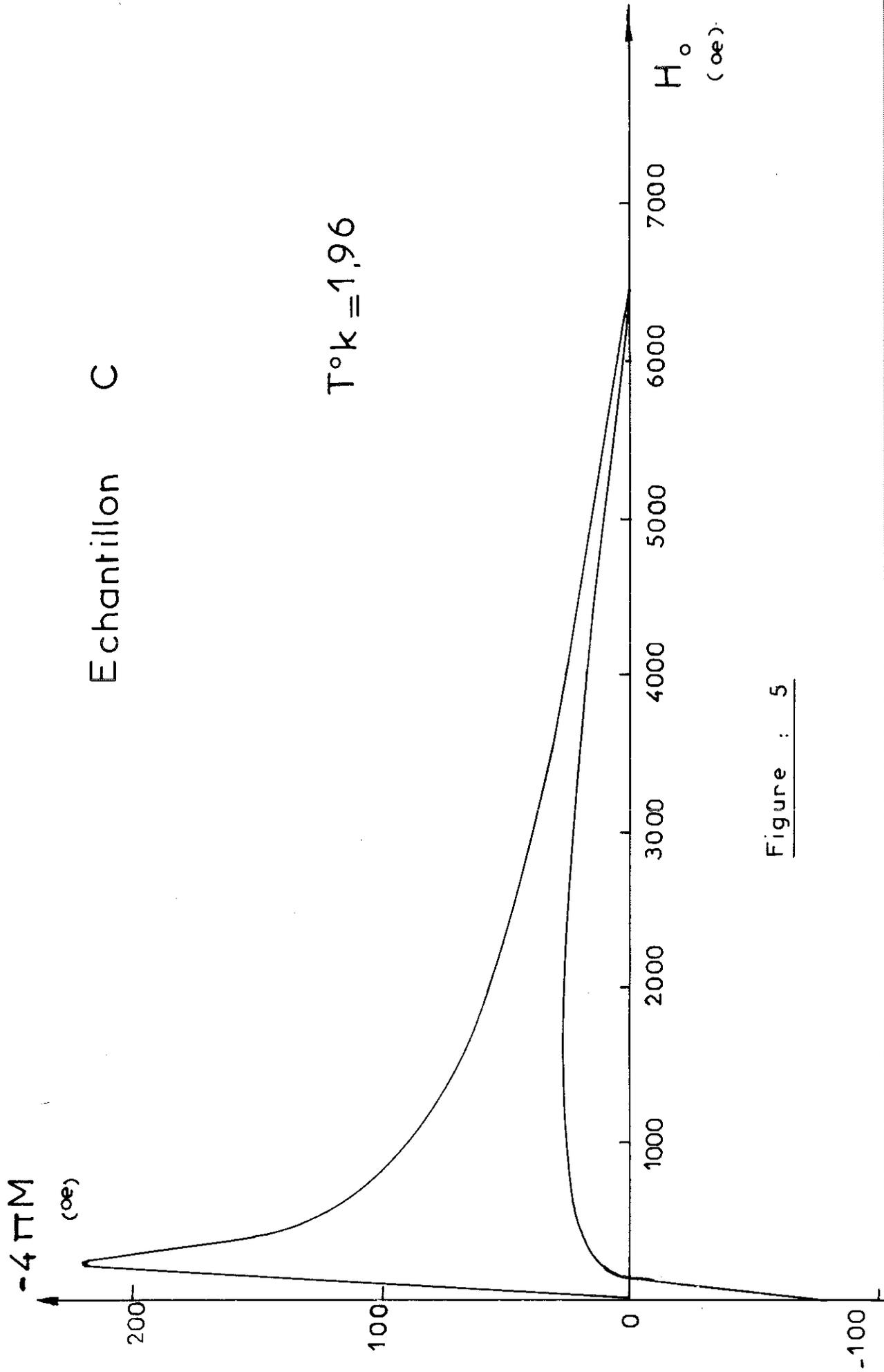


Figure : 5

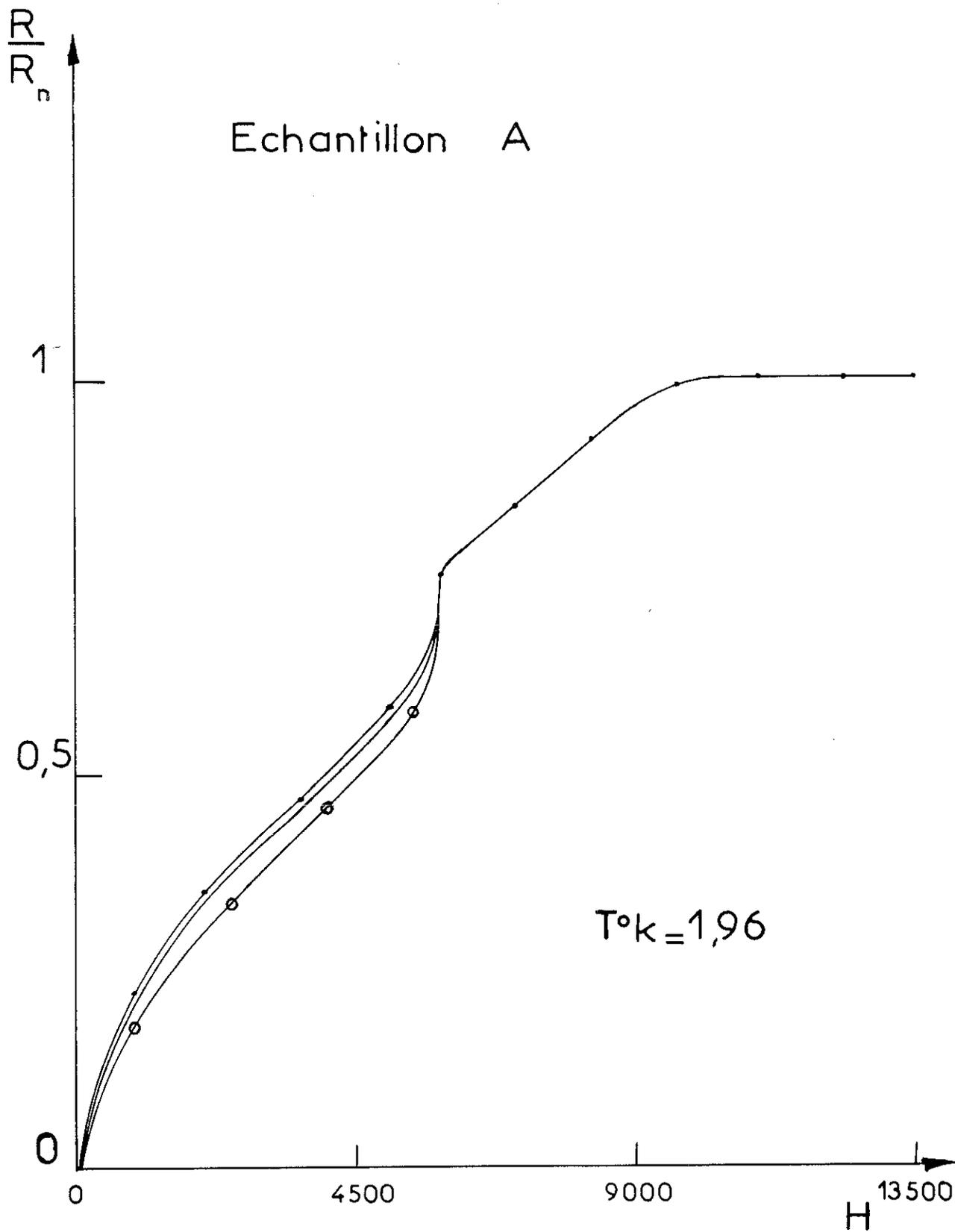


Figure : 6

Fréquences : de 350 khz o
à 50 Mhz •

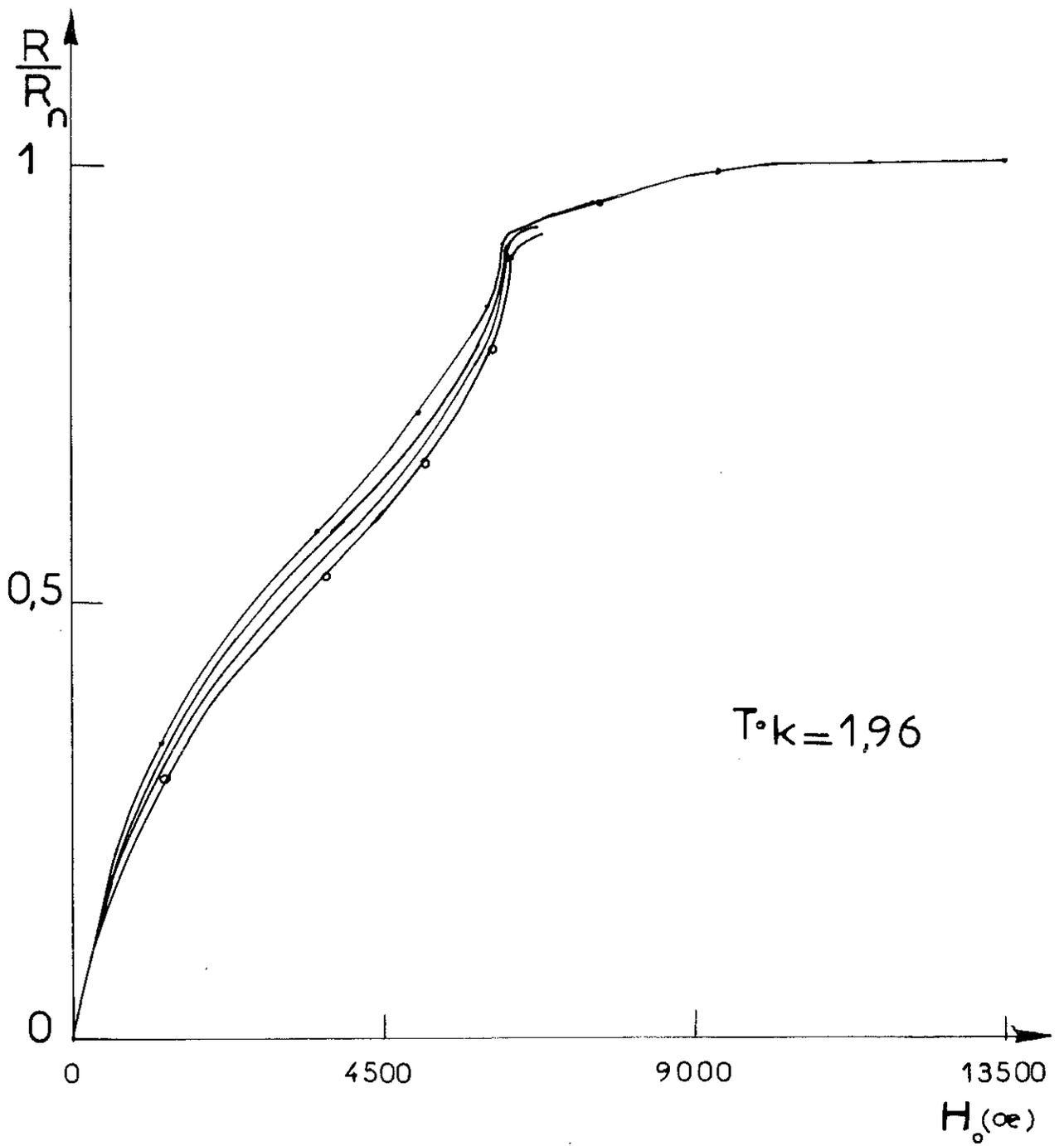


Figure : 7

Echantillon : B

Fréquences : de 2 Mhz ◦
à 50 Mhz .

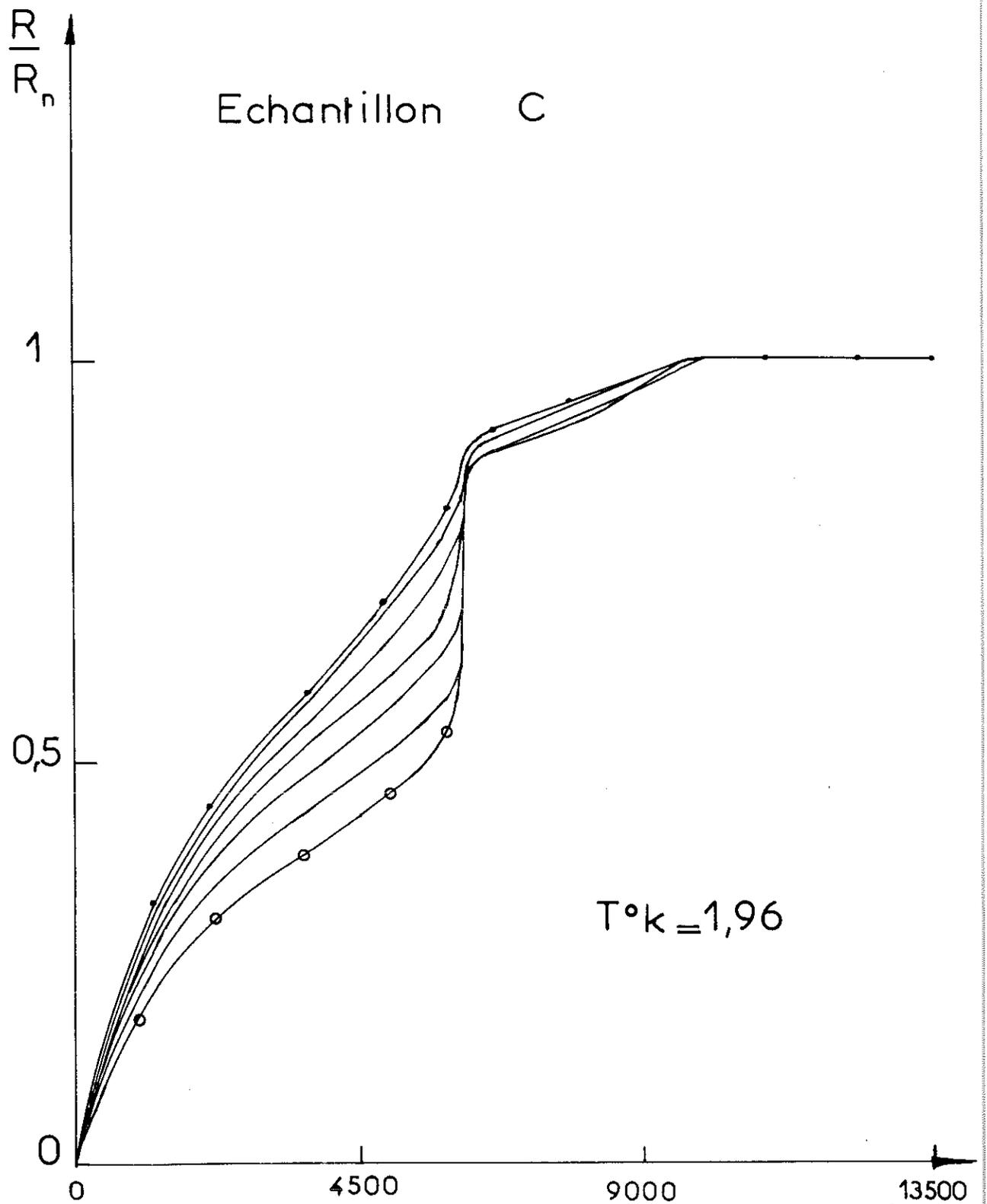


Figure : 8

Fréquences : de 2 Mhz o
à 50 Mhz .

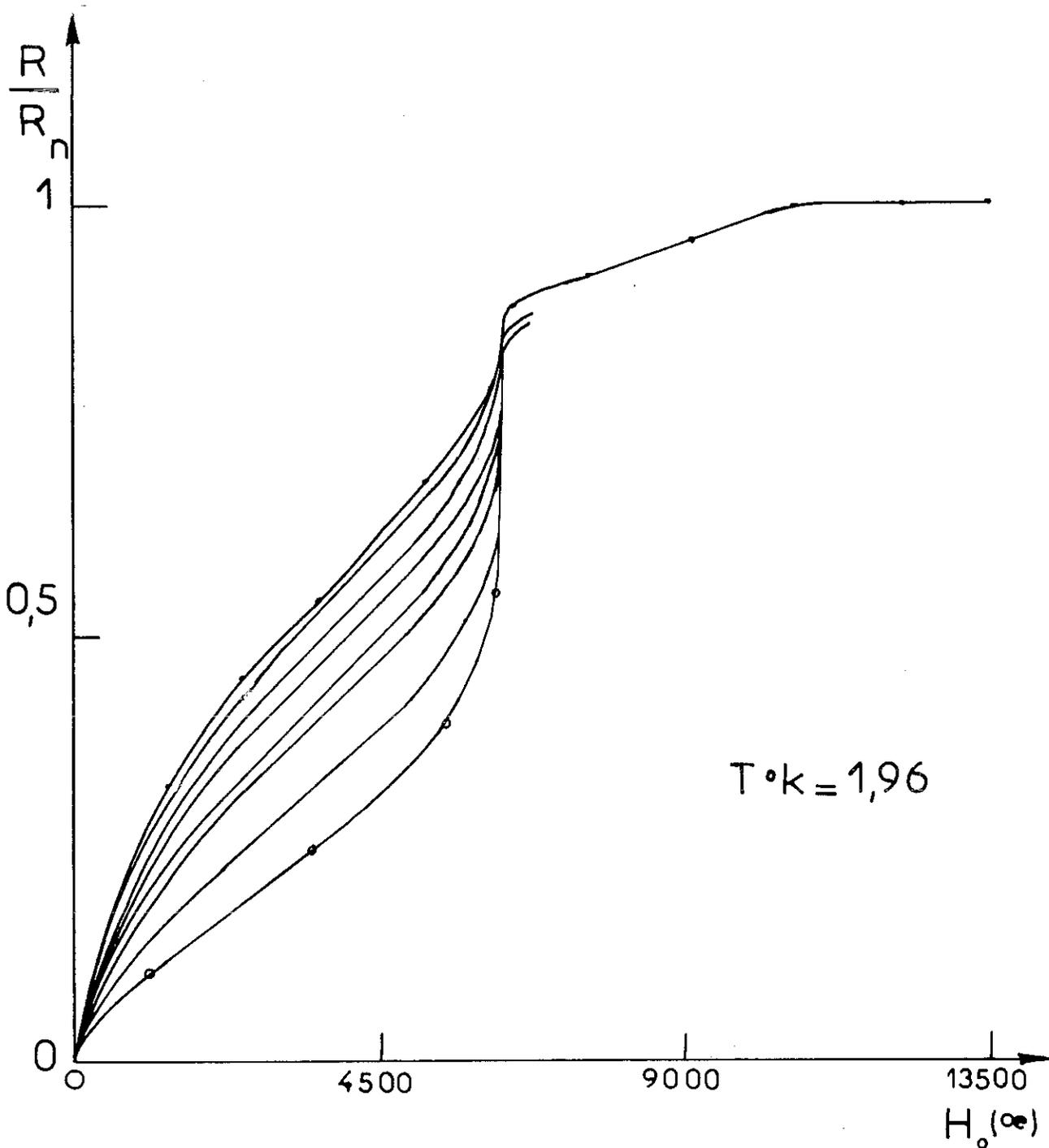


Figure : 9

Echantillon : D

Fréquences : de 2 Mhz \circ
à 50 Mhz \bullet

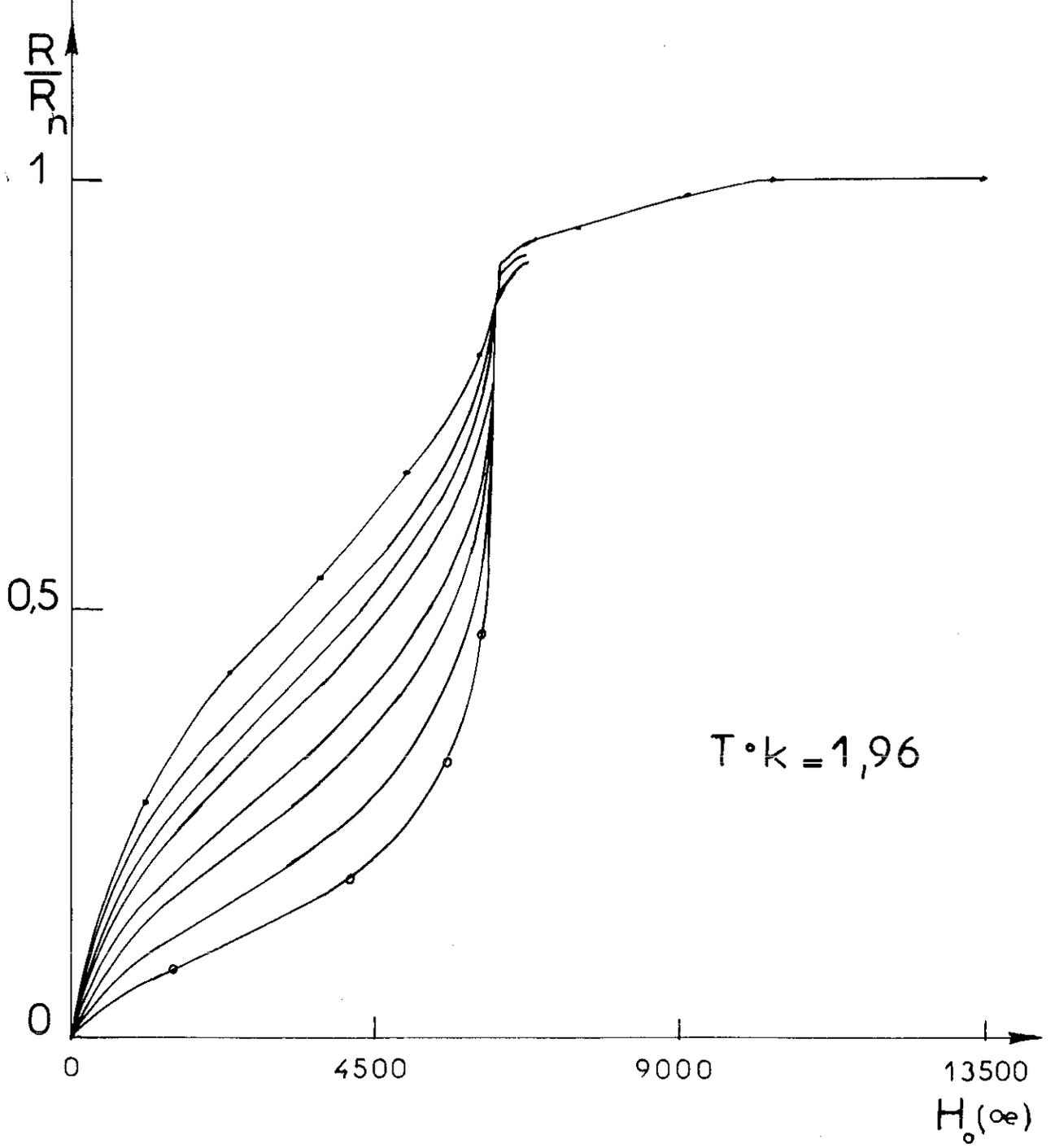


Figure : 10

Echantillon : E

Frequencies : de 2 Mhz ◦
à 50 Mhz •

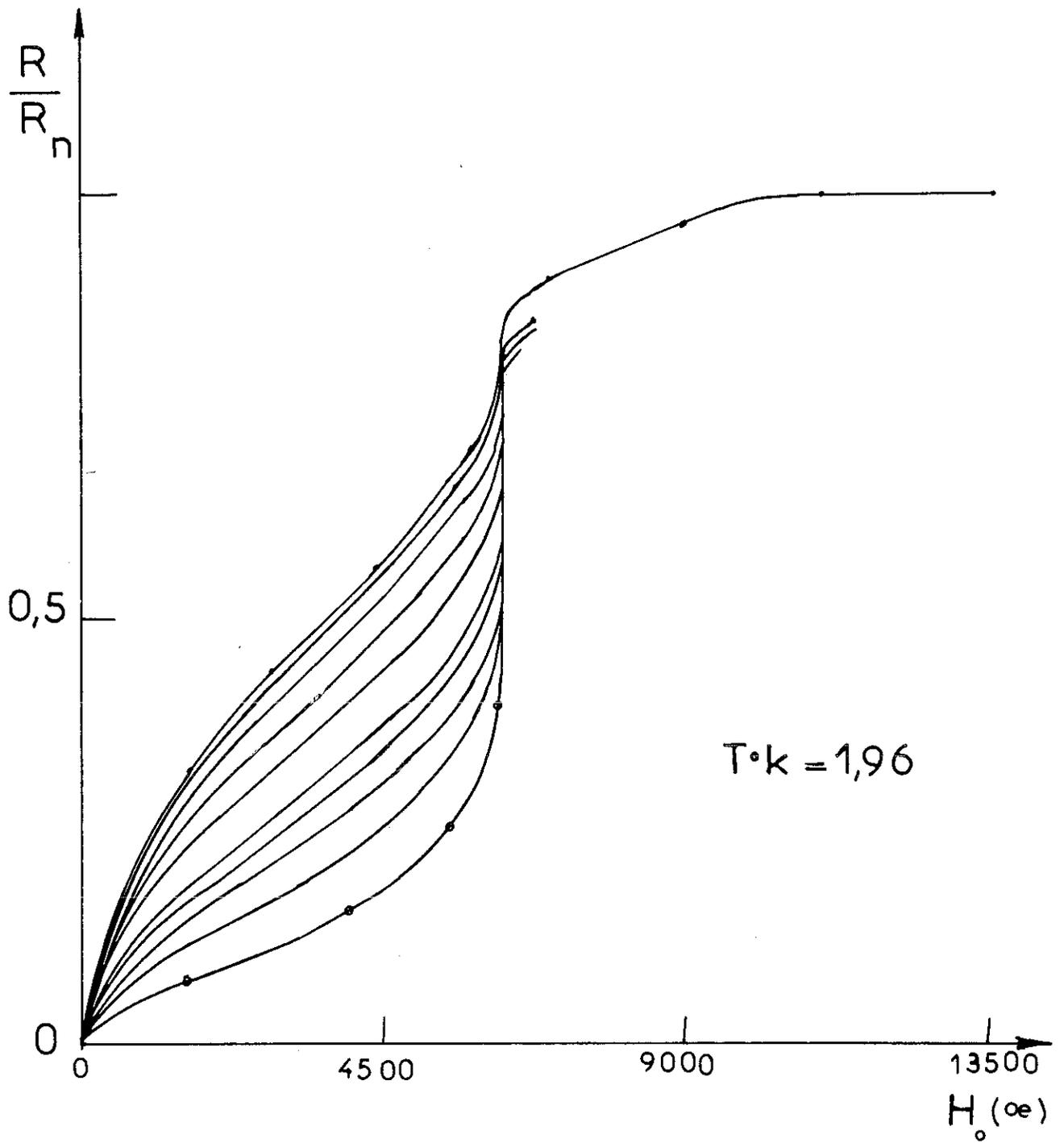


Figure : 11

Echantillon : F

Fréquences : de 2 Mhz ◦
à 50 Mhz •

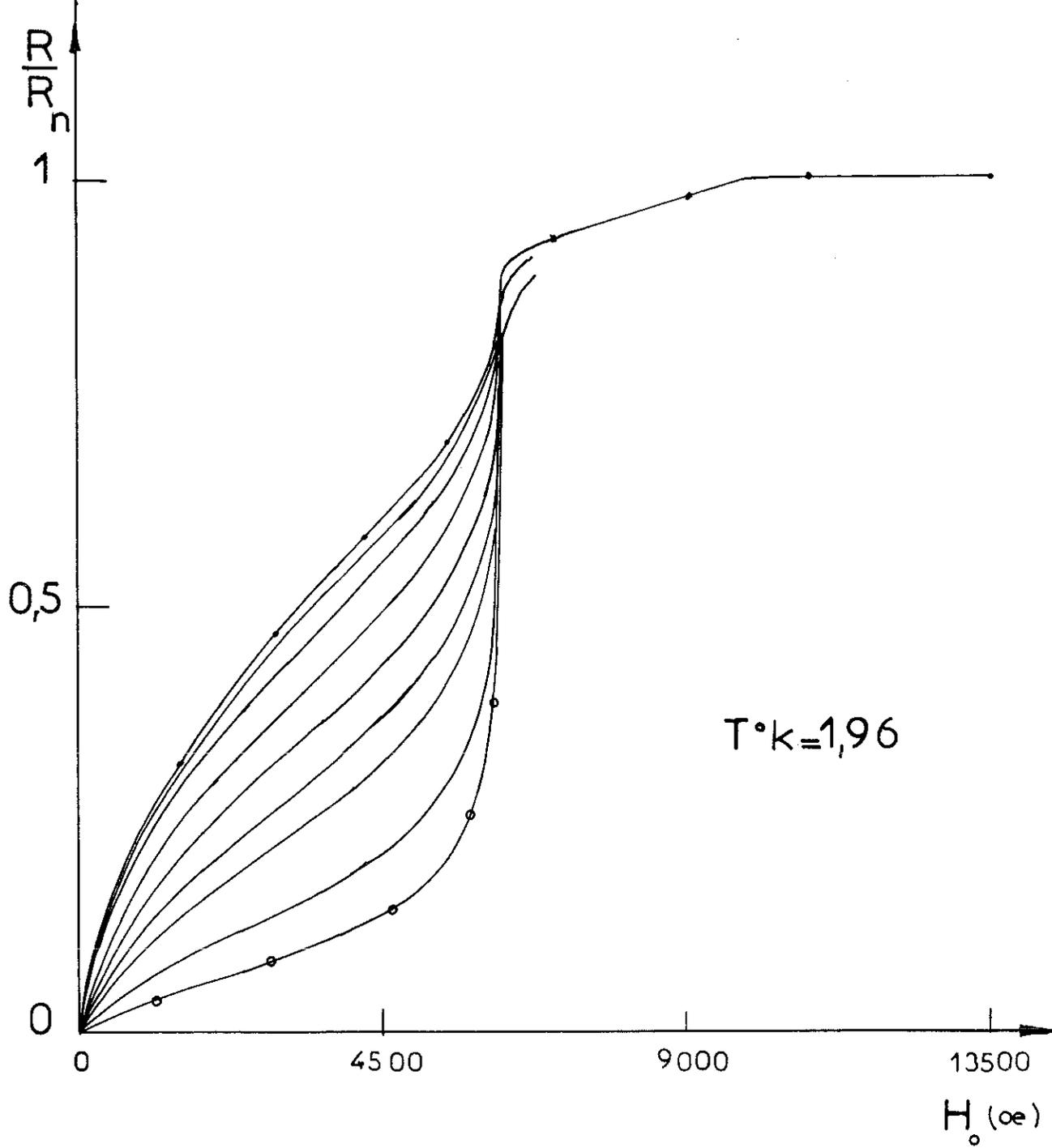


Figure : 12

Echantillon : G

Fréquences : de 2 Mhz •
à 50 Mhz •

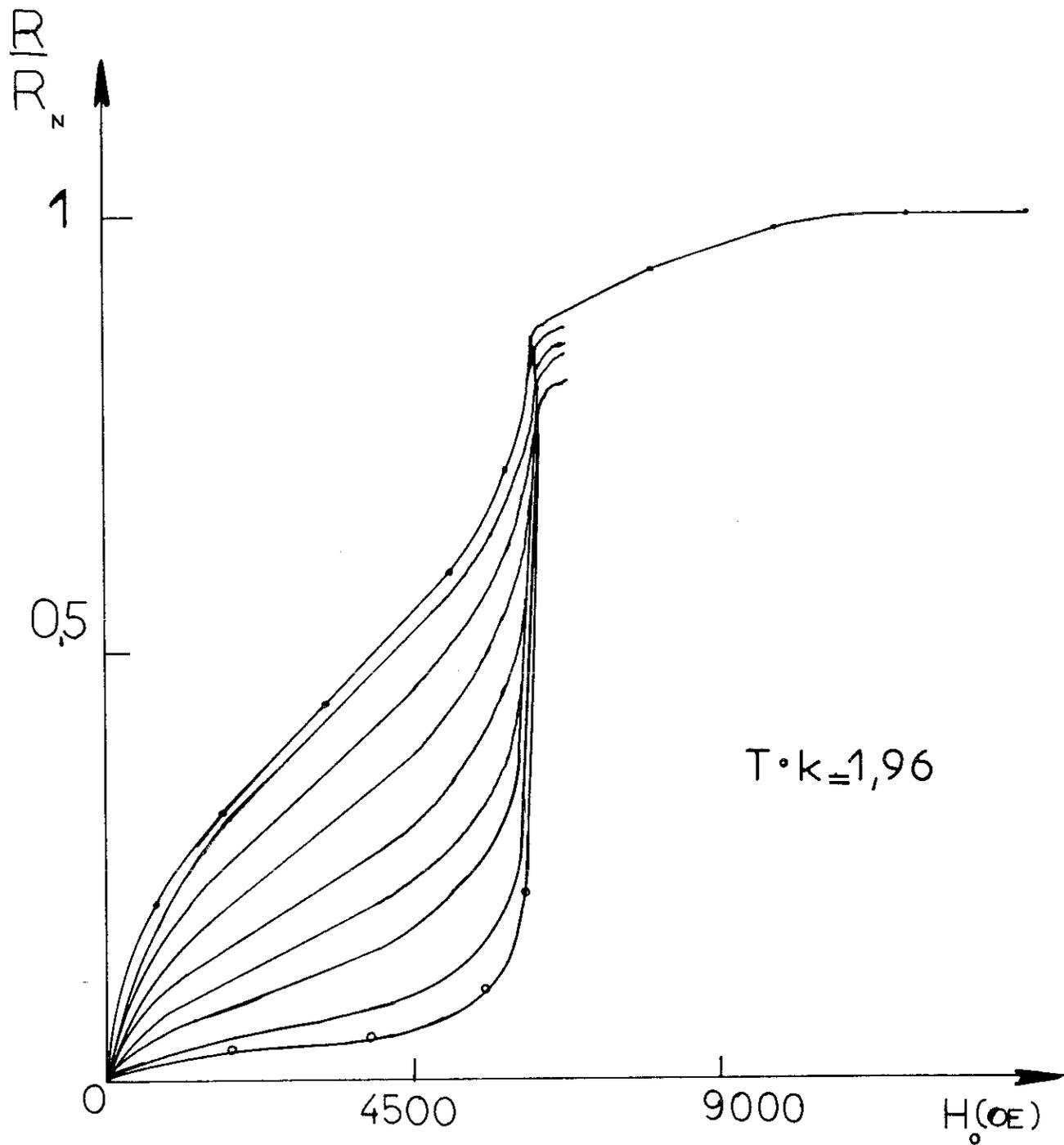


Figure : 13

Echantillon : I

Fréquences : de 2 Mhz ◦
à 50 Mhz •

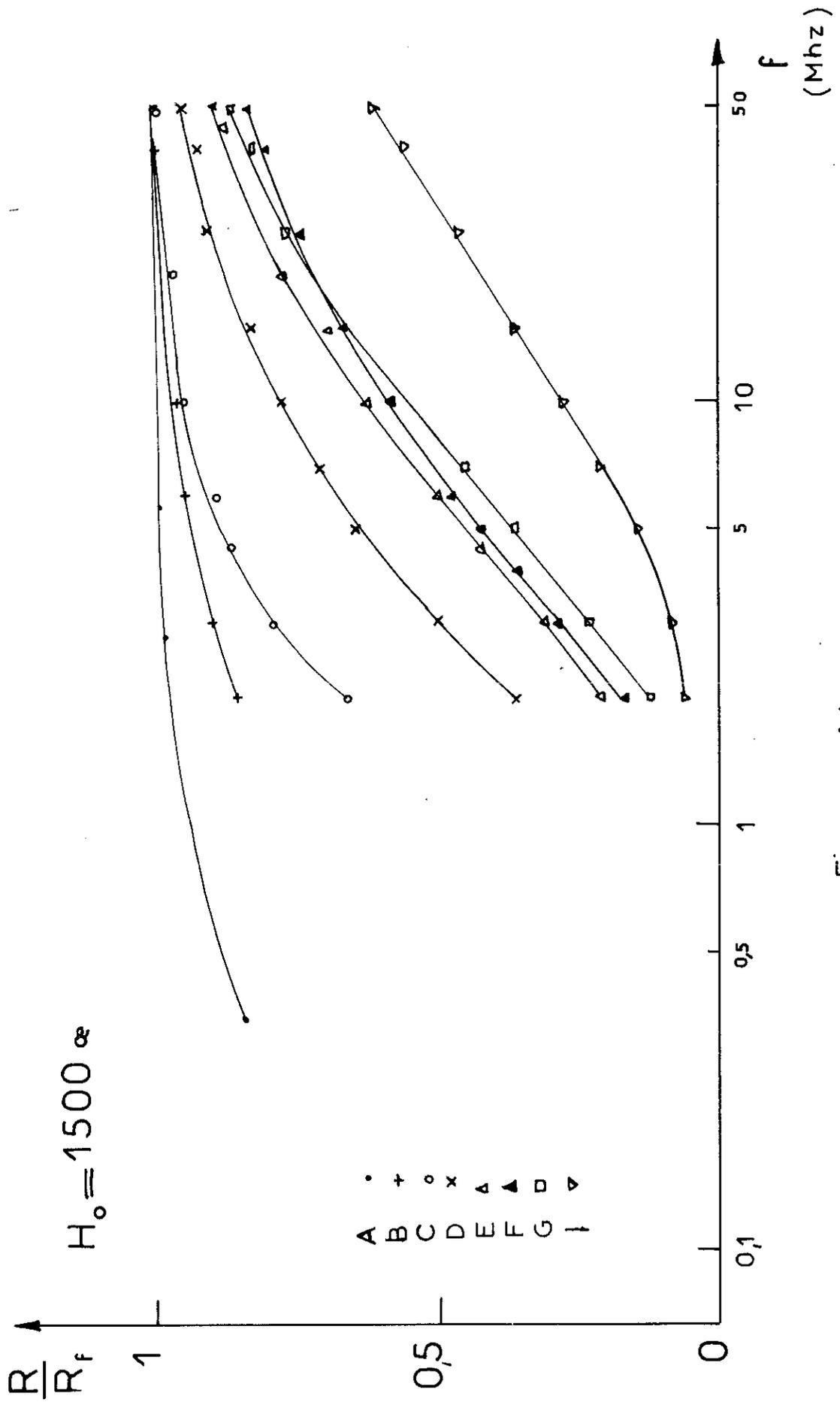


Figure : 14

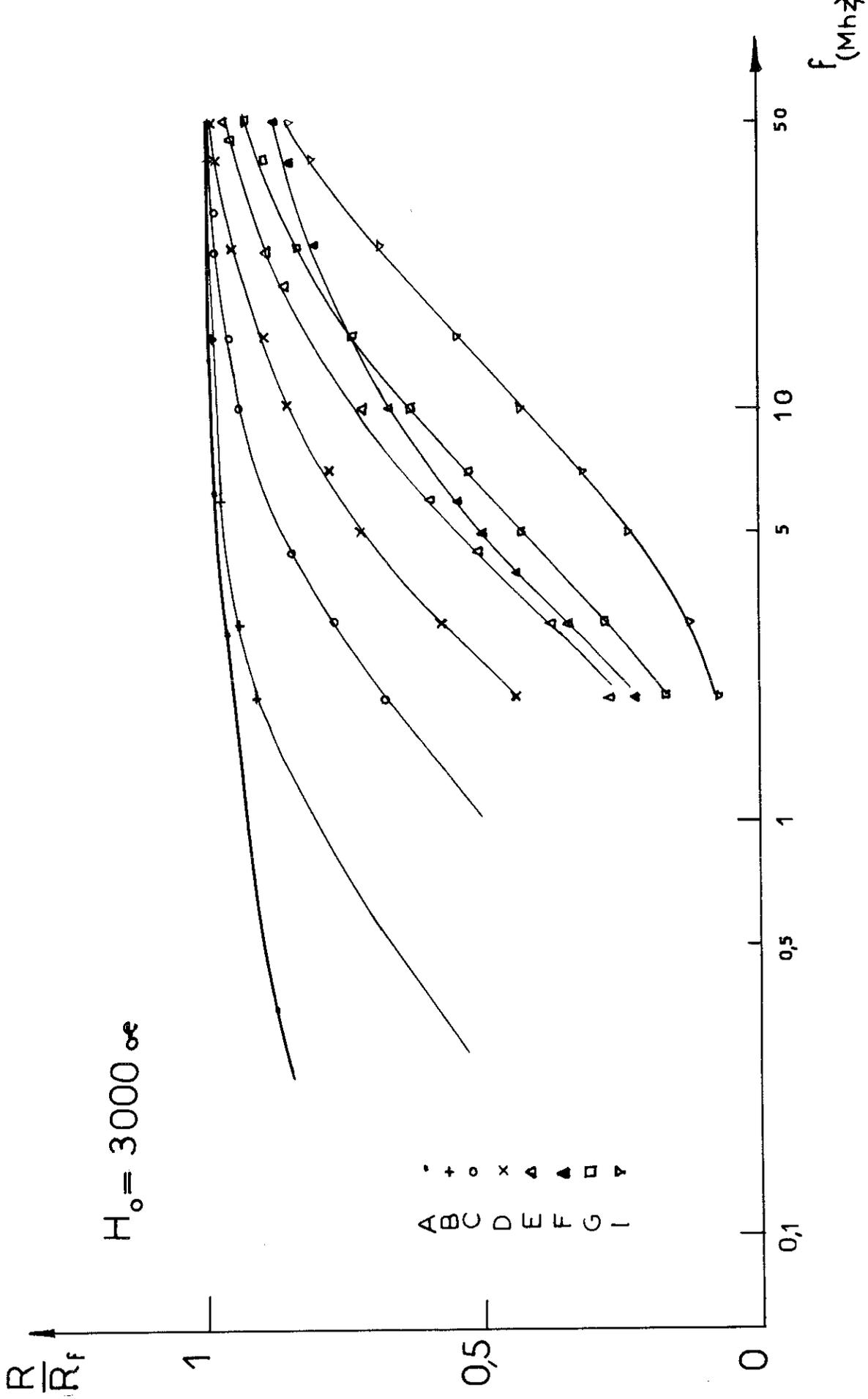


Figure : 15

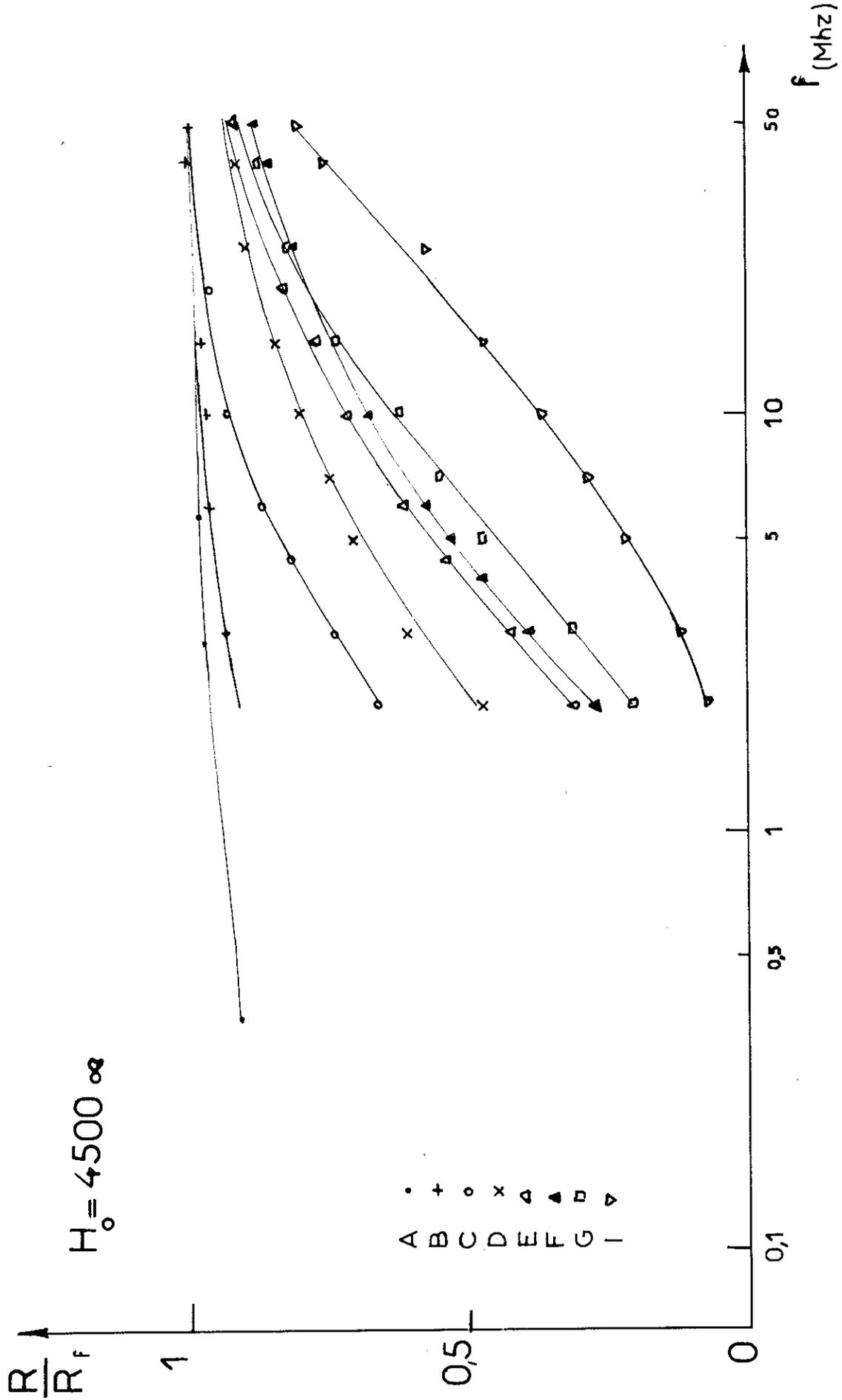


Figure : 16

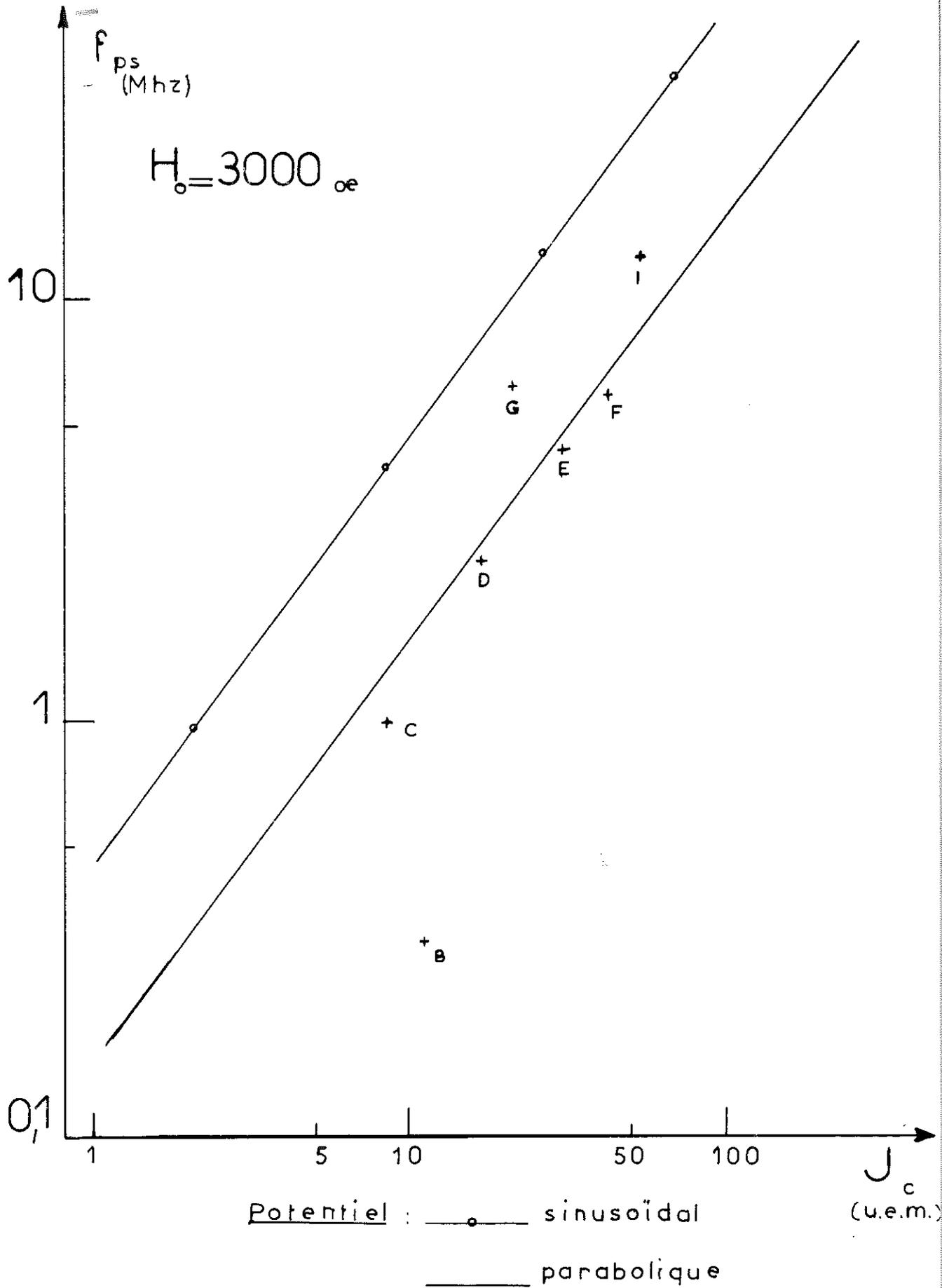
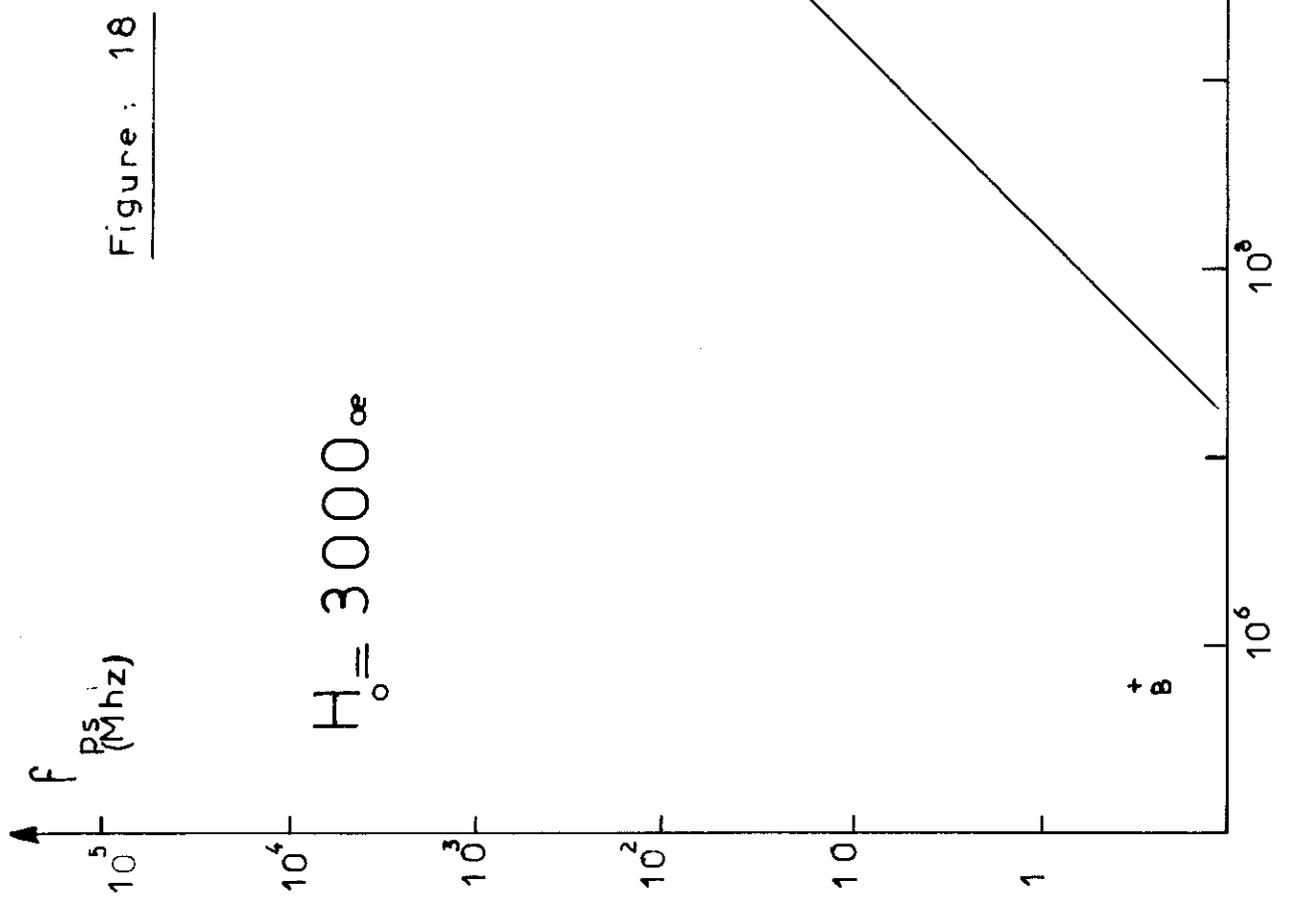


Figure : 17



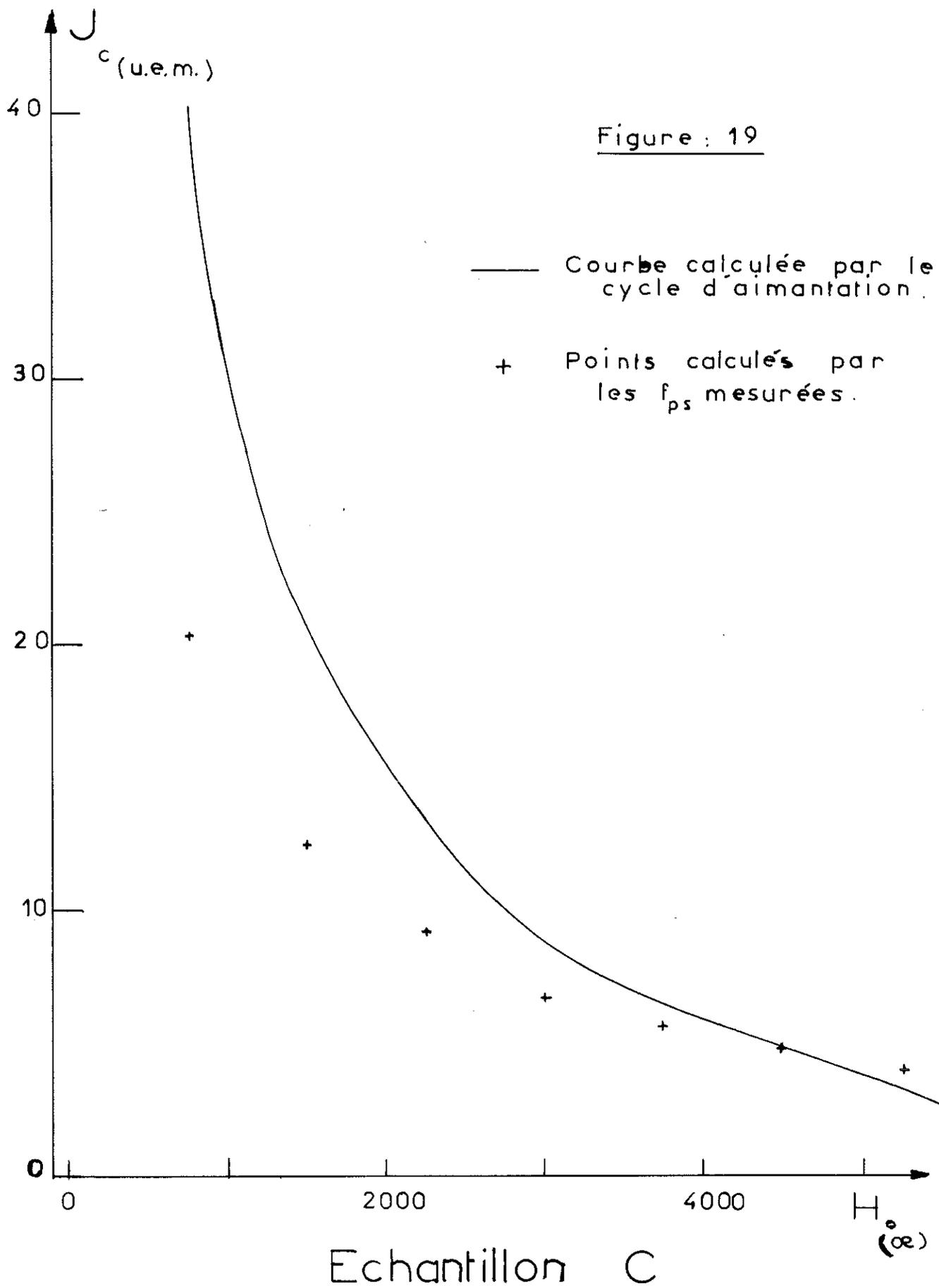


Figure : 19

— Courbe calculée par le cycle d'aimantation.

+ Points calculés par les f_{ps} mesurées.

Echantillon C

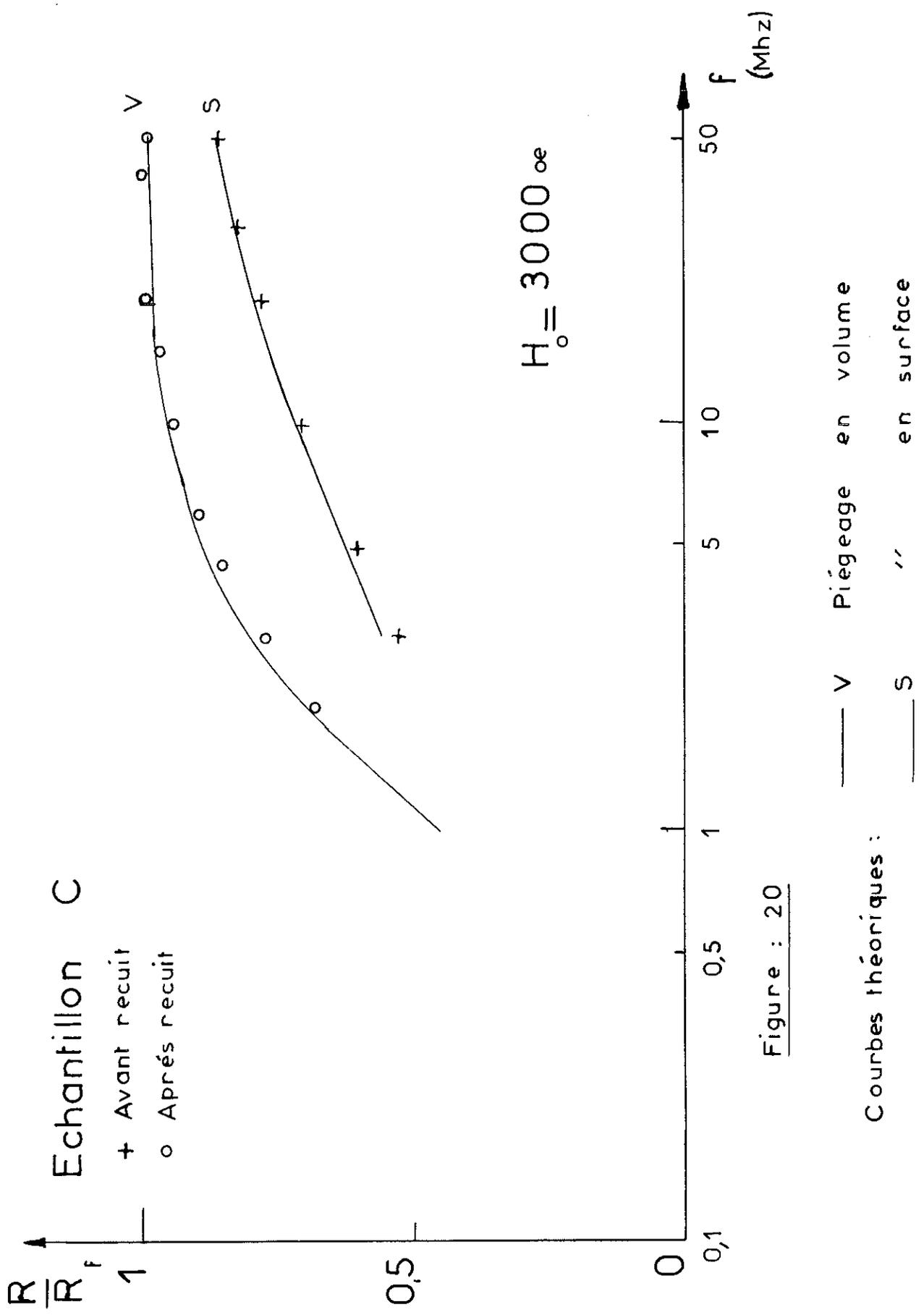


Figure : 20

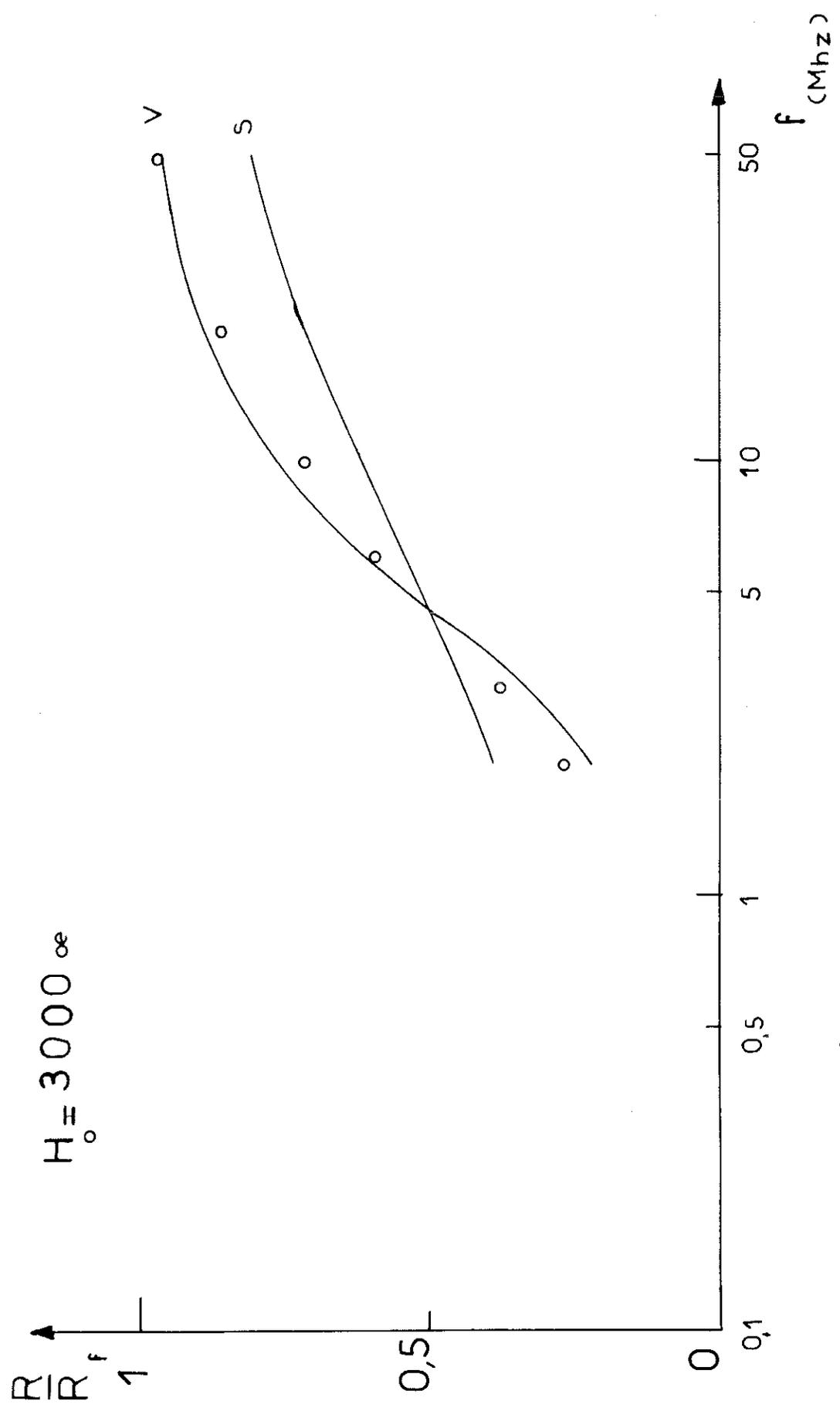


Figure : 21 Echantillon E

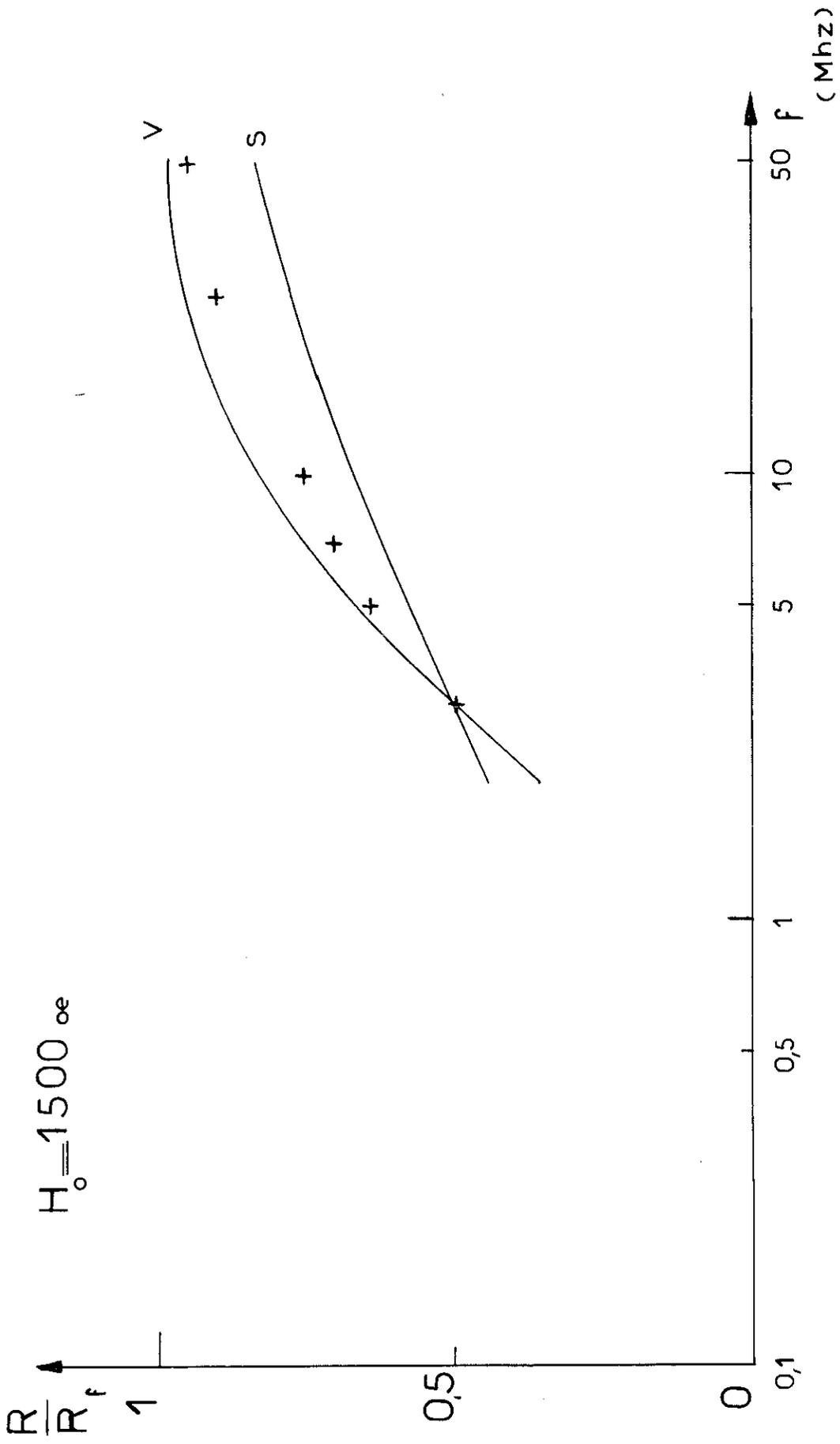
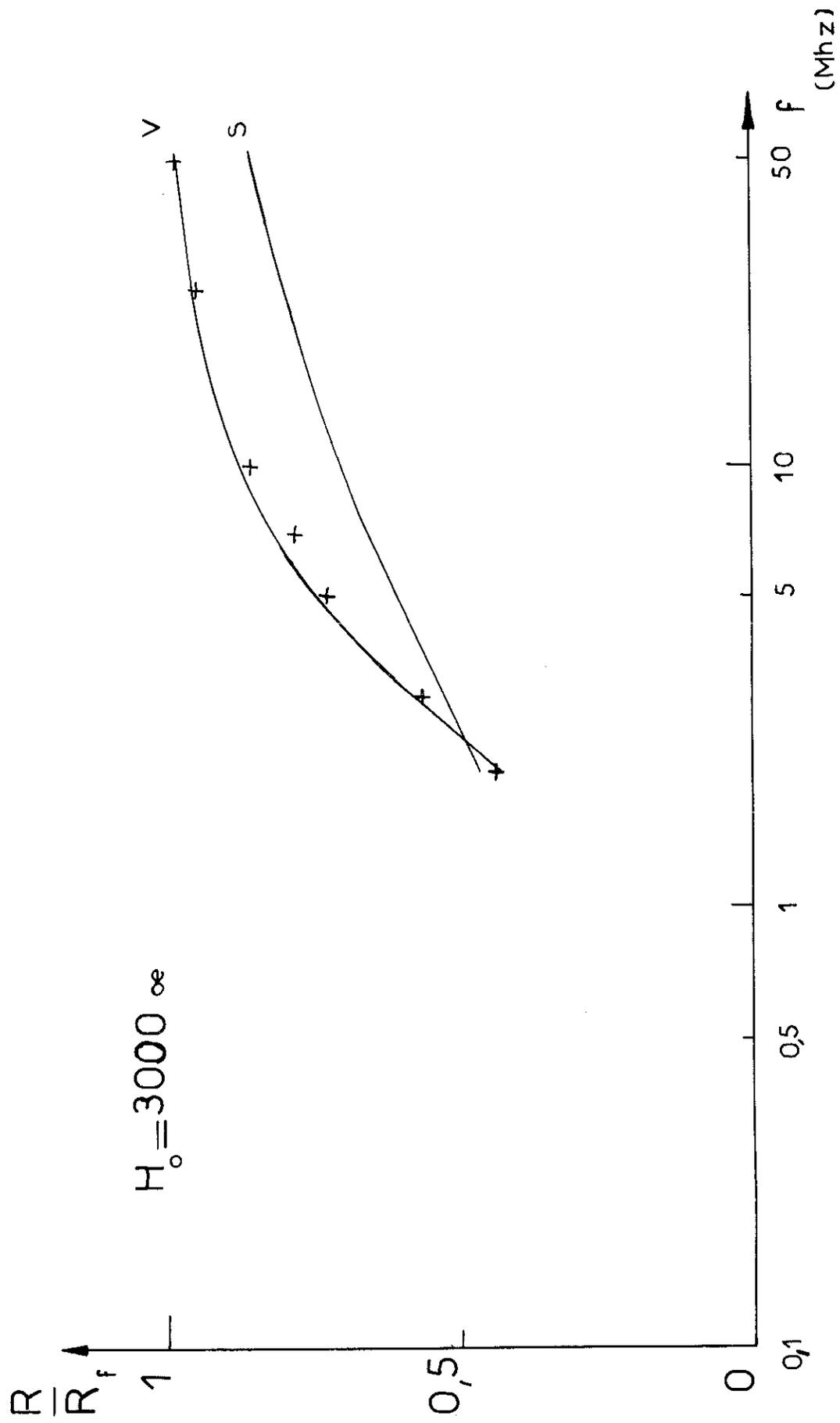


Figure : 22 Echantillon D



Echantillon D

Figure : 23

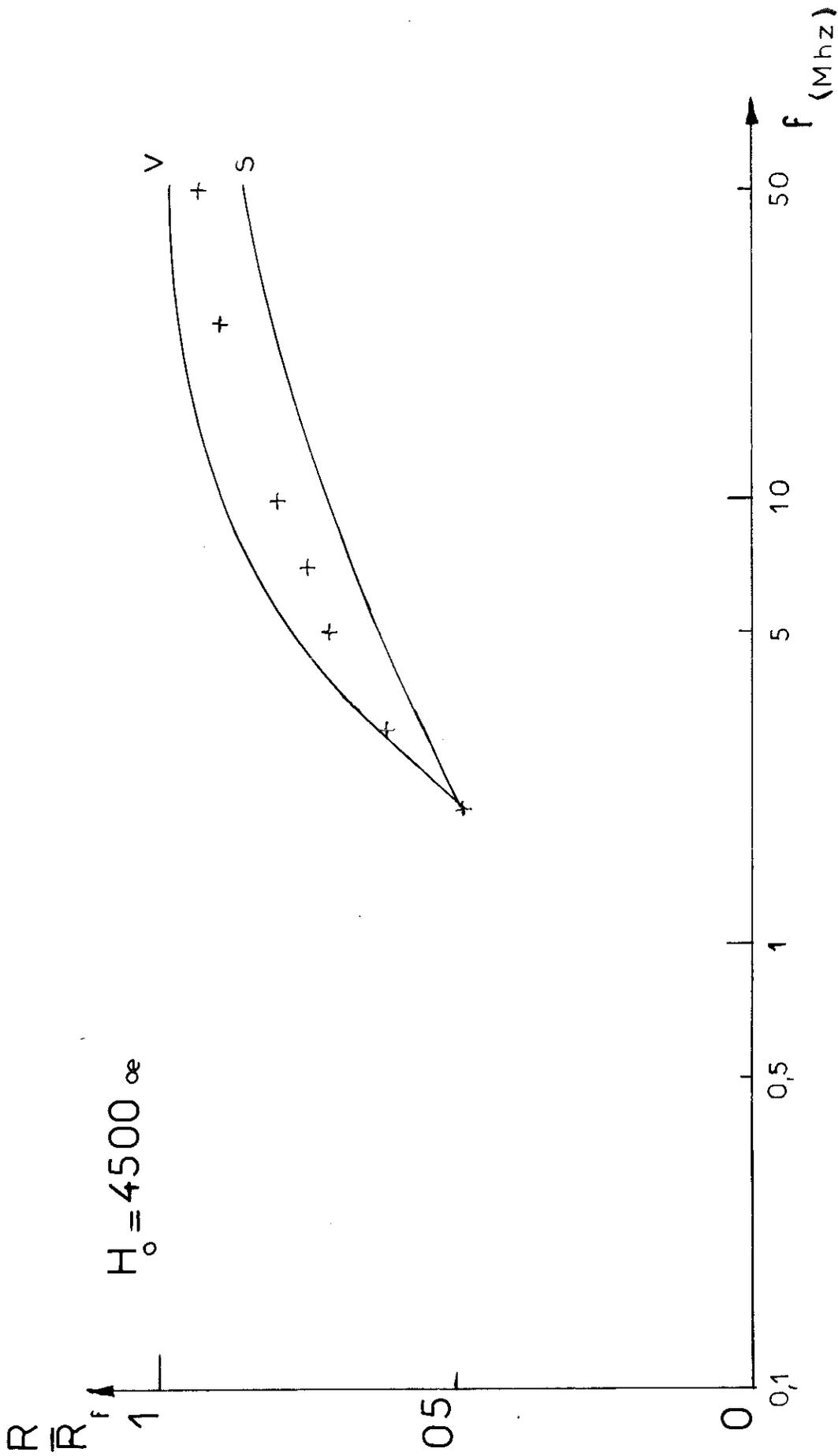


Figure : 24 Echantillon D

VU

Grenoble, le

Le Président de la Thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Grenoble