T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE
DE MAGNETISME ET PHYSIQUE DU SOLIDE

par

L. PICHE

INTERACTIONS MAGNETIQUES ENTRE COUCHES MINCES SUPERPOSEES DE TEMPERATURES DE CURIE DIFFERENTES

Soutenue le 9 Octobre 1970, devant la Commission d'Examen

MM. J.C. BARBIER — Président

R. PAUTHENET
O. MASSENET — Examinateurs
Mme C. SCHLENKER

FACULTE DES SCIENCES
de GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

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 Electrométallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie Animale
	PILLET Emile	Physique Industrielle-Electrotechniqu
	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

	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
	CASTINEL 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

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	RODRIGUES Alexandre	Mathématiques Pures
	MORITA Susumu	Physique Nucléaire
	RADHAKRISHNA	Thermodynamique

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	LANCIA Roland	Physique Atomique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques
MM.	KAHANE André	Physique Générale
	DOLIQUE Jean Michel	Electronique
	BRIERE Georges	Physique
	DESRE Georges	Chimie
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
	LONGEQUEUE J. Pierre	Physique
	SOHM Jean-Claude	Electrochimie
	ZADWORNY François	Electronique
	DURAND Francis	Chimie Physique
	CARLIER Georges	Biologie végétale
	PFISTER Jean-Claude	Physique
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	BLOCH Daniel	Electrotechnique I.P.
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (C.S.U. Chambéry)
	SIBILLE Robert	Construction mécanique (I.U.T.)
	BRUGEL Lucien	Energétique I.U.T.
	BOUVARD Maurice	Hydrologie
	RICHARD Lucien	Botanique
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées (I.P.G.)
	MOREAU René	Hydraulique I.P.G.
	ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
	BOLLIET Louis	Informatique I.U.T.
	KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
	PEFFEN René	Chimie I.U.T.
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	JOLY Jean René	Mathématiques Pures
Melle	PIERY Yvette	Biologie animale
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	MOHSEN Tahain	Biologie (C.S.U. Chambery)
	CONTE René	Mesures Physiques I.U.T.
	LE JUNTER Noël	Génie Electrique Electronique I.U.T.
	LE ROY Philippe	Génie Mécanique I.U.T.

	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)
	BELORIZKY 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

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

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal de Grenoble, dirigé par Monsieur le Professeur NEEL, Membre de l'Institut.

Tout d'abord, j'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur NEEL d'avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, ainsi qu'à Monsieur le Professeur BARBIER pour avoir accepté de présider le Jury.

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur PAUTHENET qui a bien voulu accepter de faire partie du Jury.

Je remercie Monsieur CHAKRAVERTY, Maître de Recherche au C.N.R.S., qui m'a permis d'effectuer ce travail au sein de la Section des Couches Minces.

Que Monsieur MASSENET, Chargé de Recherche au C.N.R.S., qui a guidé ce travail et assumé la responsabilité de cette thèse trouve ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Je tiens aussi à témoigner toute ma gratitude à Madame SCHLENKER qui a bien voulu faire partie du Jury et me faire part de ses critiques.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur BUDER pour son aide amicale et les conseils judicieux qu'il sa su me donner.

Que les chercheurs et techniciens du laboratoire, ainsi que tous ceux qui m'ont apporté leur concours et leurs encouragements, soient assurés de mon amicale reconnaissance. Je remercie en particulier Monsieur DEVENYI pour les travaux de microscopie électronique et Mademoiselle DE MONTE pour le dévouement avec lequel elle a dactylographié ce mémoire.

INTRODUCTION

Dans un système où deux couches minces ferromagnétiques sont séparées par une couche intermédiaire mince et de faible aimantation (Pd Co à faible concentration de Co), il a été observé (1) une importante variation du champ coercitif en fonction de la température : si on abaisse la température de l'échantillon au dessous d'une valeur critique, le champ coercitif augmente brusquement.

Le but de notre travail est de poursuivre et compléter l'étude de cet effet. Nous verrons que le phénomène de variation thermique du champ coercitif est lié à l'état d'aimantation de la couche intermédiaire.

D'abord, nous ferons une description complète du phénomène. Nous étudierons la variation du champ coercitif mesuré par effet Kerr dans le domaine des températures comprises entre + 300°C et - 160°C sur des échantillons dont nous ferons varier les paramètres : épaisseur et composition de la couche intermédiaire, nature des couches ferromagnétiques situées de part et d'autre du Pd Co, etc.

Parallèlement, nous mènerons une étude des propriétés magnétiques d'une couche mince de Pd Co. Pour ceci, nous utiliserons une balance de torsion dont la sensibilité est de 10^{-4} dynes - cm et qui permet d'utiliser des champs compris entre zéro et 1200 Oe. Cette étude devra nous permettre de déterminer l'influence des propriétés magnétiques de la couche intermédiaire sur la variation thermique du champ coercitif d'une couche multiple.

Enfin, nous ferons appel à la microscopie électronique qui, par la méthode de Lorentz permet l'examen visuel de la structure en domaines et des parois dans les couches minces ferromagnétiques. Le montage d'un porte échantillon chauffant offre en outre la possibilité de faire cette étude en fonction de la température sur des échantillons identiques et dans des conditions analogues à celles de l'effet Kerr.

Nous avons adopté le plan suivant :

INTRODUCTION

CHAPITRE I - GENERALITES

A. Micromagnétisme dans les couches minces

B. Renversement de l'aimantation et champ coercitif dans les couches simples

C. Champ coercitif dans les couches composites

1°) Couches magnétiques superposées en contact

2°) Structures multicouches à intermédiaire non magnétique

3°) Cas d'une couche intermédiaire à faible aimantation

CHAPITRE II - METHODES EXPERIMENTALES

A. Préparation des échantillons

1°) Groupe d'évaporation

2°) Les matériaux

B. Appareillage d'étude

1°) Mesure du champ coercitif en fonction de la température

2°) Balance de torsion

3°) Microscopie électronique

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

A. Variation thermique du champ coercitif
   1°) Description du phénomène
   2°) Influence des paramètres (structure, épaisseur du Pd Co, recuit)

B. Mesures à la balance de torsion des propriétés magnétiques du Pd Co
   1°) Aimantation
   2°) Hystérésis de rotation et champ coercitif
   3°) Interprétation en fonction d'un modèle en "grains fins"

C. Observations en microscopie électronique
   1°) Etude d'une couche de Pd Co
   2°) Etude d'une couche double de Co - Pd Co et Fe Ni - Pd Co
   3°) Etude d'une couche triple Co - Pd Co - Fe Ni

D. Discussion et interprétation

CONCLUSION

CHAPITRE I - GENERALITES

Dans cette première partie, nous ferons une brève rétrospective du micro-magnétisme dans les couches minces, puis nous exposerons dans sa généralité le problème du champ coercitif et des facteurs qui l'affectent.

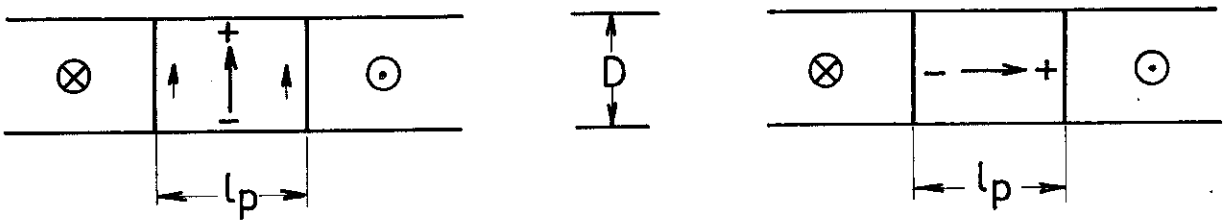
A. MICRO-MAGNETISME DANS LES COUCHES MINCES

Lors de la formation d'une couche mince ferromagnétique, la présence d'un champ magnétique parallèle au plan du support crée une anisotropie uniaxiale dont l'axe dit de facile aimantation est parallèle à la direction du champ appliqué ; E_k et K_u sont respectivement l'énergie et la constante d'anisotropie induite. L'axe perpendiculaire à l'axe facile est dit axe de difficile aimantation.

Une couche mince magnétique à l'état désaimanté se subdivise en domaines dont l'aimantation est dans la direction de l'axe facile ; ces domaines sont séparés par des parois où l'aimantation tourne de 180 degrés. Ces parois peuvent être de trois types suivant l'épaisseur de la couche : parois de Bloch, parois de Néel ou parois Cross-tie.

- Les parois de Bloch (fig. I-1-a) où l'aimantation tourne dans un plan perpendiculaire à celui de la couche se trouvent dans les couches épaisses. La largeur (l_p) d'une telle paroi dépend de l'épaisseur (D) de la couche. Lorsque l'épaisseur de la couche devient trop petite, une autre configuration devient plus favorable du point de vue énergétique, c'est la paroi de Néel.

- Paroi de Néel (fig. I-1-b) : ici, l'aimantation tourne dans le plan de la couche. Cette configuration est caractéristique des couches très minces.



Paroi de BLOCH

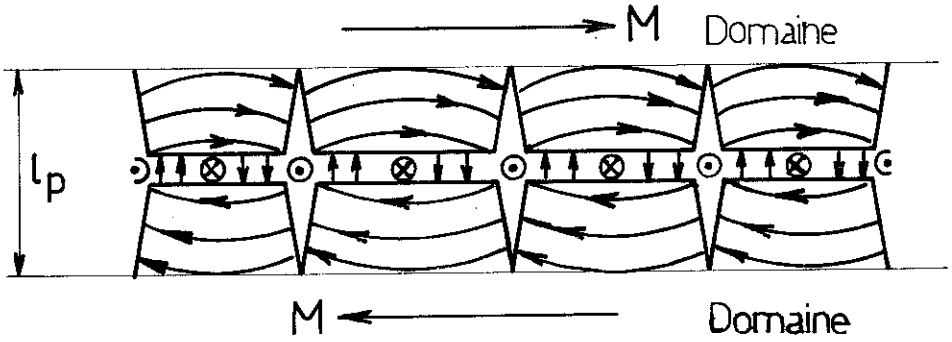
- a -

Paroi de NEEL

- b -

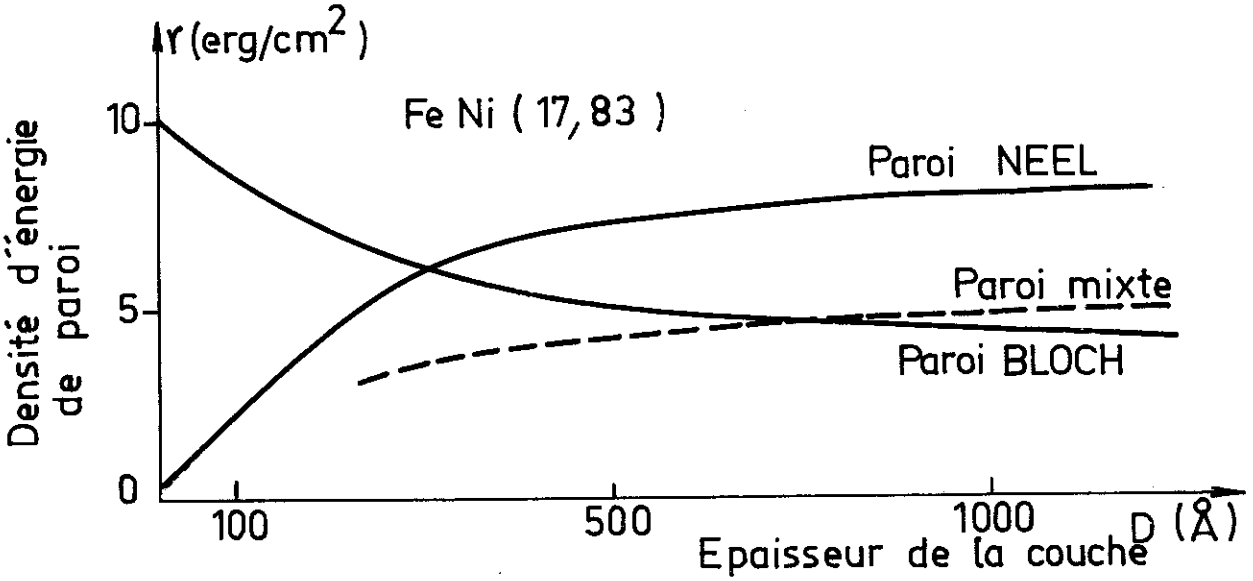
⊗ Aimantation M rentrant dans le plan

⊙ " sortant du plan



Paroi barbelée (ou mixte) dite CROSS TIE

- c -



Densité d'énergie des parois suivant l'épaisseur de la couche

- d -

Fig: I-1 Schématisation des principaux types de parois

- Paroi Cross-tie (fig. I-1-c) : la transition d'une paroi de Bloch à une paroi de Néel se fait progressivement par l'intermédaire d'une paroi mixte dite de Cross-tie.

En résumé, la figure I-1-d montre la variation de la densité d'énergie (γ) des différents types de paroi en fonction de l'épaisseur (D) de la couche. Expérimentalement, les types de parois observés sont en accord avec ces courbes (3) :

parois de Néel si $D < 400$ Å
de Bloch si $D > 1000$ Å
de Cross-tie si $D = 400$ à 1000 Å

B. RENVERSEMENT DE L'AIMANTATION ET CHAMP COERCITIF DANS LES COUCHES SIMPLES

La théorie de la rotation cohérente de Stoner et Wohlfarth (4) prévoit que pour un champ appliqué parallèlement à l'axe facile, l'aimantation bascule pour la valeur $H_K = 2 K_u / M_s$ du champ appliqué (H_K est appelé champ d'anisotropie, K_u la constante d'anisotropie et M_s l'aimantation).

Expérimentalement, le renversement de l'aimantation dans l'axe facile se fait de façon non cohérente par un processus de nucléation et de déplacement de parois et, ceci pour une valeur du champ inférieure au champ d'anisotropie (H_K). Les parois sont d'abord formées sur les bords de la couche où les champs démagnétisant sont importants, puis ces domaines de fermeture croissent. Dans le seul cas où le champ est appliqué dans l'axe difficile, le renversement de l'aimantation se fait par rotation ; ce processus s'accompagne de la formation d'un grand nombre de domaines allongés aimantés suivant l'axe facile.

Nous définissons le champ coercitif (H_c) comme la valeur du champ nécessaire pour déplacer les parois.

Comme le renversement de l'aimantation se fait par déplacement des parois, il est raisonnable de penser que la

valeur du champ coercitif dépend de la nature des parois mises en jeu. On peut alors écrire le bilan énergétique pour une paroi se déplaçant suivant $\vec{o}x$ (axe difficile).

$$2 H_c M_s L D . \Delta x = \Delta(\gamma L D)$$

où H_c = champ coercitif

M_s = aimantation à saturation

L = longueur de la paroi

D = épaisseur de la couche

Δx = déplacement suivant $\vec{o}x$

γ = la densité d'énergie de la paroi

ainsi, $H_c = \frac{1}{2 M_s} \left(\frac{d\gamma}{dx} + \frac{\gamma}{D}\frac{dD}{dx} + \frac{\gamma}{L}\frac{dL}{dx}\right)$

$\frac{d\gamma}{dx}$ représente la dérivée de l'énergie totale d'une paroi, comprenant γ_e, l'énergie d'échange, γ_{an} d'anisotropie et γ_m magnétostatique.

$\frac{dD}{dx}$ est la contribution due à la non uniformité de l'épaisseur de la couche.

$\frac{dL}{dx}$ est la variation de longueur de la paroi lors de son déplacement. Ce terme est en général négligeable.

D'autre part, $\frac{d\gamma}{dx} = \frac{d\gamma_e}{dx} + \frac{d\gamma_{an}}{dx} + \frac{d\gamma_m}{dx}$

Dans la réalité, on peut supposer $\frac{d\gamma_e}{dx}$ négligeable.

Alors $\frac{d\gamma_{an}}{dx} = \frac{\partial \gamma_{an}}{K_1} . \frac{dK_1}{dx}$ exprime le fait que tous les cristallites n'ont pas la même énergie d'anisotropie (K_1 est la constante d'anisotropie du premier ordre).

Enfin,

$$\frac{d\gamma_m}{dx} = \frac{d\gamma_{m1}}{\partial D} . \frac{dD}{dx} + \frac{\partial \gamma_{m2}}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{dx} \quad \text{avec } \gamma_m = \gamma_{m1}(D) + \gamma_{m2}(\varphi)$$

où le premier terme est la contribution des pôles créés à la

surface et le second, celle de la dispersion de l'axe facile.

Posons $H_c = H_{c_K} + H_{c_D}$

où H_{c_K} est la contribution due à l'anisotropie et H_{c_D} est la contribution des pôles libres.

$$H_{c_K} = \frac{1}{2M_s} \left(\frac{\partial \gamma_{an}}{\partial K_1} \cdot \frac{dK_1}{dx} + \frac{\partial \gamma_{m2}}{\partial \varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \right)$$

$$H_{c_D} = \frac{1}{2M_s} \left(\frac{\partial \gamma_{m1}}{\partial D} \cdot \frac{dD}{dx} + \frac{\gamma}{D} \frac{dD}{dx} \right)$$

L'expérience montre que H_{c_K} est une contribution importante de H_c qui sera fonction entre autre de la composition (dont dépend K_1) et de la dispersion.

D'après L. Néel (5), H_{c_D} est une fonction en $D^{-4/3}$: cette loi est vérifiée pour les parois de Bloch, en revanche l'expérience montre que pour les parois de Néel, H_c est indépendant de l'épaisseur D de la couche.

En fait, il n'existe pas de théorie qui prévoit avec une bonne approximation la valeur du champ coercitif. Dans un calcul rigoureux, il faudrait tenir compte du nombre de parois mis en jeu (6) (3) ainsi que de l'état de surface du support et de la magnétostriction.

C. CHAMP COERCITIF DANS LES COUCHES COMPOSITES

Nous examinerons maintenant l'influence de la structure d'une couche sur le champ coercitif dans des ensembles où :

1°) Deux couches magnétiques superposées sont en contact.

2°) Deux couches magnétiques superposées sont séparées par un matériau non magnétique.

3°) Deux couches magnétiques superposées sont séparées par un matériau à faible aimantation.

1°) Cas des couches magnétiques superposées en contact

Entre deux couches ferromagnétiques en contact, il s'établit des forces d'échange magnétique qui tendent à rendre parallèles leurs aimantations. Les propriétés de ces structures sont fonction de l'épaisseur des deux couches. Si ces dernières sont minces (800 Å), on observe un seul cycle d'hystérésis et H_c a une valeur moyenne que Crowther (7) définit de façon semi-empirique par :

$$H_c = \frac{H_{c_1} M_1 D_1 + H_{c_2} M_2 D_2}{M_1 D_1 + M_2 D_2}$$

Si par contre on augmente l'épaisseur des deux couches à anisotropie uniaxiale d'axes confondus, au-delà d'environ 2000 Å, l'une étant dure (champ coercitif grand), l'autre étant douce (champ coercitif faible), on peut obtenir du côté de la couche douce des cycles d'hystérésis décalés. Goto (8) a montré qu'il était possible d'observer entre les aimantations superficielles de la couche des angles supérieurs à π (fig. I-2a-2b).

On obtient un comportement très semblable si l'on juxtapose une couche ferromagnétique à une couche antiferromagnétique (celle-ci jouant alors le rôle de la couche dure du cas précédent).

Pour renverser l'aimantation de la couche ferromagnétique, lorsque la température est inférieure à la température de Néel, on doit vaincre un couple qui tend à maintenir en place l'aimantation du ferromagnétique. Le système est caractérisé par une anisotropie unidirectionnelle qui se traduit à nouveau par un décalage du cycle d'hystérésis ; en outre, on observe la persistance d'hystérésis de rotation en champ fort (fig. I-2-c). Ce type de structure a été étudié par Mme Schlenker (9, 10, 11) et Néel (12) dans le cas du Co-CoO. Les deux auteurs expliquent ces propriétés par la coexistence dans le CoO de trois types de cristallites respectivement, à aimantation rigide, à aimantation déformable et à aimantation libre.

- TiR .

Bonne eff...
analytique

Quelle cove...
de Pd ...
de ...
...

Spécifique
ou bien
longue

Décrochage

Compen
de Pd

D'après Meiklejohn (13) on peut s'attendre à des phénomènes analogues avec des sytèmes ferri-antiferromagnétique ou ferro-antiferrimagnétiques.

2°) Structures multicouches à intermédiaire non magnétique

Dans de telles structures, les types d'interactions observés dépendent de la distance entre les deux couches ferromagnétiques (14). On considère les cas où cette distance est grande (> 10^4 Å), moyenne (de 10^4 Å à 100 Å) et faible (< 100 Å).

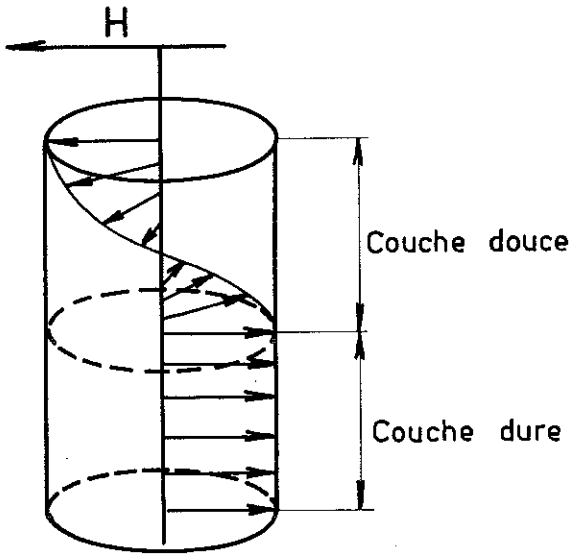
a) Epaisseur importante de l'intermédiaire

Dans ce cas, il y a couplage magnétostatique des deux couches ferromagnétiques.

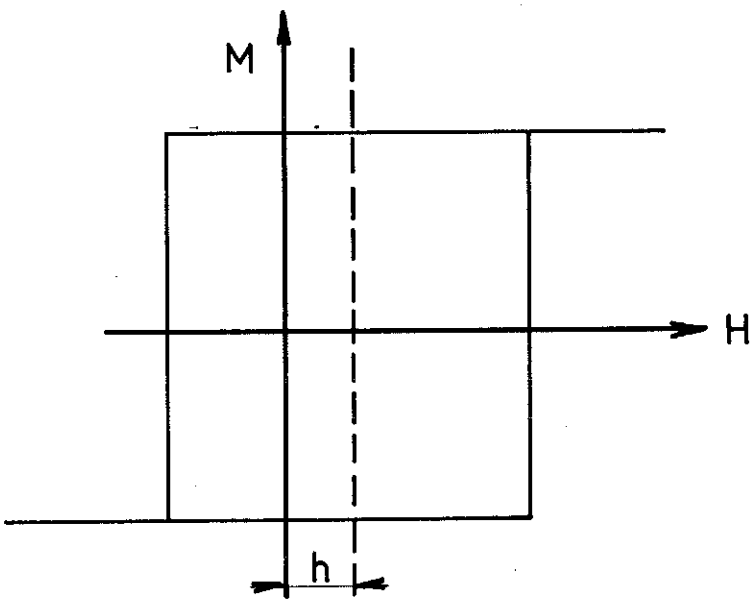
Ce type de couplage, qui est le plus simple, est prépondérant pour une épaisseur "b" de l'intermédiaire plus importante que la largeur des parois (b > 10^4 Å). Dans ce cas, l'énergie magnétostatique entre parois est faible et, seul importe le couplage dû aux effets de champs démagnétisant. Ce couplage tend à orienter antiparallèlement l'aimantation dans les deux couches (fig. 1-2-d). Si H_c n'est pas le même pour les deux couches, on observera un déplacement du cycle d'hystérésis dans le sens opposé à l'aimantation de la couche dure.

b) Cas où l'épaisseur de la couche intermédiaire est moyenne

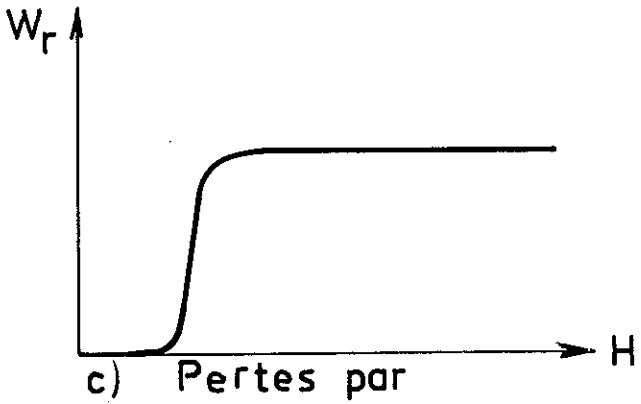
Dans le cas où l'épaisseur de l'intermédiaire est inférieure à 10^4 Å, et supérieure à 100 Å, il y a interaction magnétostatique entre les parois de chacune des couches en raison de la présence de pôles magnétiques associés à une paroi. Sous l'influence de ces interactions, les parois ont tendance à prendre une position qui minimise l'énergie magnétostatique par fermeture plus ou moins complète du flux magnétique. Cet effet a été prévu par Fuller et Sullivan (15) puis mis en évidence



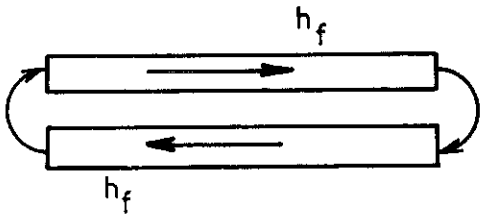
a) Déformation de l'aimantation dans la couche douce



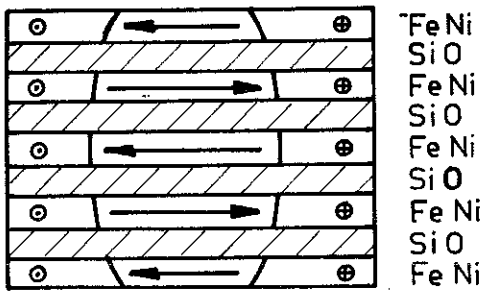
b) Décalage du cycle d'hystérésis



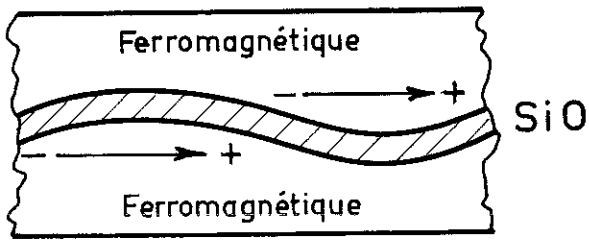
c) Pertes par hystérésis de rotation dans les couches ferro-antiferromagnétiques



d) Couplage par champ de fuites



e) Couplage de parois



f) Couplage peau d'orange

Fig I-2

en microscopie Lorentz par Mme Puchalska et Spain (16).

Ce couplage de parois peut avoir un effet important sur les propriétés magnétiques des couches car ces propriétés, comme par exemple la valeur du champ coercitif, sont sensibles aux structures des parois. La fermeture du flux entraîne une diminution de l'énergie des parois et l'on peut alors s'attendre à un abaissement de la valeur du champ coercitif. Clow (17) fut l'un des premiers à observer cet effet. Dans un empilement de couches de FeNi séparées par du SiO, il mesure un champ coercitif qui diminue avec le nombre des couches (fig. 1-2-e).

Supposons (Middelhoek et al (18, 19, 20, 21, 22)) qu'une paroi de Néel soit située dans l'un des films : il est vraisemblable que les champs de fuite induisent des variations de l'aimantation du second film ferromagnétique. On peut alors imaginer un système de parois, quasi parois de Néel, tel qu'il est illustré figure I-3-a. En associant ainsi une paroi à une quasi paroi, on diminue considérablement l'énergie magnétostatique en créant alors une structure à flux fermé. Middelhoek calcule dans ce cas une énergie γ (par cm^2) de paroi.

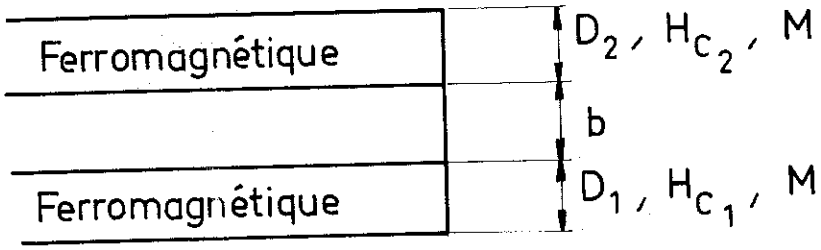
$$\gamma = \pi \left\{ 2 K_u \left[A + \pi M_s^2 D \left(\frac{1}{2} b + \frac{1}{3} D \right) \right] \right\}^{1/2}$$

où M_s = aimantation à saturation
K_u = constante d'anisotropie
A = coefficient de rigidité dû au couplage par échange
D = épaisseur des couches ferromagnétiques
b = épaisseur de l'intermédiaire

D'après ce calcul, les parois de Néel sont favorisées par rapport aux parois de Bloch pour des épaisseurs bien supérieures à celles calculées et mesurées dans les lames uniques.

La même diminution de γ se produit si au lieu d'une quasi paroi, l'on associe une vraie paroi de Néel à celle de la couche sous jacente. Dans la figure I-3-b, on a représenté le cas où les aimantations spontanées des deux domaines superposés sont parallèles (doubles parois de première espèce) et le cas où les aimantations sont antiparallèles (doubles parois de deuxième espèce). Cependant, il ne semble pas que jusqu'ici de telles doubles parois aient été observées. Par contre, on a observé les systèmes de parois dédoublées (fig. 1-3-c) (23) (24) où il est vraisemblable que les aimantations sont parallèles dans les parois : il y aurait fermeture partielle du flux.

La diminution de H_c dépend de l'épaisseur de l'intermédiaire et des couches magnétiques elles-mêmes. En se fondant sur le fait que H_c est minimum pour un maximum de fermeture de flux (14), on peut dire pour la structure ci-dessous :



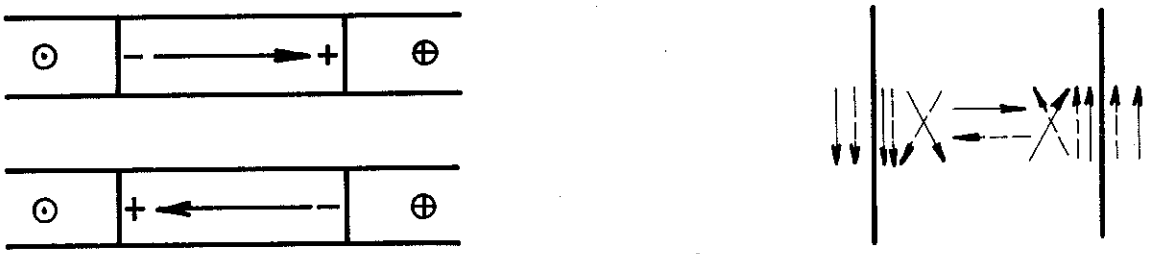
- si $D_2 > D_1$, D_2 étant constant, H_{c_2} diminue si D_1 augmente.
- si $D_2 < D_1$, H_{c_2} est indépendant de D_1 (22) ou passe par un minimum très flou, mais H_{c_2} augmente si D_1 devient très grand (24) (14) (25).

c) <u>Très faible épaisseur de l'intermédiaire : couplage indirect positif</u>

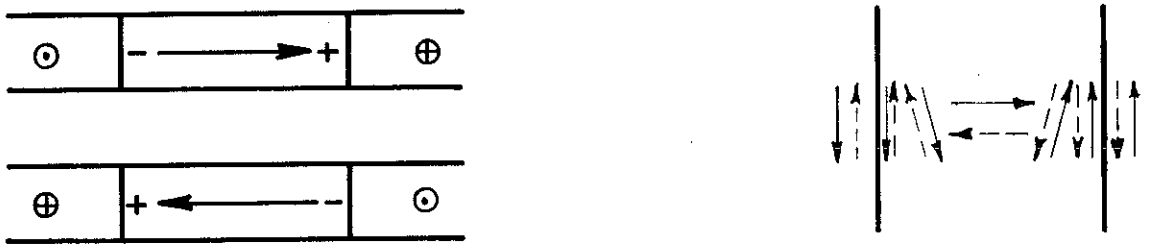
Si l'épaisseur de l'intermédiaire est très faible (100 Å), il y a non seulement couplage de parois mais aussi un couplage entre les domaines des deux couches ferromagnétiques tendant à rendre leurs aimantations parallèles. Ces effets ont été étudiés par Bruyère (26) (27), Massenet (1) (28) (2) et Buder (29).

Paroi - Quasi paroi de NEEL

(a)



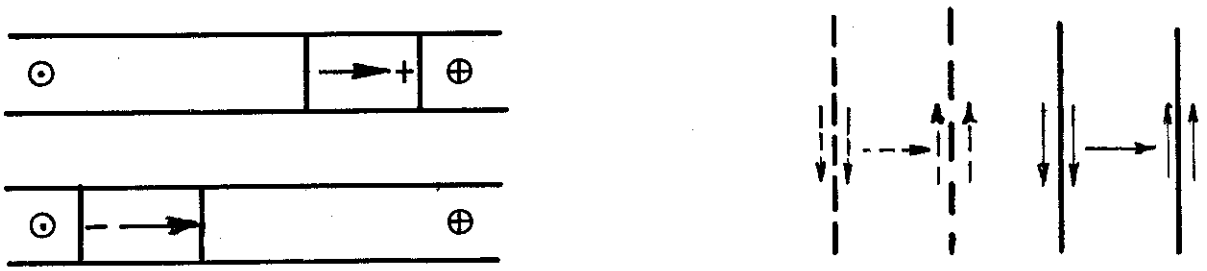
Première espèce



Deuxième espèce

Doubles parois de NEEL

(b)



Doubles parois de NEEL

(Fermeture partielle du flux)

Fig : I-3 Systèmes de parois possibles dans le cas où deux couches ferromagnétiques sont séparées par une couche non magnétique . A gauche : Parois vues en coupe

A droite : Parois vues de dessus montrant la distribution de l'aimantation

(—— couche supérieure , – – – couche inférieure)

L'expérience a montré que l'énergie de couplage E_c est ici une énergie superficielle. Si les deux couches ferromagnétiques ont des H_c différents, ce couplage indirect se traduit par un décalage du cycle d'hystérésis de la couche douce. On constate que le champ de couplage fictif "h" est induit parallèlement au sens de l'aimantation de la couche dure.

Expérimentalement, on s'aperçoit que "h" n'existe qu'en dessous d'une certaine valeur de l'épaisseur "b" de la couche intermédiaire et qu'il diminue si b augmente. La présence de ce champ de couplage devrait en outre modifier la structure des parois (14). Les aimantations des parois dans un système de parois - quasi parois sont antiparallèles ; ainsi,le champ de couplage aura pour effet de diminuer la largeur de paroi, rendant moins favorable la formation de parois - quasi parois.

Lorsque ce type de couplage existe, la diminution du champ coercitif est beaucoup moins importante que dans le cas d'une épaisseur moyenne de l'intermédiaire.

Ce type de couplage peut être expliqué soit par l'existence de ponts ferromagnétiques (1) se formant dans la couche intermédiaire entre les deux couches extrêmes, soit par le couplage dit en "peau d'orange" proposé par Néel (fig. 1-2-f). Ce modèle de couplage magnétostatique est lié à la topographie des surfaces et a été mis en évidence par Buder (29) et Kump (30) et observé pour les intermédiaires Cr, Au, Pd, etc.

3°) Cas d'une couche intermédiaire à faible aimantation

Lorsque deux couches ferromagnétiques sont séparées par une couche faiblement magnétique (PdCo à faible concentration de Co), on s'aperçoit que le champ coercitif varie rapidement en fonction de la température. Si on abaisse la température au dessous d'une valeur critique, qui correspond approximativement à la température de Curie de la couche intermédiaire, on mesure une nette augmentation du champ coercitif.

Le problème de l'origine de cette variation du champ coercitif a d'abord été abordé par Massenet (1) (2) et c'est cette étude que nous essaierons de compléter.

CHAPITRE II - METHODES EXPERIMENTALES

Afin de faciliter l'interprétation des résultats, il nous faut d'abord spécifier les conditions dans lesquelles ils ont été obtenus.

A - PREPARATION DES ECHANTILLONS

Les échantillons que nous avons examinés ont été préparés par évaporation sous vide sur des lames de verre.

1°) Groupe d'évaporation

Le milieu d'évaporation est une enceinte où un vide classique (3 à 4×10^{-7} torr) est obtenu par une pompe primaire à palettes, une pompe secondaire à diffusion d'huile, ainsi que par un piège cryogénique où une circulation d'azote liquide permet la condenstion des produits de dégazage.

Les supports, qui peuvent être au nombre de 6 par cycle d'évaporation, sont maintenus dans un porte-échantillon régulé en température et placé entre les pôles d'un aimant permanent donnant un champ de 100 Oe. Durant l'évaporation, la température des supports sera maintenue à environ 150°C.

Les substances à évaporer sont placées dans des creusets en bérylline (quatre creusets mobiles) chauffés par un courant haute fréquence fourni par un générateur de deux kilowatts.

Notons une dernière caractéristique importante du dispositif d'évaporation : un système de creusets et de caches, mobiles, permet l'évaporation des différents constituants de la couche

multiple au cours d'un même cycle de pompage.

L'épaisseur du dépôt et la vitesse d'évaporation que l'on maintient à environ IOO Å/min. sont contrôlées par un quartz vibrant. L'épaisseur est ainsi connue avec une précision de 20 ou 30 Å.

2°) Les matériaux à évaporer

Les matériaux utilisés au cours de cette étude sont : Co, FeNi, Pd.

Le Co est utilisé sous forme de lingots en provenance de Jonhson-Mathey et de pureté 99,99%. Le FeNi est un alliage à magnétostriction nulle (83% Ni, I7% Fe) obtenu par frittage sous hydrogène à partir de constituants de même pureté que précédemment.

Le Pd est utilisé sous forme d'alliage avec le Co. Le PdCo est obtenu par fusion sous vide, dans les proportions voulues, des deux constituants.

Ici se pose le problème de la composition du dépôt obtenu. En effet, le Pd a une tension de vapeur (p) supérieure à celle du Co (à I800°K : $pCo = IO^{-2}$ mm Hg et $pPd = 2 \times IO^{-2}$ mm Hg); de ce fait, la vapeur est enrichie en Pd par rapport à la composition du lingot dans le creuset, il en sera de même pour le dépôt.

Pour obtenir d'une évaporation à l'autre des résultats parfaitement reproductibles, il serait souhaitable de pouvoir contrôler la composition de la phase vapeur (au moyen d'un spectromètre de masse par exemple).

B - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE D'ETUDE

Les propriétés magnétiques des couches ont été étudiées

par les moyens suivants :

1) Un hystérésiscope à effet Kerr permettant le relevé du cycle d'hystérésis et donc la mesure du champ coercitif, en fonction de la température.

2) Une balance de torsion qui permet la mesure des caractéristiques magnétiques des matériaux en couches minces.

3) Un microscope électronique qui donne la possibilité de visualiser domaines et parois par la méthode dite de Lorentz.

1°) Mesure du champ coercitif (H_c) en fonction de la température

Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé un appareil réalisé au Laboratoire par R. BUDER . Il s'agit d'un hystérésiscope à effet Kerr où l'on peut faire varier la température de l'échantillon. On éclaire la couche magnétique avec un faisceau de lumière polarisée : l'aimantation du matériau modifie l'angle de polarisation du faisceau réfléchi qui traverse ensuite un analyseur. On mesure l'intensité du faisceau transmis à travers l'analyseur au moyen d'un tube photomultiplicateur.

La figure II-1 schématise le montage. Notons les caractéristiques suivantes :

- le système est utilisé en effet Kerr transverse.
- les bobines en position d'Helmholtz permettent des amplitudes de champ de 100 Oe en très basse fréquence.
- la température de l'échantillon se mesure sous vide à 0,5°C près et est régulée dans la gamme -160°C à + 300°C avec la même précision.
- La source lumineuse est une lampe à iode de 100 watts dont l'alimentation est stabilisée en tension.

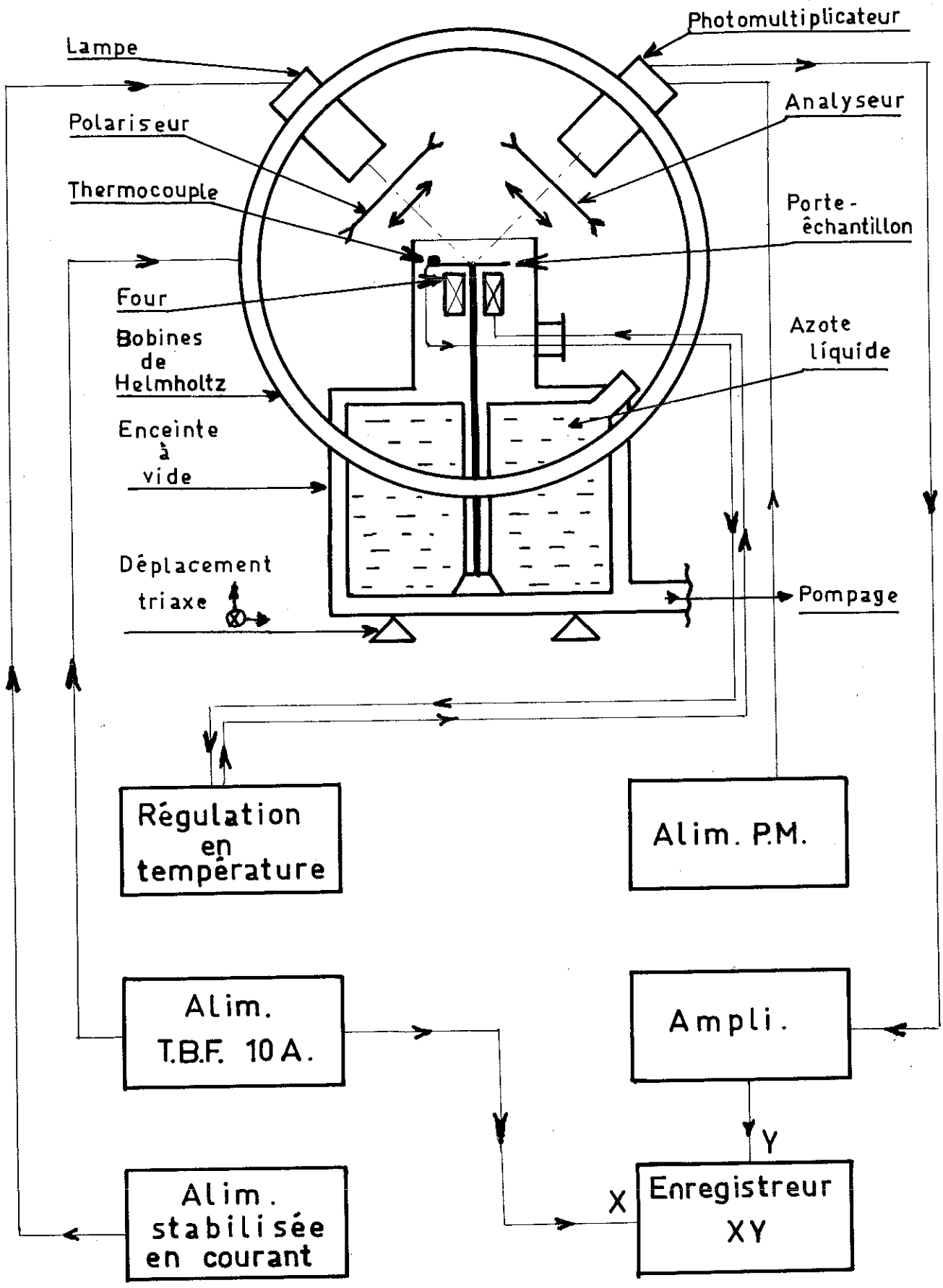


Fig. II-1 Effet Kerr. schéma synoptique

Malgré une légère dérive du signal provenant du tube photomultiplicateur, les caractéristiques du montage sont excellentes : en particulier un grand rapport signal sur bruit, une bonne précision dans la mesure et la régulation de la température de l'échantillon (la mesure se fait directement par un thermocouple placé sur l'échantillon avec une incertitude de 1,0 °C. La valeur du champ coercitif peut alors être mesurée avec une précision de 5 % environ.

2°) Mesure à la balance de torsion

L'appareil construit au Laboratoire par D. PACCARD (3I) mesure le couple exercé par un champ magnétique sur une couche mince. La mesure se fait par une méthode de zéro de façon continue et automatique ; la sensibilité est de 10^{-4} dynes-cm, le champ produit par une paire de bobines en position d'Helmholtz a une amplitude maximum de I200 Oe.

Deux méthodes de mesure sont possibles, selon que l'échantillon est placé horizontalement ou verticalement.

a) Mesure de la constante d'anisotropie (K_u) de l'aimantation rémanente (M_r) et de l'hystérésis de rotation (W_r).

L'échantillon placé horizontalement est soumis à un champ tournant parallèle à son plan et le couple est enregistré en fonction de la position angulaire du champ tournant (fig.II-2).

Pour une couche mince ferromagnétique à anisotropie induite uniaxiale où l'énergie de champ démagnétisant est faible, l'énergie

par unité de volume s'exprime lorsque l'on applique un champ magnétique H par :

$$E = K_u \sin^2 \varphi - M H \cos (\theta - \varphi)$$

où K_u est la constante d'anisotropie induite
M l'aimantation par unité de volume
φ l'angle entre l'aimantatinn et l'axe de facile aimantation
θ l'angle entre la direction du champ et l'axe facile.

- A faible champ, l'aimantation est rigide et l'on a :

$$E = -M H \cos \theta$$

soit

$$\Gamma = -M_r H \sin \theta$$

La mesure du couple (Γ) donne donc la valeur de l'aimantation rémanente (fig II-3-a).

- Si l'on augmente la valeur du champ la courbe de couple se déforme (fig.II-3-b); l'aimantation n'est plus rigide et effectue des rotations irréversibles : il y a pertes par hystérésis de rotation que l'on définit par :

$$W_r = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{2\pi} \Gamma d\theta - \int_{2\pi}^{0} \Gamma d\theta \right\}$$

- Pour un champ plus fort, l'aimantation suit le champ et ses mouvements sont réversibles.
Alors $\Gamma = -K_u \sin 2\varphi = -K_u \sin 2\theta$
et la courbe de couple est en sin 2 θ (fig II-3-c)

Le comportement de l'aimantation est décrit et expliqué par le modèle de la rotation cohérente de Stoner et Wohlfarth (4)

qui fait apparaître les différentes formes du couple selon les valeurs relatives de H et H_k.

$H < \frac{H_k}{2}$ champ faible

$\frac{H_k}{2} < H < H_k$ domaine des pertes par hystérésis de rotation

$H > H_k$ champ fort

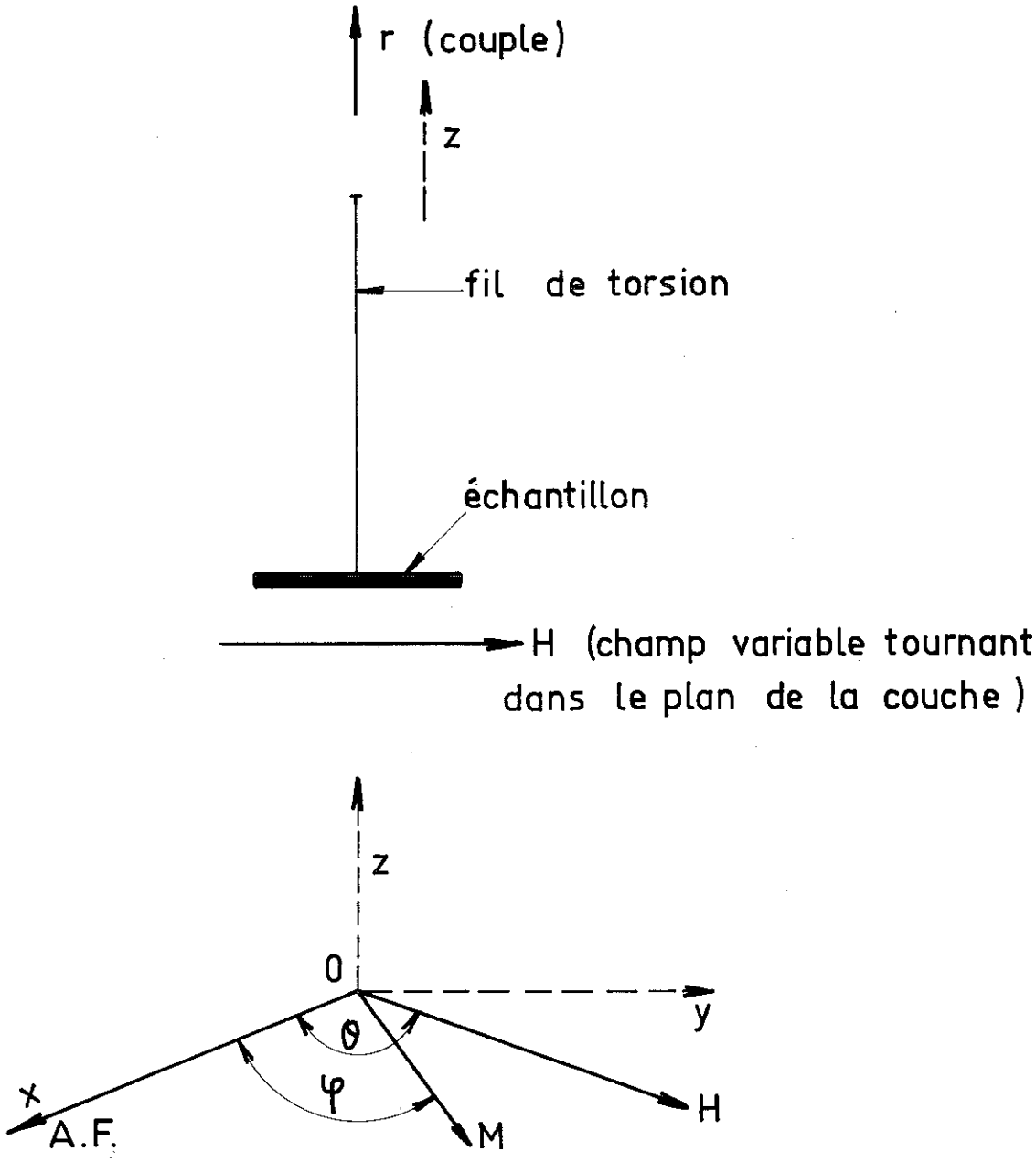
où H_k est le champ d'anisotropie défini par $H_k = \frac{2K_u}{M_s}$

En fait dans une couche mince la structure en domaine subsiste, même en champ fort, ceci à cause des effets de bords et des imperfections qui agissent comme centres de nucléation. Jacobs et Bean (32) ont proposé un modèle de rotation non cohérente où les domaines se comporteraient comme autant de particules monodomaines indépendantes. Les résultats sont très comparables à ceux prédits par le modèle de la rotation cohérente. Expérimentalement, il peut être utile de se référer à la forme de la courbe (W_r en fonction de H) qui est un indice de la façon dont se fait le renversement de l'aimantation dans le matériau étudié.

b) <u>Mesure de l'aimantation à saturation (M_s) et du champ coercitif (H_c).</u>

L'échantillon est placé à la verticale : la situation offre deux possibilités.

- On applique le champ dans une direction faisant un angle petit avec le plan de la couche (de sorte que l'aimantation ne sorte pas du plan de la couche). Si l'on fait varier l'intensité

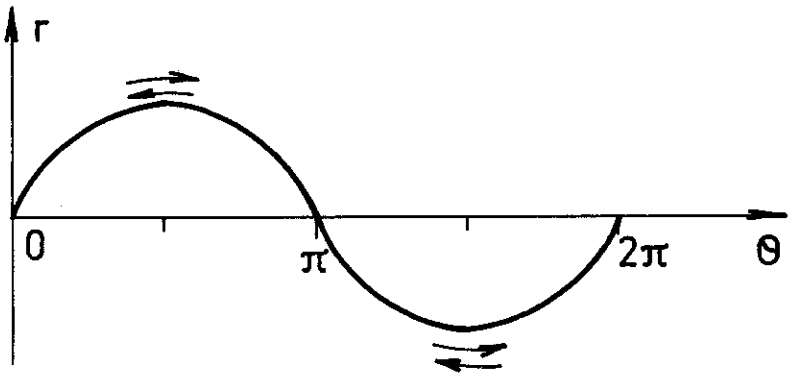


A.F. Axe de facile aimantation

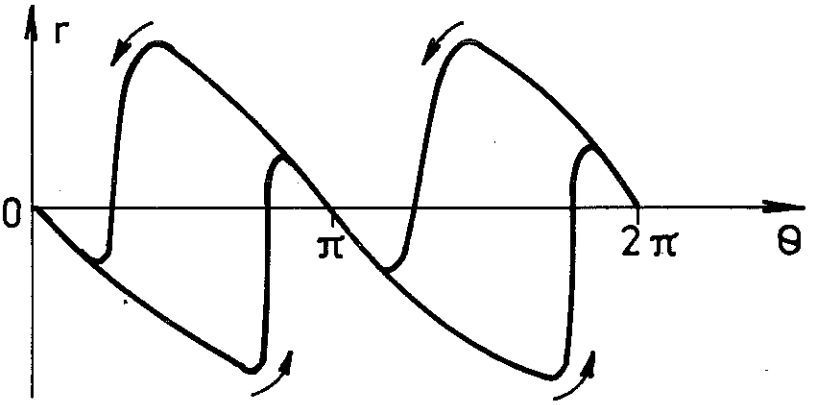
M. Aimantation

Fig: II-2 Utilisation de la balance de torsion
(Echantillon horizontal)

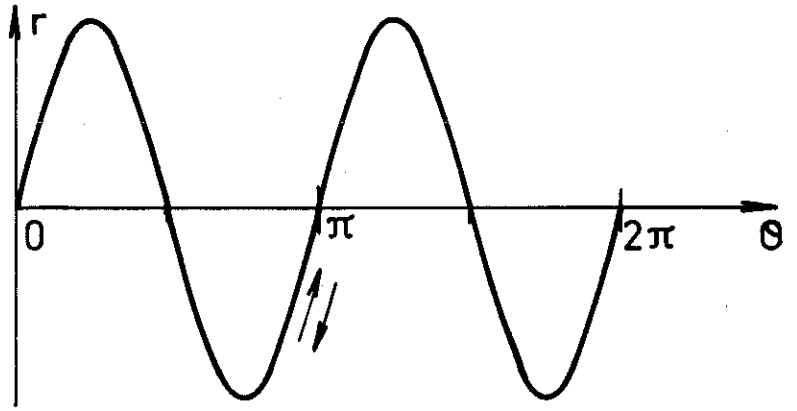
a : Couple en champ faible ($H \ll H_k$)



b : Pertes par hystérésis de rotation ($\frac{H_k}{2} < H < H_k$)



c : Couple en champ fort ($H > H_k$)



d : Pertes par hystérésis de rotation en fonction du champ

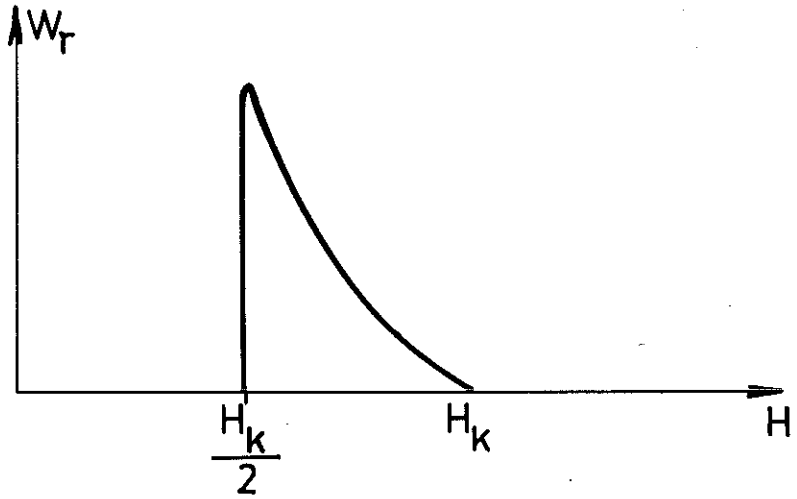
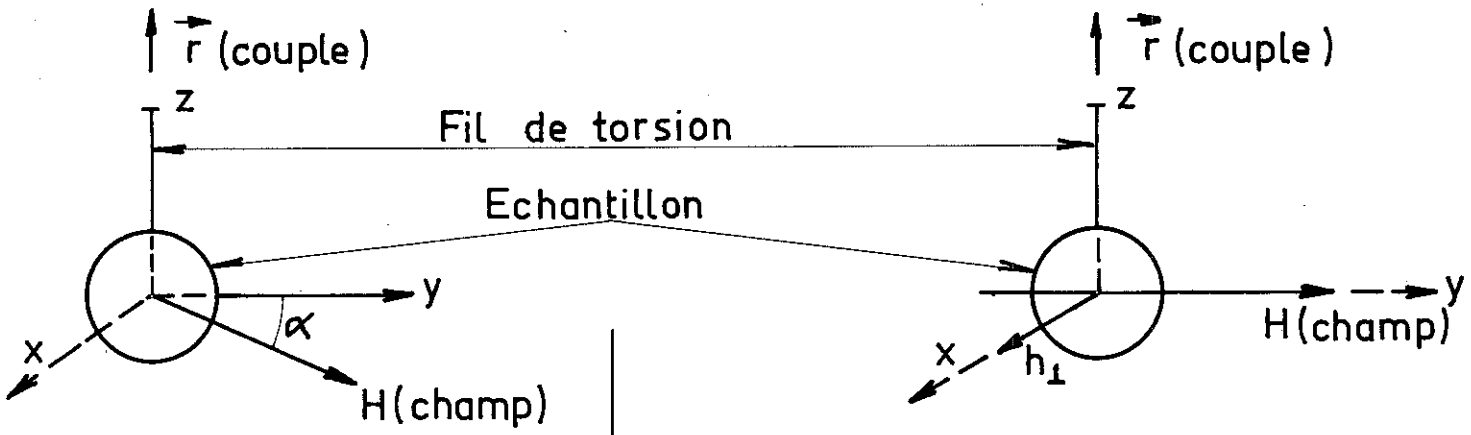
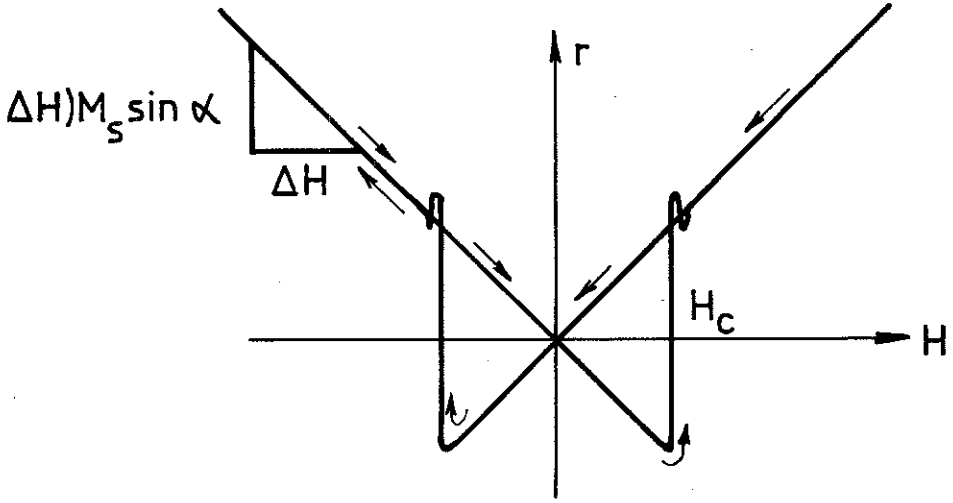


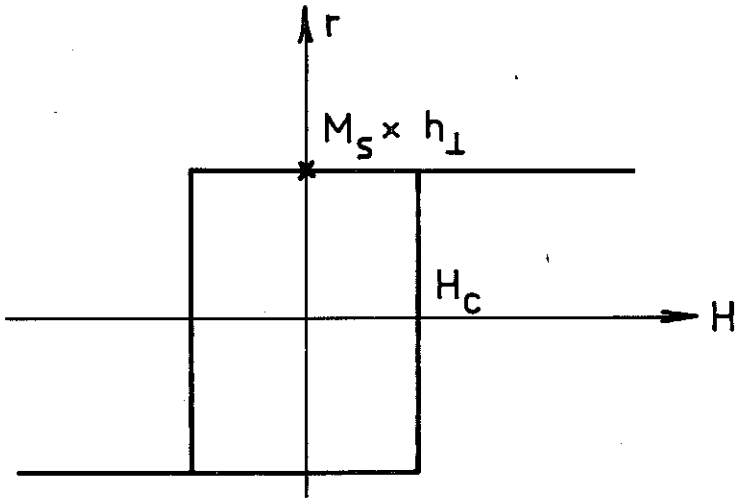
Fig : II-3 Comportement de l'aimantation en présence d'un champ faisant un angle θ avec l'axe facile (Modéle STONER et WOHLFARTH)





- a -

Champ magnétique faisant un petit angle constant (α) avec le plan de la couche



- b -

Utilisation d'un champ faible constant normal au plan de la couche ($h_\perp$) et d'un champ variable (H) parallèle au plan

Fig : II-4 Mesure de l'aimantation à saturation (M_s) et du champ coercitif (H_c) à la balance de torsion.

du champ, on balaie la courbe représentée à la figure II-4-a.

- On applique dans le plan de la couche le champ que l'on fait varier. On mesure le couple produit par un petit champ perpendiculaire (de l'ordre de 20 Oe) et l'on balaie ainsi la courbe de la figure II-4-b.

Dans les deux cas, l'on mesure M_s et H_c tel qu'indiqué sur la figure II-4.

3°) Microscopie électronique

Pour étudier les parois et leur structure, nous avons fait appel à la microscopie électronique. Nous utilisons la méthode dite de défocalisation ou microscopie Lorentz, particulièrement bien adaptée à l'étude des couches minces magnétiques multiples car elle permet de voir simultanément les parois dans chacune des couches.

Les échantillons sont évaporés directement sur des grilles de microscope recouvertes d'un mince film de carbone; dans ce cas, nous évaporons simultanément un échantillon identique sur un support de verre afin de faire un parallèle entre les mesures par effet Kerr de H_c et les observations en Lorentz. L'on peut aussi utiliser directement un échantillon préparé sur une lame de verre en le décollant de son support. Notons qu'en raison de la pénétration limitée du faisceau électronique, l'épaisseur totale des échantillons étudiés ne dépassera pas 800 à 900 Å .

La figure II-5 illustre le cheminement du faisceau d'électrons traversant une couche simple comportant des domaines. Si l'on examine le cas d'une paroi de type I, on voit que les électrons déviés par la force de Lorentz ($F = q\ (\vec{v} \wedge \vec{B})$) sont amenés à converger à la sortie, tandis qu'ils divergent pour une paroi de type II. Ainsi, en faisant la mise au point du microscope sur le plan P, une paroi I donnera une image blanche, et une paroi II

une image noire mais moins dense ; en focalisant sur le plan P', les contrastes sont inversés.

Ajoutons que ce n'est qu'indirectement que l'on visualise les parois : en fait, on observe les limites des domaines élémentaires.

Cette méthode d'observation des parois dans les couches multiples a d'abord été utilisée par Mme Pulchalska (16) et des travaux similaires ont déjà été exécutés au Laboratoire (23) (24) (33). Nous nous proposons de reprendre cette technique pour l'étude de couches de Fe Ni - Pd Co, Co - Pd Co et Co - Pd Co - Fe Ni, et notamment d'observer le comportement des parois lors d'une variation de la température, ainsi que d'éventuelles modifications dans leur structure que l'on pourrait relier aux variations de H_c.

Pour cela nous avons construit un four porte échantillon schématisé par la figure II-6. L'étalonnage du four en température a été fait avec un thermocouple fixé sur une grille par de la peinture d'argent. En réalité, lorsque l'échantillon est en place, il s'établit en son sein des gradients de température qui peuvent être très importants, rendant ainsi peu précise la détermination de sa température.

La figure II-6 montre le positionnement de la bobine de champ servant à aimanter la couche ainsi que la bobine de compensation qui produit un champ égal et opposé à celui de la précédente et ramène le faisceau dans l'axe du microscope. L'échantillon est localisé de sorte que son aimantation ne soit pas perturbée par les champs de fuite des lentilles magnétiques.

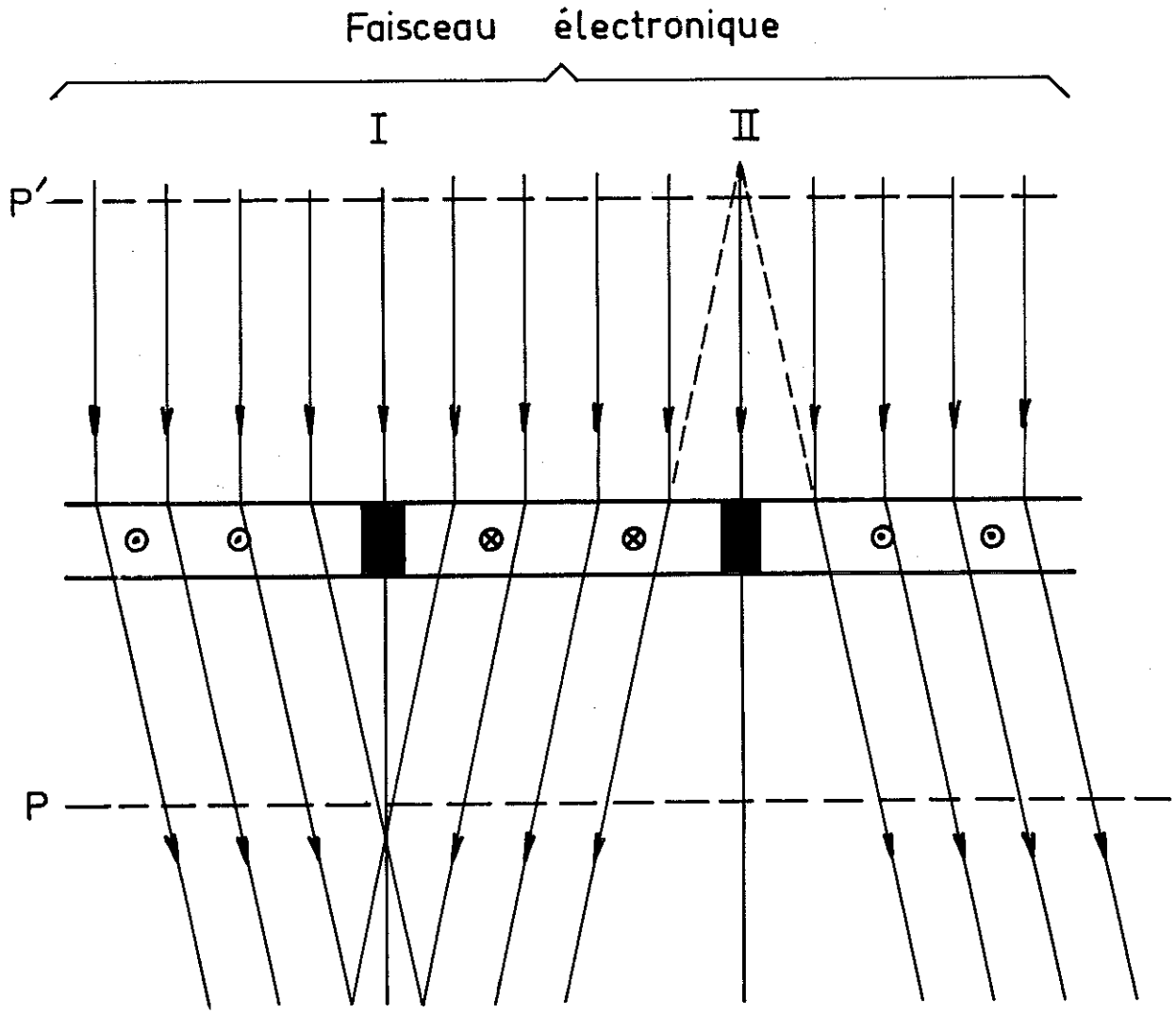


Fig: II-5 Illustration du principe de la méthode de microscopie LORENTZ

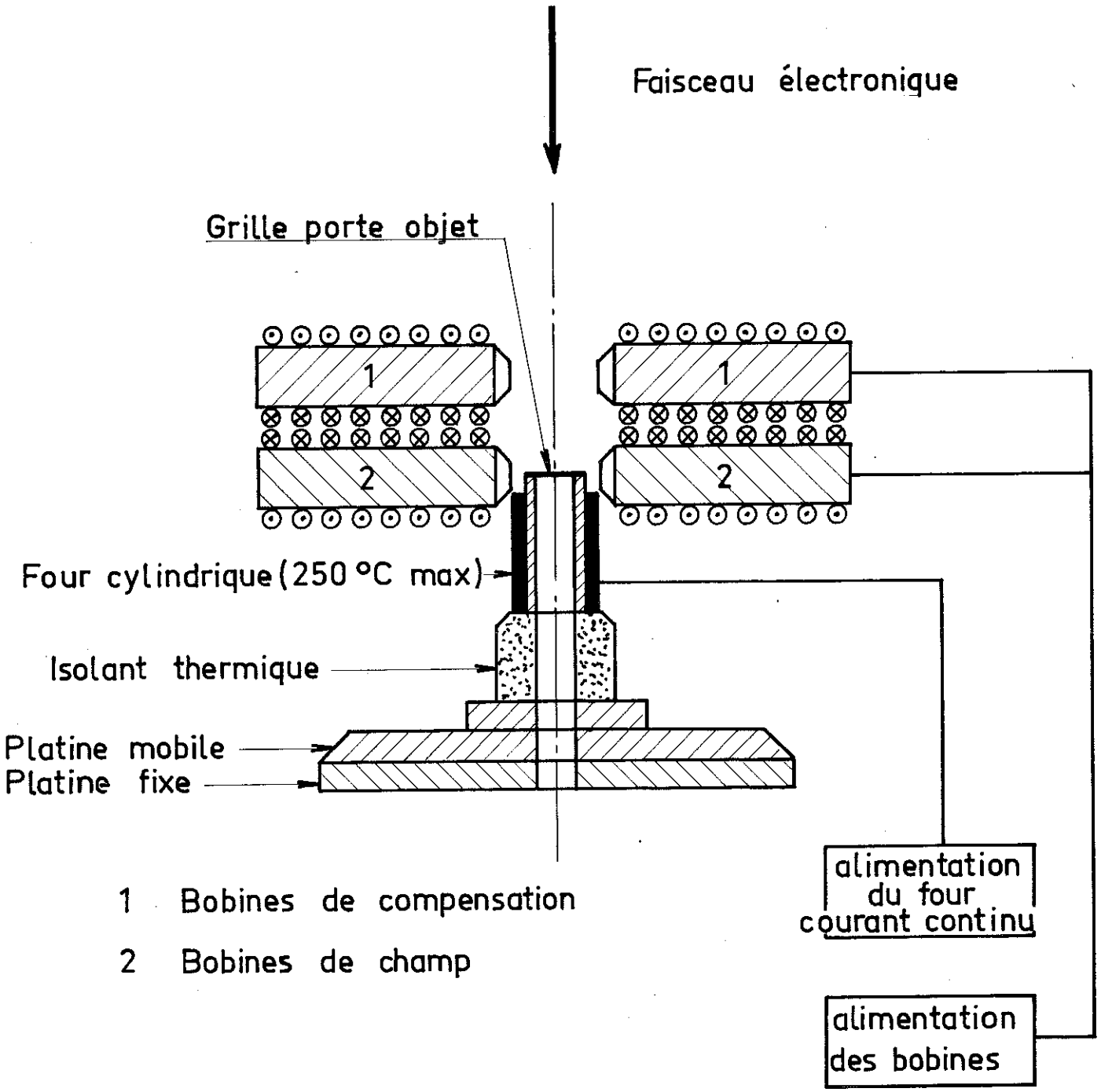


Fig: II-6 Schéma du four porte échantillon

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans cette partie, nous décrirons les résultats de mesures :

- à l'effet Kerr (mesure du champ coercitif en fonction de la température)
- à la balance de torsion (propriétés magnétiques du Pd Co)
- en microscopie électronique

A - MESURE DU CHAMP COERCITIF EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Dans une couche multiple où deux films ferromagnétiques sont séparés par un intermédiaire de faible aimantation, on observe que le champ coercitif (H_c) des couches extrêmes augmente lorsque la température diminue (fig.III-1).

Sur la figure III-1, nous avons porté, à titre de comparaison les variations mesurées pour des couches simplesde Co et de FeNi déposées sur verre.

Pour le Co, la variation du champ coercitif en fonction de la température est attribuée (40, 41) à des phénomènes de magnétostriction et à la variation de l'énergie magnétocristalline. Le Fe Ni est à magnétostriction nulle et la valeur du H_c varie peu avec la température.

1) Description du phénomène dans les couches multiples

Nous décrirons le phénomène de variation thermique du champ coercitif (H_c) à partir de l'exemple de la figure III-1 et III- 2.

Pt de Curie
de PdCo.

Que se passerait-
il s'il manque
l'un des composants
ferromagnétiques ?

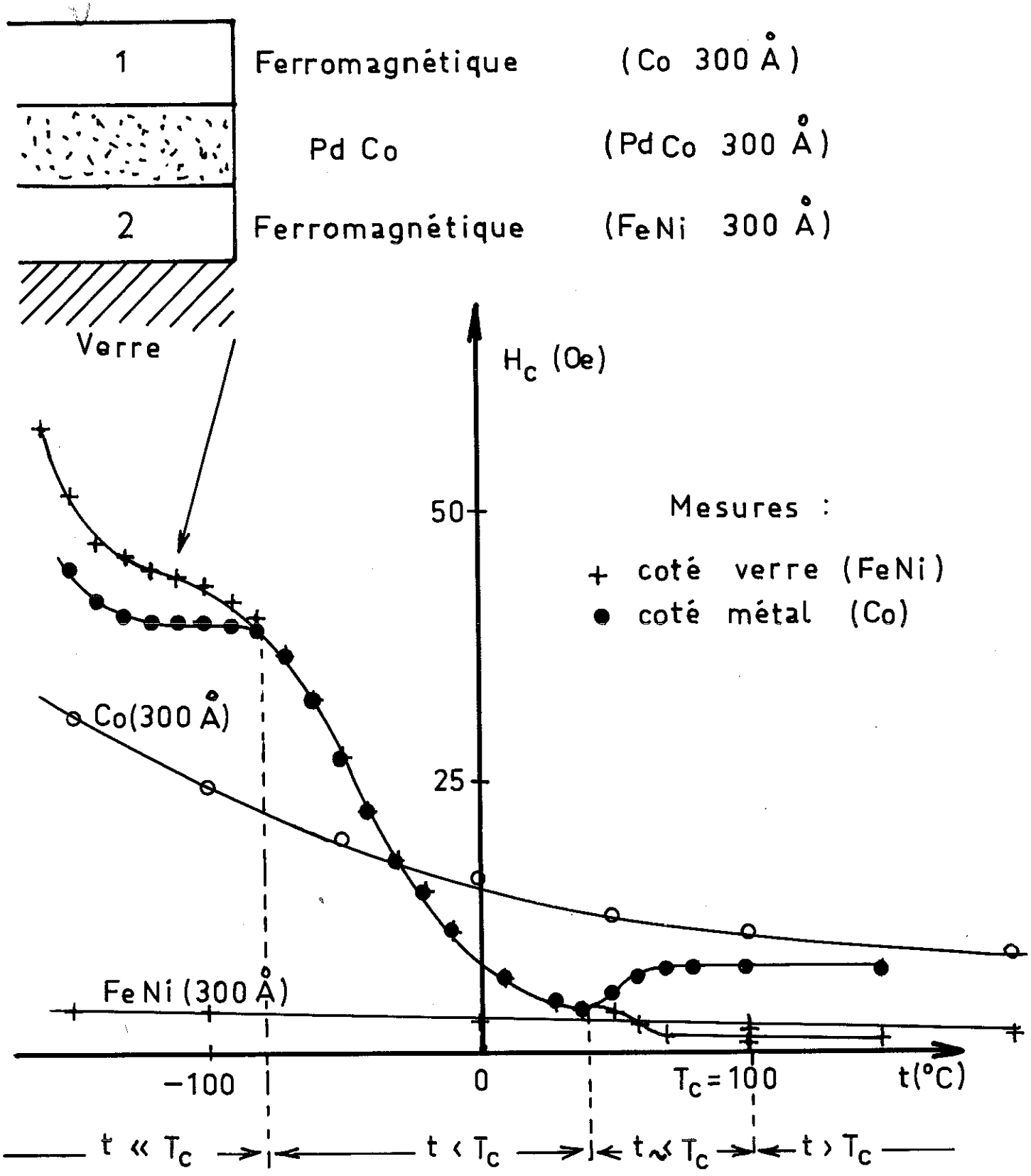


Fig. III-1 Etude comparative de la variation thermique du champ coercitif dans les couches minces

On peut d'abord remarquer que cette variation de H_c apparaît pour des températures inférieures à une température critique (T_c). La valeur de cette température est définie avec une précision de quelques degrés. On verra plus loin que T_c peut être considérée comme voisine de la température de Curie du Pd Co.

Nous ferons l'analyse du phénomène en considérant quatre régimes de température : $t > T_c$, $t \lesssim T_c$, $t < T_c$, $t \ll T_c$

-a- $t > T_c$

En se référant à la figure III-1, on constate dans ce cas, que les valeurs de H_c sont différentes pour le Co ($H_{c_{Co}}$) et le Fe Ni ($H_{c_{FeNi}}$) : le renversement de l'aimantation se fait indépendemment dans chacune des couches.

Dans le cas d'une structure Co - Pd Co - Fe Ni, on mesure toujours pour le Co et le Fe Ni des valeurs du champ coercitif inférieures à celles observées pour des couches uniques. Par contre (fig. III-2, courbes 5 et 1) on voit que pour des structures Co - Pd Co et Fe Ni - Pd Co, les champs coercitifs correspondent en cas de couches simples de Co et de Fe Ni. Ceci est dans tous les cas bien vérifié pour le Fe Ni, tandis que pour le Co, la nature du support semble intervenir : pour une structure verre - Pd Co - Co, le champ coercitif est légèrement plus grand que dans le cas verre - Co - Pd Co.

Ceci peut être attribué à des phénomènes de rugosité du support : la surface du verre étant plus plane que celle du Pd Co.

Ainsi lorsque $t > T_c$, la structure ferromagnétique - Pd Co - ferromagnétique a pour effet de diminuer le champ coercitif. On est amené à supposer l'existence d'un couplage magnétostatique des parois des deux couches ferromagnétiques séparées par une couche qui est alors non magnétique.

LP 013

1	2	3	4	5
-	FeNi	Co	Co	Co
PdCo	PdCo	PdCo	PdCo	PdCo
FeNi	FeNi	FeNi	Co	-

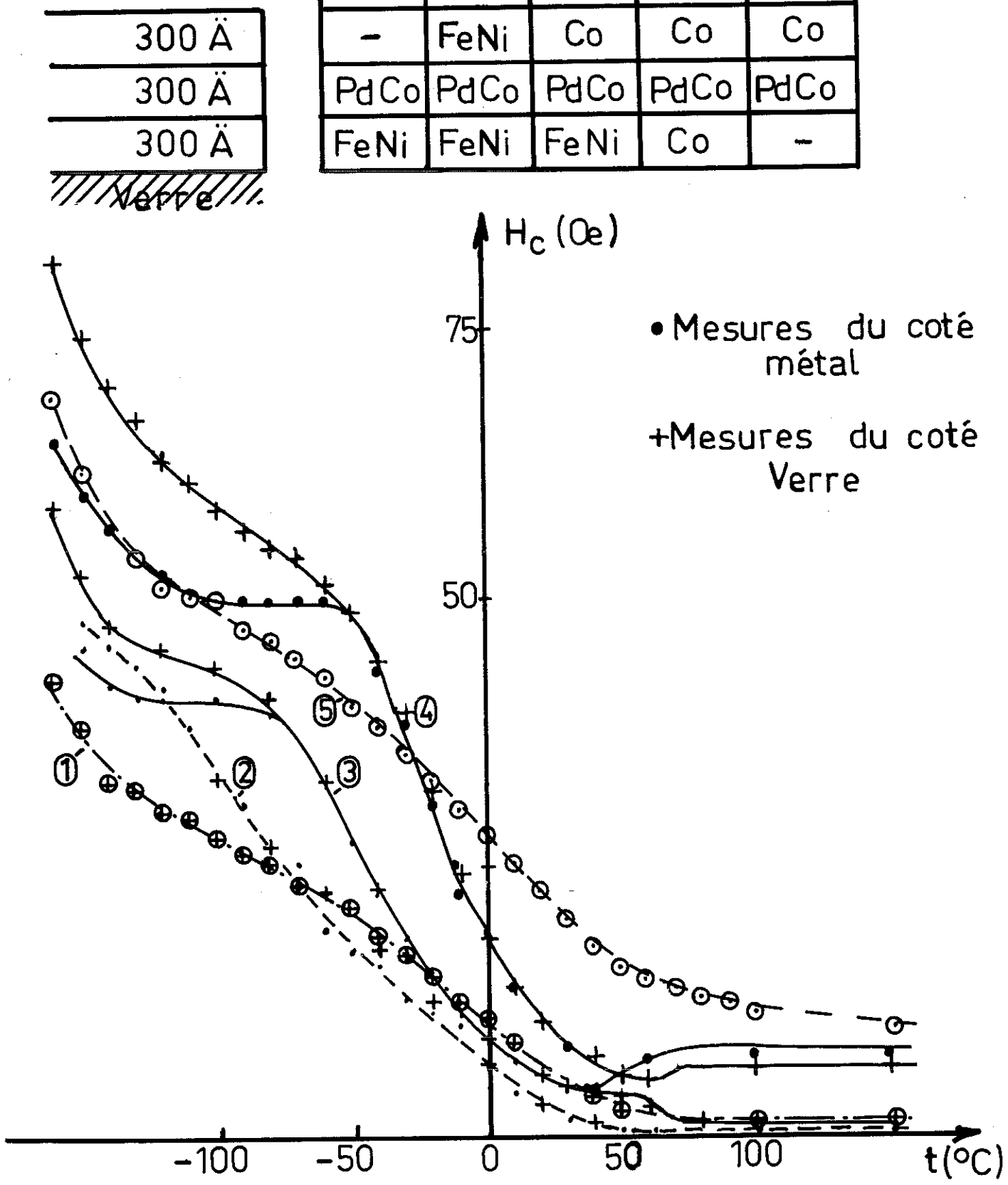


Fig.III-2 Variation thermique du champ coercitif dans une couche mince multiple à intermédiaire de PdCo

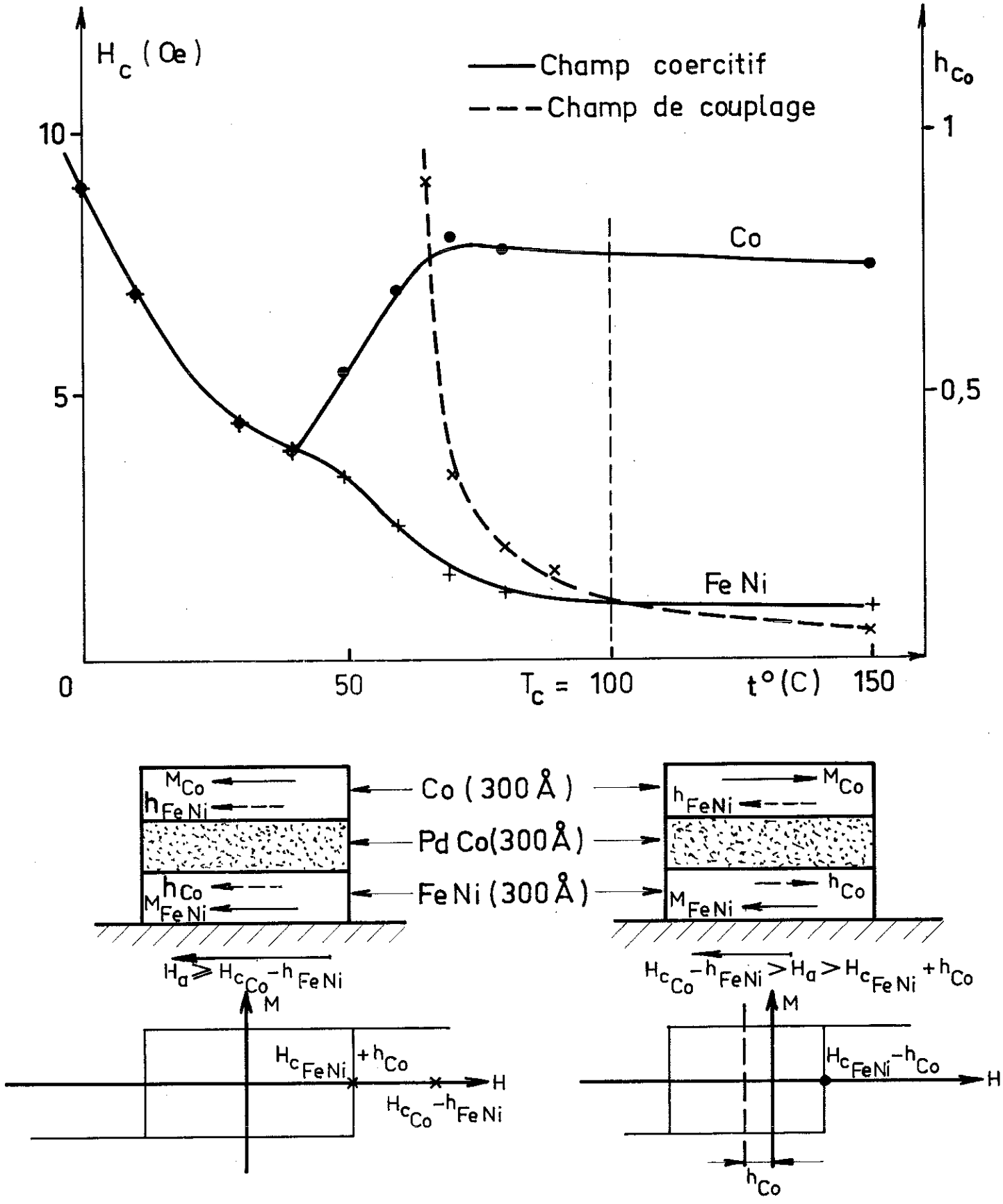


Fig : III-3 Champ de couplage positif dans une couche de Fe Ni – Pd Co – Co

-b- $t \lesssim T_c$

Si à partir de T_c, on abaisse la température, le champ coercitif du Co diminue tandis qu'augmente celui du Fe Ni (fig III -3). Le phénomène évolue jusqu'à ce qu'ils deviennent égaux.

Dans la zone de température où la variation des champs coercitifs est faible et les aimantations basculent séparément ($T \gtrsim T_c$), on mesure un champ de couplage positif (h) du type observé par Massenet (1) et Buder (29). Ces auteurs ont montré qu'un tel champ de couplage était négligeable lorsque l'épaisseur de la couche intermédiaire paramagnétique était supérieur à 200 Å.

On doit donc supposer dans le cas présent que le Pd Co est faiblement ferromagnétique. Le champ de couplage h devient négligeable (fig.III-3) lorsque $t = T_c$, T_c correspond alors à la température de Curie du Pd Co.

Notons ici que la microscopie électronique montre (nous le verrons plus loin) que la couche de Pd Co est continue. Ceci exclut l'hypothèse de la formation de ponts ferromagnétiques dans le Pd Co.

Le champ de couplage (h) ne modifie pas la valeur du champ coercitif mais produit un déplacement du cycle (fig III-3). Cependant, h augmente lorsque la température diminue et l'on aboutit à la situation où le H_c du Fe Ni augmenté de h est égal au H_c du Co : il devient impossible de mesurer h. Alors les aimantations des deux couches ferromagnétiques basculent pour une même valeur du champ.

Dans cette gamme de température, la couche intermédiaire de Pd Co est faiblement ferromagnétique : un couplage s'établit entre les aimantations de deux domaines superposés.

-c- $t < T_c$

Si l'on diminue encore la température, on constate dès lors, une rapide augmentation du champ coercitif. Les parois deviennent plus difficiles à déplacer à mesure que décroit la température.

Encore ici, les deux couches ferromagnétiques possèdent une même valeur du champ coercitif. Les aimantations sont fortement couplées par l'intermédiaire de Pd Co.

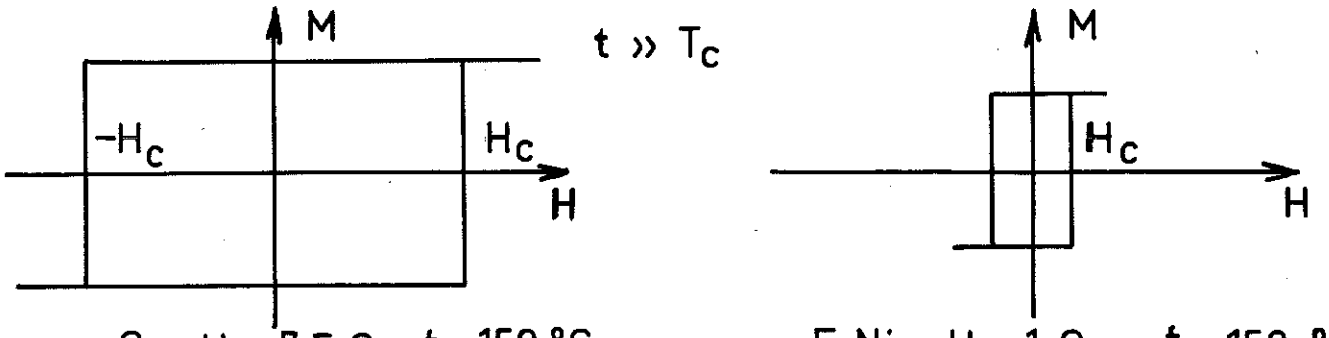
-d- $t \ll T_c$

Les cycles demeurent confondus jusqu'à ce que l'on atteigne la région des basses températures. Alors, on observe qu'à partir d'une certaine valeur de t (-80°c dans le cas de la figure III-1), les valeurs mesurées de H_c de part et d'autre du Pd Co ne sont plus égales.

Dans cette région en fait, les cycles ne sont plus rectangulaires (fig III-4-c).Leur forme laisse supposer que le renversement de l'aimantation ne se fait plus uniquement par déplacement de parois, mais aussi par rotation incohérente de l'aimantation. Comme on le voit (fig.III-4) même si les valeurs $H_{c_{Co}}$ et $H_{c_{FeNi}}$ sont différentes, la saturation complète des deux couches se produit pour une même valeur du champ.

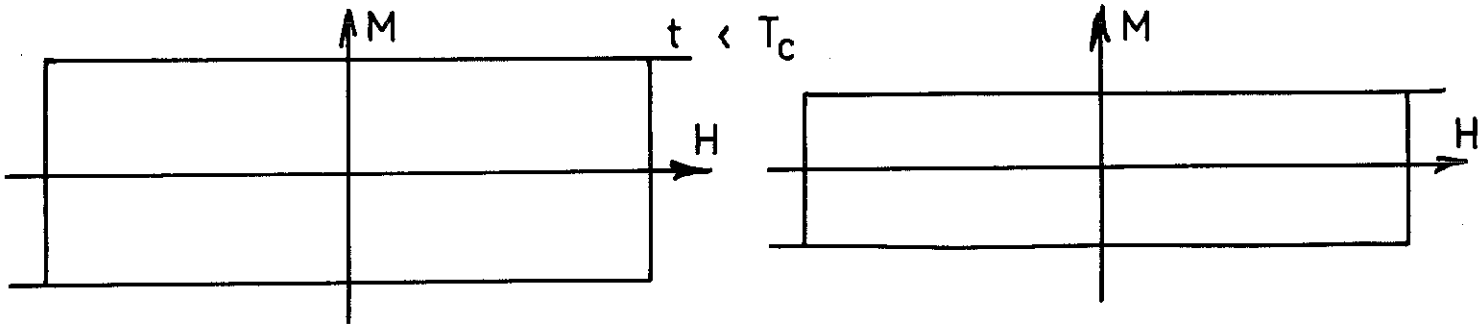
Dans cette gamme de température, plus on s'éloigne de T_c, plus les cycles sont déformés à tel point qu'il devient impossible de mesurer H_c. Dans le cas de la figure III-5, où T_c est voisin de 180 °C, ceci se produit lorsque t est inférieure à - 40 °C.

Ainsi lorsque la température devient très inférieure à



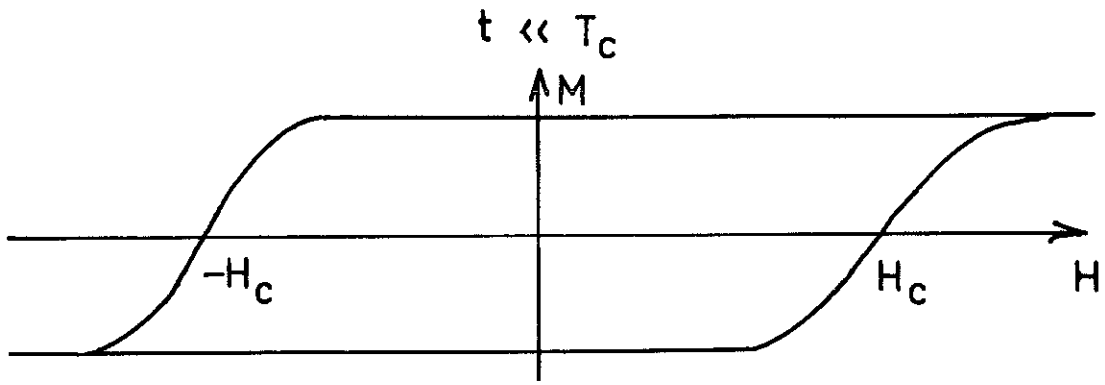
Co, H_c=7,5 Oe, t = 150 °C — FeNi, H_c=1 Oe, t = 150 °C

a

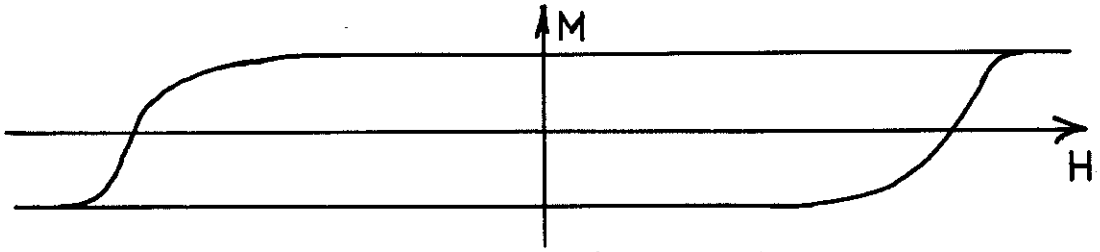


Co, H_c=25 Oe, t = -40 °C — FeNi, H_c=25 Oe, t = -40 °C

b



Co, H_c = 40 Oe, t = -140 °C



FeNi, H_c=47 Oe, t = -140 °C

c

Echantillon 013-2 (Verre, FeNi, PdCo, Co) T_c=100 °C

Fig: III-4 Aspect des cycles en fonction de la température pour une couche FeNi-PdCo-Co

a-b déplacement de parois, c rotation incohérente

LP 012

1	2	3	4	5
Fe Ni	Fe Ni	Fe Ni	Co	—
Pd Co	Pd Co	Pd Co	Pd Co	Pd Co
—	Fe Ni	Co	Co	Co

300 Å
300 Å
300 Å
Verre

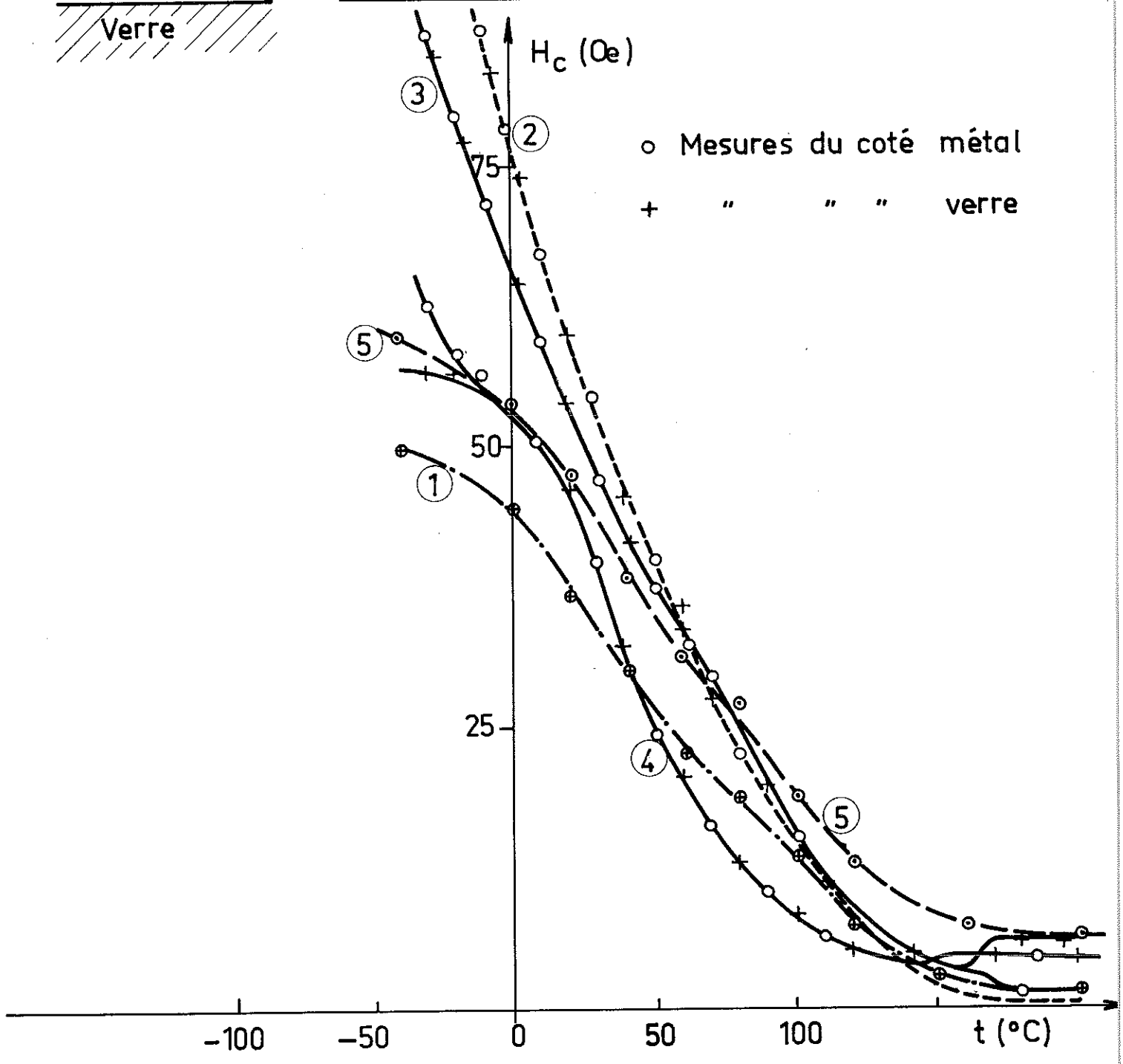


Fig: III-5 Variation thermique du champ coercitif dans une couche mince multiple à intermédiaire de Pd Co

T_c, le phénomène de rotation incohérente de l'aimantation devient prépondérant. Notons que dans ce cas, il devient difficile de définir un axe facile : l'aimantation est très dispersée.

2) Facteurs influant sur la variation thermique du H_c

-a- Influence de la structure

Dans tous les cas, on constate que pour une structure ferromagnétique - Pd Co, la pente $(\frac{\Delta H_c}{\Delta t})$ est moins grande que pour une structure ferromagnétique - Pd Co - ferromagnétique (fig. III-2 courbes 5 et 4).

On note aussi que la valeur des pentes mesurées pour les structures Co - Pd Co et Fe Ni - Pd Co sont égales : les courbes se suivent de façon sensiblement parallèle. Toutefois, la structure Co - Pd Co possède toujours un H_c plus élevé que la structure Fe Ni - Pd Co, ce qui peut s'expliquer par le fait que le H_c intrinsèque du Co est plus élevé que celui du Fe Ni.

On peut d'autre part constater que H_{cCo} pour le cas Co - Pd Co (fig. III-2 . courbe 5) est plus grand que H_{cCo} dans le cas Co - Pd Co - Co (fig. III-2 . courbe 4) pour des températures supérieures à - 30 °C. On peut alors admettre que dans ce dernier cas le couplage de parois intervient pour diminuer le H_c.

Une étude en fonction de la nature des couches ferromagnétiques montre qu'en général (fig. III-2), le champ coercitif et la pente sont plus grands si l'on passe d'une structure Fe Ni - Pd Co - Fe Ni à une structure Fe Ni - Pd Co - Co, à une structure Co - Pd Co - Co. Ceci peut être attribué au fait que le Co est un matériau plus dur que le Fe Ni. Notons que la variation est moins sensible lorsque T_c est élevée (fig. III-5).

Une étude en fonction de l'épaisseur d'une des couches ferromagnétiques (fig. III-7) ne nous permet pas de tirer de conclusions très intéressantes, les résultats étant trop

dispersés. Notons toutefois que la pente $\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ ne semble pas être fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique.

-b- Influence de l'épaisseur du Pd Co

Si l'on fait varier l'épaisseur du Pd Co (fig.III-6 ; III -8), on voit que la pente $\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ augmente avec l'épaisseur du Pd Co.

On peut admettre que la composition du Pd Co demeure presque constante d'un échantillon à l'autre. En effet, nous avons préparé au début et à la fin de l'évaporation deux échantillons de même épaisseur et nous avons vérifié que les pentes et les T_c étaient sensiblement les mêmes.

-c- Influence de la composition

Si l'on fait varier la composition du Pd Co, on s'aperçoit que la pente augmente avec la concentration en Co (fig.III-IO). Toutefois, cette étude est difficile parce que, pour une forte concentration en Co, les cycles deviennent rapidement déformés et la mesure de H_c est alors impossible. En outre, nous n'avons pas de moyen de contrôle de la composition. Nous pouvons cependant évaluer celle-ci à partir de T_c et de la courbe de la température de Curie du Pd Co en fonction de la composition (fig.III-9).

-d- Influence du recuit

Lorsque l'on chauffe un échantillon au delà de la température du support lors de l'évaporation (t_s), on constate que les courbes de H_c en fonction de t ne sont pas reproductibles : la pente est plus forte pour le second cycle en température que

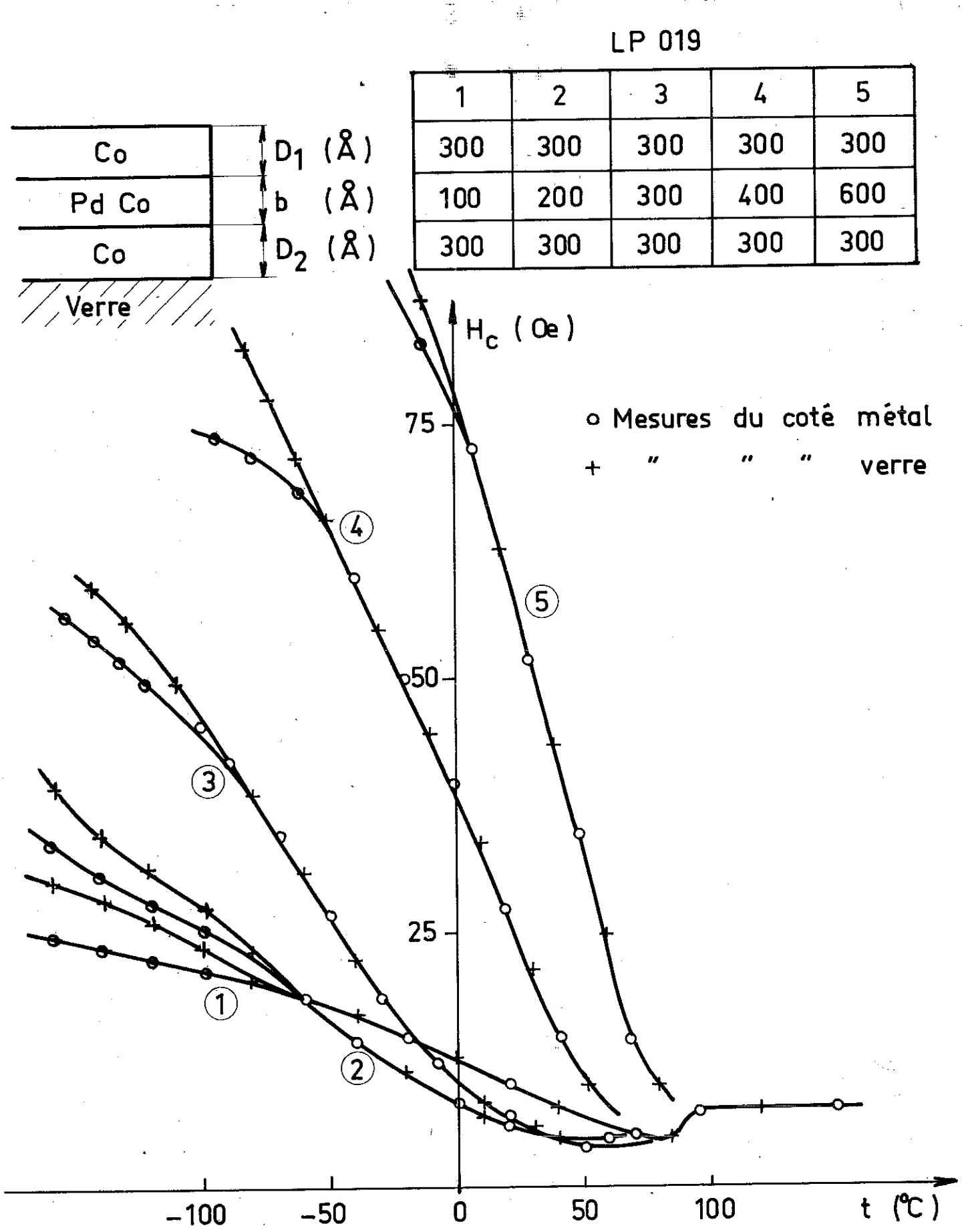


Fig : III-6 Variation thermique du champ coercitif pour diverses épaisseurs de la couche intermédiaire de Pd Co

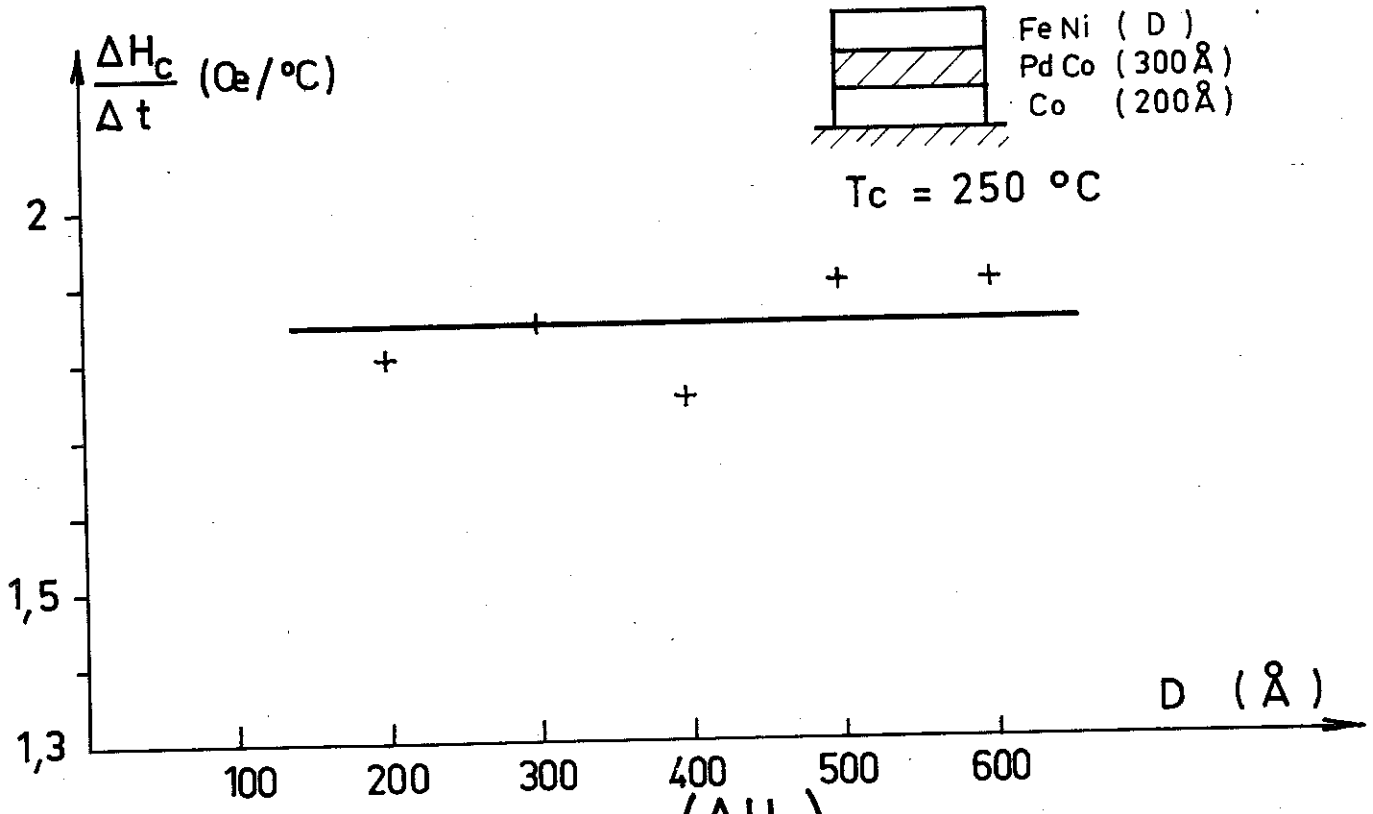


Fig: III-7 Variation de la pente $\left(\frac{\Delta H_c}{\Delta t}\right)$ en fonction de L'épaisseur de la couche de Fe Ni

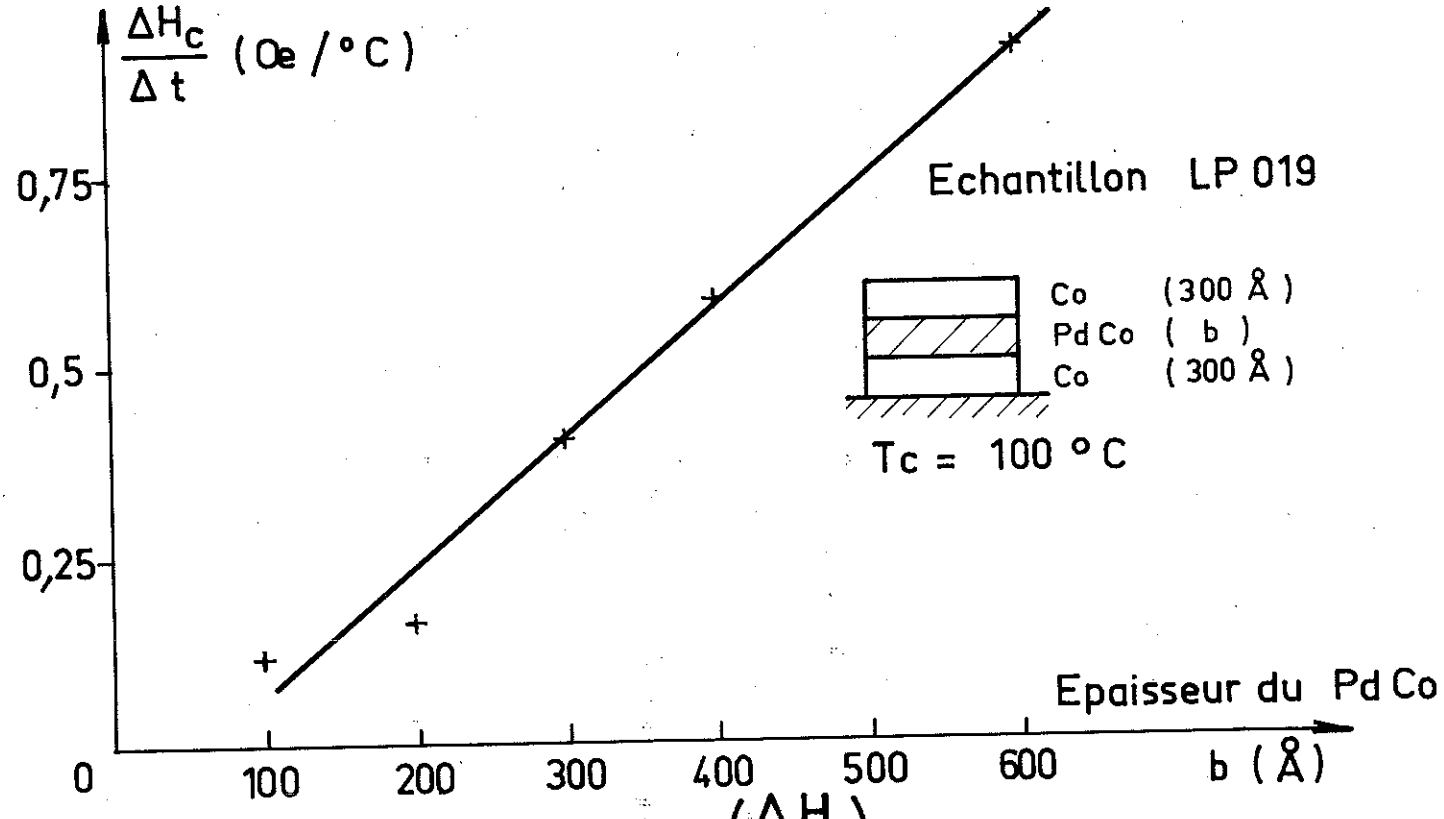


Fig: III-8 Variation de la pente $\left(\frac{\Delta H_c}{\Delta t}\right)$ en fonction de l'épaisseur (b) du Pd Co

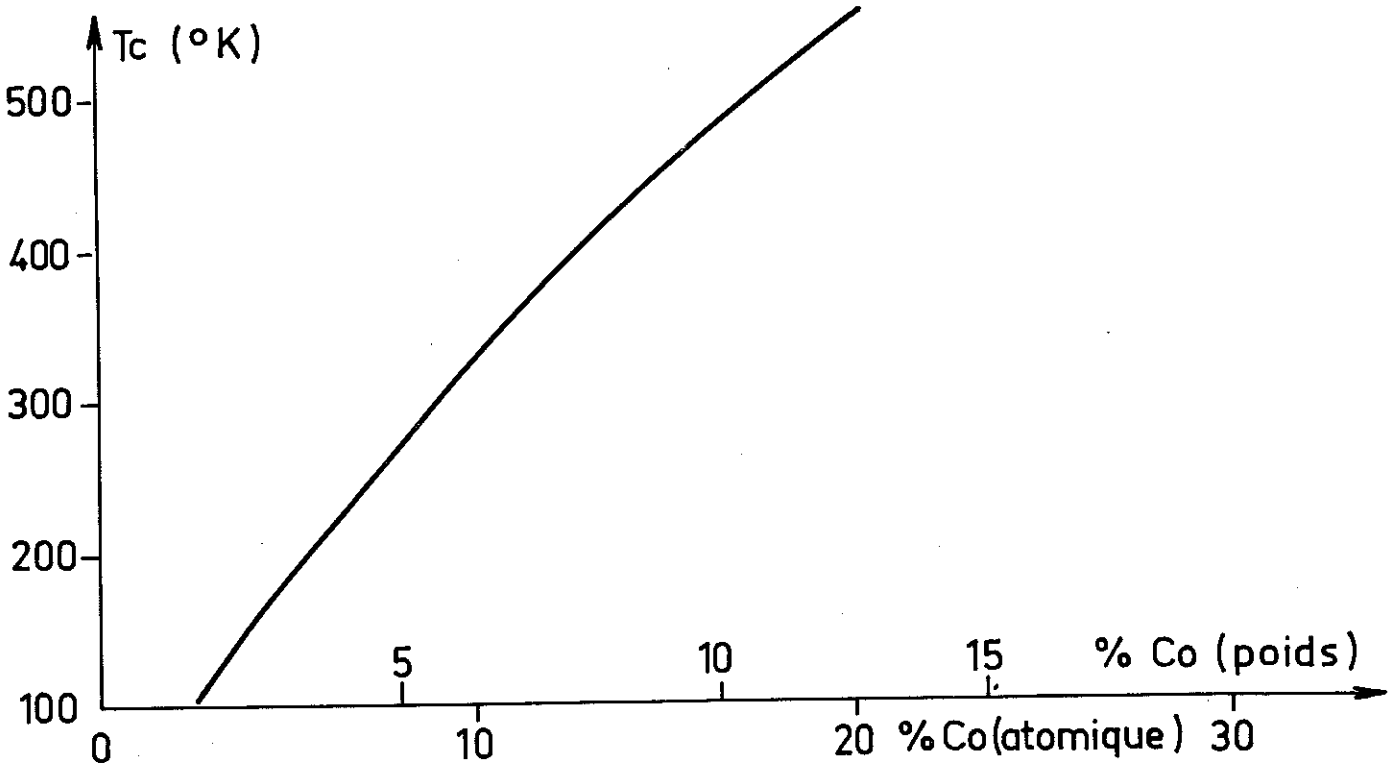


Fig : III - 9 Température de CURIE (Tc) du Pd Co en fonction de la composition (BOZORTH)

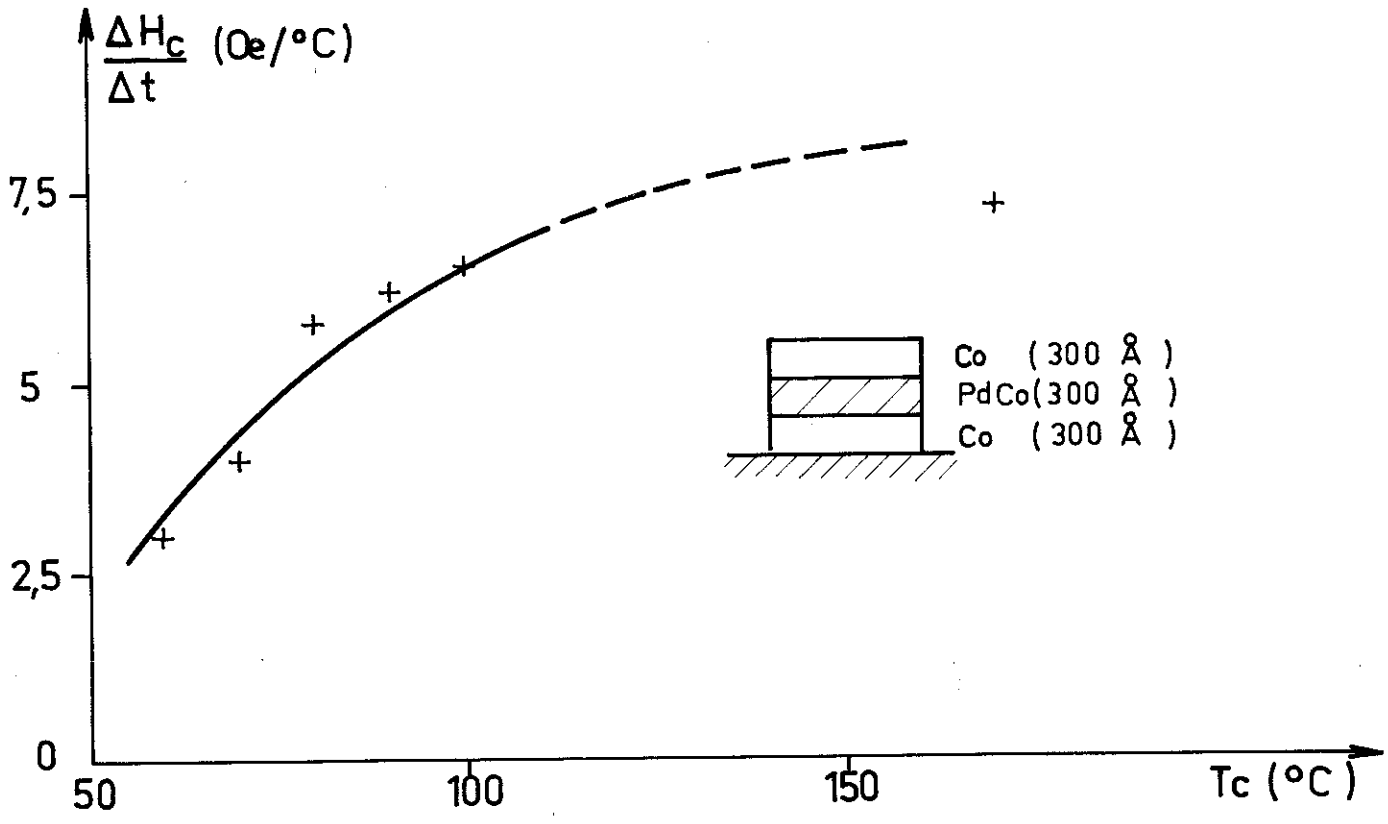


Fig : III - 10 Variation de la pente $\left(\frac{\Delta H_c}{\Delta t}\right)$ en fonction de Tc

pour le premier. Le phénomène perd de son amplitude avec le nombre de cycles: après le quatrième, les résultats deviennent reproductibles.

-On peut supposer qu'il s'agit de phénomènes de recuit qui se saturent Pour éliminer ce problème nous pouvons effectuer un recuit de l'échantillon ou encore le préparer à une température de support voisine de la température maximum à laquelle sont faites les mesures.

En résumé, on peut retenir les points suivants :

1°) T_c, la température critique en dessous de laquelle H_c augmente, peut être assimilée à la température de Curie du Pd Co.

2°) $t > T_c$: l'intermédiaire n'est pas magnétique. Il y a un couplage de parois, les aimantations basculent de façon indépendante.

3°) $t \lesssim T_c$: l'intermédiaire est ferromagnétique et il existe un couplage tendant à aligner les aimantations dans les deux couches.

4°) $t < T_c$: les aimantations basculent ensemble, elles sont fortement couplées. Le champ coercitif augmente si t diminue. Cette variation est cependant moins grande dans le cas ferromagnétique - Pd Co.

5°) $t \ll T_c$: le renversement se fait davantage par rotation incohérente de l'aimantation, que par déplacement de parois.

B - MESURES A LA BALANCE DE TORSION

L'objet de ces mesures a été d'étudier les propriétés magnétiques d'une couche mince de Pd Co(M_s, aimantation à saturation ; M_r, aimantation rémanente ; H_c, champ coercitif).

Nous prenons comme exemple l'échantillon LP 009 (fig. III-11) en raison de la valeur relativement élevée de la température critique ($T_c \simeq 180°C$, composition : environ 9% de Co en poids - épaisseur 300 Å). Ainsi, à la température ambiante, nous nous plaçons dans le cas où $t < T_c$. L'étude sera par la suite poursuivie en microscopie Lorentz : il suffira de chauffer pour couvrir toute la gamme des températures intéressantes.

1°) Mesure de l'aimantation

Une première série de mesures a montré qu'un champ de 1200 Oe était insuffisant pour saturer l'aimantation du Pd Co et ne permettait donc pas la mesure de l'aimantation à saturation (M_s).

Nous pouvons cependant évaluer l'aimantation rémanente (M_r). L'échantillon etant horizontal, on mesure le couple produit par un champ tournant parallèle au plan de la couche (fig. III 12-courbes a et b).

En extrapolant en champ nul, on obtient :

$M_r = 210$ uem cgs ($\pm$ 10%) pour t = 20°C
$M_r = 225$ uem cgs ($\pm$ 10%) pour t = -180°C

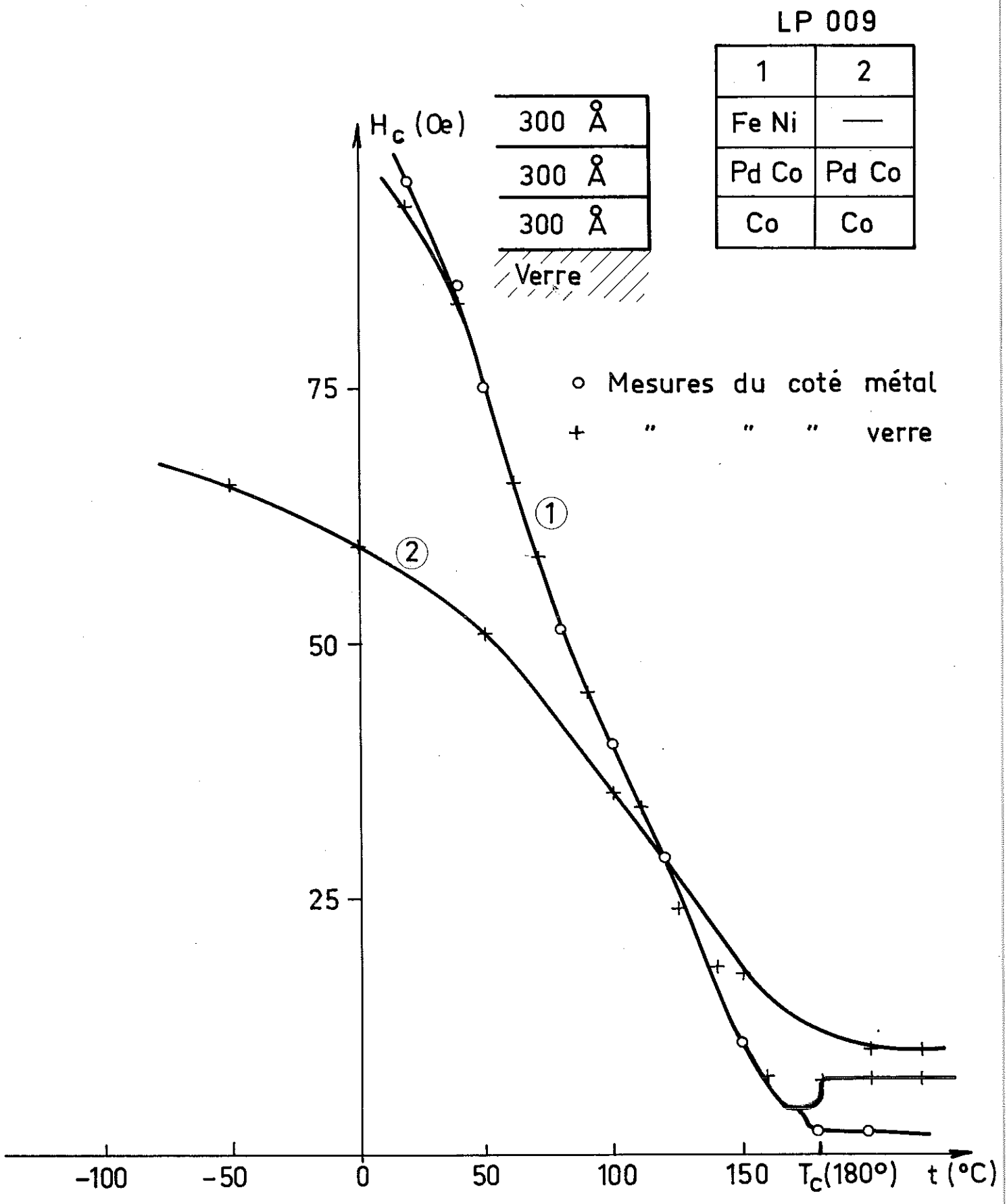


Fig : III-11 Variation thermique du champ coercitif dans le cas où la température critique de la couche intermédiaire est élevée

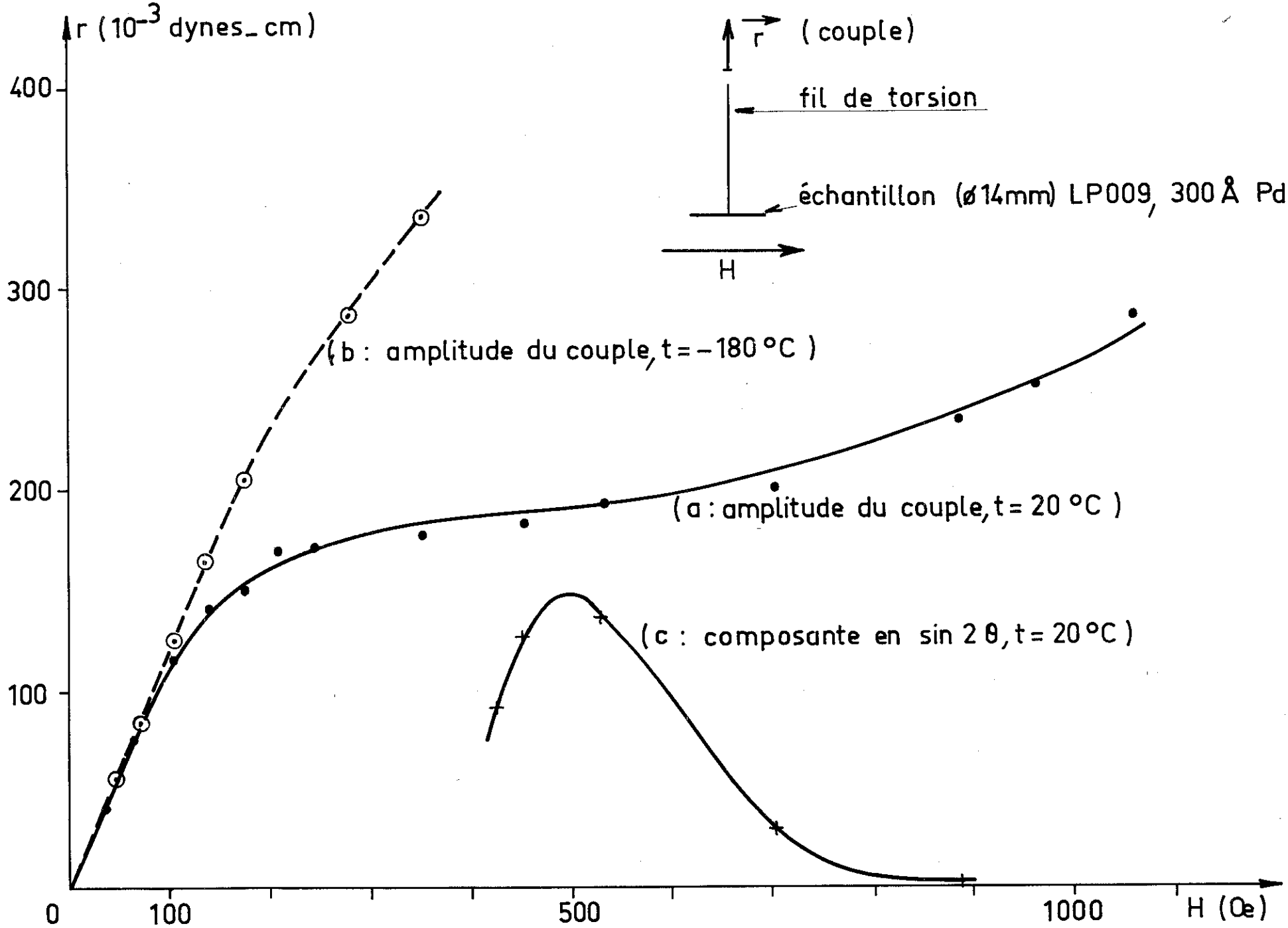


Fig: III-12 Mesure de couple sur une couche mince de Pd Co

2°) Hystérésis de rotation

Sur la figure III-13, nous avons représenté les courbes de couple (Γ) obtenues à la température ambiante pour diverses valeurs du champ tournant (H).

En champ faible (H < 100 Oe), la courbe du couple, reversible, est en sin θ (fig.III-13-a).

Lorsque la valeur du champ atteint 200 Oe, le couple dépend du sens de rotation de H (fig.III-13-b) : il y a mouvements irréversibles de l'aimantation. C'est le cas d'un matériau à anisotropie uniaxiale, lorsque $\frac{H_k}{2} \leqslant H < H_k$.

Pour des valeurs de champ comprises entre 200 et 700 Oe les pertes par hystérésis de rotation augmentent avec l'amplitude du champ, la composante en sin 2 θ diminue (fig.III-13-c).

En champ fort (H > 700 Oe), les pertes continuent à augmenter (fig.III-14), mais on constate que la valeur du couple ne dépend plus de l'orientation du champ (fig.III-13-d et fig.III-12 courbe c).

Si nous effectuons les mêmes mesures à basse température (-180°C), le couple augmente avec l'amplitude du champ (si H < 800 Oe), il n'y a pas de composante en sin 2 θ et les pertes par hystérésis de rotation sont négligeables.

De ces mesures nous pouvons conclure que la couche de Pd Co ne possède pas d'anisotropie induite et que son comportement est celui d'un petit aimant permanent très dur. Notons ici

a) $H < 100$ Oe

b) $H \simeq 200$ Oe

c) $H \simeq 500$ Oe

d) $H > 700$ Oe

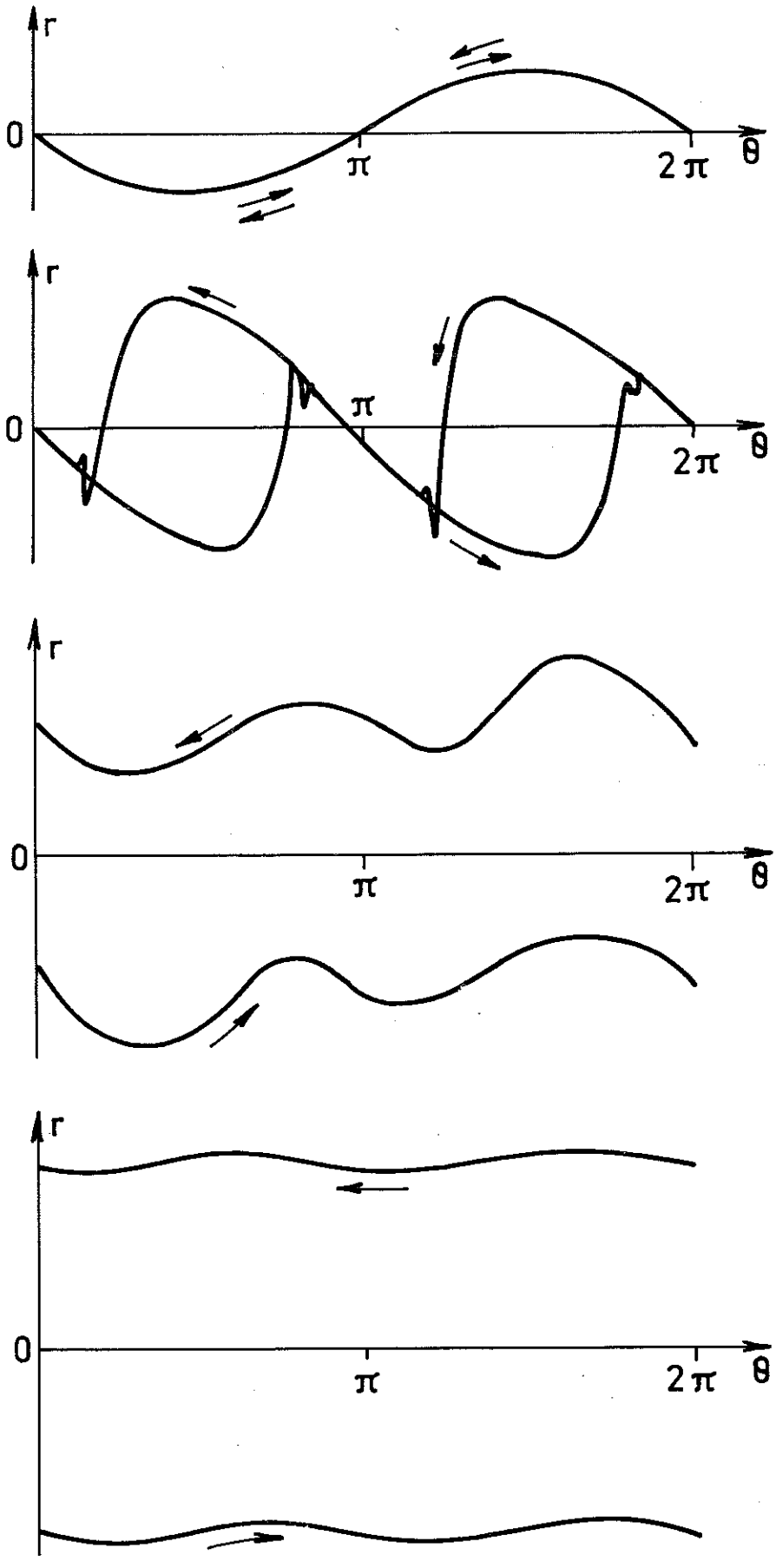


Fig: III-13 Courbes de couple obtenues pour divers valeurs du champ appliqué dans le plan de la couche (Pd Co, LP 009)

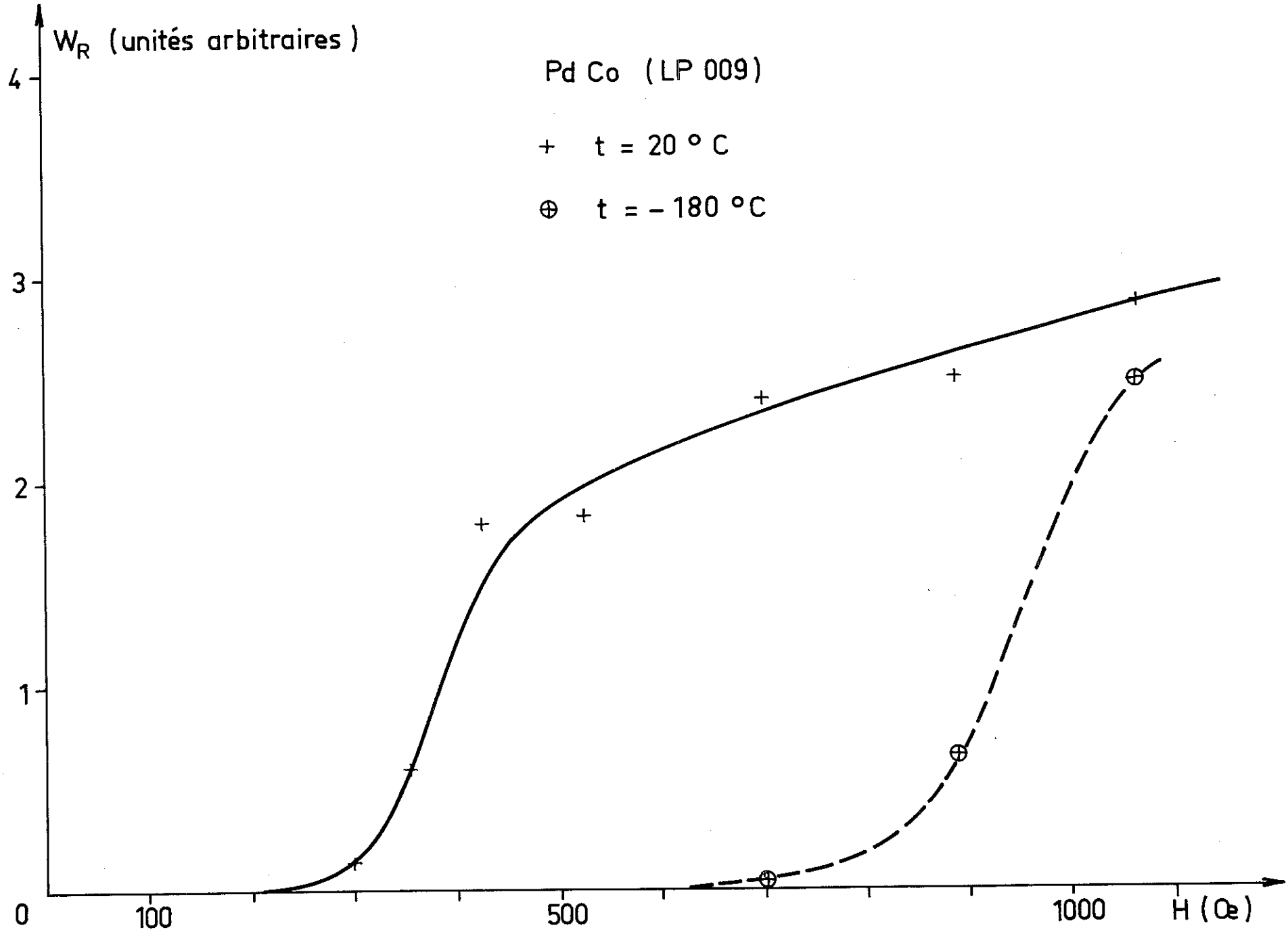


Fig : III-14 Pertes par hystérésis de rotation (W_R) en fonction de l'amplitude du champ

que nous avons effectué une mesure de champ coercitif (H_c). Le cycle d'hystérésis obtenu, bien que très déformé, permet de mesurer une valeur de H_c voisine de 400 Oe à la température ambiante.

Dans le tableau ci-dessous, nous comparons les résultats obtenus pour une couche mince de Pd Co (épaisseur 300 Å) avec ceux de Constant (34) sur le matériau massif.

Mesures	Couche mince de Pd Co (300 Å)		Massif (Constant)
. température (°C)	20	- 180	20
. Concentration de Co (% Co en poids ∓ 5 %)	9	9	10
. température de Curie (T_c °K ∓ 5 %)	460	460	510
. aimantation à saturation (M_s uem cgs ∓ 10 %)	-	-	350
. aimantation rémanente (M_r uem cgs ∓ 10 %)	210	225	200
. Champ coercitif (H_c Oe)	≃ 450	> 800	425
. Pertes par hystérésis de rotation (W_r)	persistant pour H > 200 Oe	H > 800	-
. Constante d'anisotropie induite K_u	-	-	-

3°) Interprétation par le modèle en "grains fins"

Nous pouvons assimiler l'alliage de Pd Co à un ensemble de cristallites faiblement couplés entre eux, leurs axes d'anisotropie étant distribués de façon isotrope.

Ceci nous est suggéré par l'allure des courbes de couple indiquant qu'il n'y a pas qu'une position critique du champ pour

laquelle ont lieu les mouvements irréversibles de l'aimantation et que les pertes par hystérésis ont lieu de façon continue sur tout le cycle.

D'autre part la courbe des pertes par hystérésis (fig. III-14) pourrait s'interpréter en disant que le nombre de cristallites participant aux pertes augmentent avec le champ, d'abord brusquement, puis plus lentement. Il y aurait une dispersion des valeurs de l'anisotropie des cristallites.

Le problème du champ coercitif, qui est très élevé, dans le cas des grains fins, a été traité de façon élaborée par Stoner et Wohlfarth (35). Pour estimer la valeur du champ coercitif, il faut tenir compte de l'anisotropie magnétocristalline, de l'anisotropie de forme et de l'anisotropie de tension. Dans l'état actuel des choses, nous ne pouvons dire lequel de ces facteurs est prépondérant. Retenons cependant que dans chacun des cas, l'effet de la température est important, par l'intermédiaire de M_s et K_1. Ainsi au voisinage de T_c, H_c augmente rapidement lorsque la température diminue.

C - OBSERVATIONS EN MICROSCOPIE ELECTRONIQUE

Nous présentons ici les résultats de nos observations en microscopie électronique. Successivement, nous étudions :

- une couche simple de Pd Co
- une couche double du type ferromagnétique-Pd Co
- une couche triple à intermédiaire de Pd Co

Les échantillons que nous avons étudiés ont été déposés directement sur une grille de microscope, recouverte d'une couche de carbone.

1°) Etude d'une couche simple de Pd Co

Nous étudions ici la nature de la couche de Pd Co, ceci afin de vérifier, dans la mesure du possible, l'hypothèse d'une structure en grains fins.

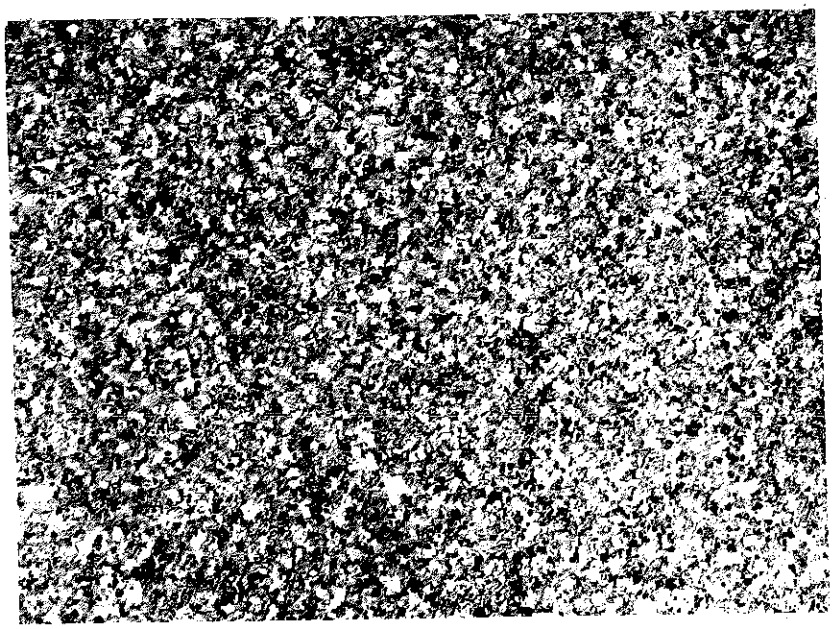
Nous avons choisi comme exemple l'échantillon LP 009 (épaisseur 300 Å, $T_c \simeq$ 180°C, composition environ 9% de Co en poids) étudié précédemment à la balance de torsion.

Le diagramme de diffraction électronique montre (fig.III-15-a) les anneaux caractéristiques du système cubique à faces centrées (C.F.C.). Ce système correspond à celui des alliages Pd Co, où le Co, soluble en toutes proportions dans le Pd, intervient dans la structure cristalline comme atome de substitution (36).

La figure III-15-b montre l'image de la structure du Pd Co obtenue par transmission du faisceau électronique. Nous en déduisons que la couche est continue et formée de cristallites dont la taille moyenne est de 50 à 100 Å.

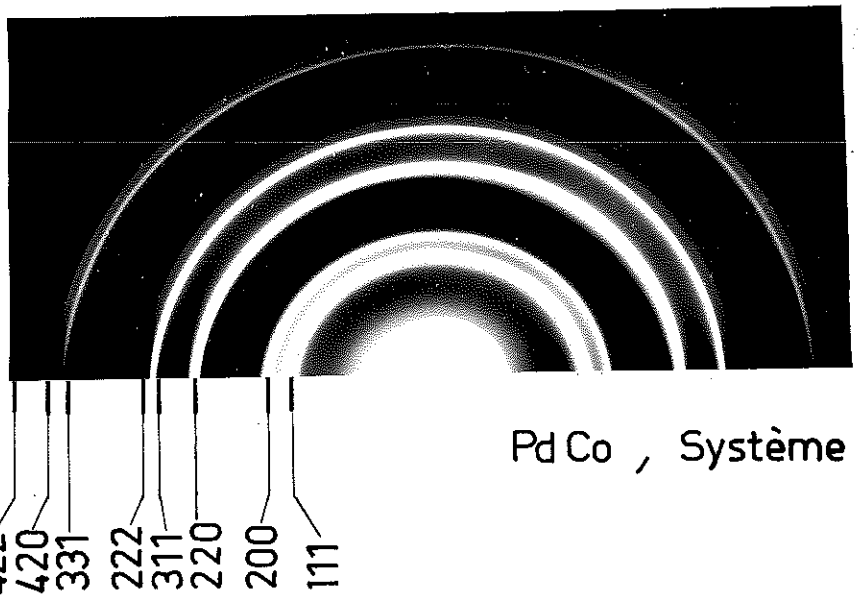
En outre l'étude en microscopie Lorentz de cette couche n'a pas permis de mettre en évidence l'existence de domaines élementaires.

Ceci peut s'expliquer dans l'hypothèse où les grains de Pd Co de petites dimensions sont faiblement couplés entre eux. Dés lors il n'y a pas de domaines macroscopiques. Le basculement de l'aimantation dans la couche ne peut se faire que par rotation dans chacun des grains hors de la direction de facile aimantation.



1250 Å

(a)
Etude de la structure



PdCo , Système C.F.C

(b)
Diagramme de diffraction électronique

Fig : III-15 Etude en microscopie électronique du PdCo
Echantillon : LP 009
Composition : 9 % Co
Epaisseur : 300 Å
Déposé sur carbone

2°) Etude d'une couche double de Co - Pd Co et Fe Ni - Pd Co.

De telles structures font apparaître les systèmes de "cross-ties" que nous avons décrits au chapitre I. Dans le cas de l'exemple illustré (fig.III-16) les deux couches ont été préparées lors d'un même cycle d'évaporation et de ce fait, le Pd Co possède les mêmes caractéristiques ($T_c \simeq 100°C$) d'un échantillon à l'autre.

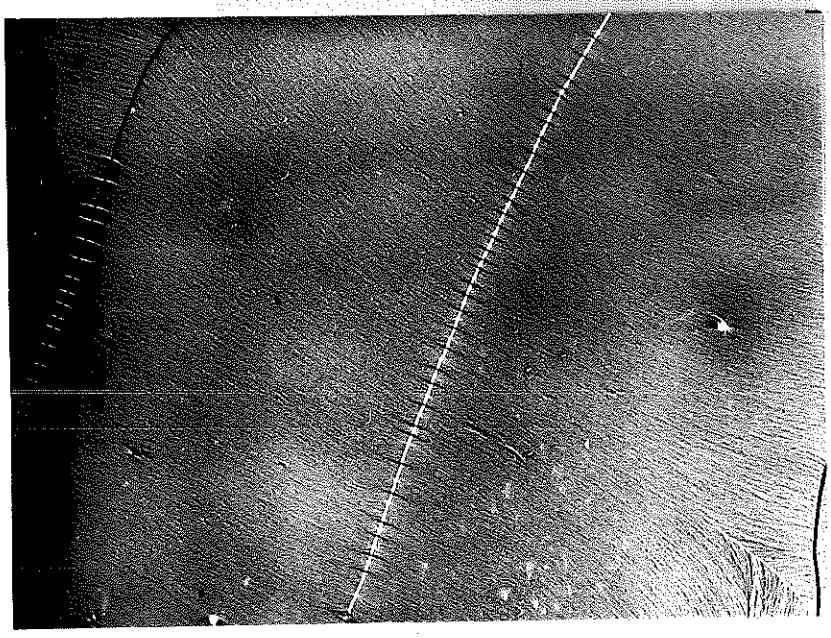
Pour la couche Fe Ni - Pd Co, la structure en domaine est simple, et le "ripple" équivaut à ce que l'on observe pour le Fe Ni seul. Dans le cas Co - Pd Co, la configuration des domaines est plus complexe ; le "ripple" important est caractéristique du Co.

Dans les deux cas , le système ne subit pas de modifications importantes lorsque l'on fait varier la température, en particulier si l'on chauffe.

Ainsi, le Pd Co ne semble pas augmenter de façon importante la dispersion de l'aimantation de la couche ferromagnétique. Ceci peut s'expliquer en faisant intervenir la structure très fine du Pd Co. La dimension d'un cristallite de Pd Co est petite si on la compare à la longueur d'onde du "ripple"dans le Co ou le Fe Ni. Le ferromagnétique estalors soumis a un effet de moyenne, effet qui sera nul si les grains de Pd Co ont leur axe d'anisotropie distribuée de façon isotrope.

3°) Couche triple Co - Pd Co - Fe Ni

Nous décrirons ici les résultats des expériences qui ont porté sur l'échantillon LP 009 ($T_c \simeq 180°C$, H_c = 100 Oe à 20°C).



(a)

Fe Ni (300 Å) Pd Co (300 Å) LP 013-1
t ≃ 50 °C

(b)

Co (300 Å) Pd Co (300 Å) LP 013-5

Fig : III-16 Etude en microscopie LORENTZ d'une couche double : Ferromagnétique – Pd Co (Tc ≃ 100 °C)

(Grossissement : 1000)

La couche est désaimantée à température élevée faisant ainsi apparaître une structure de parois dont nous suivons le comportement lors du refroidissement, ceci en l'absence de champ extérieur.

Selon la valeur de la température, on peut distinguer trois régimes : $t > T_c$, $t \lesssim T_c$, $t < T_c$.

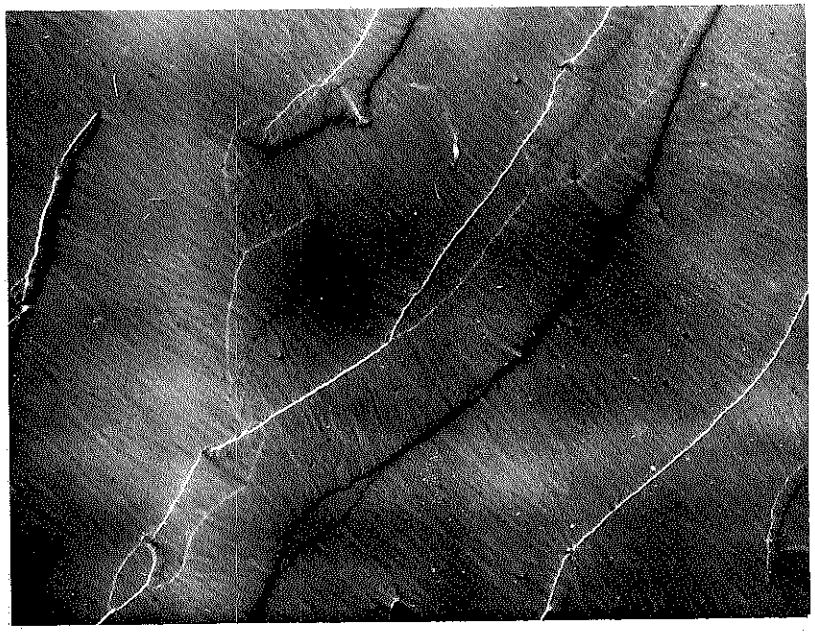
$t > T_c$ (fig.III-I7-a). On est en présence d'un système où les parois des deux couches ferromagnétiques sont en général séparées et non couplées entre elles.

Le Pd Co est alors paramagnétique; les aimantations de deux domaines superposés ne sont pas couplées. Cette situation correspond au cas où les champs coercitifs des couches extrêmes sont différents.

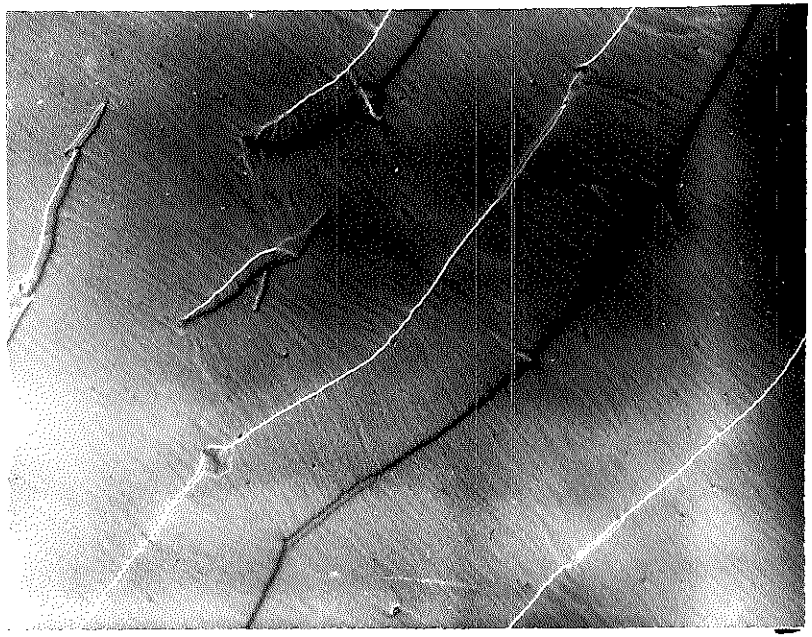
Le fait que, dans les zones où les parois sont dédoublées, on n'observe pas de structures en "cross-ties", alors qu'elles existent dans le cas de couches doubles Co - Pd Co et Fe Ni - Pd Co, laisse présumer la présence d'un système parois-quasi parois de Neel. Ceci peut en outre être justifié en considérant l'énergie associée à un tel système (I8). On montre que dans le cas de couches minces multiples à intermédiaire non magnétique, les systèmes de parois de Neel sont favorisées pour des épaisseurs bien supérieures à celles calculées et mesurées pour des couches uniques.

Nous avons schématisé (fig.III-I8-a) la configuration possible des parois séparées lorsque la température est supérieure à la température de Curie du Pd Co.

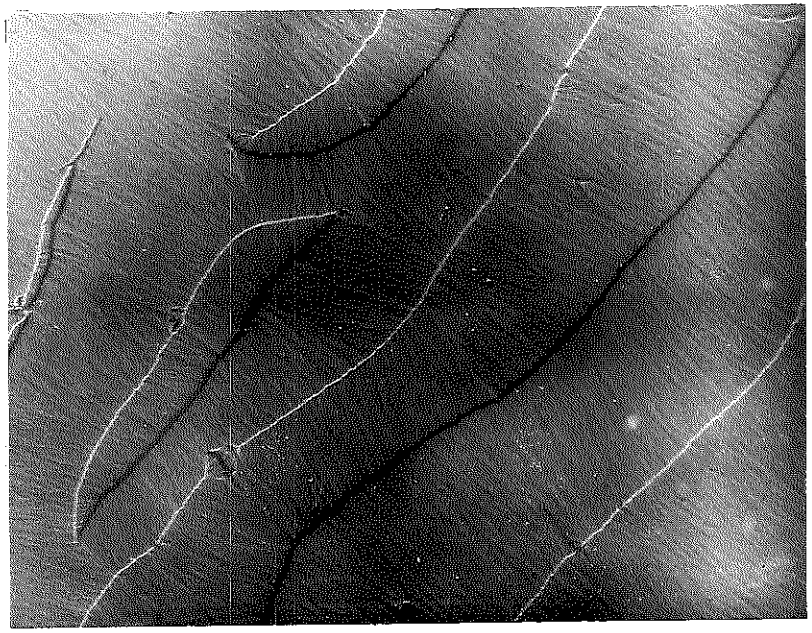
$t \lesssim T_c$ (fig.III-I7-b). Lorsque l'échantillon se refroidit, les parois ont tendance à se rapprocher. On peut voir la paroi du Fe Ni (de moindre densité) s'approcher de celle du Co et lui



(a) $t > Tc$ ($t \simeq 250\,°C$)



(b) $t \simeq Tc$ ($t \simeq 150\,°C$)



(c) $t < Tc$ ($t \simeq 50\,°C$)

Fig : III-17 Etude en microscopie LORENTZ d'une couche Co–Pd Co–Fe Ni en fonction de la température

Echantillon LP 009-1

$Tc \simeq 180\,°C$

(Grossissement : 1000)

devenir parallèle.

Dans cette zone de température, le Pd Co est faiblement ferromagnétique et on mesure un champ de couplage . Ce couplage par échange tend à rendre parallèles les aimantations de deux domaines superposés et de ce fait, à rapprocher les parois. La situation (schématisée fig.III-I8-b) correspond au cas d'une couche multiple à intermédiaire non magnétique très mince (épaisseur inférieure à 200 Å) (I8) (23).

$t < T_c$ (fig.III-17-c). Lorsque la température diminue davantage, certaines parois doubles se superposent pour former des parois uniques. Le Pd Co est alors ferromagnétique et impose une orientation parallèle aux aimantations de deux domaines superposés.

Sur la figure III-18-c, nous avons schématisé la structure possible dans le cas de parois superposées. Ce système est favorisé par une configuration à flux fermé mais requiert la formation d'une paroi, du type paroi de Bloch, dans le Pd Co.

Ce système semble très stable au point de vue énergétique. Pour un échantillon dont la température critique est peu élevée ($T_c \simeq 60°C$) et que nous pouvons désaimanter sans chauffage préalable, nous constatons qu'une paroi unique ne se dédouble pas spontanément sous l'effet d'une augmentation de la température ; nous devons déplacer la paroi, la perturber : alors elle se dédouble. D'autre part, une paroi unique , en l'absence de chauffage se déplace sous l'action d'un champ sans se dédoubler.

Ainsi, pour des températures inférieures à la température de Curie du PdCo , le renversement de l'aimantation se fait par déplacement de ces parois couplées, on mesure une même valeur du champ coercitif pour le Co et le Fe Ni.

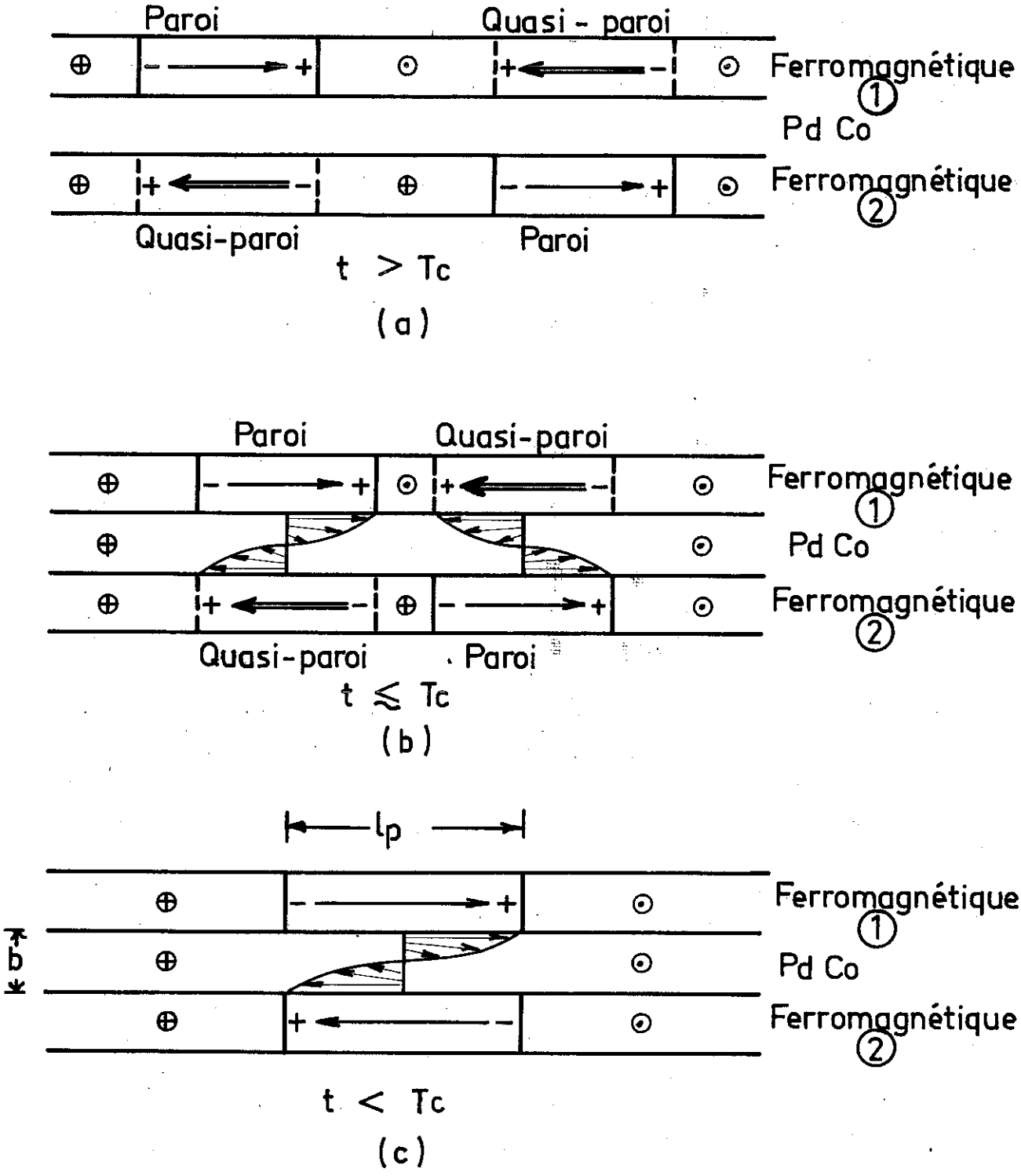


Fig : III-18 Schématisation des systèmes de parois en fonction de la température (t), Tc étant la température de Curie du PdCo

D - DISCUSSION

Dans cette partie , nous tenterons d'interpréter le phénomène de la variation du champ coercitif (H_c) dans les couches multiples, en fonction des facteurs qui l'affectent. Rappelons que :

- à partir d'une température critique T_c, ($T_c \simeq$ température de Curie du Pd Co). H_c augmente si la température de l'échantillon est diminuée.

- cette variation est plus rapide dans le cas des couches triples (comparé au cas des couches doubles).

- la pente $\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ augmente avec l'épaisseur de Pd Co.

- la pente $\frac{\Delta H_c}{\Delta t}$ augmente avec la concentration en Co du Pd Co.

Nous fonderons l'explication de ces phénomènes sur les résultats obtenus à la balance de torsion et en microscopie de Lorentz.

Examinons d'abord le cas d'une couche double. Les aimantations du matériau ferromagnétique (Co ou Fe Ni) et du Pd Co sont couplées par échange . On peut alors considérer que le champ coercitif est une valeur moyenne pondérée des champs coercitifs des deux couches (7).

On assimile le Pd Co à un assemblage de grains fins faiblement couplés entre eux. Dans ce cas la valeur du champ coercitif d l'alliage est déterminée par M_s et le rapport K_1/M_s , elle sera donc augmentée par une diminution de la température. De ce fait le champ coercitif résultant de la couche double sera lui aussi

fonction de la température.

Pour ce qui est d'une couche triple, nous devons considérer la structure des parois qui dépend de la température, comme le montrent les observations en Microscopie Lorentz. Nous étudierons un à un les cas correspondant à $t > T_c$, $t \lesssim T_c$, $t < T_c$ et $t \ll T_c$.

1°) Lorsque $t > T_c$, les aimantations des deux couches ferromagnétiques basculent indépendamment. Le Pd Co est alors paramagnétique.

On est en présence d'un système de parois - quasi parois de Néel, système qui a tendance à diminuer la valeur du champ coercitif (H_c) par rapport à une couche unique.

2°) Lorsque $t \lesssim T_c$, le Pd Co est faiblement ferromagnétique. Les aimantations dans les domaines superposés sont soumises à un effet de couplage par échange à travers le Pd Co, qui tend à les maintenir parallèles. Cet effet devient plus important lorsqu'augmente l'aimantation du Pd Co. Dans ces conditions, le renversement de l'aimantation dans les couches extrêmes en vient à se faire pour une même valeur du champ appliqué.

3°) Dans la gamme de température où $t < T_c$, le couplage entre les aimantations augmente lorsque diminue la température. On est en présence d'un système où les parois des couches ont tendance à être superposées (fig. III-18-c). A l'aplomb de ces parois, les conditions d'échange imposent la formation d'une paroi du type Bloch dans le Pd Co (fig. III-18-c).

La densité d'énergie (γ_B) d'une telle paroi peut s'écrire en première approximation :

$$\gamma_B = A \frac{\pi^2}{b} + \frac{\pi b^2}{b + L} M_s^2$$

où A est le coefficient de rigidité dû à l'échange dans le Pd Co,
b est l'épaisseur de la couche intermédiaire,
L est la longueur de la paroi de Néel,
M_s est l'aimantation du Pd Co.

Le dernier terme correspondant à l'énergie de champ démagnétisant est négligeable car $L >> b$.

En outre, le volume de Pd Co considéré contient un grand nombre de cristallites qui sont orientés au hasard et le terme d'énergie d'anisotropie est très petit et n'intervient pas dans le calcul de γ_B.

Ainsi $\gamma_B \simeq A \frac{\pi^2}{b}$ et si a est la dimension de la maille cristalline du Pd Co, et J la constante d'échange, on a :

$$A = 2 \frac{J M_s^2}{a}$$

Alors $\gamma_B \alpha M_s^2$

L'énergie de la paroi devra donc augmenter lorsque diminue la température et ceci d'autant plus rapidement que l'on se trouve au voisinage de la température de Curie. Ainsi, puisque la valeur du champ coercitif augmente avec l'énergie de la paroi à déplacer, elle devra augmenter lorsque diminue la température.

Notons enfin que dans le cas d'une couche double, il n'y a pas formation d'une telle paroi à 180°, ce qui expliquerait l'effet moins important de la température sur le champ coercitif.

La grandeur du champ coercitif de la couche multiple dépend de celle du Pd Co. En effet, déplacer le système de parois entraîne la rotation de l'aimantation dans les grains de Pd Co. Dans l'hypothèse du modèle en grains fins pour le PdCo, cette rotation se fait plus difficilement lorsque diminue la température.

De même, le H_c du Pd Co augmente avec la concentration en Co par l'intermédiaire de M_s et K. On comprend alors l'importance de la composition du Pd Co.

D'autre part, on observe l'augmentation de la pente $(\frac{\Delta H_c}{\Delta t})$ et du champ coercitif avec l'épaisseur de la couche intermédiaire. Ceci résulte de ce que le Pd Co est un matériau magnétique dur où la rotation de l'aimantation se fait avec des pertes magnétiques importantes, comme le montrent les mesures d'hystérésis de rotation faites à la balance de torsion. Ces pertes ont pour effet de freiner le déplacement des parois dans la couche multiple et donc d'augmenter le champ coercitif.

Si l'on suppose négligeables les pertes dues au matériau ferromagnétique, on peut écrire le bilan d'énergie lors du déplacement d'une paroi dans une couche double du type ferromagnétique - Pd Co.

Supposons une paroi de longueur unité subissant un déplacement dx (direction difficile) :

$$- 2 H_c M_F e_F dx - 2 H_c M_{Pd\ Co} e_{Pd\ Co} + W_r e_{Pd\ Co} dx = 0$$

où H_c est le champ critique de déplacement de la paroi,
M_F l'aimantation du ferromagnétique,
e_F l'épaisseur " "
$M_{Pd\ Co}$ l'aimantation du Pd Co,
$e_{Pd\ Co}$ l'épaisseur du Pd Co,
W_r représente les pertes par hystérésis dans le Pd Co lors d'une rotation de 180° de l'aimantation dans le plan de la couche.

On considère que W_r est une propriété du Pd Co qui ne dépend pas de l'épaisseur de Pd Co mais seulement de la force de couplage à l'interface de la couche ferromagnétique et de la couche de Pd Co.

Le champ coercitif d'un tel système est alors égal à

$$H_c = \frac{W_r \times e_{Pd\ Co}}{2\ (M_F\ e_F + M_{Pd\ Co}\ e_{Pd\ Co})}$$

Il faut noter ici que la rotation de l'aimantation doit se faire de façon uniforme dans l'épaisseur de la couche de Pd Co ; ceci limite alors l'épaisseur du Pd Co.

Ce modèle phénoménologique montre que l'effet des pertes dues au Pd Co sur le champ coercitif sera d'autant plus marqué que la quantité de Pd Co sera plus grande, ainsi que le montrent les résultats expérimentaux. Dans le cas d'une couche triple, le phénomène se complique car en raison de la structure complexe des systèmes de parois couplées existant dans ces couches, le basculement de l'aimantation par déplacement de parois ne peut plus être assimilé à une simple rotation de 180° de l'aimantation du Pd Co dans le plan de la couche.

4°) $t \ll T_c$. Dans ce cas, l'aimantation de la couche intermédiaire est très dure (comme nous avons pu le constater à la balance de torsion $H_c > 800$ Oe à - 180°). Les forces d'échange ne sont plus assez fortes pour assurer le parallélisme des aimantations dans l'épaisseur de la couche multiple. Il n'y a plus renversement de l'aimantation par déplacement de parois, mais rotations incohérentes des aimantations. Ceci expliquerait les valeurs différentes de H_c mesurées de part et d'autre du Pd Co ainsi que la non rectangularité des cycles d'hystérésis.

CONCLUSION

Les mesures du champ coercitif d'une couche multiple à intermédiaire de Pd Co montrent que lorsque la température est inférieure à la température de Curie du Pd Co, la valeur du champ coercitif (H_c) est identique pour les matériaux situés de part et d'autre du Pd Co et que cette valeur augmente rapidement lorsque la température diminue.

D'autre part, une étude à la balance de torsion des propriétés magnétiques du Pd Co a montré que ce matériau possède un champ coercitif élevé et que les pertes par hystérésis de rotation qui lui sont associées subsistent en champ fort. Il semble raisonnable d'interpréter les propriétés du Pd Co en fonction d'un modèle de grains fins à forte anisotropie magnéto-cristalline et faiblement couplés.

Cette étude a été complétée par des observations en microscopie Lorentz de la structure des parois dans les couches multiples. Ces observations ont montré l'existence de systèmes de parois couplées dont la structure dépend de l'intensité du couplage entre les aimantations des couches ferromagnétiques.

Le renversement de l'aimantation s'effectue différemment selon le régime de température considéré :

lorsque $t > T_c$, les parois des couches extrêmes sont indépendantes (parois doubles) et les aimantations qui ne sont pas couplées entre elles basculent indépendemment.

lorsque $t < T_c$, le Pd Co qui est alors ferromagnétique impose un couplage entre les aimantations de deux domaines superposés,

favorisant ainsi un système où les parois correspondantes se superposent. Dans cet état, les aimantations basculent ensemble.

La variation thermique du champ coercitif peut alors s'expliquer, d'une part, en considérant l'énergie du système de parois couplées et, d'autre part, en utilisant le modèle en grains fins proposé pour le Pd Co.

Pour terminer, disons qu'il a été suggéré (28) d'utiliser le type de couche mince que nous avons étudié comme plan mémoire à inscription et lecture magnéto-optique (37) (38). L'inscription de l'information se ferait par chauffage local avec un laser, ce qui permettrait de modifier par l'application d'un champ magnétique faible l'aimantation des points chauffés (zones à faible H_c) sans perturber le reste du plan (zones à grand H_c). La lecture se ferait optiquement par effet Kerr au moyen d'un second laser de faible puissance ne provoquant aucun échauffement notable de la couche. Un tel dispositif fait l'objet d'un projet de recherches de la part du Laboratoire des Couches Minces de Grenoble en collaboration avec la C. G. E. (39)

REFERENCES

(1) Massenet (O), Thèse de Doctorat d'Etat, Grenoble, 1966

(2) Massenet (O), "Phénomènes de couplage entre couches minces ferro."Colloque C - 2, Supplément au n° 2 - 3, Tome 29, Fév. Mars 1968, Page C - 2150

(3) Middelhoek (S), Domain Walls in Thin Ni-Fe films, I.B.M. Research, RC 846

(4) Stoner (E.C.) et Wohlfarth (E.P.), Trans. Roy. Soc. London, A 240, 599, 1948

(5) Néel (L), J. Phys. Rad. 17, 250 (1956)

(6) Middelhoek (S), "Ferromagnetic Domains in Thin Ni Fe films", Thèse de Doctorat, Amsterdam

(7) Crowther (T.S.), I.E.E.E. Trans. on Mag., Vol. Mag. 4, n° 3 Sept. 1968, pp. 529 - 532

(8) Goto (E), Hayashi (N), Miyashita (T) et Nakagawa, J. Appl. Phys. 36, 2951, 1965

(9) Paccard (D) et al., Phys. Stat. Sol. 16, 301 (1966) A new property of Ferro-antiferromagnetic coupling

(10) Mme Schlenker (C), Thèse de Doctorat d'Etat, Grenoble, 1970

(11) Mme Schlenker (C), Journal de Phys., 29 Fév. 1968, C 2 - 157

(12) Néel (L), Ann. Phys. t 2, 1967, pp. 61-80

(13) Meiklejohn (W.H.), J. Appl. Phys. 33, 1328, 1962

(14) Feldtkeller (E), Coupled walls in multilayer films, J.A.P., Vol. 39, n° 2, 1 Feb. 68, pp. 1181

(15) Fuller (H.W.) et Sullivan (D.L.), J. Appl. Phys. 33, 1063, 1962

(16) Puchalska (I.B.) et Spain (R.I.), Interactions entre les parois magnétiques dans les couches minces superposées, CR 1962, 1er Semestre (T 254 - n° 54, p. 188)

(17) Clow (H), Very low coercitive force in Nickel-Iron films, Nature, June 16 - 1962, p. 1035

(18) Middelhoek (S) & Slonkzeroski (J.S.), Appl. Phys. Letters, 1965 - 6 - 139

(19) Slonckzewski, I.B.M., J. Res. Dev. 1966, 10, 377

(20) Friedlaender, IEEE Trans. Vol. Mag. n° 4, Dec. 1965

(21) Friedlaender (F.J.) & Silva (L.F.), IEEE Mag. Trans. Vol. Mag. 2, n° 2, June 1966

(22) Middelhoek (S), J. Appl. Phys. 37, 1276 (1966)

(23) Biragnet (F) et al, Phys. Stat. Sol. 16, 569,(1966)

(24) Biragnet (F) et al, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 263, p. 166-168

(25) Kironski (L.V.) et al, Phys. Stat. Sol. 17, 489 (1966)

(26) Bruyère(J.C.), Thèse de Doctorat d'Etat, Grenoble, 1966

(27) Bruyère (J.C.), J. Phys. Rad. Fr (1960), 21, 222 A

(28) Massenet (O), IEEE Trans. Mag., Vol. Mag. 4, n° 1, March 1968

(29) Buder (R), Thèse Docteur-Ingénieur, 1967

(30) Kump (H.J.), I.B.M., TR 19 0065, 1969

(31) Paccard (D.), Thèse Docteur-Ingénieur, Grenoble, 1964

(32) Jacobs (I.S.) et Bean (C.P.), Phys. Rev. 100, 1060, 1955

(33) Massenet (O) et Devenyi (J), C.R. Acad. Sc. Paris, t 265, p. 605-608, 4 Sept. 1969, série B

(34) Constant (F.W.), Phys. Rev. 122 (1961) 1157

(35) Stoner (E.C.), Wohlfarth (E.P.), Trans. Roy. Soc. (London) A 240, 599 - 644

(36) Bozorth (R.M.), Wolff (P.A.), Davis (D.D.), Compton (J.B.), Wernick (J.H.), Phys. Rev. 122 (1961) 1157

(37) Mayer (L), J.A.P. Vol. 29, p. 1003, June 1958

(38) Smith (D.O.), I.E.E.E. Trans. Mag., Vol. Mag. 3, n° 3, Sept. 67, p. 433

(39) De Bouard (D), Pierce (B) "Magnetic Optical Mass Memory Materials", Centre de Recherches C.G.E. (Div. Applications Optiques), International Quantum Electronic Conference, Miami, May 1968

(40) Soohoo, "Magnetic Thin Films", Hasper & Row

(41) Bozorth (R.M.), Ferromagnetism (D. Van Nostrand Co. Inc.)

VU

Grenoble, le 22 septembre 1970

Le Président de la Thèse

G. Bardin

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences