



**HAL**  
open science

# Suivi de l'état de contraintes, appliquées et internes, des alliages ferromagnétiques doux par mesure de leur propriétés magnétiques

Viorel-Eugen Iordache

## ► To cite this version:

Viorel-Eugen Iordache. Suivi de l'état de contraintes, appliquées et internes, des alliages ferromagnétiques doux par mesure de leur propriétés magnétiques. Matériaux. Université de Technologie de Compiègne, 2003. Français. NNT : . tel-00010845

**HAL Id: tel-00010845**

**<https://theses.hal.science/tel-00010845>**

Submitted on 1 Nov 2005

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

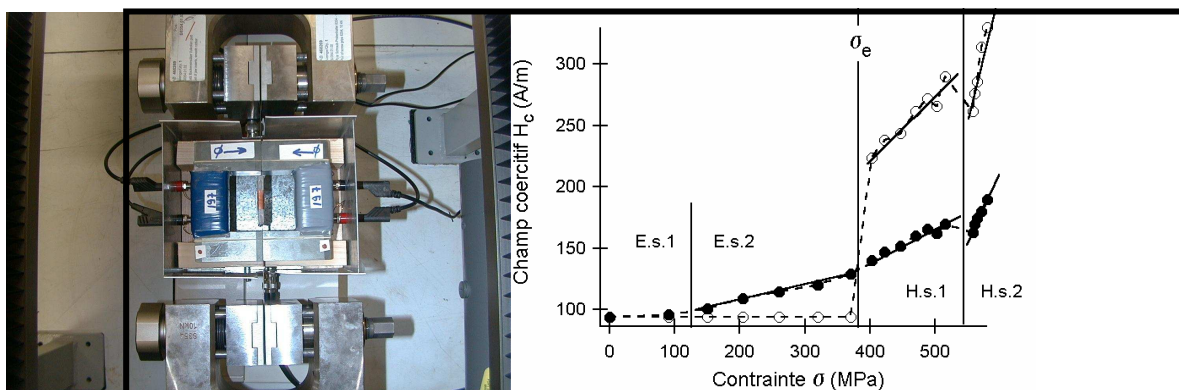
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Monsieur IORDACHE Viorel Eugen

*Suivi de l'état de contraintes, appliquées et internes, des alliages ferromagnétiques doux par mesure de leur propriétés magnétiques*

Thèse présentée  
pour l'obtention du grade  
de Docteur de l'UTC



Soutenu le : 20 mai 2003  
Spécialité : Sciences Mécaniques pour l'Ingénieur

SUIVI DE L'ETAT DE CONTRAINTES,  
APPLIQUEES ET INTERNES,  
DES ALLIAGES FERROMAGNETIQUES  
DOUX PAR MESURE DE LEUR  
PROPRIETES MAGNETIQUES

Soutenu le 20 Mai 2003 devant le jury composé de :

MM. BERANGER G. (Président)  
FEAUGAS X.  
HUG E. (Directeur de thèse)  
LIEURADE H.-P. (Rapporteur)  
MASSON J. P. (Rapporteur)  
Mme. OSSART F.  
M. EL MANSORI M. (Membre invité)

Ce travail a été réalisé au sein du secteur mécanique-matériaux du laboratoire Roberval, à l'Université de Technologie de Compiègne. Je remercie Monsieur le Professeur Jean-François de Belleval, directeur de ce laboratoire, et Madame la Professeur Michèle Guigon, responsable du secteur, de m'y avoir accueilli.

L'encadrement a été assuré par Monsieur Eric Hug, Maître de Conférences et initiateur de cette thématique de recherches à l'Université de Technologie de Compiègne. Je le remercie sincèrement pour tout ce qu'il m'a apporté.

Je remercie le Conseil Régional de Picardie, et particulièrement le Comité Scientifique du pôle régional « multifonctionnalité des matériaux et optimisation » d'avoir autorisé le financement de ces travaux de recherche. Je remercie également la société GRADIENT pour avoir géré ce financement.

Je remercie vivement Monsieur Gérard Béranger, Professeur à l'Université de Technologie de Compiègne, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. J'exprime ma gratitude à Monsieur Jean Pierre Masson, Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon 1, et à Monsieur Henri-Paul Lieurade, Responsable Recherche & Développement au CETIM, qui ont accepté d'examiner ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie Madame Florence Ossart, Chargée de Recherches CNRS au LMT de Cachan, et Monsieur Xavier Feugas, Professeur à l'Université de La Rochelle, pour avoir accepté de faire partie du jury. Madame Florence Ossart a également beaucoup contribué à la réalisation de ce travail, notamment la partie modélisation par éléments finis, et je lui suis très reconnaissant pour toutes ses interventions. Monsieur Xavier Feugas, par son dynamisme et sa pertinence scientifique, est pour moi un modèle à suivre.

Mes remerciements vont également à Monsieur Mohamed El Mansori, Maître de Conférences à l'ENSAM de Chalons, qui a bien voulu examiner ce travail et définir ainsi des nouvelles perspectives. J'espère pouvoir faire en sorte que notre future collaboration soit riche et bénéfique.

Messieurs les Professeurs Michel Clavel et Ivan Guillot ont fait partie de l'équipe de recherches qui m'a encadré. J'ai eu avec eux des discussions très enrichissantes, de plus les observations en microscopie électronique à transmission ont été réalisées avec l'aide de Monsieur Guillot. Je tiens à leur exprimer mon admiration et mon respect. Je regrette de ne pas avoir davantage profité de leur présence.

C'est grâce à Monsieur Nicolas Buiron, Maître de Conférences à l'Université de Technologie de Compiègne, que j'ai pu proposer une interprétation pertinente de mes résultats expérimentaux. Je l'assure de ma gratitude et je le remercie particulièrement pour sa disponibilité.

Un soutien important m'a été accordé par Monsieur Olivier Hubert, Maître de Conférences à l'Université Paris VI. Je le remercie et j'espère rester en contact avec lui.

Je remercie les techniciens et la secrétaire de notre équipe, Messieurs Jean-Patrick Wtyklo, Renaud Leblond, Gérard Marichal et Madame Annie Henrio, pour avoir toujours répondu à mes sollicitations. J'associe à ces remerciements Madame Katy Gambier, secrétaire à GRADIENT, Mesdames Francine Allaire et Crystelle Bayard, secrétaires du département Génie Mécanique, Madame Brigitte Duch, secrétaire de la formation, ainsi que le secrétariat de l'Ecole Doctorale, particulièrement Mesdames Brigitte Luquet et Béatrice Legent.

Une pensée pour les étudiants que j'ai eu la chance d'encadrer, lors des projets expérimentaux, travaux pratiques ou dirigés. Je leur souhaite vraiment bon courage, de bien réussir leurs études et leur vie.

Je n'oublie pas mes amis et collègues, de qui j'ai beaucoup appris et sur qui je me suis toujours appuyé. Ils m'excuseront de ne pas les avoir nommés ici, la liste serait trop longue. J'espère que nous garderons pour toujours notre amitié.

Je tiens, enfin, à rendre hommage à tous mes enseignants, pour m'avoir permis d'arriver à ce point. Je mentionnerai Madame Elena Drugescu, Professeur à l'Université « Dunărea de Jos » Galați, qui m'a appris à aimer l'étude des matériaux, ainsi que les intervenants du DEA Métallurgie et Matériaux de l'Université Paris XI pour leur confiance et leur encouragement.

A mes professeurs,  
à mes parents,  
à mon épouse Luminița  
et surtout à mon fils Andrei

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>6</b>
<b>CONTEXTE DE L'ETUDE</b>	<b>9</b>
<b>PARTIE I – COMPORTEMENT MECANIQUE</b>	<b>16</b>
Chapitre 1. Comportement mécanique sous traction monotone uniaxiale	18
Chapitre 2. Evolution microstructurale au cours de l'érouissage	25
Chapitre 3. Modélisation de l'érouissage en traction monotone	36
Bilan	45
<b>PARTIE II - DISPOSITIF DE MESURE</b>	<b>46</b>
Chapitre 4. Description générale du dispositif et calcul des paramètres magnétiques	48
Chapitre 5. Modélisation par éléments finis	64
Bilan	71
<b>PARTIE III – COMPORTEMENT MAGNETIQUE SOUS CHARGE</b>	<b>72</b>
Chapitre 6. Méthodologie expérimentale	74
Chapitre 7. Résultats expérimentaux	81
Bilan	94
<b>PARTIE IV - DISCUSSION DES RESULTATS</b>	<b>95</b>
Chapitre 8. Déformation élastique et comportement magnétique	97
Chapitre 9. Déformation plastique et comportement magnétique	105
Chapitre 10. Validation des hypothèses. Caractérisation du nickel de haute pureté	116
Chapitre 11. Caractérisation des contraintes mécaniques appliquées et internes	121
Bilan	126
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>127</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>130</b>
<b>ANNEXES</b>	<b>141</b>
Annexe A – Ferromagnétisme. Notions générales	142
Annexe B – L'alliage FeCo-2%V	155
Annexe C – Compléments de méthodologie expérimentale	160

# **INTRODUCTION**

## **GENERALE**

Un fort couplage existe entre le comportement magnétique et l'état métallurgique et mécanique des matériaux ferromagnétiques doux. La structure en domaines magnétiques ainsi que le processus d'aimantation sont extrêmement sensibles aux inclusions, précipités, taille de grains, texture cristallographique, mais aussi aux sollicitations mécaniques.

De ce fait, la mesure des caractéristiques magnétiques constitue un outil intéressant de contrôle non destructif des matériaux ferromagnétiques. Deux directions majeures du développement de ces techniques se distinguent actuellement. La première concerne la prédiction, le plus tôt possible au cours du processus de mise en forme, des propriétés finales du produit, conduisant à l'optimisation du processus. Des résultats remarquables sont obtenus, par exemple, quant à l'utilisation de mesures électromagnétiques afin de déterminer *in situ* les caractéristiques des aciers laminés. Le deuxième défi à relever est la caractérisation pertinente de l'état de contraintes et la détection de l'endommagement mécanique, avec une application directe dans le contrôle non destructif des structures métalliques.

Les difficultés rencontrées sont reliées principalement à la séparation et identification des effets. Comment savoir, par exemple, si la diminution du signal du bruit Barkhausen est due à l'anisotropie magnétique induite par la présence d'une contrainte élastique macroscopique ou à la multiplication des défauts suite à la déformation plastique du matériau ? Il est donc indispensable de comprendre et de maîtriser d'abord les mécanismes physiques élémentaires régissant ces couplages magnéto-mécaniques. Notre travail, portant sur le suivi de l'état de contraintes et de déformations dans les alliages ferromagnétiques doux par mesure de leur propriétés magnétiques, s'inscrit dans cette perspective.

Nous débutons par une brève présentation du contexte de l'étude. Les travaux précédents qui ont ouvert cette thématique de recherche à l'UTC sont d'abord mentionnés, puis nous donnons quelques repères bibliographiques qui nous ont guidé dans le développement de notre méthodologie expérimentale. Les caractéristiques générales du matériau principal d'étude, un alliage Fe-3%Si à grain non orientés, sont enfin présentées.

Le manuscrit s'articule ensuite autour de onze chapitres, divisés en quatre parties. Des aspects caractérisant le comportement mécanique du matériau en traction uniaxiale, à l'échelle macroscopique et microscopique, sont discutés dans la première partie. Les contraintes internes à longue distance, reliées à l'écrouissage cinématique, sont également définies.

La deuxième partie est consacrée à la description d'un dispositif expérimental que nous avons mis au point dans le cadre de cette étude. Ce dispositif permet la réalisation des mesures magnétiques au cours d'une sollicitation de traction uniaxiale sur des échantillons de type tôles et feuillards magnétiques. La précision de mesure a été caractérisée à l'aide d'une modélisation par éléments finis.



La troisième partie expose les résultats de caractérisations magnétiques du fer-silicium à grains non orientés, effectuées au cours d'un essai de traction monotone uniaxiale. Plusieurs paramètres ont été déterminés, liés aux cycles d'hystérésis magnétiques (perméabilité relative, champ coercitif, induction rémanente) et au bruit magnétique Barkhausen. Les mesures ont été réalisées sous contraintes inférieures, puis supérieures à la limite d'élasticité macroscopique, ainsi que dans les états déchargés correspondants. Une deuxième série d'essais, consistant en des mesures sur des éprouvettes prédéformées sous contraintes élastiques de recharge, a permis une meilleure définition du comportement lors de la décharge mécanique.

La dernière partie du manuscrit est consacrée à l'interprétation des différents résultats expérimentaux obtenus. Une proposition est faite concernant la possibilité de séparation des effets de dislocations et de contraintes internes générées pendant l'écroutissage. Les hypothèses sur le rôle des contraintes internes sont validées par des caractérisations sur un matériau de comportement magnétostrictif différent, un nickel de haute pureté. Enfin, des perspectives sont ouvertes sur l'utilisation de mesures magnétiques pour la caractérisation de l'état mécanique de matériaux ferromagnétiques.

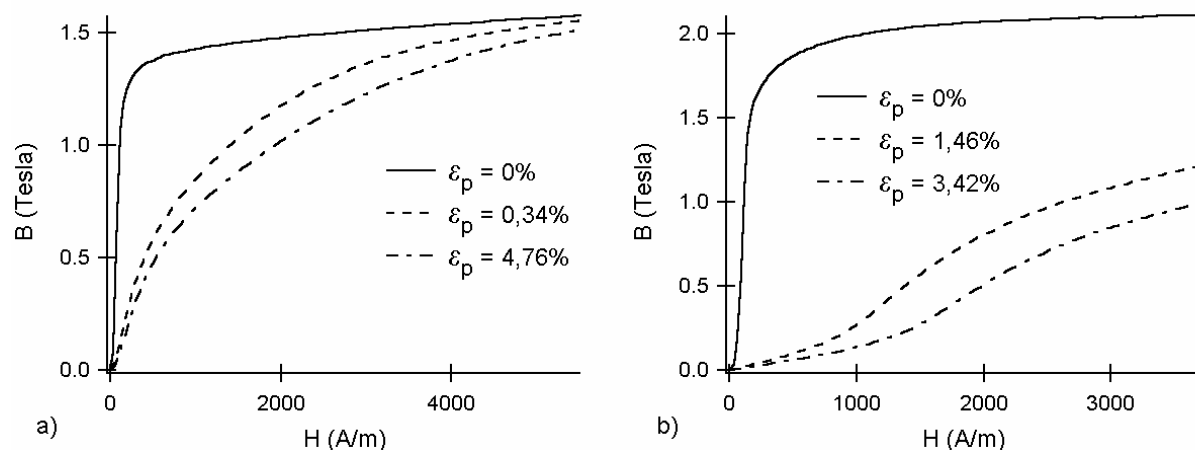
# CONTEXTE DE L'ETUDE

Ce travail a eu pour objectif principal la mise au point d'une technique expérimentale permettant la mesure des propriétés magnétiques au cours d'une sollicitation de traction monotone uniaxiale. Une contribution serait ainsi apportée à la compréhension des couplages magnéto-mécaniques régissant le comportement des matériaux ferromagnétiques doux. Les travaux précédents, quelques repères bibliographiques, ainsi que le matériau principal d'étude (un alliage Fe-3%Si à grains non orientés sous forme de tôle électrotechnique d'épaisseur 0,35 mm) seront présentés dans cette partie introductive.

## Travaux précédents et objectifs de la thèse

Le travail qui est présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre d'une thématique de recherche initiée à l'UTC par la thèse de doctorat de Hug [1] et poursuivie par la thèse de doctorat de Hubert [2]. La dégradation des propriétés magnétiques<sup>1</sup> des alliages ferromagnétiques doux avec les déformations plastiques faisait l'objet de ces travaux. Les caractérisations ont porté principalement sur des alliages Fe-3%Si à grains orientés et non orientés et, dans une moindre mesure, sur des alliages FeCo.

Des mesures magnétiques sur des éprouvettes de traction déformées plastiquement à l'état déchargé ont été effectuées à l'aide d'un dispositif expérimental adapté [3]. Les résultats montrent une nette dégradation des caractéristiques générales. La courbe de première aimantation, tant pour les alliages Fe-3%Si que pour le FeCo-2%V, chute considérablement dès les plus faibles taux de déformation plastique (Fig. 0.1), témoin d'une importante diminution de la perméabilité magnétique des matériaux. Cet effet est important aux faibles et moyennes amplitudes du champ, lorsque les processus de mouvements de parois, réversibles et irréversibles, prédominent. Le phénomène s'estompe progressivement pour les valeurs les plus importantes du champ (approche de la saturation et processus de rotation des moments magnétiques).



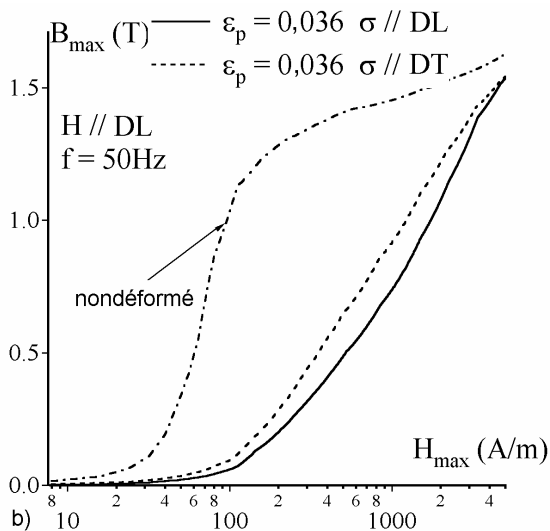
**Figure 0.1** Evolution de la courbe d'aimantation en fonction de la déformation plastique pour deux matériaux ferromagnétiques doux : a) un alliage Fe-3%Si NO (d'après [3]) ; b) un alliage FeCo-2%V (d'après [4]). Les mesures sont réalisées à l'état déchargé

Initialement, suite à des observations de la structure en domaines magnétiques [5], il est apparu que les couplages magnétomécaniques sont contrôlés principalement par la densité et la configuration des dislocations générées lors de l'écroutissage. Pendant les premiers stades de déformation, l'interaction entre parois et dislocations mobiles domine. A plus forte déformation, les parois sont ancrées sur les amas puis sur les murs de dislocations de forte densité.

<sup>1</sup> Les notions principales de ferromagnétisme sont présentées dans l'annexe A.

Cependant, la faible densité de dislocations au tout début de la déformation plastique ne peut expliquer la forte dégradation du comportement magnétique correspondant. Des considérations supplémentaires ont été donc apportées concernant le rôle joué par la contrainte interne macroscopique, estimée par le niveau de l'écroutissage cinématique [2, 6, 7].

Cette contrainte interne, liée à l'hétérogénéité de la déformation plastique, est décomposée en deux contributions, fonction de l'échelle de leur apparition. D'importantes contraintes intergranulaires se forment dès le début de la plasticité, expliquant ainsi la dégradation magnétique correspondante. Lorsque les premiers structures hétérogènes de dislocations apparaissent, les contraintes internes prédominantes sont d'origine transgranulaire.



**Figure 0.2 Influence de la direction de la contrainte appliquée  $\sigma$  sur les courbes d'aimantation le long de la direction de laminage DL d'un alliage Fe-3%Si à grains non-orientés (d'après [6])**

Leur distribution spatiale dans l'éprouvette déchargée présente un caractère tensoriel. La réalisation de mesures magnétiques croisées (perpendiculairement à la direction de la sollicitation mécanique), grâce à un dispositif expérimental original [2], a permis de mettre en évidence ce caractère.

La figure 0.2 présente les courbes d'aimantation mesurées le long de la direction de laminage DL d'un alliage Fe-3%Si à grains non orientés déformé à  $\epsilon_p = 3,6\%$ . Une plus grande perméabilité est obtenue lorsque la contrainte a été appliquée le long de la direction transversale DT. Ces résultats ont conduit à la définition de la notion d'anisotropie magnétoplastique [6].

L'ensemble de ces résultats a été obtenu après la décharge mécanique de l'éprouvette. Un certain nombre de questions restaient ainsi en suspens, notamment la question de savoir à quel moment précis, au cours de l'écroutissage, survient cette dégradation magnétique.

L'étude qui a été alors engagée avait pour objectif de développer une technique expérimentale permettant que la mesure de propriétés magnétiques soit réalisée *in situ*, au cours de la sollicitation mécanique de traction monotone uniaxiale de l'éprouvette. Le domaine de la déformation élastique ainsi que celui de la déformation plastique devaient être recouverts. Une meilleure identification et définition des couplages magnéto-mécaniques serait ainsi possible. Nos caractérisations ont porté essentiellement sur un alliage Fe-3%Si à grains non orientés. Des essais supplémentaires ont été effectuées sur un nickel de haute pureté (présentés ultérieurement dans le cadre de ce manuscrit) et sur un alliage FeCo-2%V (présentés dans l'annexe B). Ce mémoire présente les résultats et les conclusions auxquelles nous sommes parvenus.

## Repères bibliographiques

Dans le cadre de l'étude de l'effet des contraintes et déformations sur le comportement magnétique des alliages ferromagnétiques, il existe très peu de travaux offrant une description complète du comportement magnétique, à la fois dans le domaine de déformations élastiques et plastiques. De plus, la méthodologie expérimentale connaît des différences d'une étude à l'autre, provenant surtout des conditions expérimentales caractérisant la mesure magnétique.

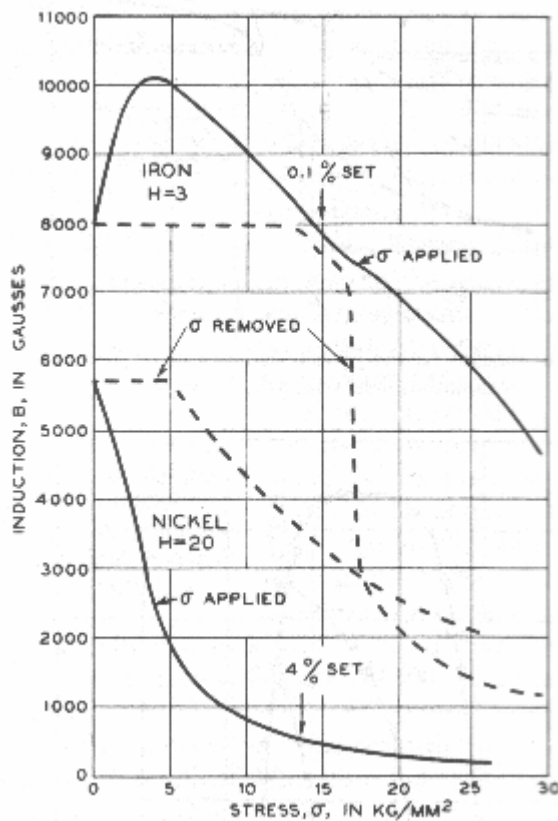


Figure 0.3 Induction B (Gauss) mesurée à une valeur fixe du champ H (Oe) en fonction de la contrainte appliquée  $\sigma$ , inférieure et supérieure à la limite d'élasticité, pour le nickel et pour le fer [8] (10 Gauss =  $10^{-3}$  Tesla, 1 kg/mm<sup>2</sup> = 10 MPa, 1 Oe = 80 A/m)

Les premiers résultats que nous avons trouvés sont ceux publiés en 1951 par Bozorth [8], concernant quelques matériaux, comme le nickel, le permalloy 68 et le fer. Il s'agit de la variation de la valeur d'induction magnétique B, mesurée pour un niveau donné du champ d'excitation H, en fonction de la contrainte uniaxiale appliquée  $\sigma$ , inférieure et supérieure à la limite d'élasticité en traction.

On observe sur la figure 0.3 le comportement complexe du fer sous contrainte de traction : amélioration initiale pour une contrainte approchant 40 MPa suivie d'une dégradation nette pour des contraintes supérieures. Le comportement magnétique du nickel est fortement détérioré dès les plus faibles valeurs de la contrainte. Une distinction claire est observée entre les mesures sous charge et à l'état déchargé.

Cependant, bien que les résultats sont très intéressants, ils offrent seulement une tendance générale du comportement magnétique et la méthodologie expérimentale n'est pas décrite.

L'étude de l'effet de la déformation plastique est tout de suite reprise par Neurath dans une publication datant de 1956 [9]. Le matériau d'étude est un alliage de Fe-3%Si à grains orientés. Les éprouvettes sont caractérisées d'abord sous contrainte élastique, ensuite déformées plastiquement et caractérisées à nouveau sous contrainte élastique de recharge. C'est la seule publication, à notre connaissance, qui présente une caractérisation magnétique des éprouvettes déformées plastiquement sous contrainte de recharge. Il est montré que les pertes de puissance, mesurées à 60 Hz, augmentent en moyenne de 87 % après une déformation plastique de 0,1 %. Le comportement magnétique du matériau s'approche de son état initial quand on lui applique une tension élastique croissante après l'écroutissage.

On retrouve ensuite certaines publications, datant des années 70 et 80, qui présentent des mesures magnétiques effectuées selon la même méthodologie expérimentale que celle employée initialement par Bozorth : sous contrainte de traction uniaxiale et à l'état déchargé correspondant, avant et après la limite d'élasticité du matériau. Ferro et Fratucello [10] mesurent le champ coercitif  $H_c$  des alliages Fe-Ni, déformés à l'aide d'un dispositif manuel. Une augmentation initiale du  $H_c$  est observée à des faibles valeurs de la déformation, suivie par une nette diminution. Cette relation non monotone est accentuée pour les états déchargés du matériau. Le phénomène est mis sur le compte d'un comportement particulier des contraintes internes en relation avec la structure de dislocations.

Tiito relie le taux de déformation d'un Fe-3%Si à grains orientés à l'évolution de l'amplitude du bruit Barkhausen [11]. Il montre que l'amplitude du bruit ferromagnétique augmente pour les états sous charge avec la déformation, élastique et plastique. Cette augmentation est attribuée aux dislocations et à leur arrangement, qui génèrent d'importants gradients de contraintes internes dans la matrice. La discontinuité du déplacement des parois est accentuée, ce qui engendre un bruit plus important. Un résultat similaire est trouvé par Gardner et al. [12] pour un monocristal et un alliage non orienté de Fe-3%Si. Vannes et al. [13] mesurent le bruit Barkhausen sur des éprouvettes cylindriques de nickel à l'aide d'un dispositif mis au point en 1981 par le CETIM de Senlis. Les stades de déformation mis en relief par l'analyse du comportement mécanique sont également perceptibles par l'évolution de l'amplitude maximale et de la position du maximum du bruit.

Plus récemment, nous avons remarqué les travaux publiés en 1998 et 2000 par Makar et Tanner [14-17]. Ils présentent des résultats de mesures magnétiques sur des éprouvettes cylindriques en acier perlitique, soumises à des contraintes de traction uniaxiale inférieures, puis supérieures à la limite d'élasticité, sous charge et à l'état déchargé. Nous trouvons finalement une description très claire du dispositif employé : une machine de traction universelle est utilisée pour la sollicitation des éprouvettes, le dispositif de mesure est constitué d'une culasse magnétique de fermeture du flux supportant le bobinage d'excitation et le capteur est encerclant. Les mesures sous contrainte dans le domaine plastique sont effectuées après la stabilisation de l'état mécanique de l'éprouvette<sup>2</sup>. Des paramètres magnétiques liés aux cycles d'hystérésis B - H sont déterminés, comme la coercivité, la rémanence, la perméabilité différentielle, la magnétostriction. Nous reviendrons plus tard sur ces travaux ; notons pour le moment que l'évolution des propriétés magnétiques lors de l'écroutissage du matériau semble être reliée, d'après ces auteurs, principalement aux dislocations. Les contraintes internes ne semblent pas jouer un rôle important, à cause d'une distribution non homogène et d'une évolution non monotone avec la déformation plastique.

---

<sup>2</sup> Lorsque la contrainte a atteint un niveau supérieur à la limite d'élasticité, la machine de traction est arrêtée. Avant la stabilisation qui dure quelques heures, la contrainte diminue, tandis que la déformation continue d'augmenter. On considère qu'il y a un manque de rigueur de la part des auteurs, car, bien que les résultats ne sont pas totalement faux, le processus de stabilisation mécanique ne correspond ni à un essai de relaxation (déformation constante, contrainte qui diminue), ni à un essai de fluage (contrainte constante, déformation qui augmente).

## Alliages Fe-3%Si – présentation du matériau principal d'étude

### Généralités sur les alliages Fe-3%Si

La structure du Fe-3%Si est monophasée de ferrite  $\alpha$ , cubique centrée, de paramètre de maille 0,287 nm. Les atomes de silicium occupent des sites cristallins répartis au hasard dans le réseau du fer. Comme le soluté n'est pas porteur de moment magnétique, la population des moments est appauvrie par dilution. La conséquence immédiate est une diminution de la polarisation à saturation, qui décroît linéairement avec les concentrations en éléments d'alliage [18].

Bien que moins performants que le fer pur en champs d'excitation intenses, les aciers fer-silicium sont préférés dans les conditions usuelles d'utilisation. Un premier avantage réside dans l'augmentation de leur résistivité électrique, ce qui conduit donc à une diminution de l'intensité des courants de Foucault et des pertes d'énergie dynamiques. Ainsi par exemple, par rapport à la résistivité d'un fer pur d'environ  $10^{-7} \Omega\text{m}$ , celle d'un alliage à 3% de silicium est augmentée d'un facteur supérieur à 4 [19].

L'addition du silicium entraîne également une diminution sensible de l'anisotropie magnétocristalline, favorisant ainsi la rotation des moments ainsi que la nucléation de nouveaux domaines aux joints de grains. La constante d'anisotropie  $K_1$ , égale à  $4,8 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  pour le fer pur, est diminuée à une valeur de  $3,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$  pour une concentration pondérale en Si de 3 %. Les pertes statiques par hystérésis sont également réduites, car corrélées à l'énergie de paroi proportionnelle à  $K_1^{0,5}$  [20].

La stabilité de la phase ferritique est assurée pour une concentration pondérale en silicium suffisante (concentration de Si supérieure à 2,4% et concentration de C inférieure à 0,05%), les traitements thermiques étant facilités. De même, le pourcentage de 3%Si améliore le comportement à la découpe, entraînant un durcissement du métal.

**Tableau 0.1 Principales caractéristiques des alliages Fe-3%Si par rapport au Fe pur ( $\rho$ , résistivité ;  $K_1$ , constante d'anisotropie magnétocristalline ;  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$ , magnétostrictions à saturation dans les directions  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$  ;  $B_S$ , induction magnétique à saturation)**

	$\rho$ ( $10^{-7} \Omega\text{m}$ )	$K_1$ ( $10^4 \text{ J/m}^3$ )	$\lambda_{100}$ ( $10^{-6}$ )	$\lambda_{111}$ ( $10^{-6}$ )	$B_S$ (Tesla)
Fe pur	1	4,8	21	-21	2,15
Fe-3%Si	4	3,5	23	-4	2,05

### Tôles orientées et non orientées

L'anisotropie des propriétés magnétiques dans le plan de la tôle est directement reliée à la texture cristallographique développée au cours du processus d'élaboration. On distingue donc les tôles à grains orientés ou GO, privilégiant du point de vue magnétique une orientation en détriment des autres, et les tôles à grains non orientés ou NO, possédant des propriétés beaucoup plus isotropes dans le plan [21, 22].

### a) Le fer-silicium GO

Toutes les tôles à grains orientés de fabrication industrielle ont une concentration pondérale de 3% de Si. Le caractère spécifique réside dans la texture cristalline très prononcée, appelée texture de Goss (d'après le métallurgiste à qui est attribuée leur découverte) :  $\{110\}\langle 001\rangle$ . Ainsi la direction de laminage, dans le plan de la tôle, est toujours très voisine d'une arête du cube, direction de facile aimantation pour les structures cubiques centrées. Une aimantation importante et des pertes faibles sont obtenues dans cette direction. Ces tôles sont utilisées pour la construction des noyaux des transformateurs où l'aimantation est quasi-unidirectionnelle.

### b) Le fer-silicium NO

Les tôles non orientées sont utilisées dans la construction de tous les circuits magnétiques feuilletés fonctionnant en régime d'induction variable, à fréquence industrielle (principalement les machines électriques tournantes). Suivant le processus d'élaboration, il existe deux types de tôles : celles recuites, ayant reçu un revêtement final isolant, dites « fully process », et les tôles livrées à un état intermédiaire semi-fini, dites « semi-process ». Dans les deux cas, un traitement final de recristallisation est effectué, ce qui conduit à une légère texture cristallographique de type  $\{222\}\langle uvw\rangle$ , donc à une faible anisotropie mécanique et magnétique [23].

## Présentation du FeV 330-35 HA

Notre étude porte sur un alliage ferromagnétique non orienté (NO) Fe-3,2%Si, présenté sous la forme d'une tôle issue d'une gamme fully-process (à l'état recristallisé), d'épaisseur 0,35 mm. Le matériau, de dénomination commerciale FeV 330-35 HA, est fourni par l'usine UGINE de St. Chely d'Apcher. Les tôles sont protégées sur les deux faces par un vernis phosphatant d'épaisseur de 1 à 2  $\mu\text{m}$ . La composition typique, moyennée sur différentes compositions mesurées sur plusieurs coulées de matériaux type FeV, ainsi que les propriétés générales garanties par le producteur sont présentées dans les tableaux 0.2 à 0.4.

**Tableau 0.2 Composition typique des tôles non-orientée de fer-silicium**

Si (%)	Al (%)	Mn (%)	C (ppm)	P (ppm)	S (ppm)
3,218	0,35	0,12	183	92	53

**Tableau 0.3 Propriétés générales des tôles FeV 330-35 HA**

Pertes Totales maxi à 50Hz (W/kg)		Induction mini (Tesla) pour un champ (CA ou CC)			Anisotropie des pertes (%)	Masse volumique (kg/dm <sup>3</sup> )
à 1T	à 1,5 T	2500 A/m	5 kA/m	10 kA/m		
1,30	3,30	1,49	1,60	1,71	± 18 %	7,65

**Tableau 0.4 Propriétés mécaniques typiques des tôles FeV 330-35 HA**

Résistance Rupture (MPa)	Limite d'élasticité (MPa)	Allongement 80 mm (%)	Dureté HV 5
500-530	380-420	20-30	180-200



# PARTIE I

## COMPORTEMENT MECANIQUE

La compréhension des couplages magnéto-mécaniques dans les matériaux ferromagnétiques implique une bonne connaissance de leur comportement mécanique et des transformations microstructurales correspondantes. Cette partie est consacrée à la caractérisation en traction monotone uniaxiale de l'alliage Fe-3%Si à grains non orientés. Les mécanismes de déformation sont mis en évidence grâce à des essais mécaniques instrumentés et à des techniques performantes d'investigation microstructurale (analyse d'image, microscopie électronique). Nous définissons également la notion de contrainte interne à longue distance.

# SOMMAIRE

## **Chapitre 1. Comportement mécanique sous traction monotone uniaxiale**

### 1.1. La courbe de traction

### 1.2. Mécanismes de déformation

*1.2.1. Déformation des métaux cubiques centrés. Notions générales*

*1.2.2. Limite d'élasticité. Décrochement de contrainte et palier de Lüders*

*1.2.3. Ecrouissage homogène*

## **Chapitre 2. Evolution microstructurale au cours de l'écrouissage**

### 2.1. Morphologie microstructurale

*2.1.1. Technique expérimentale*

*2.1.2. Microstructure du matériau à l'état initial*

*2.1.3. Evolution de la microstructure avec la déformation*

### 2.2. Texture cristallographique

*2.2.1. Technique expérimentale*

*2.2.2. Texture du matériau à l'état initial*

*2.2.3. Evolution de la texture avec la déformation*

### 2.3. Structure de dislocations

*2.3.1. Technique expérimentale*

*2.3.2. Evolution de la structure de dislocations*

## **Chapitre 3. Modélisation de l'écrouissage en traction monotone uniaxiale**

### 3.1. Ecrouissage cinématique et isotrope. Partition de la contrainte d'écoulement

*3.1.1. Approche mécanique*

*3.1.2. Approche métallurgique*

*3.1.3. Notion de contrainte interne à longue distance*

### 3.2. Identification des contraintes $X$ et $\sigma_{\text{eff}}$ . Méthodologie et résultats

*3.2.1. Partition de Cotrell modifiée par Handfield et Dickson*

*3.2.2. Cas des éprouvettes de faible limite en flambage*

*3.2.3. Contrainte interne et effective. Résultats expérimentaux*

## **Bilan**

# Chapitre 1. Comportement mécanique sous traction monotone uniaxiale

Ce chapitre présente les propriétés mécaniques liées à la courbe de traction monotone uniaxiale du FeV 330-35 HA. Nous discuterons également des mécanismes de déformation associés.

## 1.1. La courbe de traction

Des échantillons rectangulaires de 250 mm de long par 20 mm de large ont été découpés dans les tôles de FeV 330-35 HA de 0,35 mm d'épaisseur. Conformément à la norme EN10002-1 [24], les dimensions finales ont été obtenues après un usinage soigneux. Ensuite, un traitement thermique sous vide consistant en un maintien de 2 heures à 720°C suivi par un refroidissement à l'air avec une vitesse de 0,2°C/s a servi à l'élimination des éventuelles contraintes résiduelles introduites par la préparation des éprouvettes [2].

Les essais de traction monotone uniaxiale ont été réalisés sur une machine de traction INSTRON, à la température ambiante (20°C). La longueur entre les mors a été fixée à 150 mm. La déformation a été mesurée à l'aide d'un extensomètre à couteaux de base de mesure de 50% .

La figure 1.1 présente un essai de traction typique du FeV 330-35 HA, effectué sous une vitesse de déformation de  $4.10^{-4} s^{-1}$ , à température ambiante. Les deux courbes contrainte - déformation sont visualisées : celle calculée selon les grandeurs rationnelles, ainsi que celle calculée selon les grandeurs conventionnelles.

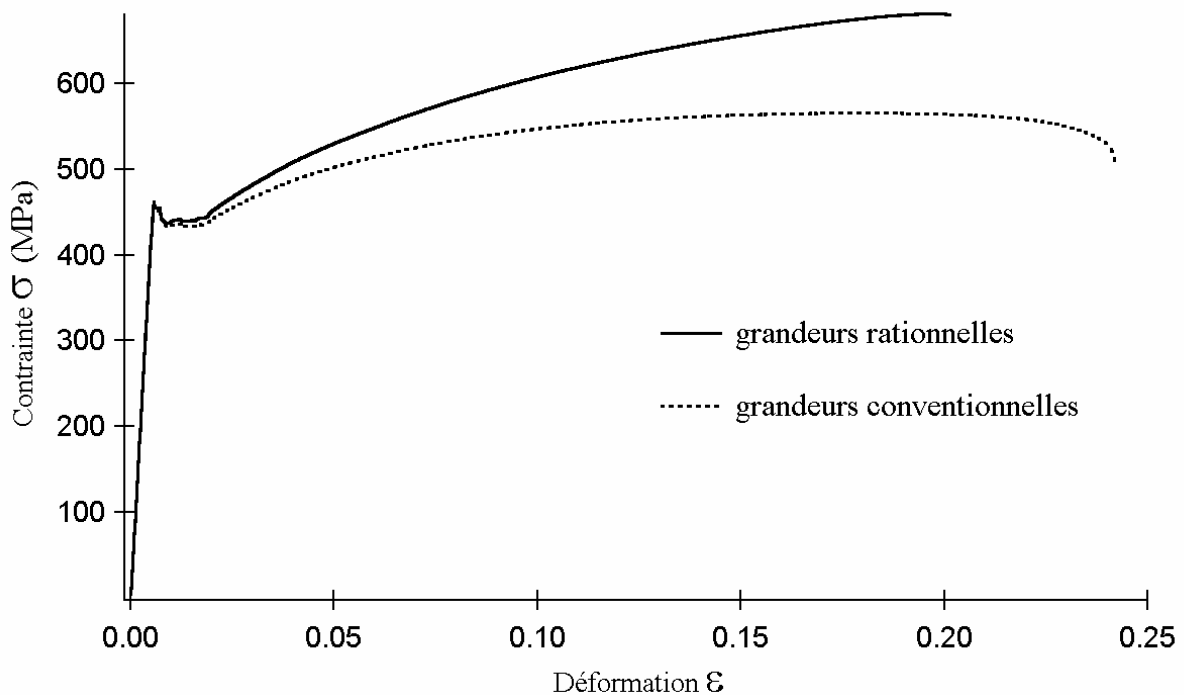


Figure 1.1 Essai typique de traction monotone uniaxiale sur l'alliage FeV 330-35 HA (grandeurs rationnelles et conventionnelles, vitesse de déformation  $4.10^{-4} s^{-1}$ )

L'allure de la courbe de traction est caractéristique des alliages de fer à bas taux de carbone, de structure cristallographique cubique centrée : courbe avec décrochement de contrainte et palier (de longueur  $L_p$ ) [25-27]. A contrainte constante, la déformation plastique est hétérogène, localisée dans des bandes se propageant le long de l'éprouvette de traction.

La déformation devient homogène quand les bandes ont traversé toute l'éprouvette. Le durcissement d'écrouissage se poursuit jusqu'à ce que la contrainte  $\sigma_{max}$  soit atteinte, contrainte maximale qui puisse subir l'alliage avant la striction.

Le comportement mécanique en traction a été caractérisé selon plusieurs directions dans le plan de la tôle. Des éprouvettes ont été prélevées tous les  $15^\circ$  entre la direction de laminage DL et la direction transverse DT. Le comportement en traction dans le plan de la tôle est relativement isotrope. Les courbes présentent toutes le crochet de traction et le palier, les dispersions des paramètres mesurés selon les directions analysées ne dépassent pas 5 %. Nous constatons aussi que les valeurs expérimentales obtenues sont proches des valeurs fournies par le producteur, les quelques écarts observés sont attribués à une probable différence des conditions d'essais. Les résultats moyens de nos caractérisations (en grandeurs rationnelles) sont regroupés dans le tableau 1.1.

**Tableau 1.1 Propriétés mécaniques expérimentales moyennes des tôles FeV 330-35 HA (grandeurs rationnelles)**

E (GPa)	$\sigma_e^{max}$ (MPa)	$\sigma_e^{min}$ (MPa)	$L_p$ (% de $\epsilon_p$ )	$\sigma_{max}$ (MPa)	$A_{rupture}$ (%)
180-200	$450 \pm 20$	$430 \pm 10$	1,3 – 1,5	$670 \pm 10$	20 – 30

## 1.2. Mécanismes de déformation

Après la présentation de quelques notions générales concernant la déformation des métaux de structure cubique centrée, les discussions porteront sur la nature et l'origine du décrochement de contrainte, du palier et de l'écrouissage homogène.

### 1.2.1. Déformation des métaux cubiques centrés. Notions générales

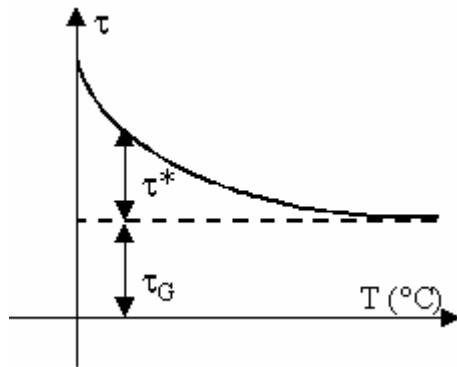
Les dislocations dans les métaux cubiques centrés sont définies par un vecteur de Burgers de type  $a/2\langle 111 \rangle$ . Le glissement, extrêmement dépendant des conditions de vitesse et de température, se fait généralement dans les plans cristallographiques les plus denses, du type  $\{110\}$ ,  $\{112\}$ ,  $\{123\}$ . Leur mobilité dépend essentiellement de la contrainte de Peierls-Nabarro<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> La mobilité d'une dislocation traduit sa capacité de glisser dans un cristal sous l'effet d'une faible force motrice. Si la forme de la dislocation qui se déplace est préservée, aucun changement de son état énergétique n'est enregistré, pratiquement aucune force n'est nécessaire au déplacement d'une telle dislocation. En réalité, sa forme est altérée à cause de la périodicité du réseau. Une force appliquée extérieure est donc nécessaire à la dislocation pour se déplacer d'un site à l'autre. On parle ainsi de dislocations bloquées dans des puits d'énergie appelés vallées de Peierls, et la force nécessaire pour passer d'une vallée à l'autre est la force de Peierls-Nabarro [25].

Les propriétés mécaniques des alliages cubiques centrés s'expliquent généralement en terme de friction de réseau. En effet, la limite d'élasticité ainsi que la contrainte d'écoulement plastique peuvent être décrites comme la somme d'une composante thermique  $\tau^*$  et d'une composante athermique  $\tau_G$  :

$$\tau = \tau^* + \tau_G \quad (1.1)$$



**Figure 1.2 Evolution avec la température des composantes thermique et athermique de la contrainte de cisaillement**

$\tau^*$ , la friction du réseau correspondant à la barrière thermiquement activée que doivent franchir les dislocations pour bouger, dépend de la température et de la vitesse de déformation. A 0K,  $\tau^*$  est une à deux fois supérieure à  $\tau_G$  (Fig. 1.2).

A haute température, la contribution de la friction du réseau est négligeable. Elle rend compte des interactions à courte distance, son rayon d'action est de l'ordre de quelques plans atomiques.

Parmi les mécanismes thermiquement activés qui contribuent directement à la composante thermique  $\tau^*$  on distingue principalement :

- les forces de Peierls-Nabarro ;
- la transformation sessile-glissile des dislocations vis ;
- le glissement dévié (interactions vis/interstitiels) ;
- les interactions non-vis/interstitiels (dégagement/trainage des atmosphères de Cottrell).

La contrainte athermique  $\tau_G$  correspond à des interactions à plus longue portée. Elle est générée particulièrement par les interactions élastiques entre dislocations individuelles et les interactions des sous-structures de dislocations (par exemple, le croisement des dislocations avec les « arbres de la forêt » - réseau de Franck -). On la relie à la densité de dislocations  $\rho_D$  par la relation :

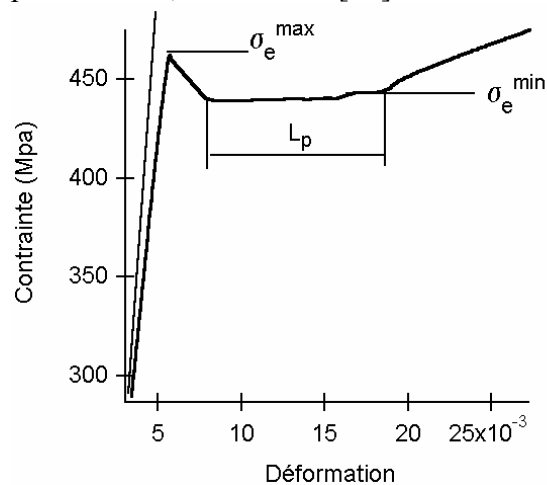
$$\tau_G = \alpha G \left\| \vec{b} \right\| \sqrt{\rho_D} \quad (1.2)$$

ou  $G$  est le module de cisaillement et  $\alpha = (0,1 - 0,5)$  est une constante fonction de la structure de dislocations.

Dans les alliages fer-silicium, la présence du silicium engendre certaines modifications de ce comportement. Le glissement cristallographique selon les plans  $\{110\}$  est accentué, la friction du réseau et la contrainte d'écoulement sont augmentées. La déformation est rendue également plus homogène.

### 1.2.2. Limite d'élasticité. Décrochement de contrainte et palier de Lüders

Généralement, les métaux cubiques centrés présentent une limite d'élasticité franche, suivie d'une baisse de la contrainte en début de la déformation plastique. Pourtant, de faibles déformations interviennent souvent avant la limite macroscopique. Cette perte de la linéarité, mise en évidence dans le cas de notre matériau<sup>2</sup> sur la figure 1.3, peut être liée à deux phénomènes, selon Jaoul [28] :



une microdéformation par fluage, d'origine intracristalline, liée à l'arrachement par agitation thermique des dislocations ancrées par les nuages de carbone ou d'azote, d'après les essais de Vreeland sur le fer pur ;

le développement de petites bandes de Piobert-Lüders qui n'ont pas encore traversées toute la section de l'éprouvette. La limite d'élasticité est atteinte seulement quand cette traversée est effectuée.

**Figure 1.3** Décrochement de contrainte et palier (FeV 330-35 HA,  $4.10^{-4}s^{-1}$ )

La plasticité débute par une chute assez importante de la contrainte d'écoulement (de l'ordre de  $20 \pm 10$  MPa), confinée dans une zone étroite de la déformation. La limite d'élasticité supérieure  $\sigma_e^{\max}$  correspond à la transition élastoplastique macroscopique et la limite d'élasticité inférieure  $\sigma_e^{\min}$  est définie comme la valeur minimale de la contrainte pendant la plasticité.

L'interprétation du phénomène a été proposée initialement par Cottrell [25] : les dislocations sont emprisonnées à l'intérieur d'atmosphères constituées en particulier de carbone, d'oxygène et d'azote. Sous l'effet d'une contrainte suffisante, les dislocations se libèrent et peuvent ainsi se mouvoir plus facilement, la force nécessaire à leur déplacement diminuant. Il apparaît alors un décrochement brusque de la contrainte d'écoulement.

<sup>2</sup> la perte de linéarité sur le FeV 330-35 HA est bien observable quand la contrainte approche la limite d'élasticité, mais son début ne peut être détecté avec précision. Nous estimons toutefois qu'il se situe entre 100 MPa et 200 MPa, niveau qui correspond bien aux données bibliographiques : d'après Jaoul [28], pour un acier doux de limite d'élasticité de 300 MPa, les microdéformations apparaissent à 120 MPa.

Une autre approche, concernant le comportement collectif d'un grand nombre de dislocations se déplaçant simultanément, est fournie par Hahn [29]. Un modèle de prise en compte des hétérogénéités liées au décrochement des contraintes est proposé. La brusque chute de contrainte observée au début de la déformation plastique est due à une rapide multiplication des dislocations et dépend de leur vitesse de déplacement. Le modèle reste pourtant limité dans le cas d'une densité de dislocations initiale inférieure à  $10^6 - 10^8 \text{ cm}^{-2}$ . Néanmoins, cette approche permet d'envisager une déformation ultérieure homogène ou hétérogène. Le mécanisme initial est le même : une concentration locale de contraintes initie le glissement dans un grain, qui se propage ensuite aux grains voisins. Le caractère homogène ou hétérogène de la propagation ultérieure de la plasticité dépend essentiellement du taux de déformation emmagasiné dans la bande principale.

La déformation se poursuit à contrainte constante, la courbe de traction présentant un palier jusqu'à 1,5 - 1,7 % de déformation totale<sup>3</sup>. Il s'agit d'une zone d'hétérogénéité, la déformation étant localisée dans des bandes de Piobert-Lüders dont la disposition est fonction du mode de sollicitation. Des observations sur des métaux cubiques centrés [28, 30, 31] ont montré que ces bandes apparaissent brusquement dans les zones soumises à des concentrations de contraintes, généralement au bord de l'éprouvette, ensuite elles se propagent sous un angle bien défini avec l'axe de traction (de  $45^\circ$  à  $50^\circ$ ) vers l'autre extrémité.

Les premières microbandes sont générées à partir des joints de grains. Une fois formée, la bande génère de fortes concentrations de contraintes dans les grains suivants, qui se plastifient à leur tour. A l'avant du front de bande les grains contiennent peu de lignes de glissement, à l'arrière du front les grains exhibent des glissements multiples selon deux ou trois systèmes. La propagation de la déformation affecte de proche en proche la matrice, les fronts se déplaçant jusqu'à ce que toute l'éprouvette soit couverte. La consolidation homogène reprend une fois que toute la partie utile de l'éprouvette a subi le passage des bandes.

---

3 le travail antérieur de Hubert [2] a porté sur un même alliage Fe-3,2%Si NO, mais provenant d'une tôle électrotechnique d'épaisseur légèrement plus grande que la notre, respectivement 0,5 mm, fourni par la même usine Ugine sous la dénomination de FeV 330-50 HA. L'essai de traction uniaxiale de ce matériau, effectué à la température ambiante et à une vitesse comparable, de  $1,33 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , montre aussi un décrochement de contrainte, mais le palier est quasiment inexistant, confiné sur une plage de moins de 0,5 % de déformation. Hubert a considéré que pour cet alliage le décrochement est un phénomène macroscopiquement homogène et qu'il est suivi immédiatement par la consolidation, sans hétérogénéité. Dans cette optique, nous avons été initialement intrigués par la grande longueur du palier présenté par notre matériau. Pourtant, Jaoul [28] montre que la longueur du palier doit dépendre de plusieurs facteurs, principalement la limite d'élasticité, le taux de consolidation des grains et la texture cristallographique. En l'occurrence, la longueur du palier est inversement proportionnelle à la limite d'élasticité. Le FeV 330-35 HA présente une limite élastique d'environ 450 Mpa (pour une taille de grains de  $47 \mu\text{m}$ ), plus grande que celle du FeV 330-50 HA, de 380 Mpa (pour une taille de grains de  $75 \mu\text{m}$ ). Il n'est donc pas exclu que la différence de comportement de ces deux matériaux soit liée tout simplement à la différence des valeurs de leur limite élastique.

### 1.2.3. Ecrouissage homogène

La courbe de consolidation des métaux peut être simplement modélisée par la loi puissance de Ludwik :

$$\sigma = \sigma_0 + A \cdot \varepsilon_p^m \quad (1.3)$$

Le taux de consolidation  $\theta$  est ainsi défini comme la dérivée de la contrainte d'écoulement par rapport à la déformation plastique :

$$\theta = \frac{d\sigma}{d\varepsilon_p} = A \cdot m \cdot \varepsilon_p^{(m-1)} \quad (1.4)$$

Une analyse plus approfondie de la courbe de traction et du taux de consolidation correspondant montre qu'une seule relation de type Ludwik ne suffit pas pour décrire l'écrouissage du matériau. Dans le cas des métaux cubiques centrés on distingue, généralement, deux stades, donc deux relations successives de type Ludwik sont utilisées [28].

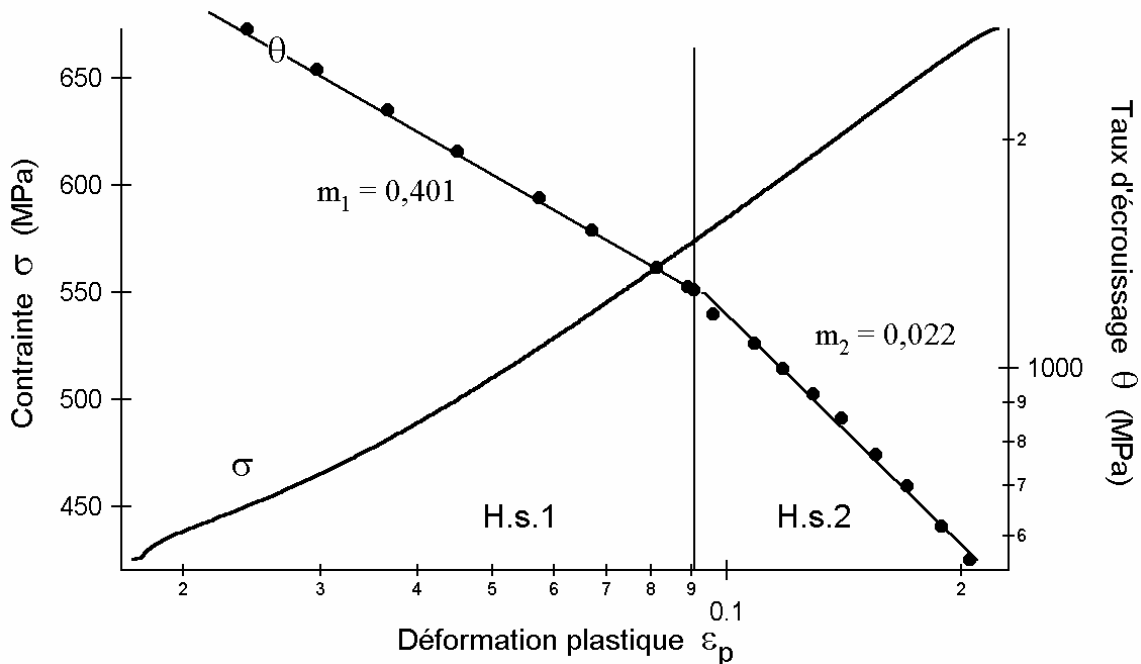


Figure 1.4 Ecrouissage homogène du Fe-3,2%Si NO en traction uniaxiale. Deux stades, H.s.1 et H.s.2, et les coefficients de la loi de Ludwik correspondants  $m_1$  et  $m_2$  mis en évidence par le taux de consolidation  $\theta$  (vitesse de déformation  $4 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ , sens DL, 20°C)

Sur la figure 1.4 sont représentés la partie de la courbe de traction correspondant à la consolidation, également le taux d'écrouissage  $\theta$  en fonction de la déformation plastique, en coordonnées logarithmiques. Deux stades sont clairement mis en évidence, notées H.s.1 et H.s.2, délimités par le changement de pente de  $\theta$  aux alentours de 9 % de déformation plastique.



La variation linéaire de  $\ln(\theta)$  en fonction de  $\ln(\varepsilon_p)$ , décrite par l'équation (1.5),

$$\ln(\theta) = \ln(A \cdot m) + (m - 1) \cdot \ln(\varepsilon_p) \quad (1.5)$$

nous permet de décrire la courbe de consolidation en traction uniaxiale du FeV 330-35 HA par les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_1 = 285 + 752 \cdot \varepsilon_p^{0,401} \\ \sigma_1 = -4720 + 5578 \cdot \varepsilon_p^{0,022} \end{array} \right. \left| \begin{array}{l} \varepsilon_p < 9\% \\ \varepsilon_p > 9\% \end{array} \right. \quad (1.6)$$

Le niveau de 9 % de déformation plastique de la transition dans les mécanismes de consolidation, également les deux coefficients  $m_1 = 0,401$  et  $m_2 = 0,022$ , sont en accord avec les caractéristiques proposées par Jaoul [28] pour les métaux cubiques centrés.

## Chapitre 2. Evolution microstructurale au cours de l'écrouissage

La microstructure du FeV 330-35 HA a été caractérisée lors de l'écrouissage en traction via trois aspects : la morphologie des grains, la texture cristallographique et la structure de dislocations. La morphologie microstructurale et la texture cristallographique ont été caractérisées pour trois états de déformation : l'état initial de déformation nulle, celui correspondant à 16% de déformation plastique et celui correspondant à 24% de déformation plastique (proche de la rupture du matériau). La structure de dislocations a été révélée pour des niveaux de déformation représentatifs : 1,75 % et 6 % caractéristiques du stade d'écrouissage H.s.1, 11,6 % et 18,5 % caractéristiques du stade H.s.2.

### 2.1. Morphologie microstructurale

#### 2.1.1. Technique expérimentale

Des éprouvettes de traction ont été préparées afin de mettre en évidence la microstructure. Nous avons procédé d'abord à un polissage mécanique avec des papiers abrasifs de plus en plus fins, ensuite à une attaque électrolytique effectuée sur une machine STRUERS (électrolyte Struers type A2, tension 4V, temps d'attaque 60 s, température ambiante).

L'analyse a porté sur une zone correspondant à environ 220 grains. Les tracés des joints de grains, obtenus sur des photos en microscopie optique, ont été numérisés à l'aide d'un scanner et les grains ainsi définis ont été analysés statistiquement avec le logiciel d'analyse d'image MATROX. Plusieurs paramètres statistiques sont proposés par le logiciel, nous nous sommes limités aux suivants :

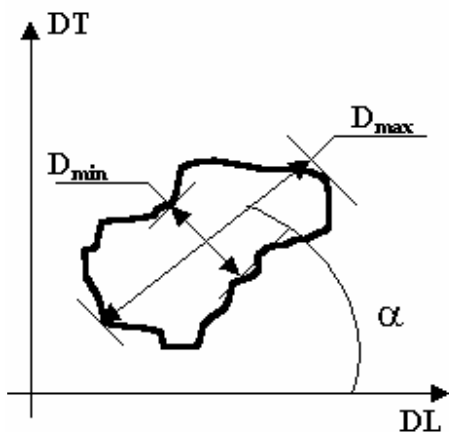


Figure 2.1 Définitions des paramètres géométriques caractérisant la morphologie des grains

- l'aire  $S_i$  de chaque grain ;

- le diamètre équivalent  $D_i$  calculé comme le diamètre du disque équivalent de surface identique à celle du grain :

$$D_i = \sqrt{\frac{4}{\pi} S_i} \quad (2.1)$$

- les diamètres minimal et maximal du grain ( $D_{\min}$  et  $D_{\max}$ ), déterminés suite à des mesures effectuées selon un nombre prédéfini des directions (Fig. 2.1) ;

- le facteur d'élongation, défini comme le rapport entre le diamètre minimal  $D_{\min}$  et maximal  $D_{\max}$  du grain ;

- l'orientation du grain, donnée par l'angle  $\alpha$  entre le diamètre maximal et la direction du laminage DL de la tôle, direction qui coïncide dans notre cas avec la direction de sollicitation (Fig. 2.1).

### 2.1.2. Microstructure du matériau à l'état initial

Un aperçu volumique de la microstructure à l'état initial est donné sur la figure 2.2a. L'observation microscopique nous révèle des grains relativement équiaxes, homogènes dans le volume. La distribution de la taille de grains (obtenue sur une image dans le plan DL-DT de la tôle) suit une loi normale (Fig. 2.2b), de moyenne  $\Phi_g^{\text{moy}} = 47 \mu\text{m}$  et d'écart-type  $\sigma = 22 \mu\text{m}$ . Rappelons que le matériau provient d'une tôle électrotechnique de 0,35 mm d'épaisseur ; on dispose ainsi d'environ 7 grains dans l'épaisseur.

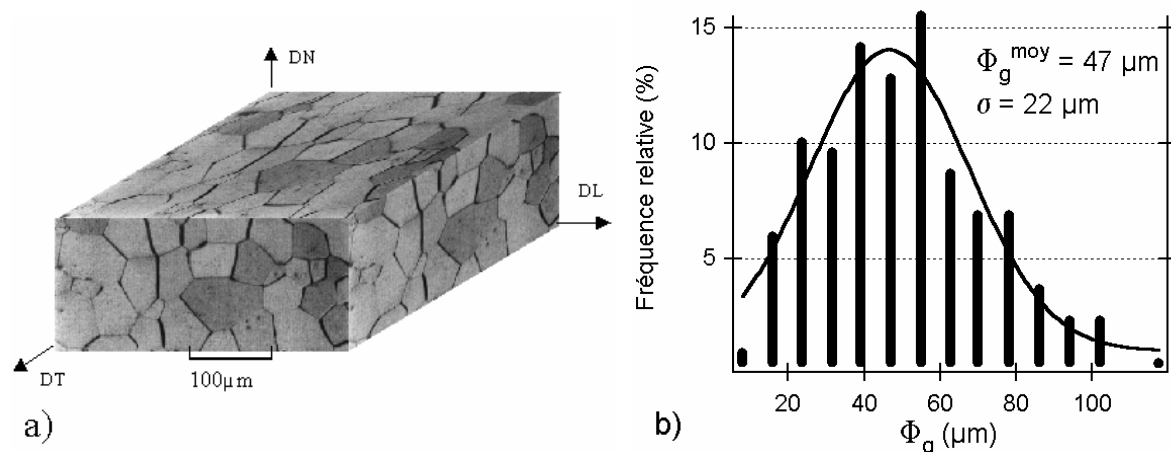
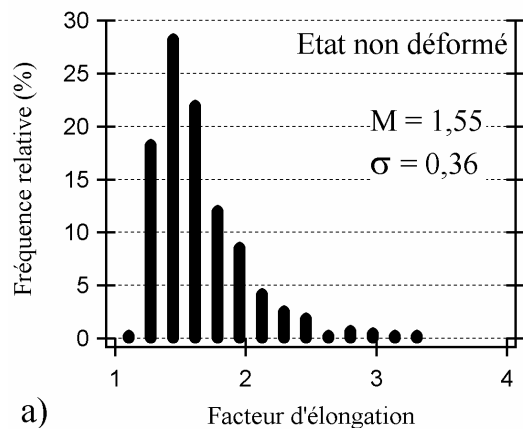


Figure 2.2 a) Micrographie du FeV 330-35 HA (attaque électrolytique) ; b) Histogramme de la taille de grains (diamètre moyen  $\Phi_g^{\text{moy}} = 47 \mu\text{m}$ , écart-type  $\sigma = 22 \mu\text{m}$ )

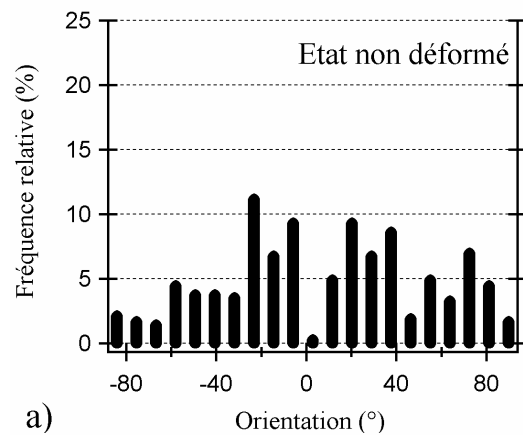
### 2.1.3. Evolution de la microstructure avec la déformation

Les distributions du facteur d'élongation et de l'orientation des grains sont représentées sur les figures 2.3 et 2.4 pour les trois états de déformation. L'évolution de la forme des grains, bien que relativement faible, est pourtant évidente : plus le niveau de déformation augmente, plus le facteur moyen d'élongation augmente, donc les grains se déforment en s'allongeant. La distribution devient plus large et le nombre des grains ayant un facteur d'élongation plus grand que la moyenne augmente avec la déformation (Fig. 2.3). De plus, leur allongement est progressivement dirigé vers la direction de sollicitation DL (Fig. 2.4).

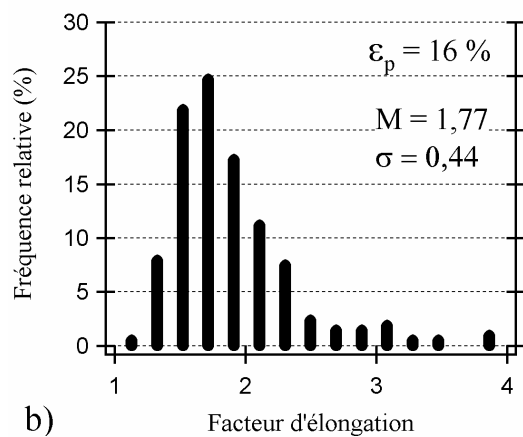
En conclusion, l'écroutissage du matériau conduit à la formation d'une légère texture morphologique : nous sommes en présence d'un faible allongement des grains lors de la déformation plastique de l'éprouvette dans la direction de sollicitation.



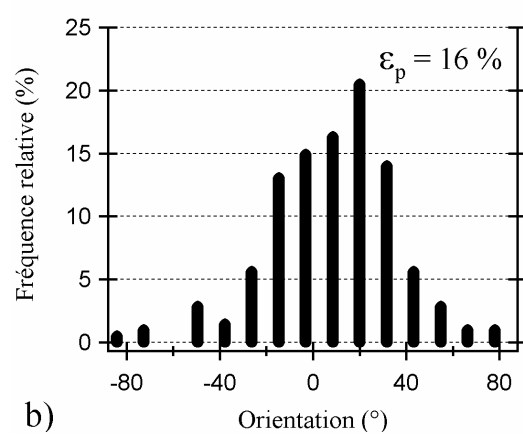
a)



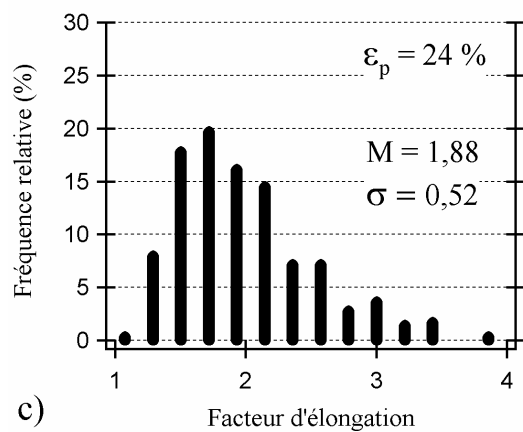
a)



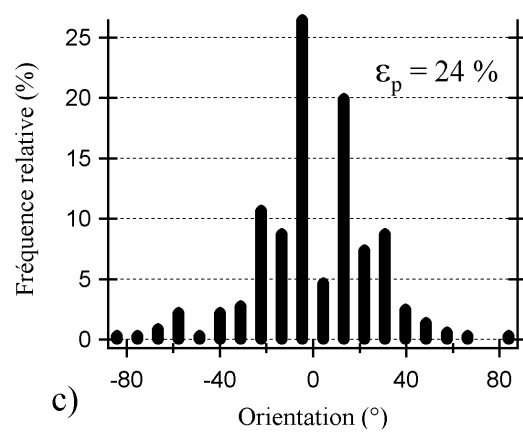
b)



b)



c)



c)

**Figure 2.3** Histogramme du facteur d'élongation des grains du FeV 330-35 HA pour trois états de déformation : a)  $\epsilon_p = 0$  ; b)  $\epsilon_p = 16 \%$  ; c)  $\epsilon_p = 24 \%$  (à la rupture)

**Figure 2.4** Histogramme de l'orientation des grains de FeV 330-35 HA pour trois états de déformation : a)  $\epsilon_p = 0$  ; b)  $\epsilon_p = 16 \%$  ; c)  $\epsilon_p = 24 \%$  (à la rupture)

## 2.2. Texture cristallographique

Comme nous l'avons vu précédemment, la déformation plastique induit une anisotropie morphologique de la structure des grains. Egalement, par suite des rotations des grains consécutives aux glissements cristallographiques<sup>1</sup>, la déformation plastique conduit à la formation d'une orientation préférentielle des grains dans le matériau sollicité, qu'on appelle texture cristallographique. L'intensité de la texture est fonction du type de déformation : une évolution très marquée est provoquée par les procédés usuels de mise en forme (laminage, tréfilage,...), ce qui n'est pas, toutefois, le cas d'une simple traction. L'orientation préférentielle conduit à une anisotropie du comportement. Ainsi s'expliquent les différences des propriétés mécaniques et magnétiques mesurées selon plusieurs directions dans le plan de laminage.

### 2.2.1. Technique expérimentale

L'évolution de la texture cristallographique a été suivie pour trois niveaux de déformation plastique sur une même éprouvette de traction, préparée conformément à la méthodologie présentée auparavant sur la figure II.5. La technique employée afin de caractériser la texture est l'EBS<sup>2</sup> (Electron Back-Scattering Diffraction), dont le financement a été assuré par le Conseil Régional de Picardie (1997).

Afin d'obtenir des bons résultats, quelques contraintes dans la préparation de l'éprouvette sont imposées : la surface analysée doit être lisse, car le relief peut influencer négativement le processus de diffraction. De plus, il faut éliminer les couches superficiels écrouis par le polissage mécanique. On préfère donc un polissage électrolytique, effectué avec le même électrolyte STRUERS, mais sous une tension de 15 V, dans le domaine de la passivation de l'alliage.

---

1 la déformation plastique débute par l'activation des systèmes favorables de glissements, de facteur de Schmid maximal, dans chaque grain. Une fois le glissement amorcé, le processus entraîne une rotation du grain qui rapproche l'axe de traction de la direction du glissement.

2 Nous recommandons au lecteur intéressé une première approche sur l'EBS donnée par les travaux de Venables et Harland [32], Wright [33], Adams et al. [34]. Présentons toutefois quelques notions générales. Il s'agit d'un dispositif couplé à un microscope électronique à balayage (MEB). La surface à analyser est balayée point par point par un faisceau d'électrons incidents. Les électrons rétrodiffusés sont reçus sur un écran fluorescent et le cliché résultant (les lignes de Kikuchi représentant l'intersection des cônes de diffraction avec le plan de l'écran) est indexé en fonction de la structure cristallographique du matériau. On obtient ainsi l'orientation correspondant à chaque point d'investigation. Le balayage se fait avec une résolution inférieure à 0,5 $\mu$ m. Cette technique sert normalement à une investigation locale de l'orientation cristallographique. Toutefois, pour des matériaux à grains relativement petits (50 – 100 $\mu$ m) qui permettent l'analyse d'une zone représentative, on peut employer l'EBS pour la caractérisation de la texture, les résultats étant vérifiés par la méthode classique d'analyse en diffraction RX.

### 2.2.2. Texture du matériau à l'état initial

Les figures de pôles directes  $\{001\}$ ,  $\{101\}$  et  $\{111\}$  du Fe-3,2%Si à l'état initial non déformé sont représentées sur la figure 2.5. Elles indiquent une composante  $\{111\}\langle uvw \rangle$ , texture de recristallisation primaire pour les tôles électrotechniques en FeSi [18, 21, 23] et plus généralement pour les métaux cubiques centrés [35]. Des plans de type  $\{111\}$  se retrouvent dans le plan de laminage, mais il n'y a pas de direction cristallographique privilégiée dans la direction de laminage DL. Les tôles non orientées, suite à leur processus de fabrication, sont obtenues avec cette légère texture. Toutefois, la présence des axes « durs » de type  $\langle 110 \rangle$  dans le plan de laminage constitue un aspect négatif. Des efforts se portent aujourd'hui vers l'obtention à l'échelle industrielle d'une texture « cubique » de type  $\{100\}\langle 0vw \rangle$ , qui présente les axes « doux »  $\langle 100 \rangle$  dans le plan de la tôle [23].

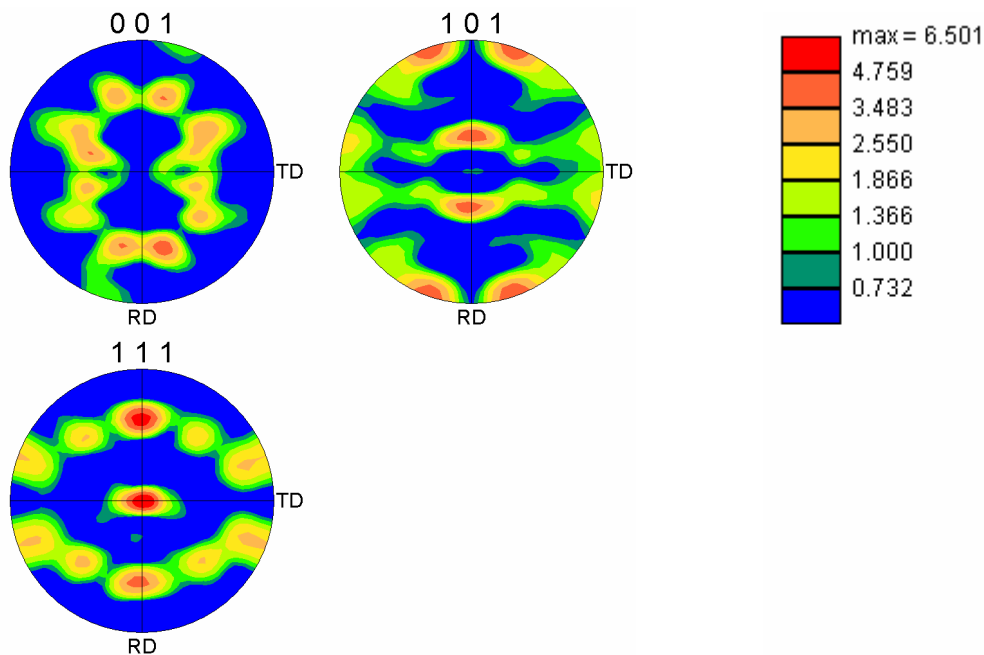


Figure 2.5 Figures de pôles directes du FeV 330-35 HA à l'état initial non déformé. Mise en évidence de la composante  $\{111\}\langle uvw \rangle$  - texture de recristallisation primaire (technique EBSD)

### 2.2.3. Evolution de la texture avec la déformation

Des analyses EBSD ont été effectuées également à 16 % et à 24 % de déformation plastique. Les figures de pôles inverses<sup>3</sup> de la direction normale DN au plan de laminage et de la direction de laminage DL sont données sur la figure 2.6.

---

<sup>3</sup> la figure de pôles directe représente la position des directions cristallographiques des grains dans le repère échantillon, par rapport à la direction de laminage DL et la direction transverse DT. Une autre représentation de la texture est donnée par la figure de pôles inverse. Dans ce cas, les axes DL, DT, DN du repère échantillon sont positionnées par rapport au repère cristallographique de chaque grain, représenté par le triangle standard [36]

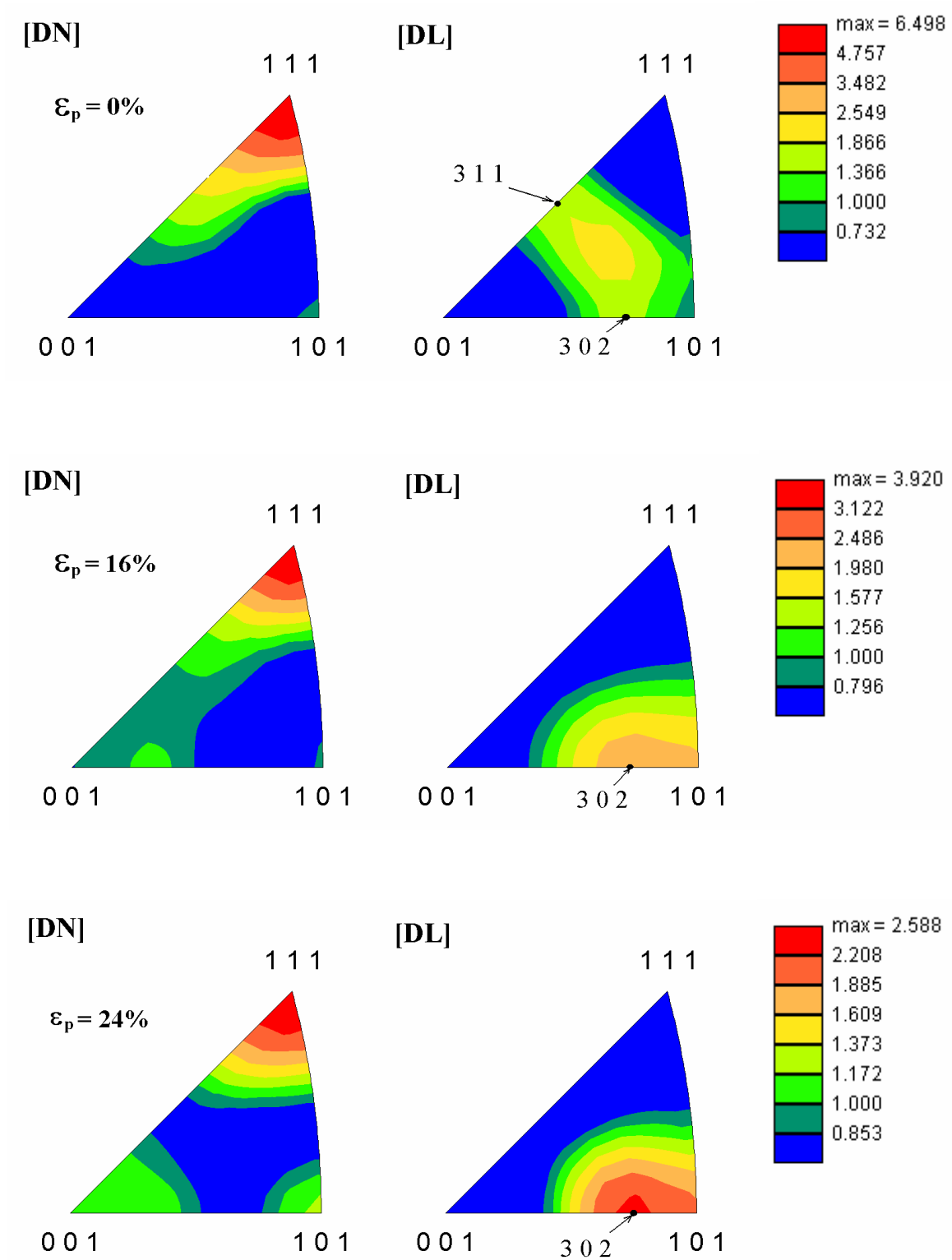


Figure 2.6 Texture cristallographique du FeV 330-35 HA fonction du niveau de déformation plastique  $\epsilon_p$ . Figures de pôles inverses - orientation de la normale DN au plan de laminage et de la direction de laminage DL dans le repère échantillon – triangle standard (technique EBSD)

On retrouve à l'état initial la majorité des grains positionnés avec une direction de la famille  $\langle 111 \rangle$  parallèle à la direction normale DN. En ce qui concerne la direction de laminage, les directions cristallographiques correspondantes à DL se regroupent autour d'une « fibre » définie par les pôles  $\langle 311 \rangle$  et  $\langle 302 \rangle$ , mais sans aucun renforcement particulier. Une évolution avec le niveau de déformation plastique est observée : à 24 % de déformation, par rapport à l'état initial, des plans de type  $\{001\}$  et  $\{101\}$  apparaissent dans le plan de laminage, on assiste également à une concentration des axes  $\langle 302 \rangle$  dans la direction DL. Nous mettons ainsi en évidence un faible mais clair changement de la texture cristallographique du matériau avec la déformation plastique.

### 2.3. Structure de dislocations

Nous nous sommes proposés de suivre les dislocations générées par la déformation plastique de Fe-3,2%Si NO lors de l'essai de traction uniaxiale. Les mécanismes microscopiques liés aux différents stades du taux de consolidation seront ainsi révélés.

Les phénomènes correspondant au décrochement de contrainte et au palier ne feront pas l'objet de cette étude. En conséquence, le premier niveau de déformation analysé,  $\epsilon_p = 1,75\%$ , se situe au début de l'écroutissage homogène. Le deuxième niveau analysé,  $\epsilon_p = 6\%$ , se situe vers la fin du premier stade H.s.1 d'écroutissage. Les échantillons suivants,  $\epsilon_p = 11,6\%$  et  $\epsilon_p = 18,5\%$ , correspondent au deuxième stade H.s.2.

#### 2.3.1. Technique expérimentale

La structure de dislocations est observée à l'aide d'un microscope électronique en transmission (MET) JEOL 100 kV. A partir des éprouvettes déformées plastiquement, des échantillons ont été prélevés sous forme de disques de 3 mm diamètre. Après un amincissement mécanique jusqu'à une épaisseur de 100 à 150  $\mu\text{m}$ , les lames ont subi un perçage électrolytique (tableau 2.1). Les observations microscopiques ont été effectuées généralement dans les conditions de la diffraction à deux ondes<sup>4</sup>.

**Tableau 2.1 Polissage électrolytique des lames minces en vue des observations MET**

électrolyte	tension d'alimentation	durée	température
éthanol 70% eau déminéralisée 12% glycérol 10% acide perchlorique 70%	30 Volts	1 à 2 minutes	-20°C à -30°C

<sup>4</sup> La diffraction en conditions à deux ondes consiste à obtenir un diagramme de diffraction avec deux taches intenses seulement : celle correspondant au faisceau transmis et celle correspondant à une famille de plans réflecteurs. L'intérêt de cette technique est de pouvoir raisonner sur une seule réflexion et de pouvoir associer un contraste à un vecteur de diffraction précis. Il est ainsi possible de déterminer le vecteur de Burgers des dislocations observées.



### 2.3.2. Evolution de la structure de dislocations

Le comportement mécanique des métaux cubiques centrés est sensible à la vitesse de déformation et à la température. Par ailleurs, le silicium augmente la friction de réseau et accentue le glissement dans les plans de type  $\{110\}$  tout en diminuant le glissement dévié des dislocations vis. La vitesse de déformation de  $4 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$  place le comportement de l'alliage lors des essais de traction dans la gamme des « basses températures », c'est-à-dire que la contrainte est pilotée par la friction de réseau associée à une plus faible mobilité des dislocations vis. Ces dislocations adoptent une configuration énergétique minimale au fond des vallées de Peierls, ce qui rend leur multiplication plus difficile aux faibles contraintes. A des contraintes supérieures, les dislocations vis deviennent plus mobiles, les croisements qui s'ensuivent multiplient les crans sessiles et le nombre de débris dans la matrice augmente.

$$\varepsilon_p = 0 \%$$

Les observations du matériau à l'état initial non déformé nous révèlent une faible densité de dislocations (estimée à  $10^9 \text{cm/cm}^3$  par Hubert [2]). Il s'agit principalement de dislocations vis, de plan de glissement  $\{110\}$  et de vecteur de Burgers  $1/2\langle 111 \rangle$ , assez courtes et isolées les unes des autres, de répartition homogène (Fig. 2.7).

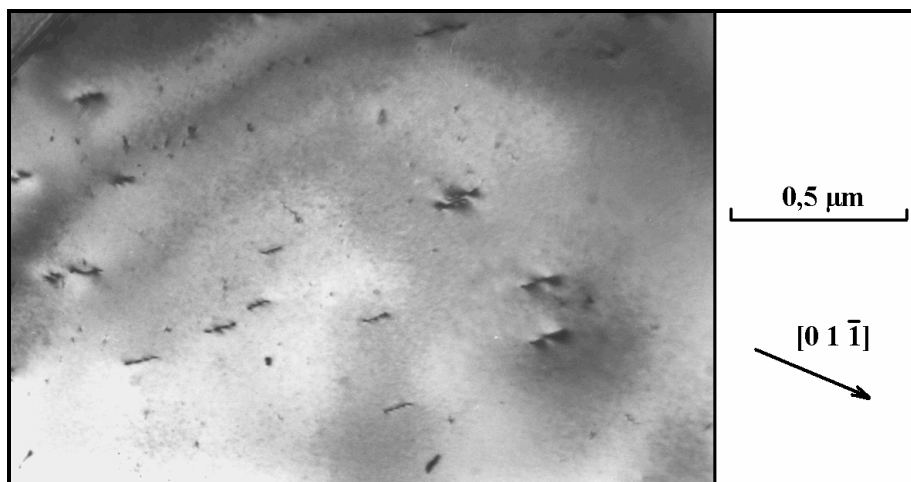


Figure 2.7 Dislocations vis isolées dans le FeV 330-35 HA à l'état initial non déformé – micrographie MET

$$\varepsilon_p = 1,75 \%$$

La densité de dislocations au début de l'écroutissage homogène augmente sensiblement par rapport à l'état initial. Des débris et des boucles sont également nombreux. Nous observons sur la figure 2.8a plusieurs systèmes de glissements activés. Les dislocations gardent les vecteurs de Burgers de type  $1/2\langle 111 \rangle$ . Leur distribution reste relativement isotrope dans la matrice. Des petits amas constitués d'un enchevêtrement de dislocations et de débris commencent à apparaître.

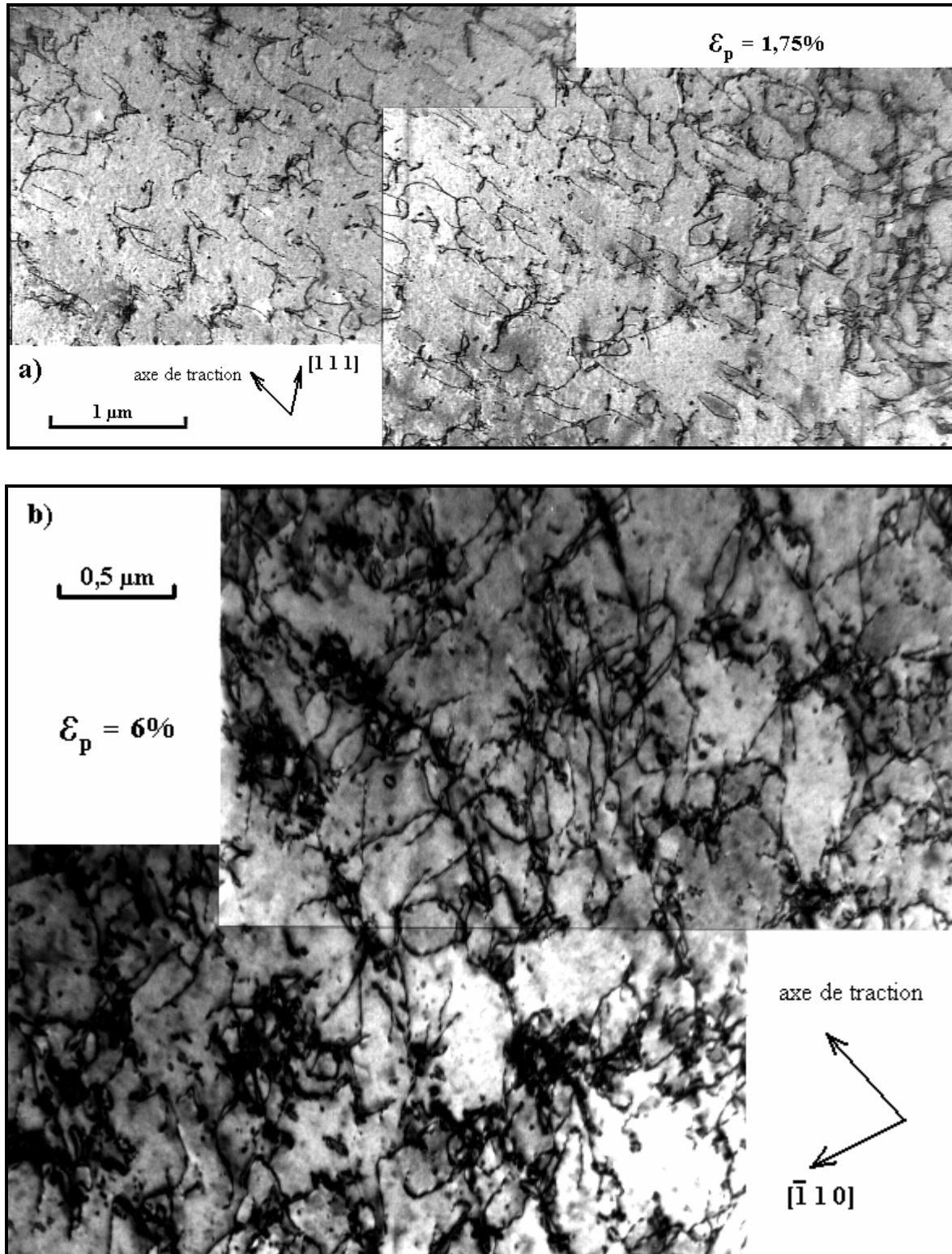


Figure 2.8 Structure de dislocations correspondant au premier stade d'écrouissage du FeV 330-35 HA – micrographies MET : a)  $\epsilon_p = 1,75\%$  (glissement multiple, boucles de dislocations) ; b)  $\epsilon_p = 6\%$  (augmentation de la densité de débris et de boucles, formation des amas)

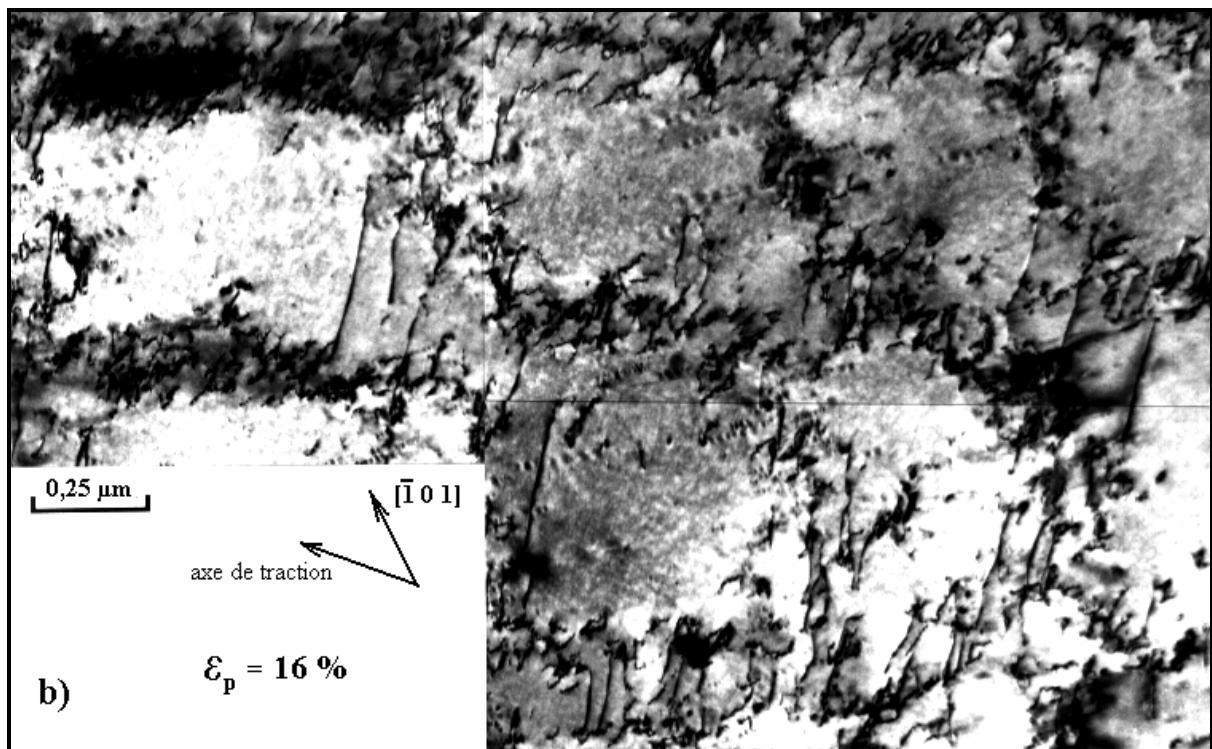
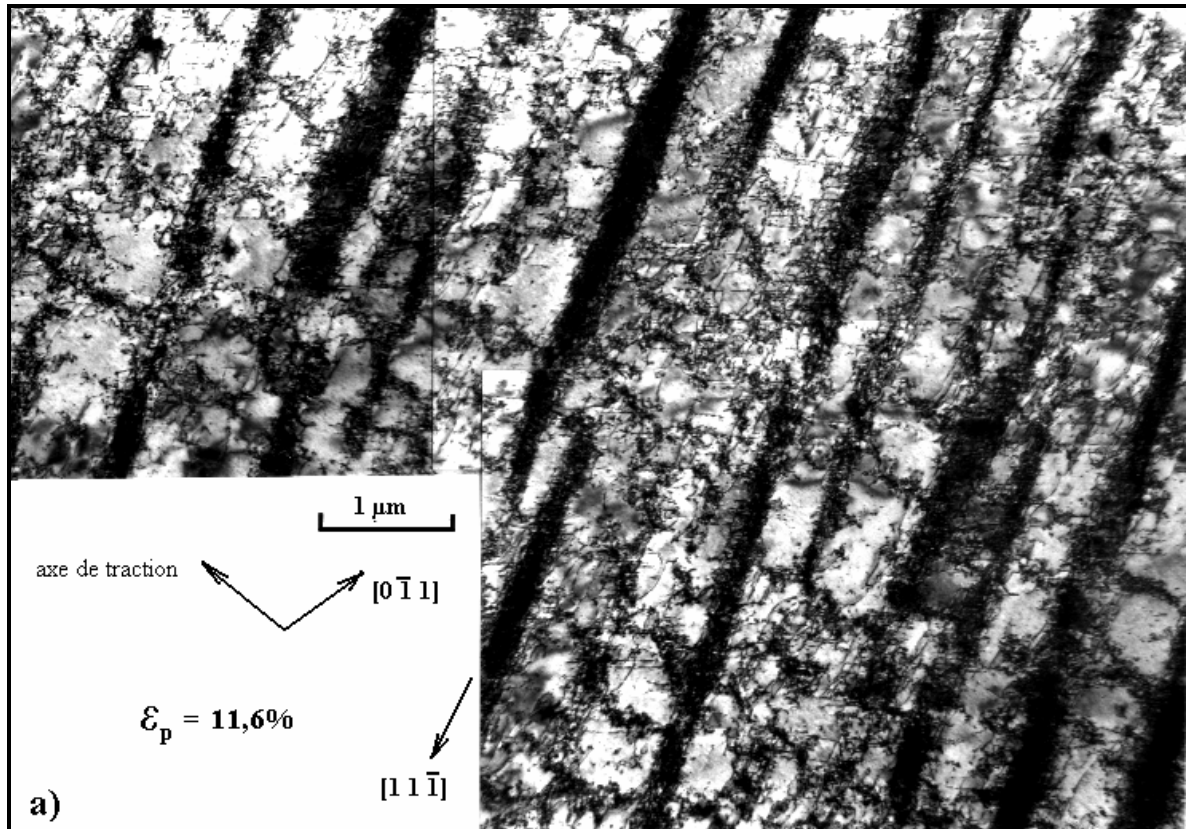


Figure 2.9 Structure de dislocations correspondant au deuxième stade d'écroutissage du FeV 330-35 HA – micrographies MET : a)  $\epsilon_p = 11,6\%$  (murs de dislocations) : b)  $\epsilon_p = 18,5\%$  (cellules de dislocations)

$$\varepsilon_p = 6 \%$$

Lors de la poursuite de la déformation, les amas se multiplient et se densifient, tandis que la matrice qui les sépare s'appauvrit proportionnellement en dislocations mobiles. La distance entre les amas est de l'ordre du micron (Fig. 2.8b).

$$\varepsilon_p = 11,6 \%$$

Un changement dans l'évolution de la structure de dislocations est observé. On note l'apparition de murs d'une forte densité de débris et de boucles, séparés par des espaces de faible densité de dislocations (Fig. 2.9a). Les observations nous permettent de caractériser la géométrie de la structure : les murs sont orientés suivant les directions de glissement primaire  $\langle 111 \rangle$ , leur épaisseur varie entre 0,1 et 0,4  $\mu\text{m}$ , la distance entre les murs reste inférieure à un micron. Une structure cellulaire commence également à apparaître.

$$\varepsilon_p = 16 \%$$

La structure cellulaire devient plus marquée. Les parois de cellules restent alignées suivant les directions  $\langle 111 \rangle$  et leur densité en débris et boucles augmente. Les dimensions des cellules sont approximativement de 0,5  $\mu\text{m}$  x 0,5  $\mu\text{m}$  (Fig. 2.9b).

Les deux stades mis en évidence sur l'évolution du taux de consolidation  $\theta$  (Fig. 1.4) peuvent être interprétés à la lumière des observations de la microstructure. En effet, la multiplication du glissement et des interactions entre dislocations donne naissance à des nombreux débris et boucles. Le premier stade, qui présente un taux décroissant, coïncide avec la formation progressive des amas. A partir de 9 % de déformation plastique environ, la pente du taux  $\theta$  s'infléchit et l'on observe alors l'organisation des amas en structure de murs puis des cellules de dislocations.

Ce comportement microscopique est validé par les travaux de Hubert [2, 7], qui ont porté sur un alliage similaire Fe-3,2%Si, de dénomination FeV 30-50 HA (épaisseur 0,5 mm). La transition entre les deux stades principales est située à un niveau de déformation plastique d'environ 8 %, légèrement inférieur par rapport au FeV 330-35 HA. Cette seule différence est vraisemblablement due à l'absence du palier de type Lüders dans le premier cas, ce qui translate ainsi le taux d'écrouissage vers des valeurs inférieures de déformation.

## Chapitre 3. Modélisation de l'écrouissage en traction monotone

### 3.1. Ecrouissage cinématique et isotrope. Partition de la contrainte d'écoulement

#### 3.1.1. Approche mécanique

La modélisation phénoménologique de la plasticité, présentée par Lemaître et Chaboche [26], prend en compte deux variables forces thermodynamiques : une variable isotrope  $R$  et une variable cinématique de nature tensorielle  $\underline{X}$ .

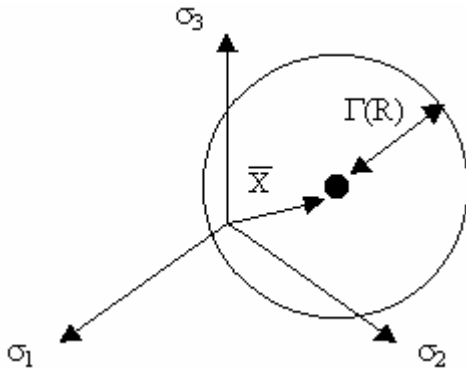


Figure 3.1 Domaine d'élasticité, dans l'espace des contraintes principales, défini par les variables  $R$  et  $\underline{X}$  (d'après [26])

On retrouve, schématiquement, le rôle de ces variables dans l'évolution du domaine d'élasticité donnée sur la figure 3.1 : la taille du domaine est une fonction de la variable isotrope  $R$  et la position de son centre dans l'espace des contraintes principales est repérée par la variable cinématique tensorielle  $\bar{X}$ .

Du point de vue phénoménologique,  $R$  est reliée à la densité momentanée de dislocations, tandis que  $\bar{X}$  correspond à des incompatibilités de déformations plastiques au sein du polycristal.

Selon la valeur de ces deux paramètres et en fonction du critère (isotrope ou anisotrope) d'écoulement employé, on distingue plusieurs lois, parmi lesquelles :

- **l'écrouissage isotrope** – l'évolution de la surface de charge est gouvernée par une seule variable scalaire, généralement la force thermodynamique  $R$ . Dans le cas d'une sollicitation uniaxiale, la contrainte d'écoulement  $\sigma$  s'écrit comme la somme de la limite d'élasticité  $\sigma_e$  et  $R$  :

$$\sigma = \sigma_e + R, \text{ où } R = R(\varepsilon_p) \quad (3.1)$$

- **l'écrouissage cinématique** – seule une translation de la surface de charge est enregistrée, la position étant indiquée par la variable tensorielle  $\bar{X}$ . La contrainte d'écoulement en sollicitation uniaxiale est donnée par la relation :

$$\sigma = \sigma_e + X, \text{ où } X = X(\varepsilon_p) \quad (3.2)$$

- **l'écroissage combiné** – superposition de l'écroissage isotrope à un écroissage cinématique ; le domaine d'élasticité se modifie par dilatation et par translation. La contrainte d'écoulement en traction-compression uniaxiale devient :

$$\sigma(\varepsilon_p) = \sigma_e + R(\varepsilon_p) + X(\varepsilon_p) \quad (3.3)$$

La contrainte X donnée par la position du centre du domaine élastique est considérée comme la contrainte interne du matériau à l'état neutre.

### 3.1.2. Approche métallurgique

Les phénomènes physiques liés à la plasticité peuvent être classés selon la longueur d'onde du champ élastique qui leur est associé. On définit ainsi un champ d'interaction à courte distance (de l'ordre de quelques vecteurs de Burgers) et un champ d'interaction à longue distance. La contrainte d'écoulement  $\sigma$  est la somme d'une contrainte effective  $\sigma_{eff}$  et d'une contrainte interne X, définies comme suit (Fig. 3.2).

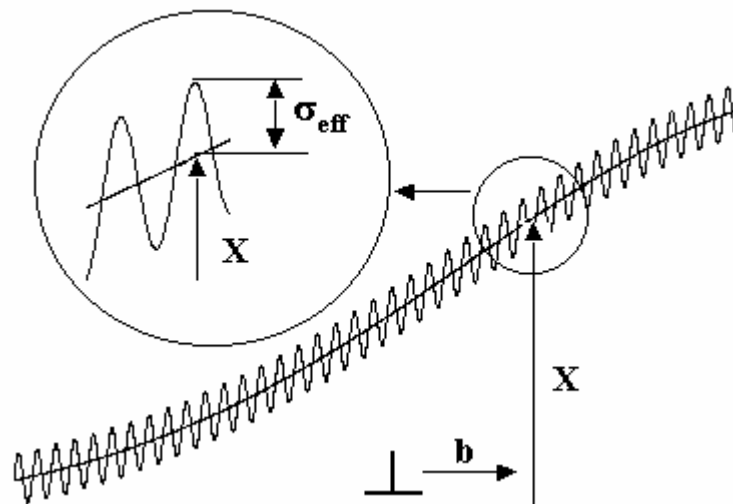


Figure 3.2 Définition de la contrainte interne X et de la contrainte effective  $\sigma_{eff}$  (d'après [37])

#### a) la contrainte effective $\sigma_{eff}$

est la contrainte nécessaire localement pour que la dislocation puisse franchir un obstacle et se déplacer. Elle est reliée à des interactions à courte distance d'origine intrinsèque (friction du réseau, interactions dislocation/dislocation), mais aussi d'origine extrinsèque (durcissement par solution solide, cisaillement de précipités). Ces mécanismes peuvent avoir un caractère thermiquement activé (force de Peierls, formation des crans, formation de dipôles coin, glissement dévié) ou non (interactions répulsives, jonctions attractives), ce qui conduit à identifier une contrainte effective athermique  $\sigma_{eff}^{ath}$  et une contrainte effective thermique  $\sigma_{eff}^{th}$  :

$$\sigma_{eff} = \sigma_{eff}^{ath} + \sigma_{eff}^{th} \quad (3.4)$$

La contrainte effective a un caractère non-polarisé isotrope, car identique en valeur absolue pour une déformation imposée, positive ou négative. Par analogie avec le modèle Lemaitre-Chaboche,  $\sigma_{\text{eff}}$  représente la dimension de la surface de charge, équivalente donc à la somme de la limite d'élasticité initiale et de la variable scalaire R.

b) la contrainte interne  $X$  (contrainte interne à longue distance)

correspond à des interactions entre les dislocations mobiles et un champ de contrainte élastique de longueur d'onde bien supérieure au vecteur de Burgers. Du fait de la longueur d'onde importante, la contrainte interne ne peut être franchie par agitation thermique. La contrainte interne a un caractère « directionnel », car tandis qu'elle s'oppose à la contrainte appliquée, elle l'assiste en retour.  $X$  est donc l'équivalent du l'écroutissage cinématique tensoriel – translation du domaine d'élasticité défini par le modèle Lemaitre-Chaboche.

### 3.1.3. Notion de contrainte interne à longue distance

Le champ de contraintes à l'origine de la contrainte interne est généralement relié à la notion d'hétérogénéité. Il existe un modèle composite permettant de mieux comprendre cette notion (Fig. 3.3).

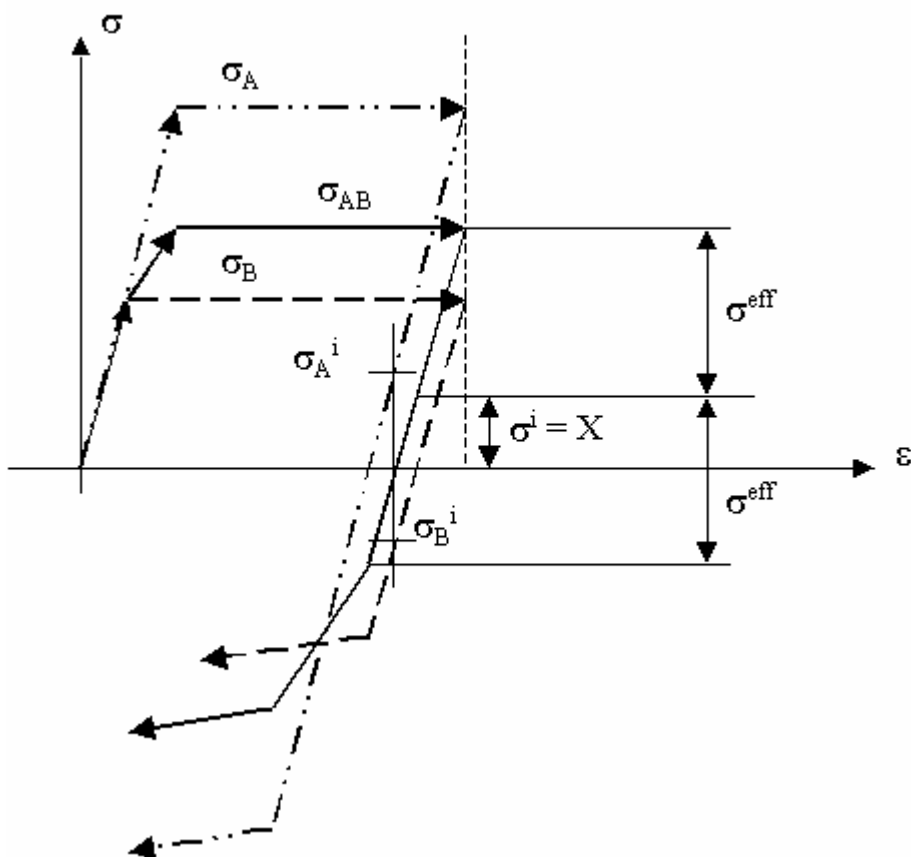


Figure 3.3 Modèle composite montrant l'origine des contraintes internes  $\sigma^i$  ( $X$ ) dans un matériau biphasé déformé plastiquement (A-phase dure, B-phase molle,  $\sigma^{\text{eff}}$ -contrainte effective). La déformation totale imposée est homogène

Prenons le cas d'un matériau biphasé pour lequel chacune des phases (A et B) a des caractéristiques mécaniques différentes, en distinguant ainsi une phase dure (soit A) et une phase molle (soit B). On impose à ce matériau une déformation totale homogène dans le domaine plastique. Après relâchement de la contrainte appliquée, des contraintes résiduelles de signes opposés existeront dans chacune des phases, alors que la contrainte totale est nulle. On enregistre ainsi des contraintes internes de traction  $\sigma_A^i$  dans la phase dure et des contraintes internes de compression  $\sigma_B^i$  dans la phase molle.

Si la sollicitation extérieure continue en compression, la plasticité apparaîtra quand la limite d'élasticité de la phase molle sera atteinte. Un comportement asymétrique en compression par rapport à la traction est observé, phénomène connu sous le nom d'effet Bauschinger. La surface de charge sera donc déplacée d'une valeur  $\sigma^i$  représentant l'écroûissage cinématique X.

Ce modèle composite est utilisé, dans une approche purement mécanique, pour définir les contraintes résiduelles d'ordre II, actives à une échelle de l'ordre d'un grain ou d'une phase [38, 39]. Le même modèle a été utilisé pour expliquer l'origine de la contrainte interne développée pendant l'écroûissage, également dans le cas des matériaux monophasés. On note ainsi que la contrainte interne X est équivalente en réalité à une contrainte résiduelle d'ordre II.

L'hétérogénéité conduisant à la formation de la contrainte interne peut être de nature structurale, au niveau par exemple des joints de grains d'une même phase. Au début de la déformation plastique, des incompatibilités de déformation apparaissent aux joints de grains. Des microdéformations plastiques s'initient à cet endroit [40-42], à l'origine des dislocations géométriquement nécessaires pour accommoder les déformations de grain à grain. Les rôles de la phase dure et de la phase molle sont joués par les joints de grains et respectivement par l'intérieur des grains, conduisant à une contrainte interne de nature intergranulaire  $\sigma_{inter}^i$ .

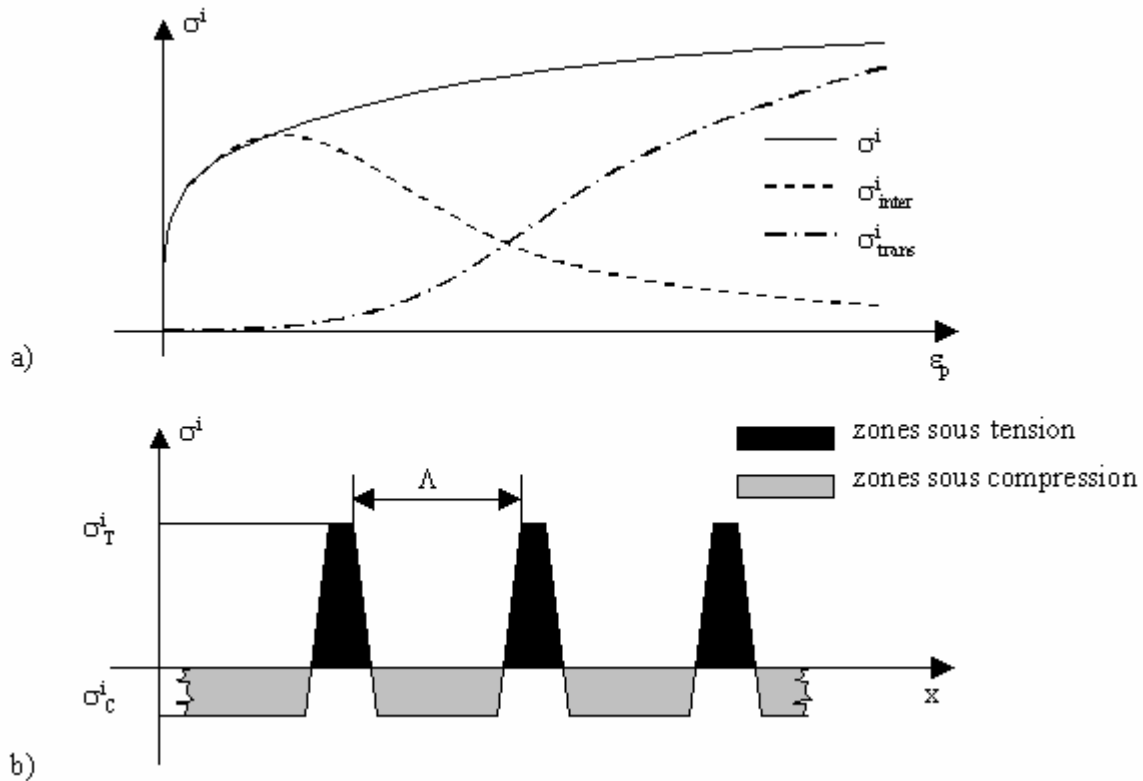
A des niveaux plus élevés de la déformation plastique, l'hétérogénéité est liée à la distribution spatiale des dislocations de type amas, veines, murs, cellules [27, 43-45]. La phase dure est représentée par les murs et les parois de forte densité de dislocations, tandis que l'espace entre les murs est considéré comme la phase molle. L'écroûissage cinématique résultant est lié à une contrainte interne de nature transgranulaire  $\sigma_{trans}^i$ . De manière générale, il est donc possible d'écrire :

$$\sigma^i = \sigma_{inter}^i + \sigma_{trans}^i \quad (3.5)$$

L'évolution de chaque composante est schématisée sur la figure 3.4a. Au début de l'écroûissage, la contrainte interne est essentiellement d'origine intergranulaire. Lors de l'augmentation de la déformation plastique, la composante intergranulaire diminue progressivement, laissant place à la contrainte d'origine transgranulaire, qui domine lorsque la structure hétérogène de dislocations est formée [2, 41]. La contrainte interne globale tend à saturer lorsqu'un équilibre est atteint entre la densification des murs de dislocations et l'annihilation des dislocations de signes opposés.



La distribution spatiale des contraintes internes selon l'axe de sollicitation mécanique est donnée sur la figure 3.4b. Il en résulte que les zones dures se retrouvent sous tension élastique, séparées par les zones molles, plus larges, sous compression élastique. La contrainte résultante sur l'ensemble de l'échantillon est nulle. La longueur d'onde  $\Lambda$  est fonction de la composante prédominante, de l'ordre de la taille de grains si les contraintes internes sont intergranulaires ou de l'ordre de la dimension des cellules de dislocations si les contraintes internes sont transgranulaires.

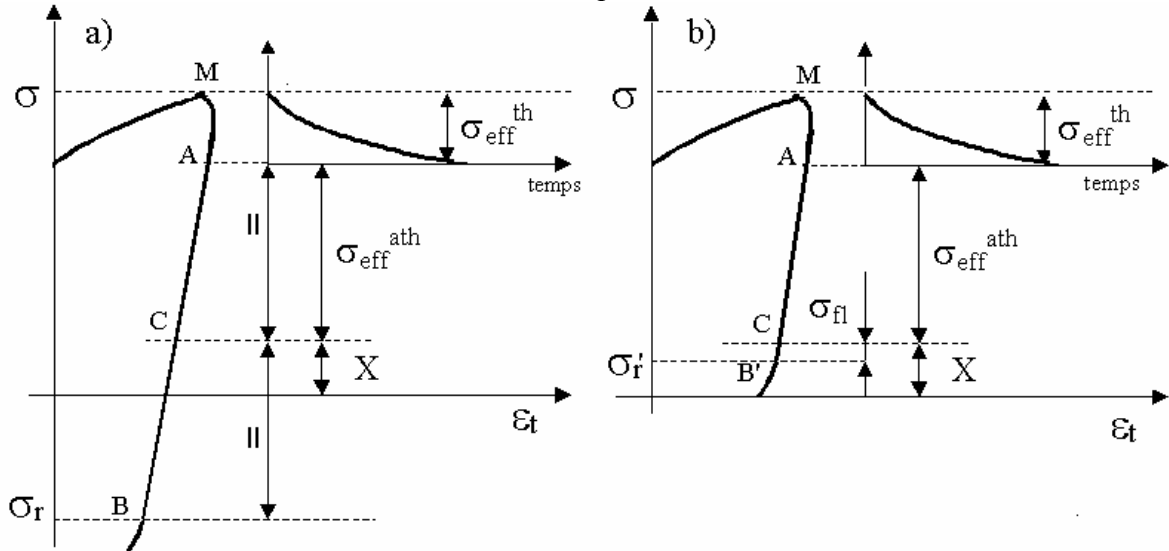


**Figure 3.4 a) Contraintes internes lors de l'écroutissage [2] : a) partition de la contrainte interne  $\sigma^i$  selon deux composantes, intergranulaire  $\sigma^i_{inter}$  et transgranulaire  $\sigma^i_{trans}$  et leur évolution schématique en fonction de la déformation plastique ; b) Distribution schématique des contraintes internes  $\sigma^i$  selon l'axe de sollicitation mécanique (zones sous tension  $\sigma^i_T$  et respectivement compression  $\sigma^i_C$  élastique)**

## 3.2. Identification des contraintes X et $\sigma_{\text{eff}}$ . Méthodologie et résultats

### 3.2.1. Partition de Cotrell modifiée par Handfield et Dickson

L'analyse des boucles d'hystérésis a été introduite initialement par Cotrell [46], et reprise par la suite par Kuhlmann-Wilsdorf et Laird [47]. Des précisions supplémentaires sur la morphologie des boucles ont été apportées ultérieurement par Handfield et Dickson [48-50], permettant la mise en évidence de la contrainte effective de nature thermique  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$ .



**Figure 3.5** Partition de la contrainte d'écoulement : a) lors d'une décharge en sollicitation cyclique (d'après [37]) ; b) lors d'une décharge en traction monotone uniaxiale, seulement dans le cas des éprouvettes de faible limite en flambage  $\sigma_{\text{fl}}$  (d'après [2]). La composante thermique  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$  peut être également approchée suite à des essais de relaxation

L'inversion de la direction d'écoulement plastique permet d'identifier, pour un niveau de déformation plastique, la position et la dimension du domaine d'élasticité (Fig. 3.5). Après le pic de contrainte situé en M (Fig. 3.5a), il existe un intervalle de contrainte M-A pour lequel la déformation plastique continue à être active dans la même direction que celle avant la décharge. Cet intervalle correspond à la contrainte  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$ .

La variation linéaire entre A et B donne le domaine d'élasticité. La contrainte  $\sigma_r$  en B est la limite d'élasticité en retour, plus faible en valeur absolue que celle obtenue en traction (effet Bauschinger). La contrainte effective athermique est égale à la moitié du domaine d'élasticité et la contrainte interne est donnée par la position du centre C.

Des études récentes [37] ont montré que les valeurs de  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$  obtenues par cette méthode sont en bon accord avec celles obtenues par des essais de relaxation, lorsque le processus de restauration par le temps n'intervient pas. De plus, lors des décharges effectuées après un essai de relaxation, la taille et la position du domaine d'élasticité mis ainsi en évidence sont similaires aux caractéristiques obtenues lors des décharges sans relaxation.

### 3.2.2. Cas des éprouvettes de faible limite en flambage - méthode proposée par Hubert [2]

La technique présentée auparavant nécessite la compression de l'éprouvette jusqu'à atteindre la limite d'élasticité en retour  $\sigma_r$ , souvent négative. Bien évidemment, si la limite en flambage  $\sigma_{fl}$  de l'éprouvette est inférieure (en valeur absolue) à  $\sigma_r$ , la compression ne pourra donc pas être effectuée au-delà de cette limite<sup>1</sup>.

Dans ces conditions, le domaine d'élasticité n'est pas complètement défini. Le début de la perte de linéarité en décharge observé en B' ne correspond pas à une vraie limite d'élasticité en retour, mais au début du flambage de l'éprouvette. A l'aide d'un calcul approprié de  $\sigma_{fl}$  [annexe C.1.], on peut déterminer avec suffisamment de précision la position du centre C donnant le niveau de la contrainte interne X pour chaque niveau de déformation plastique (Fig. 3.5b) :

$$X = \sigma_r + \sigma_{fl}, \text{ où} \quad (3.6)$$

$$\sigma_{fl} = \frac{F_{fl}}{S} = \frac{1}{S} \left( -\frac{\pi^2 EI_{\min}}{L_k^2} \right) \quad (3.7)$$

S étant la section de l'éprouvette ( $\text{mm}^2$ ), E le module d'élasticité (Mpa),  $I_{\min}$  le moment d'inertie minimal ( $\text{mm}^4$ ),  $L_k$  la longueur utile de calcul (mm).

### 3.2.3. Contrainte interne et effective lors de l'écroutissage en traction uniaxiale. Résultats expérimentaux

Afin d'identifier les composantes de la contrainte d'écoulement, nous avons effectué deux types d'essais :

- essais de charge – décharge en traction monotone uniaxiale (Fig. 3.6a) ;
- essais de relaxation suivi de décharge pour différents niveaux de déformation plastique (Fig. 3.6b).

La première décharge a été effectuée systématiquement après le palier de Lüders.

---

<sup>1</sup> afin de palier cet inconvénient, l'impossibilité de soumettre une éprouvette de faible limite en flambage à une compression élastique importante, une autre méthode a été récemment proposée par Arnold, Hubert et Billardon de LMT-ENS Cachan [51, 52]. En bref, il s'agit de soumettre l'éprouvette plate à un essai de flexion pure afin d'obtenir un moment fléchissant identique pour toutes les sections droites. Une loi de comportement macroscopique mécanique est ensuite déterminée, permettant l'estimation de la composante cinématique de l'écroutissage. Le modèle choisi est un modèle de type Lemaitre-Chaboche à écroutissage cinématique non linéaire et isotrope. Le critère d'élasto-plasticité est celui de Von Mises. Des résultats préliminaires sur une tôle de FeSi non-orienté ont montré un comportement fortement cinématique aux petites déformations plastiques.

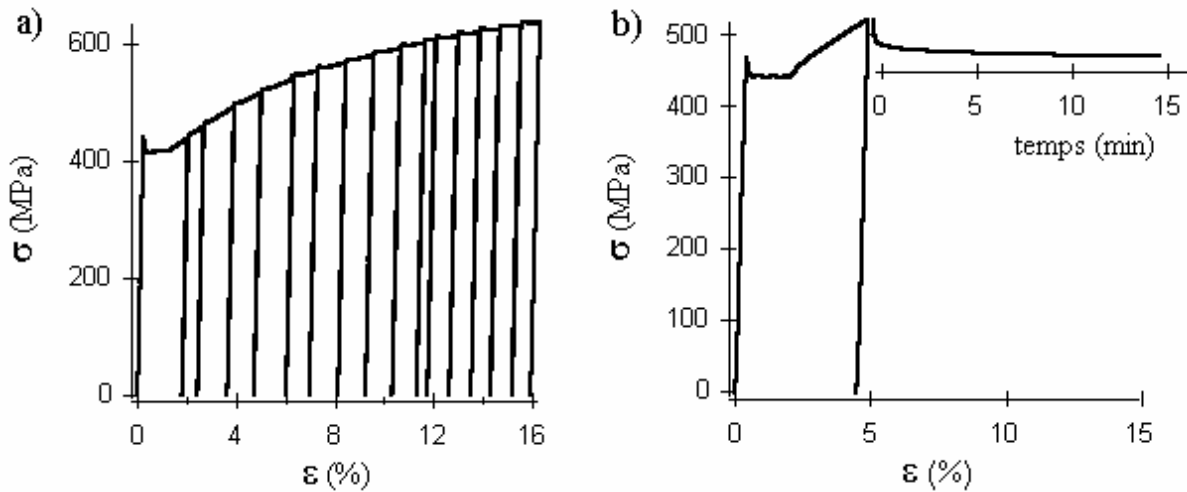


Figure 3.6 a) Essai de charge – décharge en traction monotone uniaxiale b) Essai de relaxation suivi de décharge (vitesse de déformation  $4 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ )

Des éprouvettes plates de 12 mm de large et de longueur entre les mors de 70 mm ont été utilisées. On rappelle l'épaisseur du matériau : 0,35 mm. La déformation a été mesurée avec un extensomètre à couteau. La vitesse de déformation a été fixée à  $4 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ .

La morphologie des courbes de décharge a été étudiée selon la méthode proposée par Hubert (Fig. 3.5b), en tenant compte de la faible limite en flambage de notre éprouvette. Une parfaite similitude entre les résultats obtenus à partir de ces deux types d'essais a été observée, ce qui prouve le maintien d'un même niveau de la contrainte interne après la relaxation. Sur la figure 3.7a nous avons représenté l'évolution des valeurs de la contrainte interne et de la contrainte effective (athermique et thermique) en fonction du niveau de la déformation plastique. Les erreurs sur les valeurs données ont été estimées à  $\pm 10 \text{ MPa}$ .

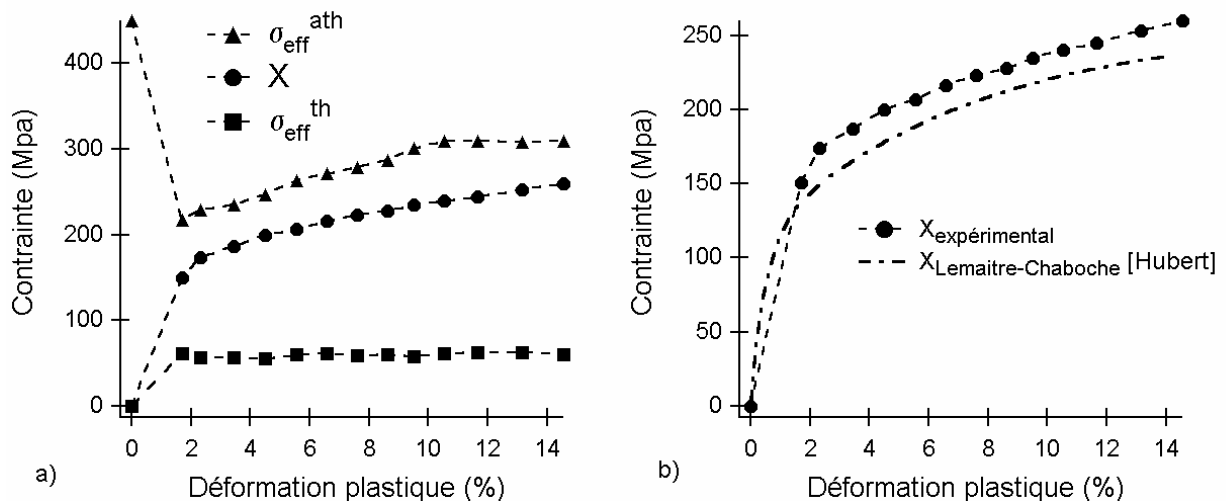


Figure 3.7 a) Valeurs expérimentales de la contrainte interne  $X$ , contrainte effective athermique  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{ath}}$  et contrainte effective thermique  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$  fonction du niveau de déformation plastique en traction monotone uniaxiale pour le FeV 330-35 HA (offset  $5 \cdot 10^{-4}$ ); b) Comparaison avec les valeurs de la contrainte interne  $X$  fournies par Hubert [2, 6] résultant d'une modélisation de type Lemaître-Chaboche

A l'état initial, le domaine d'élasticité est considéré comme centré sur l'origine, donc le niveau de la contrainte interne  $X$  est nul. La contrainte effective, considérée essentiellement de nature athermique, est donnée par la limite d'élasticité macroscopique maximale. Lors de l'écroutissage, on observe une forte augmentation de la contrainte interne jusqu'à 160 MPa au début de la déformation plastique ( $\varepsilon_p = 1,75\%$ ), suivie par une augmentation plus légère, les valeurs atteignant 260 MPa à  $\varepsilon_p = 15,5\%$ . La contrainte effective thermique garde un niveau constant situé à approximativement 60 MPa. La contrainte effective athermique diminue brusquement au début, ensuite augmente légèrement.

Nos résultats expérimentaux sont à comparer avec les résultats fournis par le travail de Hubert [2, 6] sur le comportement mécanique d'un alliage Fe-3%Si non orienté. A partir des données expérimentales, il modélise le comportement en traction uniaxiale monotone en utilisant un modèle de type Lemaitre-Chaboche à écroutissage combiné, isotrope et cinématique Afin de tenir compte des évolutions expérimentales,  $R$  est écrit comme la somme de deux composantes, une décroissante et une croissante ;  $X$  est composé des trois termes, les premiers deux termes non linéaires et un troisième linéaire.

Sur la figure 3.7b nous avons représenté la contrainte interne  $X_{\text{Lemaitre-Chaboche}}$  donnée par cette modélisation et les résultats  $X_{\text{expérimental}}$  de notre étude. Bien que les valeurs expérimentales soit légèrement supérieures à la modélisation, la différence n'est pas excessive et peut être due à la précision du dépouillement. Nous retrouvons ainsi le même comportement, fortement cinématique dès le début de la déformation plastique.

## Bilan

La courbe de traction monotone uniaxiale du FeV 330-35 HA est typique des métaux de structure cubique centrée. La perte de linéarité avant la limite d'élasticité macroscopique traduit l'existence des phénomènes de microplasticité. Le décrochement de contrainte suivi par le palier de Lüders de longueur importante (environ 1,7 %) précèdent le domaine de la consolidation.

Le taux d'écroutissage met en évidence deux stades, reliés à une évolution particulière de la structure de dislocations : formation progressive des amas lors du premier, apparition d'une structure fortement hétérogène (murs et cellules) lors du deuxième. La transition intervient autour de 9 % de déformation plastique.

La déformation plastique s'accompagne de la formation d'une légère texture morphologique. Des modifications de la texture cristallographique lors de l'écroutissage du matériau ont été également détectées.

En étroite dépendance avec l'hétérogénéité microstructurale, d'importantes contraintes internes à longue distance se forment dès le début de l'écroutissage. Leur caractère est initialement intergranulaire, les contraintes intragranulaires devenant progressivement prédominantes lorsque les premières structures hétérogènes de dislocations apparaissent.

A l'intérieur de l'échantillon déformé plastiquement, les contraintes internes se distribuent selon des zones « dures » en tension élastique séparées par des zones « molles » plus larges en compression. La répartition est équilibrée, dans la mesure où la contrainte macroscopique est nulle. De ce fait, elles peuvent être assimilées à des contraintes résiduelles de II<sup>ème</sup> ordre.

# **PARTIE II**

## **DISPOSITIF DE MESURE**

Un dispositif de mesures magnétiques adapté à une machine universelle d'essais mécaniques a été développé dans le cadre de cette étude, permettant d'analyser l'effet d'une sollicitation de traction uniaxiale sur l'aimantation des matériaux de type tôles et feuillards magnétiques. La description générale des éléments constitutifs sera donnée en premier, ensuite seront présentées les relations permettant le calcul des paramètres magnétiques. Enfin, les erreurs de mesure inhérentes à la méthode employée seront estimées par une méthode de calcul par éléments finis.

# SOMMAIRE

## **Chapitre 4. Description générale du dispositif et calcul des paramètres magnétiques**

- 4.1. Considérations sur la mise au point d'un dispositif de mesure
- 4.2. Le banc de mesures
  - 4.2.1. *La machine universelle d'essais mécaniques*
  - 4.2.2. *Culasses de fermeture du flux*
  - 4.2.3. *Eprouvettes*
  - 4.2.4. *Enroulements d'excitation et de mesure*
- 4.3. Système d'alimentation, de traitement et d'acquisition des données
  - 4.3.1. *Système d'alimentation. Pilotage du courant d'excitation*
  - 4.3.2. *Système de traitement et d'acquisition des données*
  - 4.3.3. *Pilotage du système d'alimentation, de traitement et d'acquisition des données*
- 4.4. Calcul des paramètres magnétiques
  - 4.4.1. *Calcul du champ magnétique  $H$*
  - 4.4.2. *Détermination de l'induction  $B$  dans l'échantillon*
  - 4.4.3. *Perméabilité magnétique relative*
  - 4.4.4. *Evaluation des pertes totales d'énergie*
  - 4.4.5. *Calcul de l'énergie du bruit Barkhausen*
  - 4.4.6. *Traitement numérique des signaux*

## **Chapitre 5. Modélisation du dispositif par éléments finis**

- 5.1. Formalisme
- 5.2. Méthodologie
- 5.3. Résultats de la modélisation
  - 5.3.1. *Efficacité de la circulation du flux*
  - 5.3.2. *Erreurs dans l'estimation du champ magnétique*
  - 5.3.3. *Longueur équivalente du circuit magnétique*
  - 5.3.4. *Effet de la variation d'entrefer*

## **Bilan**



## Chapitre 4. Description générale du dispositif et calcul des paramètres magnétiques

### 4.1. Considérations sur la mise au point d'un dispositif de mesure

Tout dispositif de caractérisation magnétique présente les éléments constitutifs suivants : un circuit magnétique autour de l'éprouvette (circuit habituellement fermé, afin de réduire le champ démagnétisant indésirable car beaucoup trop important et souvent inhomogène [22]), un système d'aimantation de l'éprouvette sous une forme d'onde contrôlée du champ magnétique  $H$  ou de l'induction  $B$ , un système de traitement et d'acquisition des signaux électriques proportionnels au champ et à l'induction.

Exigence caractéristique à la mise au point d'un nouveau dispositif, la reproductibilité des résultats d'un laboratoire de recherche à un autre doit être facilitée. Nous devons ainsi privilégier la simplicité de la construction, de la manipulation et du traitement des données, sans pour autant affecter la précision des résultats. A cet effet, les bancs de mesure habituellement utilisés pour la caractérisation des tôles magnétiques sont des adaptations du banc d'Essai à Bande Unique, accepté pour standardisation par la Commission Electrotechnique Internationale CEI [53] justement pour sa simplicité de construction et sa bonne reproductibilité.

La configuration, qui suppose une seule éprouvette positionnée entre deux culasses, a été validée par plusieurs travaux expérimentaux [54, 55], mais aussi par des travaux de modélisation. Les plus connus, à notre connaissance, sont les modélisations par éléments finis de Matsubara et al. [56] et Nakata et al. [57-63]. Selon ces auteurs, il est préférable d'utiliser deux culasses, au lieu d'une seule, car une meilleure homogénéité de la distribution du champ magnétique dans la zone analysée est assurée. L'influence des courants Foucault formés dans l'échantillon sur la précision des résultats est aussi minimisée.

La construction de notre dispositif s'est donc inspirée des directives de la norme CEI. Deux culasses en ferrite qui supportent le bobinage primaire d'excitation sont utilisées pour la fermeture du circuit magnétique, et la bobine secondaire de mesure du flux (B-coil) entoure l'éprouvette.

Un problème assez remarquable est posé par la méthode de détermination du champ magnétique. La norme CEI recommande le calcul du champ conformément au théorème d'Ampère comme étant directement proportionnel au courant d'excitation et au nombre des spires du bobinage primaire et inversement proportionnel à la longueur effective du circuit magnétique. Cependant, de cette manière, l'effet des culasses et de l'entrefer n'est pas pris en compte, ce qui conduit à des erreurs relativement importantes dans l'estimation du champ, d'environ 10 % à 15 % dans le cas des tôles non-orientées [58, 59, 61].

Des travaux, notamment ceux de Nakata et al antérieurement mentionnés, ont porté sur le développement d'une autre méthode, censée être plus précise que la première. En l'occurrence,

l'utilisation d'une ou deux bobines plates à l'air, habituellement appelées H-coil, positionnées au plus près de l'éprouvette, dans lesquelles est induite une tension proportionnelle à la variation du champ magnétique.

Les erreurs rapportées, estimées par la méthode des éléments finis, sont sensiblement inférieure à celles données par la méthode CEI, atteignant 2 %. Cependant, certains désavantages d'ordre pratique<sup>1</sup> ont été rapportés sur l'utilisation des bobines de champ [64-68], qui ont empêché d'ailleurs la standardisation de cette méthode.

## 4.2. Le banc de mesures

Notons d'abord que le dimensionnement et le choix des éléments constitutifs du banc de mesure résulte d'un compromis entre plusieurs exigences :

-bpréserver l'homogénéité de la déformation dans le volume de l'éprouvette, le rapport largeur sur épaisseur de celle-ci ne doit pas être excessif ;

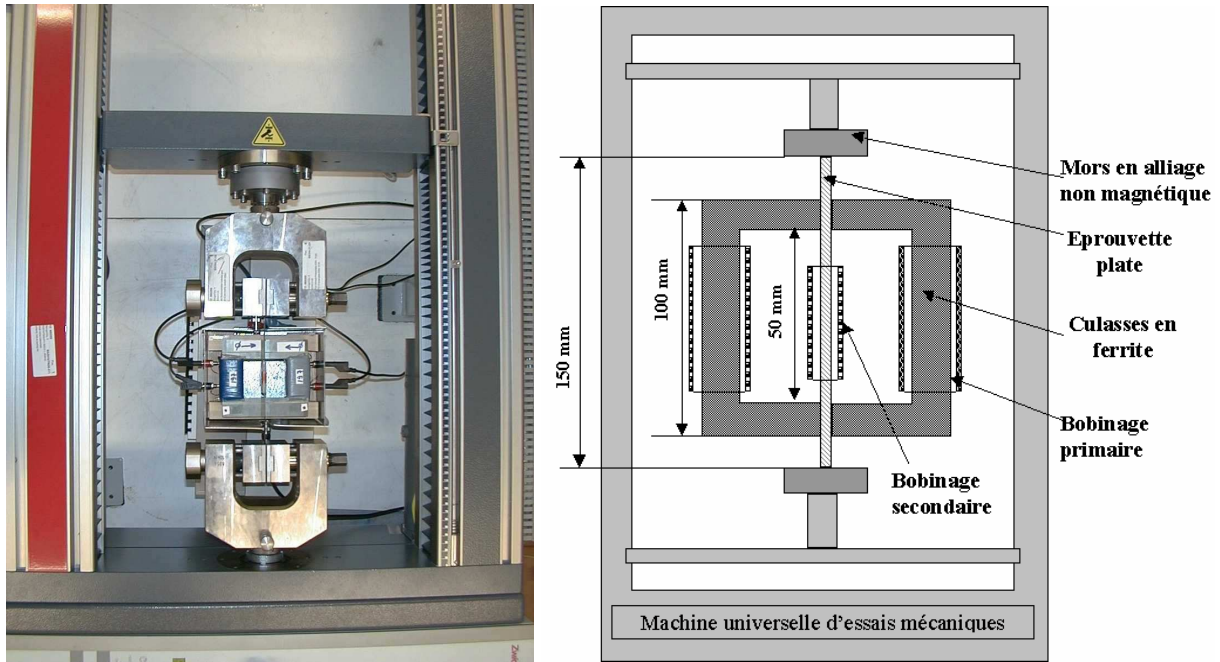
-bassurer la représentativité de la mesure magnétique pour le matériau considéré. En effet, le volume analysé doit être suffisant pour que les caractéristiques obtenues soit représentatives, ce qui limite les dimensions minimales de l'éprouvette ;

-bla réluctance des culasses doit être très faible par rapport à la réluctance de l'échantillon pour obtenir une bonne fermeture du flux (les culasses doivent donc avoir une section grande et une perméabilité élevée devant celles de l'échantillon) ;

La figure 4.1 présente un aperçu général du banc [69-71]. Le circuit magnétique autour de l'éprouvette plate analysée et la machine de traction qui assure la charge appliquée sont observés sur la photo d'ensemble et sur le schéma équivalent. Notons que l'ensemble est disposé horizontalement, ce qui nous ouvre la possibilité d'effectuer des observations microscopiques dans le cadre d'études ultérieures.

---

<sup>1</sup> En effet, une mesure précise du champ dans le voisinage direct de l'éprouvette impose une très faible épaisseur de la bobine H-coil. Une instabilité d'ordre mécanique et thermique de celle-ci est observée dans le temps. De plus, l'étalonnage d'une telle bobine plate est difficile. Le signal recueilli aux bornes (la tension induite) est très faible, des amplificateurs supplémentaires sont donc nécessaires, sources de bruit et des déphasages introduites artificiellement par le système de traitement. Finalement, une faible reproductibilité est caractéristique de cette méthode. Des mesures avec des H-coils ont été réalisées en début de la thèse, mais elles ont été abandonnées par la suite, faute de pouvoir résoudre en temps utile les problèmes pratiques posés par leur utilisation.



**Figure 4.1** Aperçu général du banc de mesures magnétiques adapté à une machine universelle de traction et schéma équivalent

Deux culasses en ferrite de type MnZn permettent de fermer le circuit magnétique et sont disposées en contact direct avec l'éprouvette plate analysée, afin de minimiser l'entrefer. L'obligation d'utiliser des culasses de fermeture de flux vient du fait que, d'une part, dans tout circuit ouvert, l'échantillon est soumis à un important champ démagnétisant interne, le plus souvent inhomogène, donc indésirable [22]. D'autre part, un grand entrefer provoque une distorsion du flux magnétique dans la zone de mesure [57].

Le bobinage primaire est composé de deux enroulements qui entourent les culasses et l'échantillon est glissé dans le bobinage secondaire. L'ensemble est disposé sur un support ajusté à la hauteur des mors de la machine de traction et situé à l'intérieur d'une cage de Faraday, sur laquelle se trouvent les fiches de connexion électrique entre les bobinages du banc et le système d'alimentation, traitement et acquisition des données.

#### **4.2.1. La machine universelle d'essais mécaniques**

Nous avons employé une machine d'essais mécaniques ZWICK modifiée pour un fonctionnement horizontal. La machine est conçue pour des essais de traction, compression, flexion et la capacité maximale est de 10 kN. Les essais sont commandés et contrôlés à partir d'un PC de type Pentium, sans adjonction de carte supplémentaire. La connexion au réseau et le traitement des données sont assistés par ordinateur et les résultats des essais sont visualisés à l'aide du logiciel testXpert développé par ZWICK.

Les éventuelles fuites de champ magnétique générées par le dispositif de mesures sont susceptibles d'endommager l'électronique de pilotage de la machine de traction. Pour éviter cet inconvénient, les mors ont été réalisés en alliage non magnétique de Titane.

Le dispositif de mesures magnétiques monté sur la machine de traction ne permet pas l'utilisation d'un extensomètre, la déformation pendant les caractérisations sous charge est donc mesurée par le déplacement de la traverse.

#### 4.2.2. Culasses de fermeture du flux

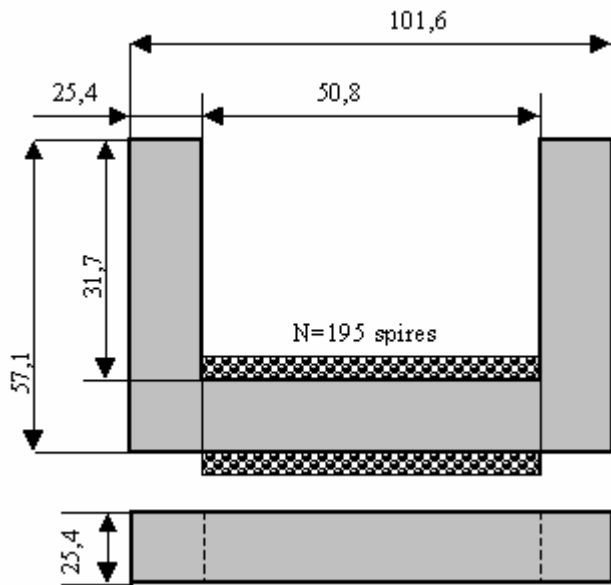


Figure 4.2 Dimensions des culasses et bobinage d'excitation

Pour la fermeture du flux, nous avons utilisé deux ferrites U de haute perméabilité fabriquées par Philips (référence U100/57/25-3C90, matériau de type MnZn). La géométrie est schématisée sur la figure 4.2 et les caractéristiques générales sont présentées dans le tableau 4.1. Bien que présentant une perméabilité relative initiale inférieure à une culasse réalisée en tôles empilées de FeSi à grains orientés (solution courante pour ce type de dispositif), la haute résistivité de la ferrite lui confère la capacité de travail à des fréquences élevées du champ d'excitation. Par conséquent, le dispositif permet des caractérisations haute fréquence dans des bonnes conditions, en minimisant l'effet des culasses.

Tableau 4.1. Principales caractéristiques des ferrites ( $V_{\text{eff}}$ , volume effective ;  $L_{\text{eff}}$ , longueur effective ;  $S_{\text{eff}}$ , section effective, m, masse ;  $\mu_i$ , perméabilité initiale)

grade	$V_{\text{eff}}$ ( $\text{mm}^3$ )	$L_{\text{eff}}$ (mm)	$S_{\text{eff}}$ ( $\text{mm}^2$ )	m (g)	$\mu_i$ (25°C ; 0,1mT)
3C90 (MnZn)	$199 \cdot 10^3$	308	645	500	$2300 \pm 20 \%$

#### 4.2.3. Eprouvettes

Nous travaillons sur des éprouvettes plates de traction de dimensions 20 mm en largeur et 250 mm en longueur, la longueur calibrée  $L_c$  de 150 mm correspondant à la longueur entre les mors. Les éprouvettes ne disposent pas de têtes de serrage car elles doivent coulisser dans un fourreau qui supporte le bobinage secondaire de mesure. La préparation des éprouvettes respecte les normes en vigueur [72] relatives aux essais mécaniques de traction sur des éprouvettes de faible épaisseur. Nous prenons aussi la précaution d'effectuer un traitement thermique de recuit, fonction du matériau de l'éprouvette, afin d'éliminer les éventuels effets de l'usinage qui peuvent fausser les résultats de la caractérisation magnétique ultérieure. En tenant compte des caractéristiques des matériaux ferromagnétiques usuels, nous estimons que l'épaisseur de l'échantillon ne doit pas dépasser 0,5 mm. Autrement, la réluctance de la culasse ne sera plus négligeable devant la réluctance de l'échantillon.

#### **4.2.4. Enroulements d'excitation et de mesure**

Le bobinage d'excitation comporte deux enroulements, reliés en série de manière à assurer la circulation nécessaire du champ, disposés chacun sur toute la longueur de la branche centrale des culasses. On compte pour chaque enroulement 195 spires en trois couches avec des sens d'enroulement alternants, en fil de Cuivre de 0,7 mm. Limité pour des raisons d'échauffement par effet Joule, le courant maximal autorisé est de l'ordre de 4 A.

L'éprouvette analysée est glissée dans un fourreau de matériau plastique de section  $22 \times 5 \text{ mm}^2$  et de longueur inférieure à la longueur intérieure des culasses, qui supporte le bobinage secondaire de mesure. Nous avons 120 spires en une seule couche, en fil de Cuivre de 0,1 mm, enroulement disposé au milieu de la distance entre les bras des culasses.

### **4.3. Système d'alimentation, de traitement et d'acquisition des données**

La mise au point du système d'alimentation, d'acquisition et de traitement des données est le résultat d'un travail effectué en collaboration avec le Service Electronique de l'UTC et étendu sur une période plus longue. Des configurations précédentes ont été mises au point dans le cadre de la thèse de doctorat de Hug [1], ensuite de celle de Hubert [2, 7]. Il permet le pilotage du courant d'excitation et la détection du bruit magnétique Barkhausen et des cycles d'hystérésis définissant la courbe de première aimantation. Des simplifications du traitement analogique de la tension induite en vue de la mesure de l'induction du matériau ont été apportées, l'intégration du signal et le problème de la compensation du flux dans l'air étant résolus numériquement.

Un schéma bloc simplifié du système d'alimentation, de traitement et d'acquisition des données est présenté sur la figure III.3. Le bloc d'alimentation du dispositif fournit le courant alternatif d'excitation  $i(t)$  dans le bobinage primaire. Un flux magnétique variable est ainsi créé et canalisé à l'aide des culasses dans l'éprouvette. La variation temporelle de ce flux induit une tension proportionnelle  $v(t)$  dans le bobinage secondaire de mesure. Nous faisons l'acquisition du courant d'excitation et de la tension induite qui, après un traitement approprié, nous permettent le calcul des grandeurs magnétiques caractéristiques du matériau analysé : le champ magnétique, l'induction et le bruit magnétique Barkhausen. Le pilotage des systèmes d'alimentation et d'acquisition est assuré par un ordinateur PC de type Pentium.

#### **4.3.1. Système d'alimentation. Pilotage du courant d'excitation**

L'alimentation en courant d'excitation et le pilotage de celui-ci sont assurés par un générateur de fonctions qui débite dans un amplificateur opérationnel de courant alimenté à partir d'une source d'alimentation programmable (Fig. 4.3a). Le générateur de fonctions Philips couvre une gamme de fréquences de 0,1mHz à 10MHz et 7 formes d'ondes. L'appareil dispose aussi d'une interface bus IEEE qui permet son pilotage à partir du micro-ordinateur. L'alimentation de l'amplificateur opérationnel est assurée par une source d'alimentation programmable (Philips) qui comporte deux canaux de sortie utilisés comme source de tension stabilisée. Les bobinages d'excitation sont donc alimentés en courant par l'amplificateur opérationnel.

L'électronique afférente est présentée sur la figure 4.3b. La commande  $c(t)$  envoyée par le générateur de fonctions vers l'amplificateur opérationnel est d'abord filtrée passe haut (fréquence de coupure de 0,01Hz) afin d'éliminer les éventuelles composantes continues. Les capacités de 0,1 et de 10  $\mu\text{F}$  en parallèle limitent les variations de tension dues aux appels de courant de l'amplificateur. Les diodes protègent contre les surtensions accidentelles. La résistance de  $1\Omega$  placée dans le circuit primaire assure une transformation directe  $1\text{V} \rightarrow 1\text{A}$ . L'amplificateur opérationnel fonctionne comme un générateur parfait du courant commandé en tension par  $c(t)$ . Une boucle d'asservissement compare la tension en sortie au bornes de la résistance  $1\Omega$ , qui doit être égale à la commande  $c(t)$ . En réglant judicieusement la source de tension pour que  $V_s$  reste toujours plus grande que la tension en sortie, le courant dans le circuit primaire garde la forme d'onde imposée par le générateur de fonctions.

#### 4.3.2. *Système de traitement et d'acquisition des données*

La figure 4.4 présente le schéma général du système de traitement et d'acquisition des données. Le courant d'excitation  $I(t)$  est donc recueilli par l'intermédiaire d'un capteur à effet Hall inséré dans le circuit primaire (Fig. 4.3a), et la tension induite  $V(t)$  directement aux bornes du bobinage secondaire de mesure. Selon le résultat final désiré (cycles d'hystérésis définissant la courbe normale d'aimantation ou bruit magnétique Barkhausen), le traitement des signaux  $I(t)$  et  $V(t)$  est réalisé d'une manière différente. Des dispositifs électroniques identiques fonctionnant dans la même gamme sont utilisés pour les deux signaux, dans le souci d'éviter les déphasages susceptibles d'être introduits par l'utilisation de filtres différents [65]. De même, tous les filtres sont performants, de type Butterworth d'ordre 5.

##### *a) Traitement analogique des signaux en vue de l'obtention des cycles d'hystérésis*

Les deux signaux, le courant d'excitation  $I(t)$  et la tension induite « entrée »  $V(t)$ , sont filtrés à l'aide d'un même filtre programmable passe-bas (de fréquence de coupure  $F_c$ ). Le filtre est piloté par le micro-ordinateur. Le filtrage est nécessaire pour deux raisons : d'une part pour s'affranchir des signaux parasites haute-fréquence, d'autre part pour respecter la condition de non-repliement de Shannon [73], donnée par la relation (4.1) :

$$F_c \leq \frac{F_e}{2} \quad (4.1)$$

où  $F_e$  est la fréquence d'échantillonnage ultérieure des signaux.

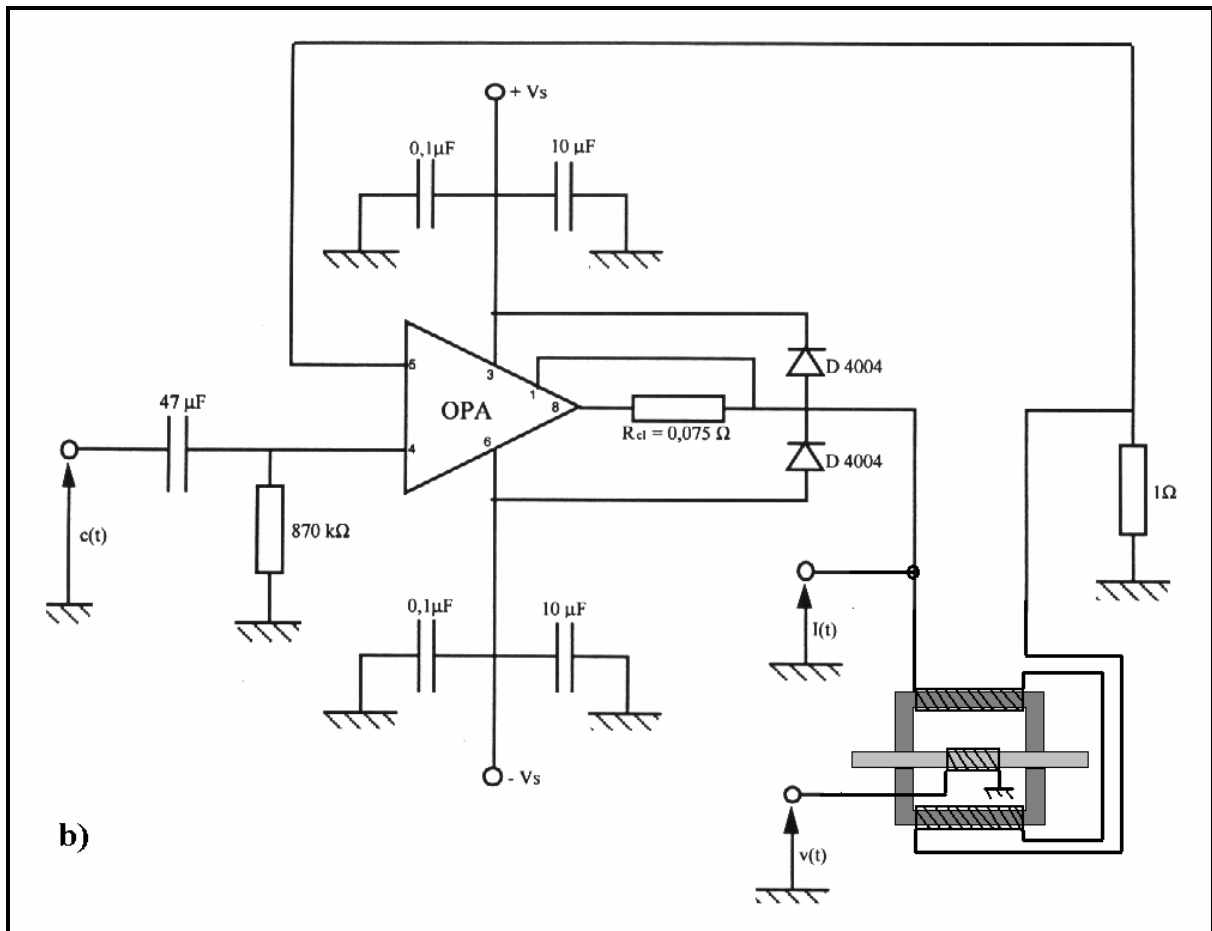
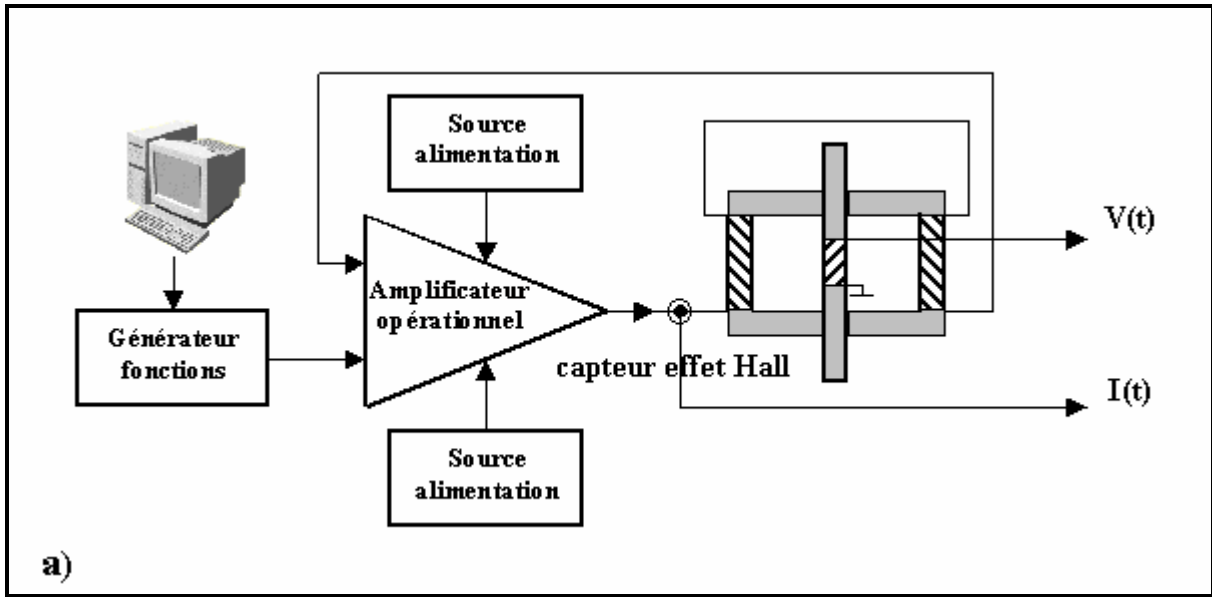


Figure 4.3 a) Schéma bloc du système d'alimentation ; b) Détail du montage électronique correspondant [2]

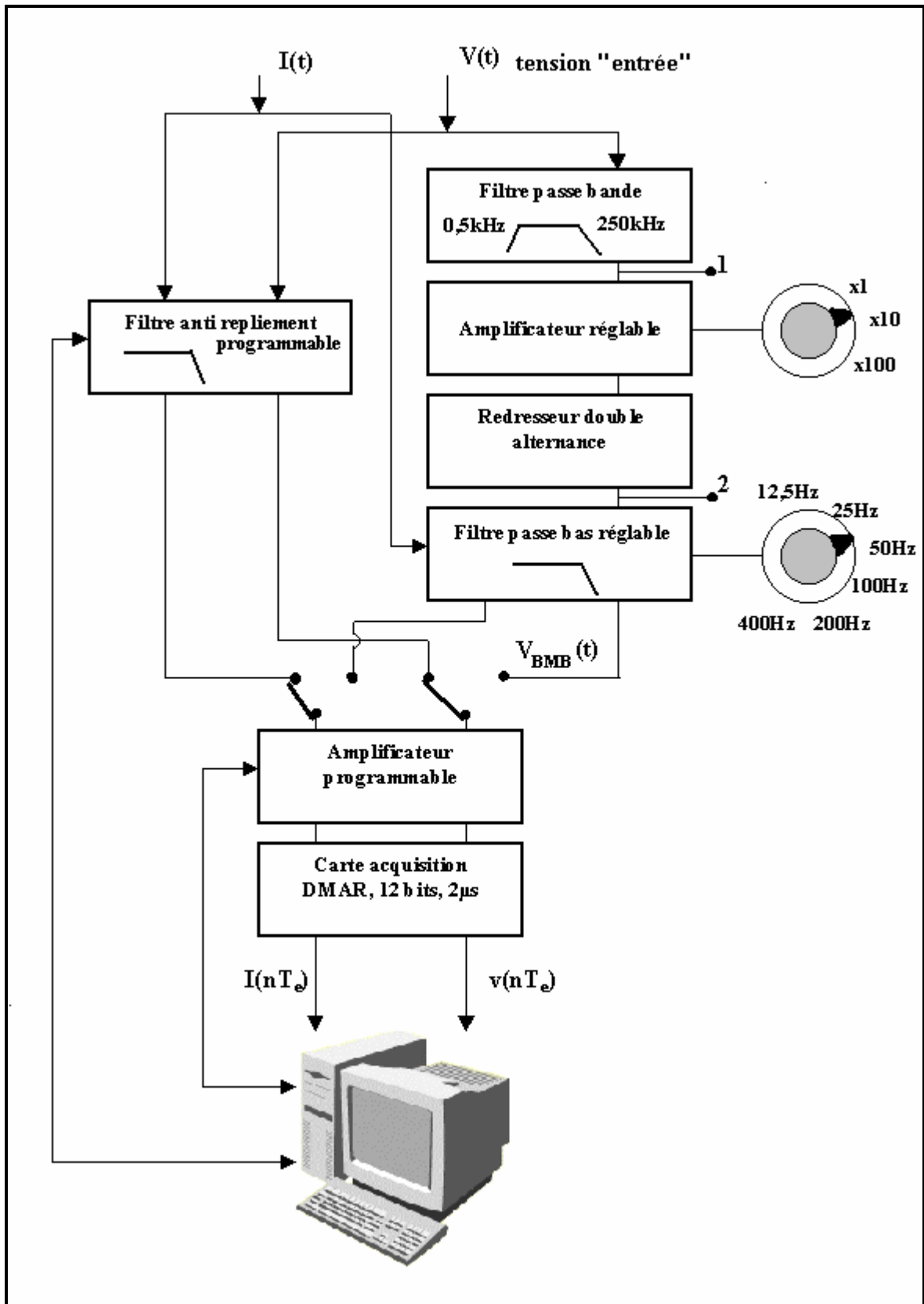


Figure 4.4 Schéma du bloc de traitement et d'acquisition des données



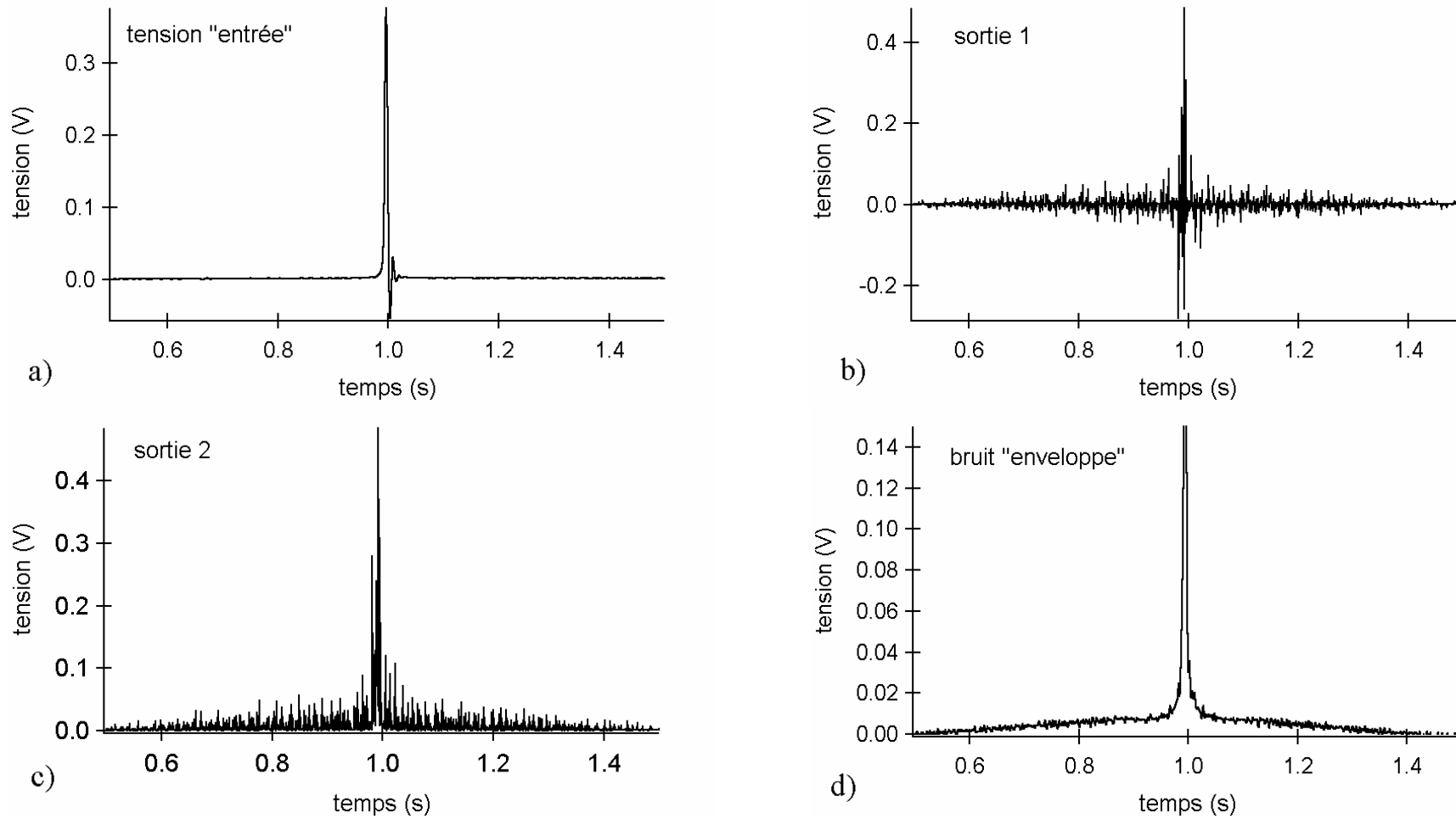
### *b) Traitement analogique des signaux en vue de la détection du bruit magnétique Barkhausen*

La détection du bruit Barkhausen peut se faire soit avec des capteurs plans, soit avec des capteurs encerclants. En privilégiant la simplicité constructive, nous utilisons le même capteur encerclant qui détecte la tension secondaire servant à la construction des cycles d'hystérésis. Ce système a été mis au point en s'inspirant du celui proposé par Sablik et Augustyniak [74]. La tension induite « entrée »  $V(t)$  dans le bobinage secondaire est filtrée passe bande et analysée dans la gamme des fréquences 500 Hz à 250 kHz. Un amplificateur avec réglage manuel du gain (1, 10 et 100) est prévu pour le cas où le signal recueilli est de faible amplitude. Le signal ainsi obtenu (le bruit brut) est un signal de moyenne nulle. Le redressement double alternance génère un signal à moyenne non nulle qui est proportionnel à l'amplitude instantanée du bruit. Par rapport à [74], nous n'avons pas utilisé un intégrateur après redressement. Nous avons estimé la partie basses fréquences de ce signal, partie qui correspond à la valeur moyenne (en fonction du temps) de l'amplitude du bruit. Un filtre passe-bas de fréquence de coupure réglable (12,5Hz, 25Hz, 50Hz, 100Hz, 200Hz, 400Hz) inférieure à la limite minimale de 500 Hz établie précédemment est donc utilisé pour obtenir cette moyenne, visualisée comme une courbe « enveloppe » du bruit Barkhausen. Le courant  $I(t)$  provenant du capteur à effet Hall rejoint la tension induite avant le dernier filtrage, qui joue aussi le rôle de filtrage anti-repliement avant l'acquisition. Afin de visualiser les étapes du traitement de la tension induite  $V(t)$ , la figure 4.5 montre les signaux recueillis en sortie 1, après le filtrage passe bande, en sortie 2, après le redressement, et l'enveloppe du Bruit obtenue par le dernier filtrage passe-bas, sur une demi-période.

### *c) Acquisition des données*

Les deux signaux (provenant soit du bloc de traitement du cycle d'hystérésis, soit du bloc du traitement du bruit Barkhausen) sont d'abord amplifiés par un amplificateur à gain programmable afin de les amener dans une gamme de tension pleine échelle de  $-10V$  à  $10V$ , en assurant ainsi un échantillonnage sur des signaux mieux définis. L'acquisition est effectuée à l'aide d'une carte analogique / numérique DMA (Direct Memory Access) de résolution 12 bits (4096 niveaux), de période d'échantillonnage par voie de  $2 \mu s$ , 8 voies possibles, reliée à l'ordinateur. La période minimale d'échantillonnage est calculée en multipliant la valeur de  $2 \mu s$  par le nombre des voies utilisées. La fréquence d'échantillonnage effective  $F_e$  est calculée en fonction de la fréquence du signal analogique d'entrée  $F_s$ , du nombre de périodes  $N_p$  sur lesquelles l'acquisition a été faite, et du nombre choisi d'échantillons par voie  $N_{e/v}$  (le nombre maximal des échantillons par voie permis par la carte d'acquisition est de 4096) :

$$F_e = \frac{N_{e/v}}{N_p} \times F_s \quad (4.2)$$



**Figure 4.5** Etapes du traitement analogique de la tension induite  $v(t)$  en vue d'obtention de l'enveloppe du Bruit Magnétique Barkhausen (FeV 330-35 HA, 0,5Hz,  $\pm 8$  kA/m) : a) tension « entrée »  $V(t)$  ; b) sortie 1 - bruit brut filtré dans la gamme 500 Hz – 250 kHz ; c) bruit brut redressé ; d)  $V_{BMB}(t)$  enveloppe du bruit Barkhausen après filtrage passe-bas à 200 Hz. Les signaux représentés correspondent à une demi-période

### **4.3.3. Pilotage du système d'alimentation, de traitement et d'acquisition des données**

Les deux blocs, alimentation et traitement – acquisition des signaux, sont commandés à partir d'un ordinateur de type Pentium. Le logiciel utilisé est HP VEE (Hewlett-Packard Visual Engineering Environment), un langage visuel qui offre certaines facilités de programmation. par rapport à d'autres logiciels de même type. Deux modules ont été développés :

- un premier module qui pilote la désaimantation du banc de mesure. En effet, avant chaque caractérisation magnétique, l'éprouvette et les culasses doivent être soigneusement désaimantées. Pour cela, à partir d'une valeur de champ magnétique bien plus grande que la limite maximale de la caractérisation ultérieure, on diminue progressivement l'excitation (en décrivant des cycles d'hystérésis de plus en plus petits) jusqu'au niveau 0. Une fréquence basse est recommandée, pour permettre une bonne pénétration du champ dans les culasses et l'échantillon [22]. Le logiciel de commande nous permet de choisir la valeur maximale et la fréquence du courant d'excitation, ainsi que la durée de la désaimantation ;

- un deuxième module qui pilote la mesure magnétique effective. On choisit la fréquence, la valeur maximale et la forme d'onde du courant d'excitation, le nombre de périodes sur lesquelles se fera l'acquisition, le nombre de points d'acquisition équidistants dans la plage du courant fixée auparavant. La fréquence de coupure des filtres anti-repliement est calculée automatiquement en fonction de la fréquence d'échantillonnage (formule 4.1). Le gain des derniers amplificateurs variables avant l'acquisition est également ajusté par le logiciel de pilotage.

La carte d'acquisition est reliée au même ordinateur, les signaux échantillonnés étant enregistrés comme fichiers ASCII, utilisables par tous les tableurs existants, ce qui facilite le traitement numérique ultérieur.

## **4.4. Calcul des paramètres magnétiques**

Nous donnons dans ce paragraphe les relations permettant le calcul des paramètres magnétiques : le champ magnétique  $H(t)$ , l'induction  $B(t)$  dans l'éprouvette analysée, l'énergie de bruit Barkhausen  $W_{BMB}$ , les pertes totales d'énergie par cycle  $P_t$ . Nous discuterons ensuite des aspects liés au traitement numérique des données.

### **4.4.1. Calcul du champ magnétique $H$**

Le champ magnétique superficiel à l'éprouvette créé par les bobinages primaires est supposé être directement proportionnel au courant d'excitation  $I(t)$ . Il est calculé conformément à la norme IEC, à partir du théorème d'Ampère :

$$H(t) = \frac{N_{bp}}{\ell_m^{eq}} I(t) \quad (4.3)$$

où  $N_{bp}$  est le nombre de spires du bobinage primaire et  $\ell_m^{eq}$  est la longueur conventionnelle du circuit magnétique, égale à la longueur intérieure de la culasse.

#### 4.4.2. Détermination de l'induction $B$ dans l'échantillon

La tension  $V(t)$  induite dans la bobine secondaire de nombre de spires  $N_{bs}$  est proportionnelle à la variation du flux magnétique  $\Phi_{total}$  commun à chaque spire (loi de Faraday) :

$$V(t) = -N_{bs} \frac{d\Phi_{total}}{dt} \quad (4.4)$$

La différence entre la section du bobinage secondaire  $S_{bs}$  et celle de l'éprouvette  $S_e$  ( $S_{bs} > S_e$ ) fait que le flux  $\Phi_{total}$  mesuré par la bobine est la somme du flux  $\Phi_e$  dans l'éprouvette et du flux  $\Phi_{air}$  dans l'air du reste de la section du bobinage :

$$\Phi_{total} = \Phi_e + \Phi_{air} = BS_e + \mu_0 H(S_{bs} - S_e) \quad (4.5)$$

Prenant en compte les relations (4.4) et (4.5), la formule de calcul de l'induction devient :

$$B(t) = \frac{1}{S_e} \left[ \frac{1}{N_{bs} T} \int V(t) dt - \mu_0 H(t)(S_{bs} - S_e) \right] \quad (4.6)$$

Comme le nombre de spires  $N_{bs}$  est connu et que le champ  $H(t)$  est calculé à partir du courant d'excitation (4.3), les deux paramètres qui restent à déterminer sont les sections de l'échantillon  $S_e$  et de la bobine secondaire  $S_{bs}$ .

Nous souhaitons analyser des éprouvettes sollicitées mécaniquement à un certain niveau de déformation, on tient donc compte de la variation de leur section, en faisant l'hypothèse de la conservation de leur volume :

$$S_e = \frac{S_{e0}}{1 + \varepsilon_c} \quad (4.7)$$

où  $S_{e0}$  est la section initiale de l'éprouvette ( $20 \times 0,35 \text{ mm}^2$ ),  $\varepsilon_c$  est la déformation conventionnelle et  $\mu_0$  la perméabilité du vide  $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ . La détermination de la section réelle du bobinage secondaire  $S_{bs}$ ,  $123 \text{ mm}^2$ , a nécessité des mesures complémentaires d'étalonnage [65, 75], présentées dans l'annexe C.2.

Dans ces conditions, la formule de calcul de l'induction devient :

$$B(t) = \frac{(1 + \varepsilon_c)}{S_{e0}} \left[ \frac{1}{N_{bs} T} \int V(t) dt - \mu_0 H \left( S_{bs} - \frac{S_{e0}}{1 + \varepsilon_c} \right) \right] \quad (4.8)$$

#### 4.4.3. Perméabilité magnétique relative

Les cycles d'hystérésis peuvent maintenant être déterminés. Le relevé des valeurs maximales du champ et de l'induction,  $H_{\max}$  et  $B_{\max}$  respectivement, servent à déterminer la courbe normale d'aimantation et à calculer la perméabilité relative  $\mu_r$  avec la formule (4.9) :

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_{\max}}{H_{\max}} \quad (4.9)$$

#### 4.4.4. Evaluation des pertes totales d'énergie

Les pertes totales d'énergie  $P_t$  dans un matériau magnétique sont données par l'aire du cycle d'hystérésis. Elles peuvent être évaluées sur une période avec la formule (4.10) :

$$P_t = \int_T H dB = \int_T H(t) \frac{dB(t)}{dt} dt = \frac{1}{S_e} \int_T H(t) \frac{d[\Phi_{\text{total}}(t) - \Phi_{\text{air}}(t)]}{dt} dt \quad (4.10)$$

En exprimant le flux total  $\Phi_{\text{total}}$  en fonction de la tension induite dans la bobine secondaire et le flux dans l'air  $\Phi_{\text{air}}$  en fonction du champ magnétique et de la différence entre les sections de l'éprouvette et de la bobine secondaire (conformément aux relations 4.4 et 4.5) on obtient :

$$P_t = \frac{1}{N_{bs} S_e} \int_T H(t) v(t) dt - \frac{\mu_0 (S_{bs} - S_e)}{S_e} \int_T H(t) \frac{dH(t)}{dt} dt \quad (4.11)$$

La deuxième intégrale étant nulle, la formule de calcul des pertes d'énergie totales devient :

$$P_t = \frac{1}{N_{bs} S_e} \int_T H(t) v(t) dt \quad (4.12)$$

Les pertes d'énergie ainsi calculées se mesurent en  $Jm^{-3}/\text{cycle}$ . Afin d'obtenir les pertes de puissance  $W$ , en  $W/kg$ , il suffit de multiplier les pertes d'énergie avec le rapport  $v/\rho$ , où  $v$  est la fréquence d'excitation et  $\rho$  est la masse volumique :

$$W_t (W/kg) = P_t (Jm^{-3} / \text{cycle}) \cdot \frac{v (\text{cycle}^{-1})}{\rho (\text{kg} / m^3)} \quad (4.13)$$

#### 4.4.5. Calcul de l'énergie du bruit Barkhausen

En s'inspirant des travaux de Krause et al. [76], nous avons utilisé un paramètre énergétique représentant l'intégrale du carré du signal de l'enveloppe du bruit  $V_{BMB}(t)$  sur une demi-période :

$$W_{BMB} = \int_{\frac{T}{2}} V_{BMB}^2(t) dt \quad (4.14)$$

Pour conclure, les paramètres de construction du banc de mesure ainsi que les relations analytiques de calcul des grandeurs magnétiques sont donnés dans le tableau récapitulatif 4.2.

**Tableau 4.2 Récapitulatif des paramètres constructifs du banc et des relations de calcul**

Nombre spires bobinage primaire $N_{bp}$	195
Longueur conventionnelle du circuit magnétique $\ell_m^{eq}$ (mm)	50,8
Nombre spires bobinage secondaire $N_{bs}$	120
Section du bobinage secondaire $S_{bs}$ (mm <sup>2</sup> )	123
Champ magnétique H(t) (A/m)	$H(t) = \frac{N_{bp}}{\ell_m^{eq}} I(t)$
Induction magnétique B(t) (T)	$B(t) = \frac{(1 + \epsilon_c)}{S_{e0}} \left[ \frac{1}{N_{bs}} \int_T v(t) dt - \mu_0 H \left( S_{bs} - \frac{S_{e0}}{1 + \epsilon_c} \right) \right]$
Perméabilité magnétique relative $\mu_r$	$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B_{max}}{H_{max}}$
Pertes totales d'énergie $P_t$ par cycle (J.m <sup>-3</sup> /cycle)	$P_t = \frac{1}{N_{bs} S_{e0}} \int_T H(t) v(t) dt$
Energie du Bruit Magnétique Barkhausen (mV <sup>2</sup> s)	$W_{BMB} = \int_{\frac{T}{2}} V_{BMB}^2(t) dt$

#### 4.4.6. Traitement numérique des signaux

L'échantillonnage d'un signal continu périodique  $x(t)$  de période  $T_s$  donne une suite de valeurs  $x(nT_e)$ , où  $T_e$  est la période d'échantillonnage :

$$x(t) \Rightarrow x_e(t) = \{x(nT_e), n \in Z\} \quad (4.15)$$

Le courant d'excitation  $i(t)$  et la tension  $v(t)$  induite dans la bobine secondaire par la variation du flux magnétique sont échantillonnés. Dans ces conditions, les formules de calcul du champ, de l'induction, des pertes d'énergie sur une période et de l'énergie du bruit sur une demi-période deviennent :

$$H(nT_e) = \frac{N_{bp}}{\ell_m} I(nT_e), \quad n = 1 \dots \frac{T_s}{T_e} \quad (4.16)$$

$$B(nT_e) = \frac{1}{S_e} \left[ \frac{1}{N_{bs}} T_e \sum_n v(nT_e) - \mu_0 H(S_{bs} - S_e) \right], \quad n = 1 \dots \frac{T_s}{T_e}, \quad S_e = \frac{S_{e0}}{(1+e)} \quad (4.17)$$

$$P_t = \frac{1}{N_{bs} S_e} T_e \sum_n (H(nT_e) v(nT_e)), \quad n = 1 \dots \frac{T_s}{T_e} \quad (4.18)$$

$$W_{BMB} = T_e \sum_n V_{BMB}^2(nT_e), \quad n = 1 \dots \frac{T_s}{2T_e} \quad (4.19)$$

Les calculs numériques sont effectués à l'aide du logiciel IGOR Pro, spécialement conçu pour le traitement des signaux échantillonnés. Les étapes nécessaires à l'obtention des cycles d'hystérésis, impliquent la détermination de la courbe normale d'aimantation et de la perméabilité relative sont visualisées sur la figure 4.6.

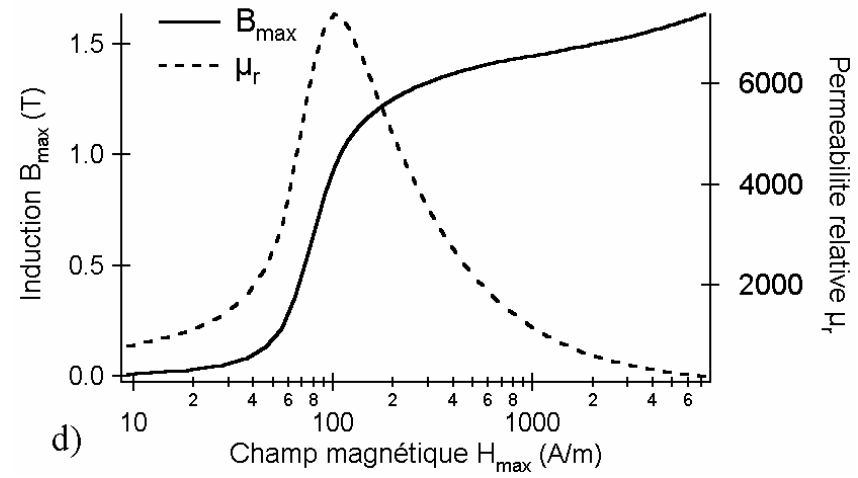
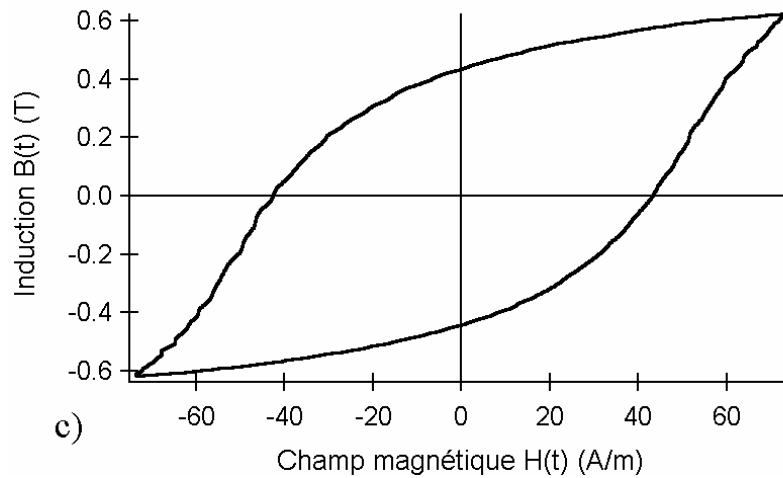
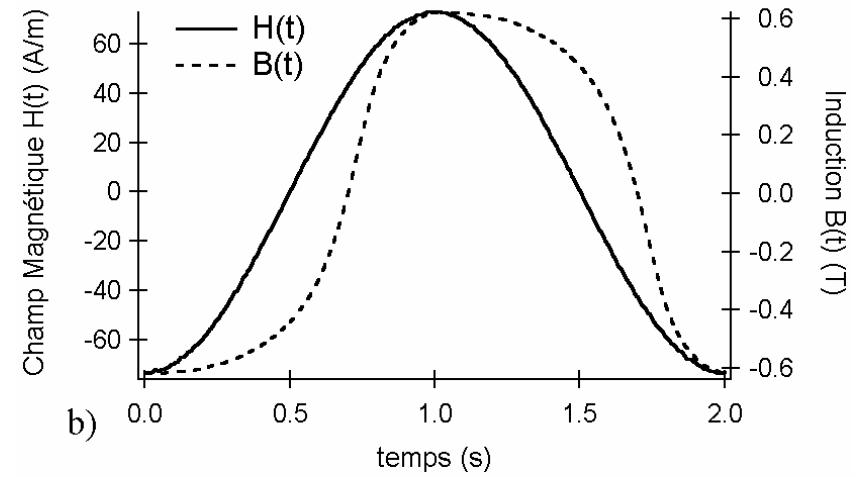
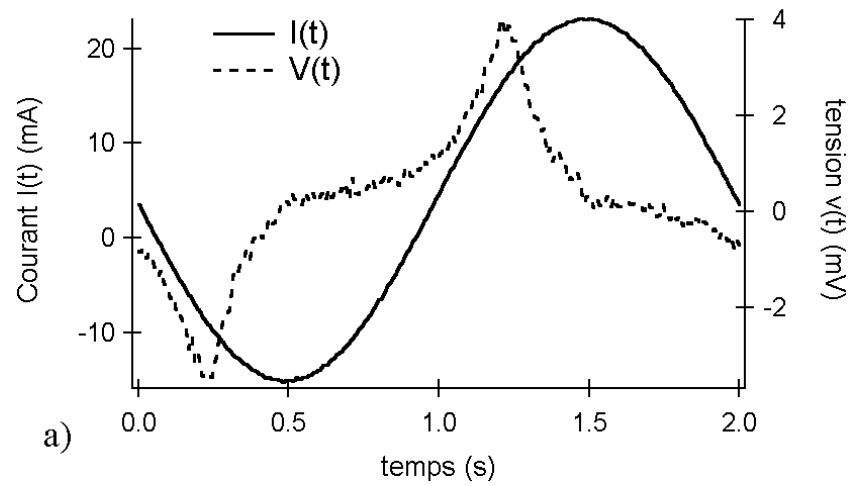


Figure 4.6 Traitement numérique des signaux (0,5 Hz, FeV 330-35 HA) : a) acquisition du courant  $I(t)$  et de la tension « entrée »  $V(t)$  échantillonnés sur une période ; b) calcul du champ magnétique  $H(t)$  et de l'induction  $B(t)$  sur une période ;c) cycle d'hystérésis correspondant ;d) courbe normale d'aimantation et perméabilité relative  $\mu_r$  correspondante



## Chapitre 5. Modélisation du dispositif par éléments finis

La dernière étape de la mise au point du dispositif de mesure est, logiquement, l'estimation de la validité des résultats obtenus avec celui-ci. Les erreurs dans le calcul du champ magnétique inhérentes à la méthode IEC employée ont été déterminées en utilisant une modélisation par éléments finis. Le travail a été réalisé grâce à une collaboration avec LMT - Cachan. Nous nous sommes servi du logiciel CASTEM 2000, un code de calcul pour l'analyse mécanique et thermique de structures par éléments finis. Après la présentation succincte du formalisme utilisé et de la méthodologie, nous discutons les résultats définissant la précision de mesure.

### 5.1. Formalisme

#### a) Le problème de magnétostatique

Nous avons traité un problème de magnétostatique 2D formulé en potentiel

$$\operatorname{div}(\underline{\underline{\bar{B}}}) = 0 \quad (5.1)$$

vecteur. Les équations à résoudre, les équations de Maxwell pour la magnétostatique, sont données par les formules (5.1) et (5.2), et la relation entre l'induction  $\underline{\underline{\bar{B}}}$  et champ magnétique  $\underline{\underline{\bar{H}}}$  est donnée par les formules (5.3) et (5.4).

$$\operatorname{rot}(\underline{\underline{\bar{H}}}) = \underline{\underline{\bar{j}}} \quad (5.2)$$

$$\underline{\underline{\bar{B}}} = \underline{\underline{\mu}} \cdot \underline{\underline{\bar{H}}} \quad (5.3)$$

$$\underline{\underline{\bar{H}}} = \underline{\underline{\nu}} \cdot \underline{\underline{\bar{B}}} \quad (5.4)$$

$\underline{\underline{\bar{j}}}$  est la densité de courant ( $A/m^2$ ),  $\mu$  est la perméabilité magnétique et  $\nu$  est la réluctivité ( $1/\mu$ ). Le potentiel vecteur  $\underline{\underline{\bar{A}}}$  est défini par l'équation (5.5) de sorte que l'équation (5.1) soit automatiquement satisfaite :

$$\underline{\underline{\bar{B}}} = \operatorname{rot}(\underline{\underline{\bar{A}}}) \quad (5.5)$$

La dimension 2D implique les vecteurs champ et aimantation de type :

$$\underline{\underline{\bar{H}}} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \underline{\underline{\bar{B}}} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

La densité de courant  $\underline{\underline{\bar{j}}}$  et le potentiel vecteur  $\underline{\underline{\bar{A}}}$  s'écrivent :

$$\underline{\underline{\bar{j}}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ j_3 \end{pmatrix}, \quad \underline{\underline{\bar{A}}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ A(x, y) \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

On obtient finalement la densité de courant comme :

$$\vec{j} = \text{rot}(\nu \cdot \text{rot}(\vec{A})) = -\nu \cdot \left( \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) \quad (5.8)$$

*b) Conditions aux limites*

Deux conditions aux limites sont employées :

-  $A = \text{ct.}$  sur les bords de type Dirichlet, ce qui implique que l'induction  $B$  est tangente au bord de ce type ;

-  $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$  pour les bords de type Newman, donc l'induction  $B$  normale au bord.

De façon générale,  $\vec{B}$  est tangente aux équipotentiels  $\vec{A}$  et le flux  $\Phi$  entre deux points du solide  $M$  et  $M'$  représente la différence entre les potentiels vecteurs des points :

$$\Phi = A_M - A_{M'} \quad (5.9)$$

*c) Analogie avec la thermique*

Les problèmes de magnétostatique 2D sont résolus par analogie avec les problèmes de thermique, ce qui nous permet l'utilisation des opérateurs classiques de CASTEM. Ecrivons l'équation à résoudre en thermique :

$$-\text{div}(\underline{\underline{K}} \cdot \text{grad}(T)) = r \quad (5.10)$$

ou, en 2D :

$$r = -K \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (5.11)$$

L'analogie repose sur l'équivalence entre la conductivité thermique  $K$  et la réductivité magnétique  $\nu$ , entre le potentiel vecteur  $\vec{A}$  et la température  $T$  et entre la densité de courant  $\vec{j}$  et la densité de source de chaleur  $r$  (relations (5.8) et (5.11)).

## 5.2. Méthodologie

Nous avons modélisé le comportement magnétique du banc de mesure dans le cas d'une éprouvette de FeV 330-35 HA non déformée. La courbe d'aimantation déclarée par le fournisseur a été choisie comme référence pour son comportement magnétique. La perméabilité relative des culasses a été considérée constante et égale à 2300, et l'entrefer moyen a été estimé à une valeur de  $4,6 \mu\text{m}$  [annexe C.3.] à partir d'une relation utilisée dans la tribologie, relative aux paramètres géométriques du profil de la surface [77, 78]. Des éléments triangulaires d'ordre 2 ont été choisis pour le maillage, raffiné au niveau de l'entrefer (Fig. 5.1). Le potentiel vecteur  $\vec{A}$ , calculé aux nœuds, est une fonction de deuxième ordre par élément et l'induction  $\vec{B}$  est linéaire par élément.

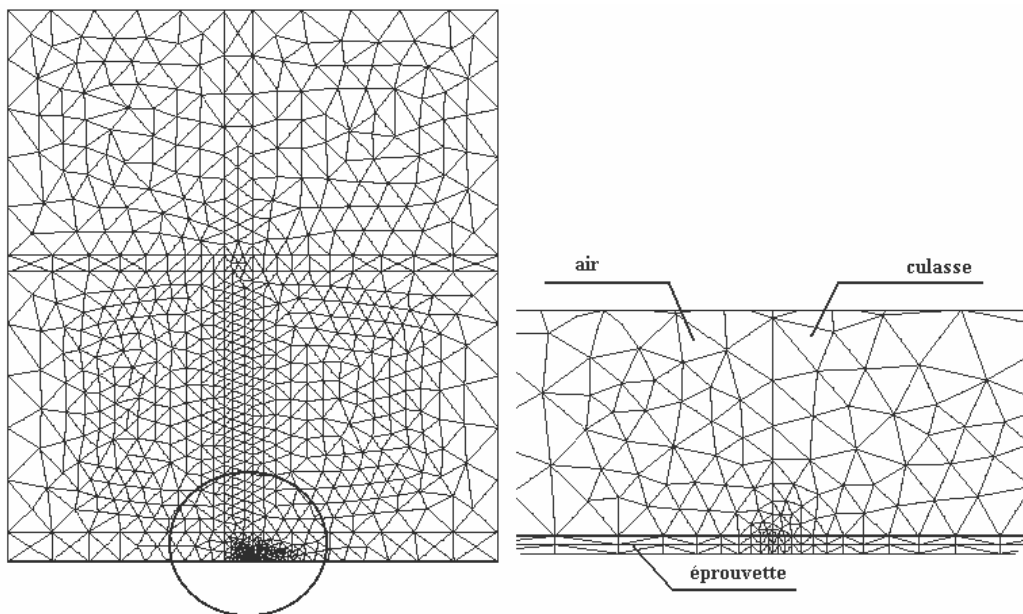


Figure 5.1 Maillage en éléments triangulaires sur un quart de configuration et détail sur la zone intérieure de contact culasse-épreuve (CASTEM 2000 – ENS Cachan)

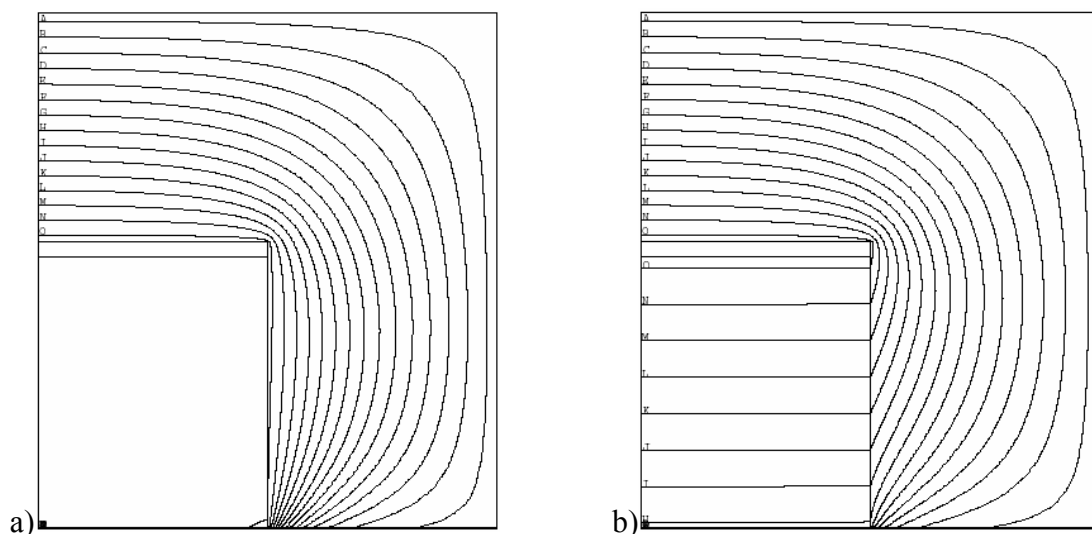


Figure 5.2 Aperçu des équipotentielles dans un quart de configuration a)  $B=1,1$  Tesla ; b)  $B=1,7$  Tesla (CASTEM 2000 – LMT-ENS Cachan)

### 5.3. Résultats de la modélisation

#### 5.3.1. Efficacité de la circulation du flux

On observe sur la figure 5.2 que les lignes de flux commencent à se refermer dans l'air dès les faibles valeurs du champ. Dans ces conditions, un premier paramètre déterminé par le calcul en éléments finis est "l'efficacité"  $E$  de la circulation du flux magnétique, soit le rapport entre le flux total  $\Phi_{\text{total}}$  produit par le bobinage primaire et le flux  $\Phi_c$  qui reste canalisé dans les culasses et l'échantillon :

$$E = \frac{\Phi_c}{\Phi_{\text{total}}} \cdot 100(\%) \quad (5.12)$$

La figure 5.3 nous montre l'efficacité  $E$  en fonction du champ d'excitation  $H$ .  $E$  diminue de 100 % jusqu'à 50 % pour une excitation d'environ 8000 A/m, à mesure que l'éprouvette sature.

Toutefois, l'homogénéité du flux magnétique dans la zone correspondante à la position du bobinage de mesure reste préservée (Fig. 5.2), ce qui valide la méthode numérique de compensation du flux dans l'air utilisée pour le calcul de l'induction (paragraphe 4.4.2.).

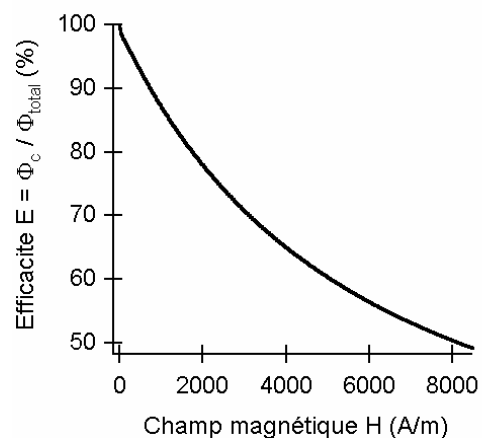


Figure 5.3 Efficacité  $E$  de la circulation du flux en fonction du champ magnétique  $H$

#### 5.3.2. Erreurs dans l'estimation du champ magnétique

##### a) considérations sur la méthode IEC de calcul de champ

L'objectif premier de notre étude consiste à mettre au point un outil de comparaison magnétique entre des états mécaniques différents du même matériau. Dans cette optique, nous avons préféré la simplicité de la méthode normalisée IEC de calcul du champ, méthode qui néglige la réluctance des culasses  $R_c$  et de l'entrefer  $R_\delta$  devant la réluctance de l'éprouvette  $R_e$ . En effet, par rapport au circuit magnétique équivalent réel du banc de mesure (représenté sur la figure 5.4a et d'équation 5.13), le calcul des paramètres magnétiques a été effectué conformément au circuit équivalent simplifié (représenté sur la figure 5.4b et d'équation 5.14).

La force magnéto-motrice donnée par le produit entre le courant d'excitation  $I(t)$  et le nombre de spires du bobinage primaire  $N_{bp}$  est égale à la somme des produits entre le flux total  $\Phi_{\text{total}}$  parcourant le circuit et les réluctances de chaque élément.  $R_e$ ,  $R_c$ ,  $R_{\text{entrefer}}$  sont respectivement les réluctances de l'éprouvette, de la culasse et de l'entrefer. La perméabilité de l'éprouvette est notée  $\mu_e$  dans la formule (5.14).

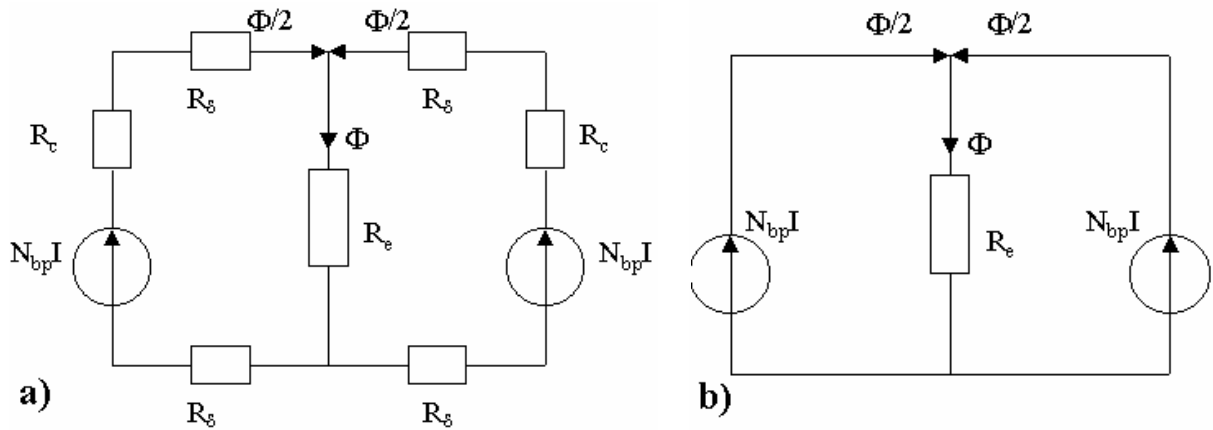


Figure 5.4 Circuit magnétique équivalent réel (a) et simplifié (b) du banc de mesure

$$N_{bp}I(t) = \Phi_{total}R_e + \frac{1}{2}\Phi_{total}R_c + \Phi_{total}R_\delta = \Phi_{total}R_e + \Phi_{total}R_{circuit} \quad (5.13)$$

$$N_{bp}I(t) = \Phi_{total}R_e, \text{ où } R_e = \frac{\ell_m}{\mu_e S_e} \quad (5.14)$$

*b) résultats de la modélisation en éléments finis*

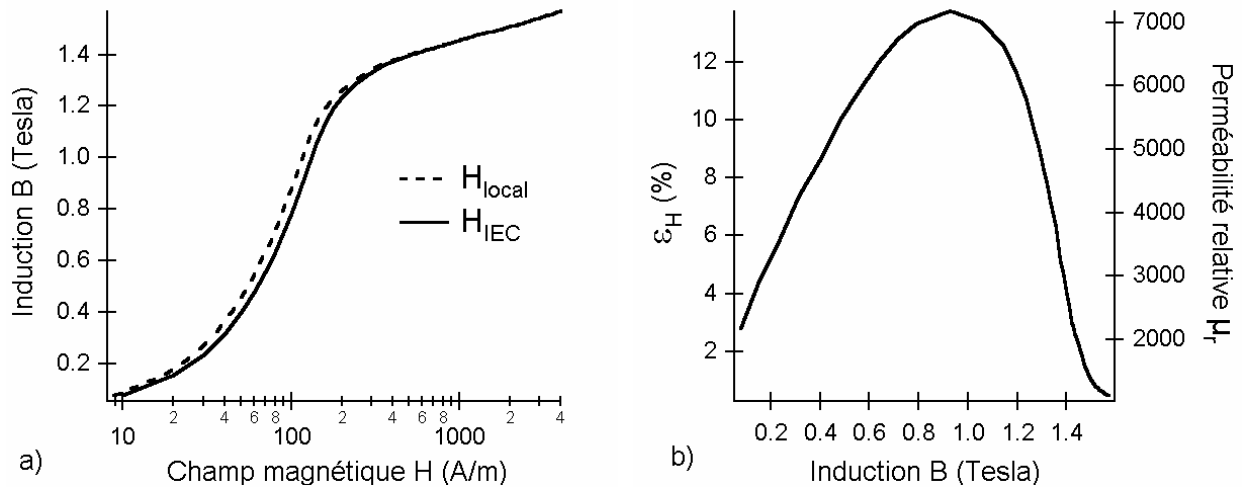
A partir d'une courbe d'aimantation étalon du matériau nous avons calculé par éléments finis le champ magnétique superficiel local  $H_{local}$  et nous avons comparé  $H_{local}$  avec le champ  $H_{IEC}$  déterminé par la méthode IEC (relation 4.3), en calculant l'erreur relative  $\epsilon_H$  pour un niveau donné de l'induction avec la relation suivante :

$$\epsilon_H = \frac{(H_{IEC} - H_{local})}{H_{local}} \cdot 100(\%) \quad (5.15)$$

Sur la figure 5.5a nous avons donné un aperçu des courbes d'aimantation correspondantes. L'erreur  $\epsilon_H$  est représentée sur la figure 5.5b. Dans le cas d'une éprouvette non déformée (le cas analysé), l'erreur  $\epsilon_H$  maximale ne dépasse pas 14 % au niveau d'excitation correspondant à la perméabilité maximale de l'éprouvette, ce qui est en bon accord avec les données bibliographiques mentionnées auparavant.

On observe également la parfaite proportionnalité entre  $\epsilon_H$  et la perméabilité de l'éprouvette  $\mu_e$ . En effet, en développant la formule (5.15) par analogie avec les équations du circuit magnétique équivalent (5.13) et (5.14), et en considérant que la réluctance du circuit  $R_{circuit}$  (culasse et entrefer) est constante, on obtient la proportionnalité suivante :

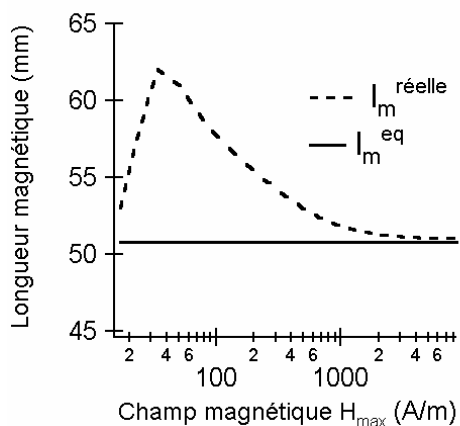
$$\epsilon_H = \frac{\Phi_{total} \cdot R_{circuit}}{H_{local} \cdot \ell_m} = \frac{\Phi_{total} \cdot R_{circuit}}{\Phi_{total} \cdot R_e} = R_{circuit} \cdot \frac{1}{R_e} = ct \cdot \mu_e \quad (5.16)$$



**Figure 5.5 Résultats de la modélisation FEM [70] : a) Courbes d'aimantation issues de la modélisation pour une éprouvette FeV 330-35 HA non déformée ; b) Erreurs relatives  $\epsilon_H$  introduites par la méthode IEC dans l'estimation du champ, proportionnelles à la perméabilité relative  $\mu_r$  de l'éprouvette**

En conclusion, par la méthode IEC, la valeur estimée du champ  $H_{eq}$  est plus grande que la valeur réelle  $H_{local}$  : on sous-estime donc le comportement magnétique réel du matériau. Cette différence est proportionnelle à la perméabilité de l'éprouvette : l'effet est négligeable dans le domaine initial de l'aimantation et dans la zone de saturation, car l'hypothèse faite ( $R_{circuit} \ll R_e$ ) est d'autant plus vraie que la perméabilité de l'éprouvette est faible. Dans ces conditions, on doit s'attendre à ce que la présence d'une contrainte mécanique détériorant le comportement magnétique, donc réduisant la perméabilité de l'éprouvette, améliore la précision de mesure.

### 5.3.3. Longueur équivalente du circuit magnétique



**Figure 5.6 Evolution de la longueur « réelle »  $l_m^{réelle}$  du circuit magnétique fonction du champ d'excitation et comparaison avec la valeur fixe  $l_m^{eq}$  utilisée dans notre étude et recommandée par la norme IEC**

Afin d'éviter les erreurs de la valeur calculée du champ magnétique, et en gardant la même méthode IEC, il faudrait déterminer une longueur « réelle »  $l_m^{réelle}$  du circuit magnétique, qui évolue en fonction du niveau d'excitation, et bien sur caractéristique d'un seul matériau et pour des conditions expérimentales bien précises. La figure 5.6 montre l'évolution de cette longueur, calculée pour nos conditions. Toutefois, vu la complexité de cette méthode et la faible reproductibilité qu'elle suppose, choisir une longueur équivalente fixe commune au dispositif de caractérisation employé, en l'occurrence la longueur intérieure des culasses, semble plus judicieux [54].

### 5.3.4. Effet de la variation d'entrefer

L'entrefer  $\delta$ , ou la distance entre les culasses et l'éprouvette de mesure, est un paramètre difficilement contrôlable d'un point de vue pratique. Nous avons vu qu'il dépend des profils des surfaces en contact, on doit s'attendre donc à des légères variations d'une éprouvette à l'autre. Des calculs éléments finis ont été réalisés pour trois autres entrefers : un premier de  $9\ \mu\text{m}$ , représentant le double du celui estimé initialement, un deuxième de  $45\ \mu\text{m}$  et un troisième de  $100\ \mu\text{m}$ , valeurs maximales qui ne sont pas censées se retrouver dans la pratique.

On observe sur la figure 5.7 que l'entrefer n'a pas une forte influence sur la précision de mesure. Doubler la valeur de l'entrefer ne produit qu'une très légère augmentation de l'erreur  $\varepsilon_H$ . Pour doubler cette erreur, il faut augmenter l'entrefer d'approximativement 20 fois (de  $4,6\ \mu\text{m}$  à  $100\ \mu\text{m}$ ), ce qui, encore une fois, ne risque pas d'arriver en pratique dans les conditions d'un travail soigneux. Plus précisément, la linéarité entre la valeur maximale de  $\varepsilon_H$  et la valeur de l'entrefer est visualisée sur la figure 5.7b.

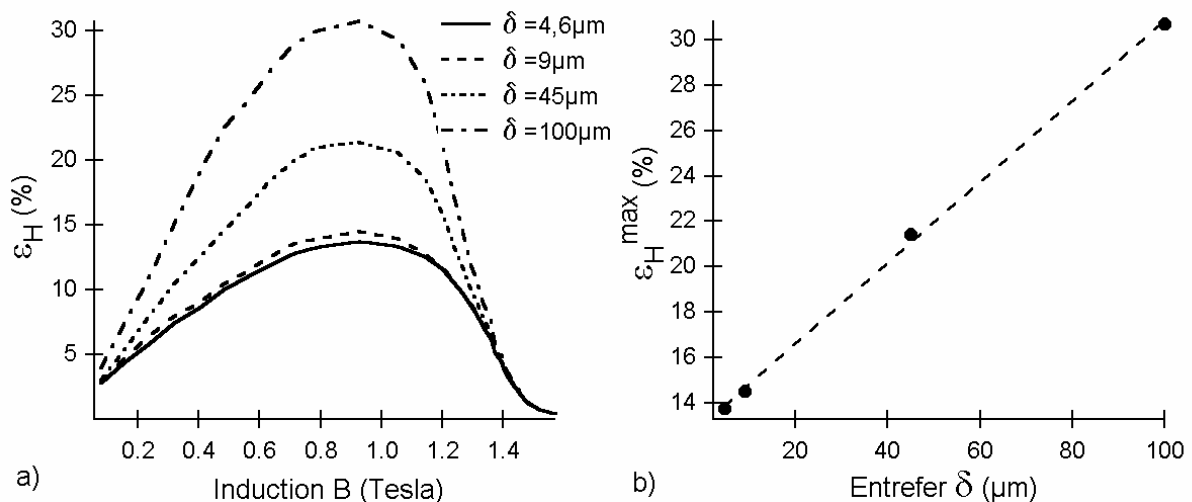


Figure 5.7 a) Erreur de l'estimation du champ  $\varepsilon_H$  pour différentes valeurs de l'entrefer  $\delta$  ; b) Erreur maximale  $\varepsilon_H^{\text{max}}$  en fonction de l'entrefer  $\delta$  – variation linéaire

## **Bilan**

Nous avons mis au point un dispositif permettant la caractérisation des propriétés magnétiques des éprouvettes de type tôles et feuillards magnétiques au cours d'une sollicitation de traction uniaxiale. Le dispositif consiste en deux culasses de fermeture de champ positionnées en contact direct avec l'échantillon. Le bobinage d'excitation est supporté par les culasses et le bobinage de mesure est de type encerclant. L'ensemble est adapté à une machine de traction disposée horizontalement.

Le système d'alimentation, acquisition et traitement des signaux permet, sous une forme d'onde contrôlée du champ, la mesure des cycles d'hystérésis magnétiques ainsi que la détection du bruit Barkhausen. Le champ magnétique est calculé à partir du courant d'excitation. Afin de déterminer l'induction, l'intégration de la tension induite dans le capteur et la compensation du flux dans l'air se font numériquement. Le bruit Barkhausen est obtenu suite à un filtrage passe bande du signal dans la gamme 0,5 kHz – 250 kHz ; un dernier filtrage passe bas permet la mesure d'une courbe enveloppe du bruit.

La modélisation par éléments finis du dispositif nous certifie l'homogénéité du flux magnétique dans la zone de positionnement du capteur. La résolution numérique de la compensation du flux dans l'air est ainsi validée. Les erreurs dans la détermination du champ magnétique, inhérentes à la méthode employée, restent dans des limites raisonnables, en accord avec les performances déclarées pour ce type de dispositif.



# **PARTIE III**

## **COMPORTEMENT MAGNETIQUE**

### **SOUS CHARGE**

Cette partie est consacrée à la présentation du comportement magnétique de l'alliage Fe-3%Si au cours de la sollicitation de traction uniaxiale. La méthodologie expérimentale a été développée afin d'offrir une description des plus détaillée. Plusieurs paramètres magnétiques, liés aux cycles d'hystérésis et au bruit Barkhausen ont été mesurés. Les caractérisations ont été réalisées *in situ*, pour des contraintes appliquées inférieures et supérieures à la limite d'élasticité. L'évolution des propriétés magnétiques au cours de la recharge des éprouvettes prédéformées a été également analysée, des résultats nouveaux étant ainsi apportés.

# SOMMAIRE

## **Chapitre 6. Méthodologie expérimentale**

6.1. Etats mécaniques caractérisés par les mesures magnétiques

*6.1.1. Etats chargés et déchargés correspondants*

*6.1.2. Etats sous contrainte de recharge dans le domaine de la déformation plastique*

6.2. Mesures magnétiques

*6.2.1. Conditions expérimentales<sup>3</sup> et paramètres magnétiques mesurés*

*6.2.2. Dispersion des résultats de mesure*

*6.2.3. Caractéristiques initiales du FeV 330-35 HA*

## **Chapitre 7. Résultats expérimentaux**

7.1. Mesures magnétiques sous charge et à l'état déchargé correspondant

*7.1.1. Domaine de la déformation élastique*

*7.1.2. Domaine de la déformation plastique*

7.2. Mesures magnétiques sous contrainte de recharge superposée à un état de déformation plastique

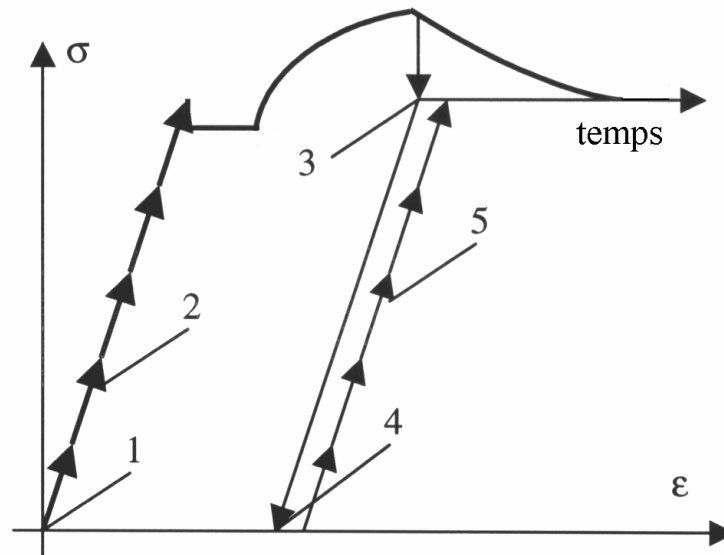
## **Bilan**

## Chapitre 6. Méthodologie expérimentale

Nous avons réalisé, à l'aide du dispositif présenté auparavant, des mesures magnétiques sous contrainte de traction uniaxiale dans les domaines de déformation élastique et plastique, ainsi que dans les états déchargés correspondants. Nous avons également effectué une deuxième campagne de mesures, en caractérisant le comportement magnétique lors d'une contrainte élastique de recharge superposée à un état de déformation plastique. Ce chapitre présente les états mécaniques caractérisés par mesures magnétiques, ainsi que les conditions expérimentales régissant ces mesures.

### 6.1. Etats mécaniques caractérisés par les mesures magnétiques

Le schéma des points de prise de mesures, par rapport à l'essai mécanique de traction uniaxiale, est représenté sur la figure 6.1. Les mesures magnétiques ont été donc effectuées en deux étapes, lors d'un essai de charge – décharge (états 1, 2, 3, 4) et sous contrainte élastique de recharge<sup>1</sup> dans le domaine de la plasticité (état 5).



**Figure 6.1 Schéma des points de prise de mesures magnétiques lors d'un essai mécanique de traction uniaxiale [71] ; 1 - état initial ( $\sigma = 0$ ) ; 2 – mesures sous contrainte dans la zone de déformation élastique ; 3 – mesures sous contrainte dans la zone de déformation plastique (après la stabilisation de l'état mécanique - relaxation de la composante viscoplastique de la contrainte d'écoulement) ; 4 – états déchargés correspondants ; 5 – mesures sous contrainte de recharge jusqu'au niveau de la charge initiale (3) superposée à un état de déformation plastique**

<sup>1</sup> A notre connaissance, la seule publication qui fait mention d'une séquence similaire, en l'occurrence des mesures magnétiques sur des éprouvettes prédéformées sous contraintes de recharge, est celle publiée en 1956 par Neurath [9]. Ce type de mesures a été récemment employé par les chercheurs de LMT-Cachan, dans le cadre d'un contrat avec un groupement d'industriels du génie électrique [79].

### 6.1.1. Etats chargés et déchargés correspondants

Conformément au schéma présenté sur la figure 6.1, les mesures ont été réalisées :

- à l'état initial non déformé ( $\sigma = 0$ , état 1) ;
- sous contrainte inférieure à la limite élastique ( $\sigma < \sigma_e$ , état 2) ;
- sous contrainte supérieure à la limite élastique, après la relaxation de la composante viscoplastique (contrainte effective thermique  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$ ) de la contrainte d'écoulement ( $\sigma > \sigma_e$ , état 3) ;
- aux états déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ , état 4).

Pour faire des mesures sous charge dans le domaine élastique, la contrainte appliquée est maintenue sur un palier constant. Il n'y a pas de variation sensible de la déformation tant qu'on reste dans ce domaine<sup>2</sup>. Les mesures sous charge dans le domaine plastique sont effectuées après la stabilisation de l'état mécanique de l'éprouvette. En effet, nous employons un essai classique de relaxation – la déformation est imposée et maintenue à une valeur constante en temps pendant que la contrainte diminue avant de se stabiliser.

Du point de vue mécanique, on assiste à la relaxation de la composante viscoplastique, ou la contrainte effective de nature thermique  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$ , définie dans la Partie I de ce mémoire. Notons que la durée de la relaxation est d'approximativement 1 heure. Dans ces conditions (conformément au paragraphe 3.2.1.), la contrainte appliquée  $\sigma$  dans le domaine plastique est égale à la différence entre la contrainte d'écoulement en traction  $\sigma_{\text{max}}$  et cette composante thermique :

$$\sigma = X + \sigma_{\text{eff}}^{\text{th}} = \sigma_{\text{max}} - \sigma_{\text{eff}}^{\text{th}} \quad (6.1)$$

L'essai complet consiste pratiquement dans une succession de charges et de décharges jusqu'à une déformation totale conventionnelle de 16,2 %. Les mesures magnétiques ont été effectuées à chaque niveau de déformation, à l'état chargé et à l'état déchargé correspondant. Comme le dispositif de mesure est fixé sur l'éprouvette, il a été impossible de mesurer l'allongement autrement que par la distance entre les mors, faute de pouvoir trouver de la place pour monter un extensomètre<sup>3</sup>. Aucune mesure n'a été effectuée dans le palier de Lüders, en raison de l'hétérogénéité de la déformation plastique caractéristique de ce domaine. Les états mécaniques caractérisés, ainsi que l'écrouissage cinématique  $X$  correspondant, sont regroupés dans le tableau 6.1.

---

<sup>2</sup> Pourtant, à mesure qu'on s'approche de la limite d'élasticité, une faible viscosité est décelée (la déformation enregistre une légère augmentation sous contrainte constante), due certainement à des phénomènes de microplasticité apparaissant avant la limite d'élasticité macroscopique (voir le paragraphe 1.2.2.).

<sup>3</sup> un problème s'est posé pour la détermination exacte de la déformation élastique, car c'est dans cette zone que la mesure de la distance entre les mors est imprécise. Nous l'avons résolu en utilisant des valeurs de déformations correspondant au niveau de la contrainte imposée, obtenues en préalable par calibrage avec un extensomètre.

**Tableau 6.1 Etats mécaniques caractérisés par des mesures magnétiques lors d'un essai de charge-décharge en traction uniaxiale ( $\sigma_{\max}$ , contrainte d'écoulement ;  $\sigma$ , contrainte réelle, après relaxation ;  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$ , contrainte de relaxation égale à la différence entre  $\sigma_{\max}$  et  $\sigma$  ;  $\varepsilon_t^c$ , déformation totale conventionnelle ;  $\varepsilon_t^r$ , déformation totale rationnelle ;  $\varepsilon_p^c$ , déformation plastique conventionnelle ;  $\varepsilon_p^r$ , déformation plastique rationnelle ; X, écrouissage cinématique correspondant). Les contraintes sont données en MPa et les déformations en %. La précision de X est de  $\pm 10$ MPa.**

	Domaine élastique							Domaine plastique (écrouissage homogène)											
								Stade 1						Stade 2					
	0	90	150	205	260	320	370	460	479	502	530	550	561	575	616	622	628	634	640
$\sigma_{\max}$	0	90	150	205	260	320	370	460	479	502	530	550	561	575	616	622	628	634	640
$\sigma$	0	90	150	205	260	320	370	403	422	447	470	488	502	515	558	560	565	571	580
$\sigma_{\text{eff}}^{\text{th}}$	0	0	0	0	0	0	0	57	57	55	60	62	59	60	58	62	63	63	60
$\varepsilon_t^c$	0	0,05	0,08	0,11	0,14	0,17	0,2	2,7	3,87	5	6,15	7,26	8,4	9,5	10,6	11,6	12,9	14,6	16,2
$\varepsilon_t^r$	0	0,05	0,08	0,11	0,14	0,17	0,2	2,66	3,8	4,9	6	7	8,1	9,1	10,1	11	12,1	13,6	15
$\varepsilon_p^c$	0	0	0	0	0	0	0	2,5	3,6	4,74	5,9	6,97	8	9,2	10,2	11,2	12,5	14,2	15,8
$\varepsilon_p^r$	0	0	0	0	0	0	0	2,44	3,56	4,6	5,7	6,7	7,8	8,8	9,7	10,6	11,8	13,3	14,7
X	0	0	0	0	0	0	0	174	187	200	207	216	223	228	235	240	245	253	260

**Tableau 6.2 Points de prise de mesures magnétiques sous contrainte de recharge superposée à un état de déformation plastique ( $\varepsilon_p$ , prédéformation plastique ;  $\sigma^{\text{rech}}$ , contrainte de recharge ;  $\sigma$ , contrainte appliquée initialement). Les contraintes sont données en MPa et les déformations en %**

$\varepsilon_p$	$\sigma^{\text{rech}}$									$\sigma$
1,75	0	75	163	234	280	320	350	382	-	379
6	0	96	186	287	345	383	430	480	-	470
11,6	0	100	225	350	400	462	519	564	-	557
16	0	100	250	380	440	480	520	550	590	595

### **6.1.2. Etats sous contrainte de recharge dans le domaine de la déformation plastique**

Les mesures sont effectuées sur des éprouvettes prédéformées plastiquement soumises à des contraintes élastiques de recharge, jusqu'au niveau de la charge initiale (état 5, Fig. 6.1). La méthodologie est similaire à celle des mesures sous charge élastique décrites auparavant. Les mesures ont été effectuées sur 4 éprouvette différentes, prédéformées à des niveaux de déformation plastique correspondant aux deux stades d'écrouissage : 1,75 % et 6 % pour le stade H.s.1, 11,6 % et 16 % pour le stade H.s.2. Les niveaux de la contrainte de recharge correspondants aux points de mesures sont regroupés dans le tableau 6.2.

## **6.2. Mesures magnétiques**

### **6.2.1. Conditions expérimentales<sup>4</sup> et paramètres magnétiques mesurés**

Toutes les mesures ont été réalisées sur des éprouvettes découpées dans le sens de laminage DL. Pendant les mesures magnétiques sous charge, l'éprouvette est serrée entre les mors non magnétiques de la machine de traction. Les mesures à l'état déchargé ont été effectuées après avoir desserré l'éprouvette et écarté les mors.

Avant tout acquisition des signaux, on a procédé à une désaimantation soigneuse, à une fréquence faible, assurant une bonne pénétration du flux dans les éléments du circuit. Nous avons employé une excitation sinusoïdale à 0,5 Hz, à partir d'un courant d'intensité maximale 2,6 A, correspondant à un champ magnétique de 10000 A/m. La diminution jusqu'à 0 de l'excitation se fait par intervalles également repartis sur 30 minutes. Toutes les mesures ultérieures ont été réalisées sous une excitation sinusoïdale à 0,5 Hz, condition quasi-statique nous permettant l'affranchissement des phénomènes dynamiques de l'aimantation. L'enchaînement de la mesure est le suivant :

1. désaimantation (fréquence 0,5 Hz, champ décroissant de 10000 A/m à 0) ;
2. mesure de plusieurs cycles d'hystérésis (typiquement 200 cycles) également repartis entre 0 et 8000 A/m (fréquence 0,5 Hz) ;
3. nouvelle désaimantation ;
4. détection du bruit magnétique Barkhausen sur le cycle tracé entre  $\pm 8000$  A/m à 0,5 Hz.

---

<sup>4</sup> Les conditions expérimentales caractérisant les mesures magnétiques connaissent des différences d'une étude à l'autre. Généralement, ces différences portent sur le contrôle de la forme d'onde, soit de l'induction B, soit du champ magnétique H, également dans le choix de la fréquence d'excitation. Il existe des modèles dynamiques d'aimantation qui nécessitent un flux magnétique sinusoïdal [80]. De plus, une fréquence d'excitation faible, inférieure à 1 Hz, permet l'étude des aspects purement hystérétiques de l'aimantation, représentatifs du matériau, en s'affranchissant des effets dynamiques indésirables dus à la présence des courants de Foucault. Pourtant, afin de palier aux difficultés expérimentales, la plupart des essais sont réalisés sous champ magnétique imposé, sinusoïdal ou triangulaire, à des fréquences d'excitation atteignant 50 Hz.

L'évolution de plusieurs paramètres magnétiques a été analysée dans le cadre de cette étude. Nous pouvons faire la distinction entre des paramètres liés aux cycles d'hystérésis et des paramètres liés au bruit Barkhausen.

*a) Paramètres macroscopiques liés à l'hystérésis magnétique*

La courbe normale d'aimantation B-H a été tracée à partir des valeurs maximales du champ et de l'induction correspondant à chaque cycle d'hystérésis, jusqu'à une valeur maximale du champ magnétique de 8000 A/m. Nous avons ainsi calculé les perméabilités relatives initiale  $\mu_r^{ini}$  et maximale  $\mu_r^{max}$  (paragraphe 4.4.3.). Le champ magnétique  $H(\mu_r^{max})$  correspondant à la perméabilité maximale a été également déterminé. La perméabilité initiale  $\mu_r^{ini}$  a été calculée pour une valeur de l'induction magnétique inférieure à  $10^{-3}$  Tesla. Le champ coercitif  $H_c$  et l'induction rémanente  $B_r$  ont été également relevés sur le dernier cycle d'hystérésis, tracé entre  $\pm 8000$  A/m.

*b) Paramètres microscopiques liés au bruit Barkhausen*

Pour les besoins de cette étude, nous avons utilisé le signal correspondant à l'enveloppe du bruit, obtenu à partir de la tension secondaire après un filtrage passe bande 500 Hz – 250 kHz et un filtrage passe bas à 200 Hz. Les paramètres correspondants déterminés sont la valeur maximale  $BMB_{max}$  du bruit (la hauteur du pic) et à l'énergie  $W_{BMB}$  du bruit Barkhausen, paramètre caractéristique de l'activité globale des parois magnétiques (paragraphe 4.4.5.).

**6.2.2. Dispersion des résultats de mesure**

La dispersion des résultats a été étudiée pour une même éprouvette et pour des éprouvettes différentes, provenant des endroits du rouleau choisis aléatoirement. 10 mesures ont été réalisées sur la même éprouvette de FeV 330-35 HA, découpée dans le sens DL. Entre chaque mesure, l'éprouvette a été repositionnée dans le dispositif. Ensuite, les caractérisations ont portées sur 10 éprouvettes différentes (découpées également dans le sens DL). La dispersion  $\varepsilon$  d'un paramètre magnétique P a été définie comme la différence relative entre les valeurs maximale  $P_{max}$  et minimale  $P_{min}$  obtenues suite à la campagne de mesure :

$$\varepsilon = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{min}} \cdot 100(\%) \quad (6.2)$$

L'étude a porté sur les paramètres mentionnés auparavant : les perméabilités relatives initiale  $\mu_r^{ini}$  et maximale  $\mu_r^{max}$ , le champ coercitif  $H_c$  et l'induction rémanente  $B_r$ , la valeur maximale  $BMB_{max}$  et l'énergie  $W_{BMB}$  du bruit Barkhausen. Les valeurs moyennes  $P_{moy}$  et les dispersions  $\varepsilon_P$  sur chaque paramètre P sont regroupés dans le tableau 3.3.

Quand les mesures sont réalisées sur une même éprouvette, la dispersion des résultats est très faible, de l'ordre de 3 % pour la majorité des paramètres. La protection électromagnétique du dispositif, ainsi que les conditions de démagnétisation s'avèrent donc être bien choisies. Une valeur plus grande est enregistrée pour la perméabilité initiale  $\mu_r^{ini}$ .

Ceci s'explique par le fait que ce paramètre se situe à des valeurs très faibles du champ d'excitation et de l'induction, le rapport signal sur bruit étant de ce fait beaucoup plus faible.

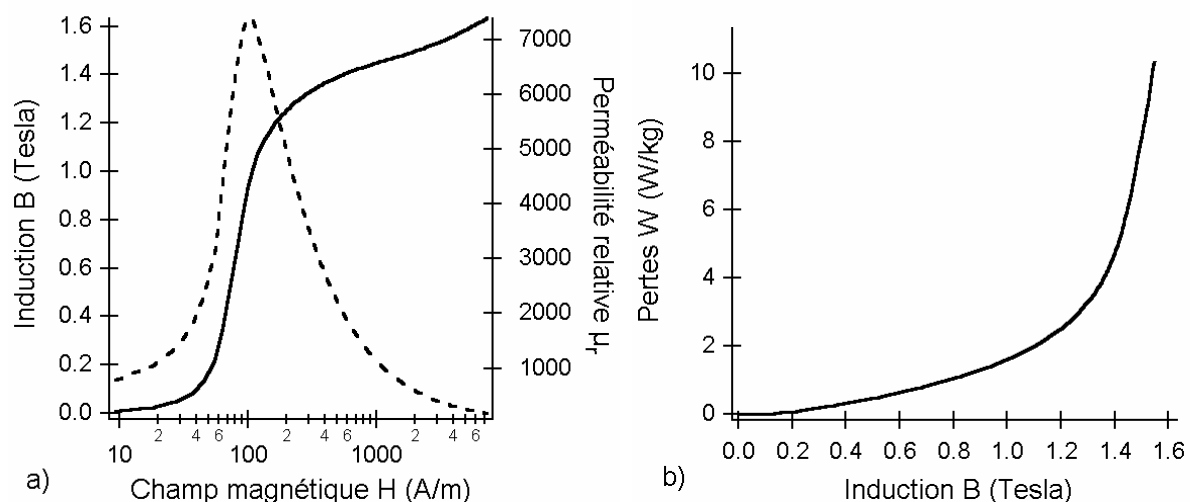
Dans le cas des éprouvettes différentes, la dispersion des résultats est bien plus grande, approchant 10 % pour le bruit Barkhausen, jusqu'à 14 % pour la perméabilité initiale. La représentativité des caractéristiques d'une éprouvette par rapport aux caractéristiques globales du matériau est sûrement affectée à cause de ses dimensions réduites<sup>5</sup>.

**Tableau 6.3 Dispersions et valeurs moyennes des paramètres magnétiques du FeV 330-35 HA à l'état initial**

	$\mu_r^{\text{ini}}$	$\mu_r^{\text{max}}$	$H_c$	$B_r$	$BMB_{\text{max}}$	$W_{\text{BMB}}$
$P_{\text{moy}}$	180	7500	95 A/m	1,35 T	0,22 V	$320 \cdot 10^{-6} \text{ V}^2\text{s}$
$\varepsilon_p$ même épr.	6,5 %	3 %	2 %	2,5 %	1,3 %	3 %
$\varepsilon_p$ épr. diff.	14 %	10 %	5,5 %	6 %	7,5 %	8 %

### 6.2.3. Caractéristiques initiales du FeV 330-35 HA

Nous avons également comparé les caractéristiques mesurées à l'aide de notre dispositif avec les données fournies par UGINE. Une courbe normale typique d'aimantation et la perméabilité relative sont données sur la figure 6.2a et les pertes de puissance à 50 Hz en fonction du niveau de l'induction sont données sur la figure 6.2b.



**Figure 6.2 Propriétés magnétiques du FeV 330-35 HA à l'état initial mesurées à l'aide de notre dispositif : a) courbe normale d'aimantation et perméabilité relative  $\mu_r$  ; b) pertes de puissance W à 50 Hz**

<sup>5</sup> rappelons que dans le cas d'un essai à bande unique normalisé, la taille de l'échantillon est de 500 mm x 500 mm. Or, la taille utile de notre éprouvette est de 50 mm x 20 mm. Le rapport entre ces deux surfaces est de 250.



La comparaison avec les valeurs du constructeur est donnée par le tableau 6.4. On observe que les paramètres reliés à la courbe d'aimantation (l'induction minimale pour un champ donné) sont sensiblement égaux. Ce n'est pas le cas des pertes de puissance : les valeurs expérimentales sont bien plus grandes que les valeurs rapportées par le fournisseur. Ceci est dû à la différence des conditions de mesure, plus précisément au contrôle de la forme d'onde : les caractéristiques fournies par le producteur sont obtenues à l'aide d'un dispositif normalisé sous induction sinusoïdale et nous travaillons sous champ magnétique sinusoïdal. La forme et donc l'aire du cycle d'hystérésis construit à l'aide de l'induction et du champ sont ainsi affectées.

**Tableau 6.4 Principales caractéristiques magnétiques du FeV 330-35 HA. Comparaison entre les données constructeur et les données expérimentales**

	Pertes Totales maxi à 50 Hz (W/kg)		Induction mini (Tesla) pour un champ (CA ou CC)		
	à 1 T	à 1,5 T	2500 A/m	5000 A/m	10000 A/m
Données UGINE	1,30	3,30	1,49	1,60	1,71
Données expérimentales	1,60	8,00	1,52	1,60	-

## Chapitre 7. Résultats expérimentaux

Conformément à la méthodologie expérimentale décrite auparavant, nous présenterons d'abord les résultats de la caractérisation magnétique lors de l'essai de charge - décharge en traction uniaxiale. Il s'agit des états mécaniques 1, 2, 3, 4 repérés sur la figure 6.1 : état initial non déformé, états sous contraintes inférieures et supérieures à la limite d'élasticité macroscopique, ainsi que tous les états déchargés correspondants. Ensuite, nous présenterons le comportement des éprouvettes prédéformées plastiquement sous contrainte de recharge. Les paramètres magnétiques seront représentés en fonction du niveau de la contrainte appliquée<sup>1</sup>  $\sigma$ .

### 7.1. Mesures magnétiques sous charge et à l'état déchargé correspondant

En raison des éventuelles différences des paramètres magnétiques qui peuvent être enregistrées d'une éprouvette à l'autre, les résultats suivants proviennent d'une même éprouvette. Pour une meilleure visibilité, les résultats obtenus sous déformation élastique sont présentés séparément de ceux obtenus sous déformation plastique.

Afin de donner une idée plus précise de la variation des paramètres magnétiques mesurés lors de cet essai par rapport à leur valeur à l'état initial non déformé, nous représentons, si besoin est, sur le même graphique, la variation relative  $\Delta P$  du paramètre magnétique générique  $P$ . Elle est définie comme la différence relative entre le paramètre  $P_\sigma$  mesuré à un certain niveau de la contrainte appliquée  $\sigma$  et le paramètre  $P_0$  mesuré à l'état initial :

$$\Delta P = \frac{P_\sigma - P_0}{P_0} \cdot 100(\%) \quad (7.1)$$

#### 7.1.1. Domaine de la déformation élastique

Nous avons relevé sur les courbes d'aimantation tracées à chaque niveau de la contrainte élastique appliquée les valeurs de l'induction  $B_H$  à différents niveaux du champ magnétique  $H$ . La figure 7.1a présente les valeurs de l'induction pour un champ de respectivement 100 A/m, 500 A/m, 1500 A/m, 5000 A/m. Sous l'effet des contraintes élastiques, l'induction mesurée à une certaine valeur donnée du champ d'excitation diminue avec la contrainte appliquée. L'effet de la contrainte élastique est plus remarquable pour des valeurs faibles du champ magnétique. A des valeurs plus grandes, à l'approche de la saturation, l'induction est de moins en moins affectée. On observe qu'à 5000 A/m le paramètre  $B_{5000}$  garde une valeur presque constante.

---

<sup>1</sup> D'après Makar et Tanner [17], quand les paramètres magnétiques sont représentés en fonction de la contrainte  $\sigma$ , il en résulte une meilleure et plus claire définition de leur évolution que dans le cas de leur représentation en fonction de la déformation plastique  $\varepsilon_p$ . Notons qu'on retrouve une représentation similaire (en fonction de la différence entre la contrainte appliquée et la limite élastique) dans les travaux de Degauque [81] concernant l'effet de la déformation plastique sur le comportement magnétique d'un fer pur polycristallin.

L'influence de la contrainte sur la perméabilité initiale n'est pas monotone (Fig. 7.1b) :  $1/\mu_r^{\text{ini}}$  diminue pour des contraintes appliquées inférieures à approximativement 200 MPa, et augmente ensuite pour des contraintes supérieures, approchant la valeur initiale.

L'évolution de la perméabilité maximale  $\mu_r^{\text{max}}$  met en évidence deux stades (Fig. 7.1c) : un premier stade, noté E.s.1, caractérisé par une forte diminution de  $\mu_r^{\text{max}}$  de l'ordre de 50 % pour une contrainte comprise entre 100 et 150 MPa, ensuite le deuxième stade E.s.2, caractérisé par une diminution moins accentuée et linéaire. La valeur initiale de  $\mu_r^{\text{max}}$  est de 7400 et elle atteint seulement 2200 pour une contrainte de 370 MPa, donc une diminution de 70 %. Le champ correspondant à la perméabilité maximale  $H(\mu_r^{\text{max}})$ , représenté sur la figure 7.1d, est également influencé par la contrainte, car il augmente linéairement de 100 A/m à 165 A/m.

Les évolutions du champ coercitif  $H_c$  et de l'induction rémanente  $B_r$  sont représentées sur les figures 7.2a et 7.2b. On retrouve les deux stades E.s.1 et E.s.2, caractérisés par un changement de pente dans l'augmentation de  $H_c$  et la diminution de  $B_r$  correspondant à une contrainte comprise entre 100 et 150 MPa. On remarque leur évolution linéaire pendant le deuxième stade. Pendant que le champ coercitif augmente d'environ 35 % sous une contrainte de 370 MPa, l'induction rémanente diminue de 53 %, d'une manière qualitativement similaire à celle de la perméabilité maximale.

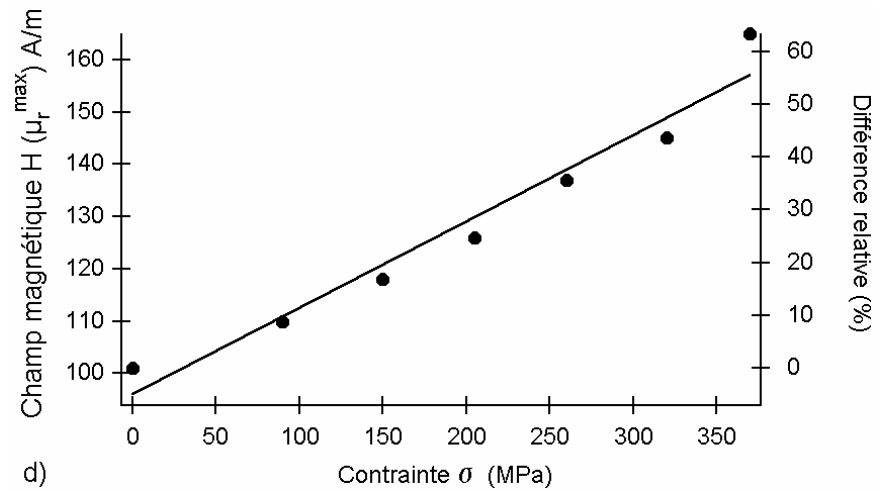
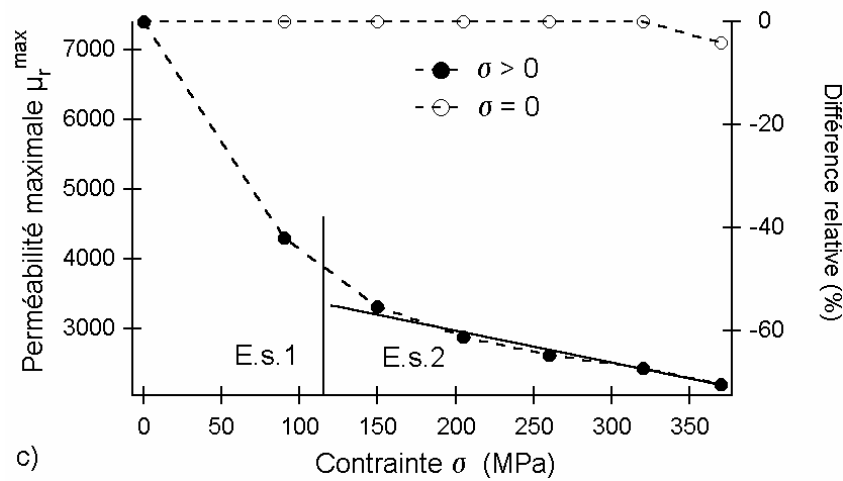
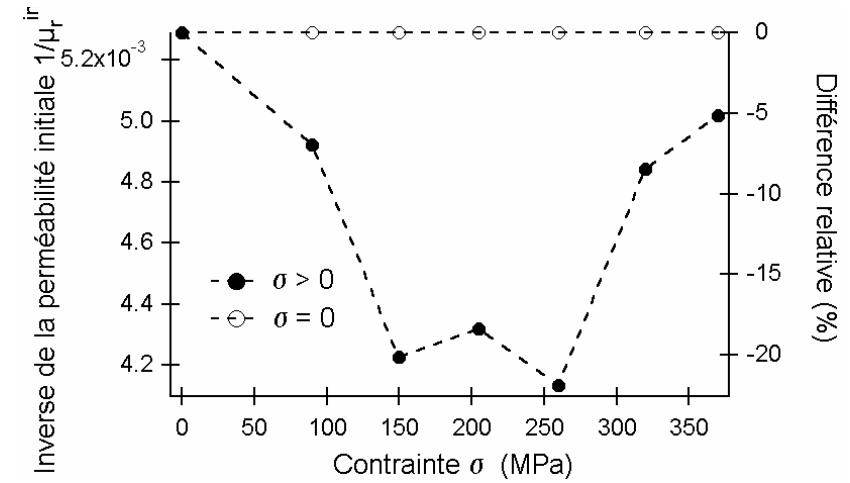
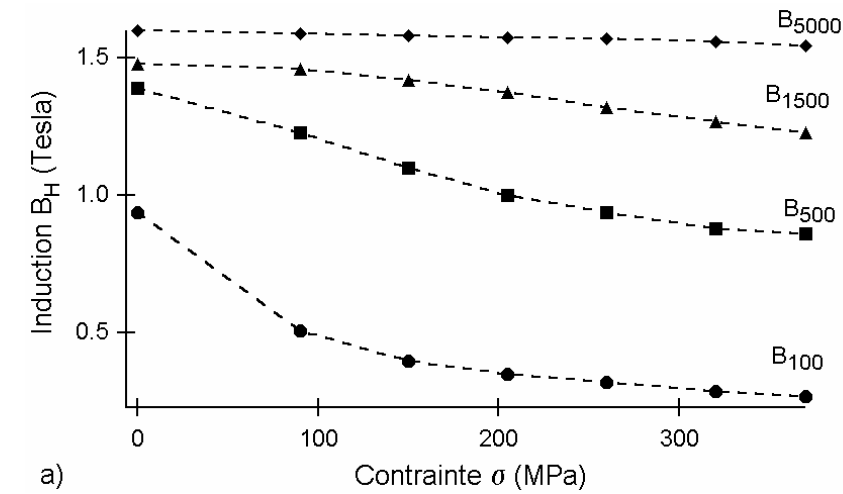
Sous contrainte, la valeur maximale  $BMB_{\text{max}}$  du bruit Barkhausen diminue linéairement de 0,22 V à 0,145 V (Fig. 7.2c), sans avoir mis en évidence aucun stade. E.s.1 et E.s.2 sont cependant observés pour l'augmentation du paramètre énergétique  $W_{\text{BMB}}$  (Fig. 7.2d), moins accentuée et linéaire pendant le deuxième stade. A 370 MPa,  $W_{\text{BMB}}$  est de 65 % plus grande qu'à l'état initial.

Quand la contrainte est enlevée, les caractéristiques magnétiques retrouvent les valeurs initiales, prouvant ainsi le caractère généralement réversible de la déformation élastique. Exception est faite par la perméabilité maximale, qui enregistre une légère diminution pour des contraintes approchant la limite d'élasticité.

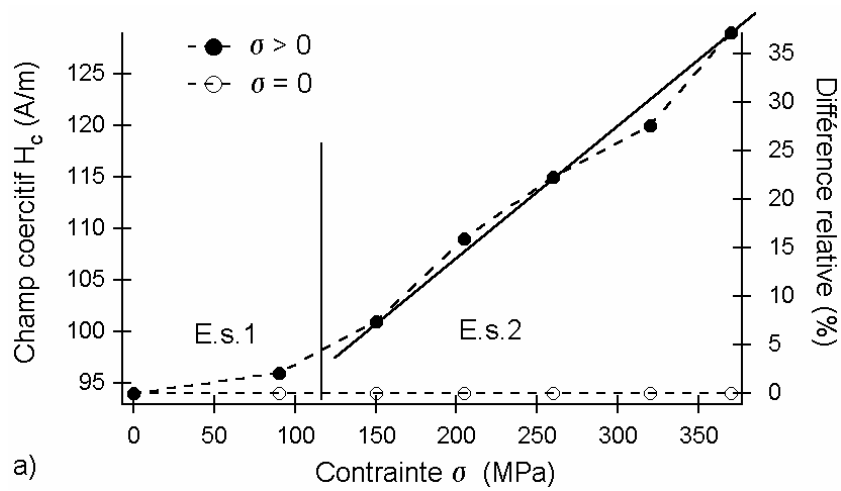
Des régressions linéaires caractérisent l'évolution des paramètres lors du deuxième stade élastique E.s.2. En raison du nombre réduit de points de caractérisation correspondant au premier stade E.s.1, il n'y a pas eu de régression dans cette zone<sup>2</sup>.

---

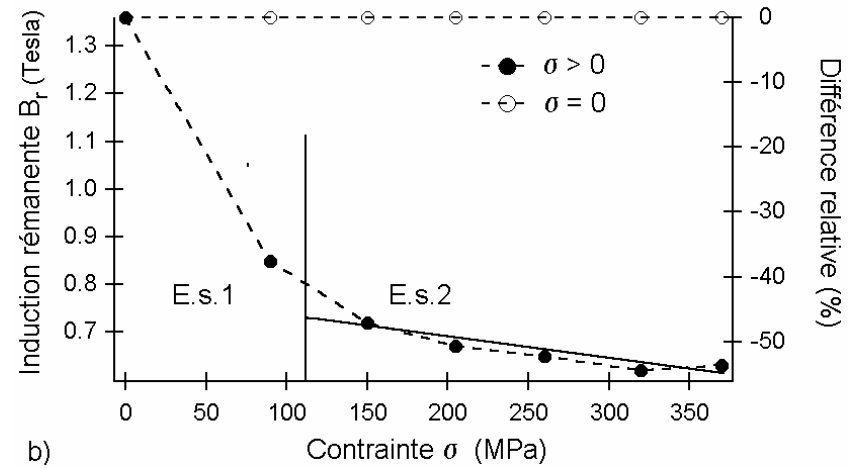
<sup>2</sup> Il n'était pas dans notre objectif d'effectuer une analyse plus fine du comportement magnétique sous faible contrainte élastique, donc lors du premier stade E.s.1. Nous disposons toutefois de données expérimentales bibliographiques sur des alliages fer-silicium non orienté [75, 82]. Leur comportement magnétique sous faible contrainte élastique n'évolue pas de manière linéaire, car une légère amélioration est enregistrée pour des contraintes typiquement inférieures à 10 MPa. Il se peut qu'une contrainte de ce niveau favorise la mobilité des parois à 180°, ce qui peut expliquer la diminution des pertes et le léger redressement de la courbe d'aimantation enregistrés dans ce cas.



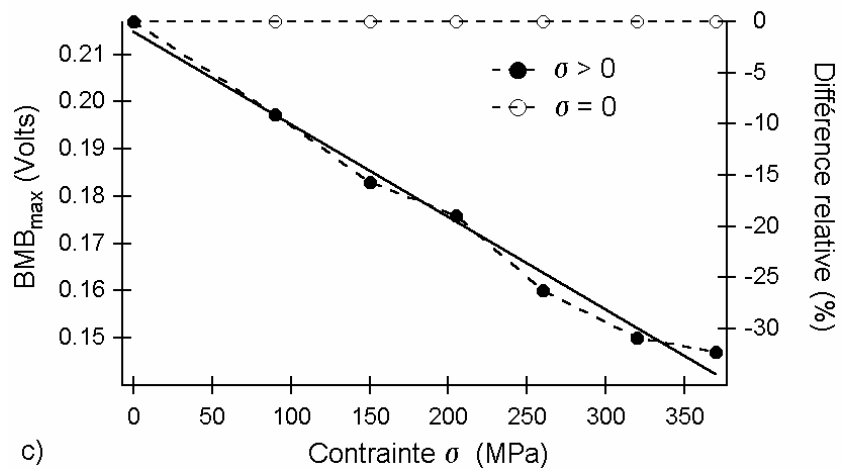
**Figure 7.1** a) Valeurs de l'induction  $B_H$  relevées sur la courbe normale d'aimantation à différents niveaux du champ magnétique  $H$  (respectivement  $100$  A/m,  $500$  A/m,  $1500$  A/m,  $5000$  A/m) ; b) Perméabilité relative initiale  $\mu_r^{ini}$  ; c) Perméabilité relative maximale  $\mu_r^{max}$  ; d) Champ magnétique  $H(\mu_r^{max})$  correspondant à la perméabilité maximale. Les paramètres sont représentés en fonction de la contrainte élastique appliquée  $\sigma$ , pour les états chargés ( $\sigma > 0$ ) et déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ). Les droites continues représentent des régressions linéaires



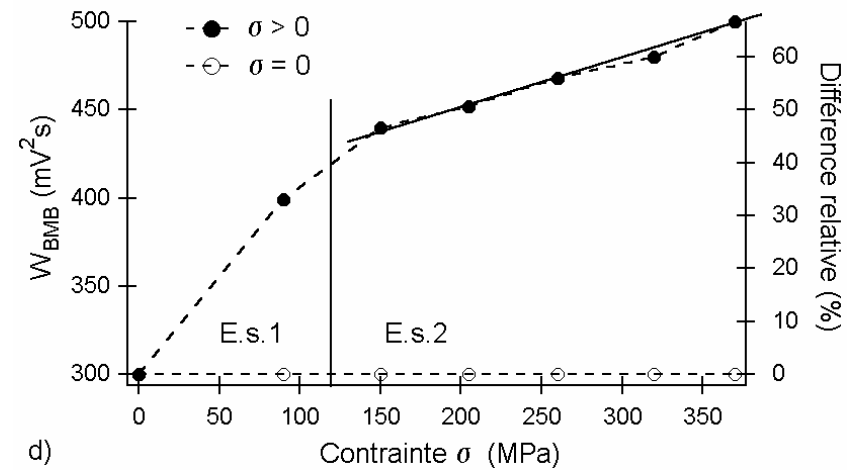
a)



b)



c)



d)

**Figure 7.2 a) Champ coercitif  $H_c$  ; b) Induction rémanente  $B_r$  ; c) Valeur maximale  $BMB_{max}$  du bruit Barkhausen ; d) Energie  $W_{BMB}$  du bruit. Les paramètres sont représentés en fonction de la contrainte élastique appliquée  $\sigma$ , pour les états chargés ( $\sigma > 0$ ) et déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ). Les droites continues représentent des régressions linéaires.**

### ***7.1.2. Domaine de la déformation plastique***

Dans le domaine de la déformation plastique, la dégradation magnétique au niveau des courbes d'aimantation se fait d'une manière moins accentuée. Ce phénomène a pratiquement la même intensité à tous les niveaux du champ, comme nous montre la diminution de l'induction  $B$  mesurée à 500 A/m et à 1500 A/m (Fig. 7.3a). Les perméabilités initiale (Fig. 7.3b) et maximale (Fig. 7.3c) diminuent légèrement et la position de  $\mu_r^{\max}$  est déplacée vers des valeurs plus grandes du champ magnétique (Fig. 7.3d).

Le champ coercitif  $H_c$  augmente sensiblement, atteignant 330 A/m à l'état déchargé à 15 % de déformation plastique par rapport à 95 A/m à l'état initial (Fig. 7.4a), tandis que l'induction rémanente  $B_r$  (Fig. 7.4b) garde une valeur constante. Les paramètres du bruit Barkhausen, la valeur maximale et l'énergie, sont diminués à mesure que le niveau de déformation augmente (Fig. 7.4c et Fig. 7.4d).

La différence entre les états sous charge et déchargés est bien marquée par tous les paramètres. Après l'enlèvement de la contrainte, le comportement magnétique est bien plus dégradé : valeurs réduites de l'induction  $B_H$ , perméabilités et induction rémanente réduites, champ coercitif augmenté. Les paramètres du bruit sont également réduits par rapport à l'état sous charge.

Les deux stades d'écrouissage, H.s.1 et H.s.2, sont bien mis en évidence par tous les paramètres magnétiques. La démarcation sur les figures est tracée entre les points de mesure correspondant à 8,8 % et 9,7 % de déformation plastique, en accord avec l'évolution du taux d'écrouissage (Fig. 1.4). Leur évolution est généralement plus prononcée pendant le deuxième stade, donc lorsque la structure hétérogène de dislocations est en place.

Des régressions linéaires caractérisent l'évolution de la plupart des paramètres lors des stades d'écrouissage H.s.1 et H.s.2. Le tableau 7.1 donne une image synoptique de l'évolution des propriétés magnétiques lors de l'essai de charge-décharge en traction uniaxiale.

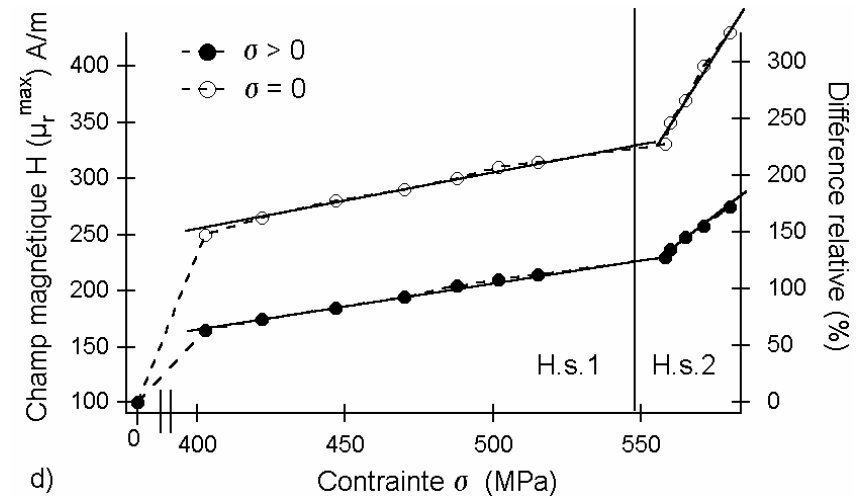
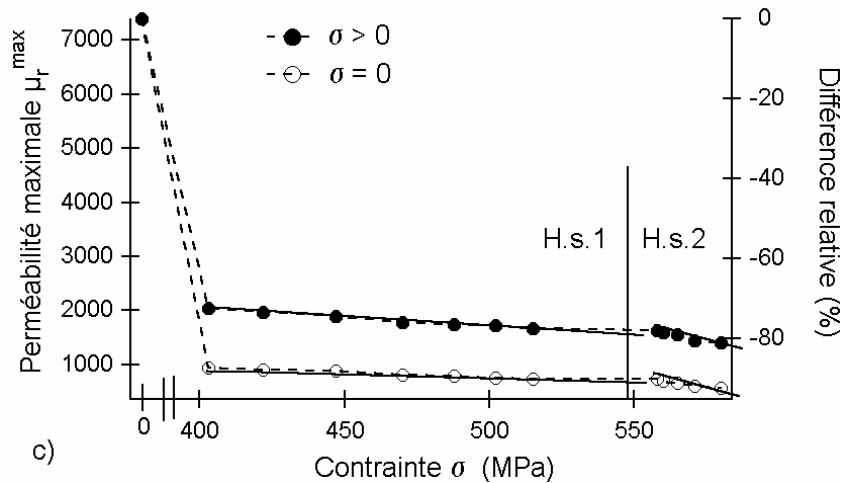
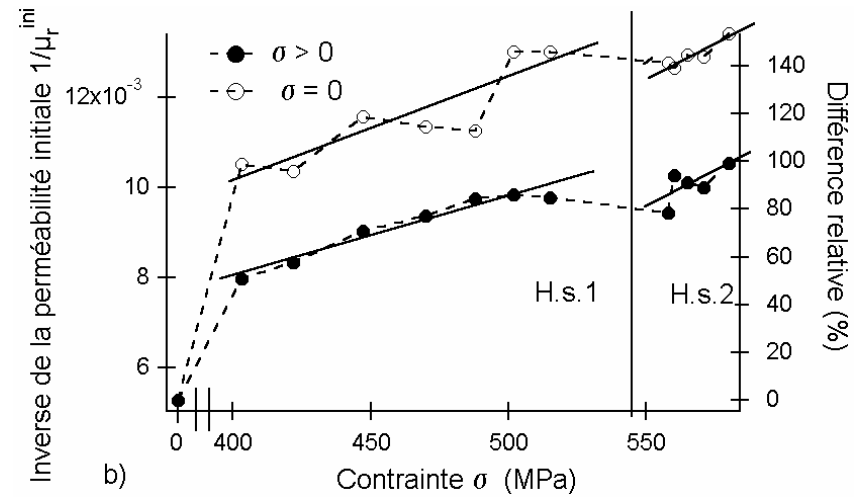
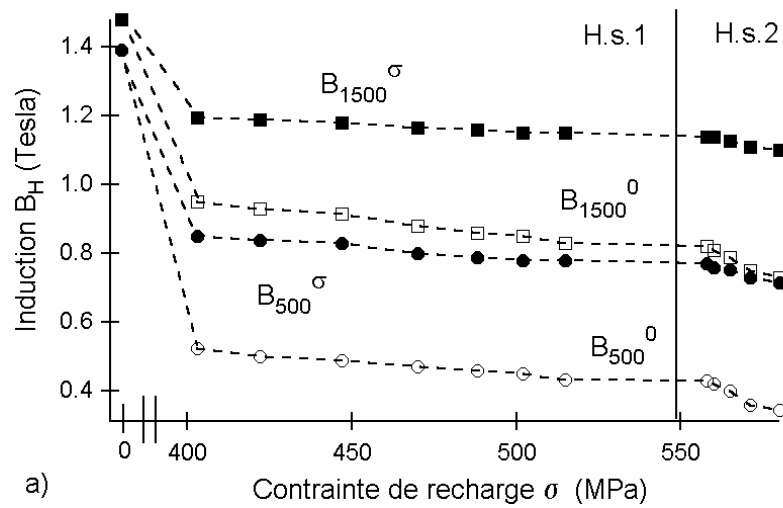
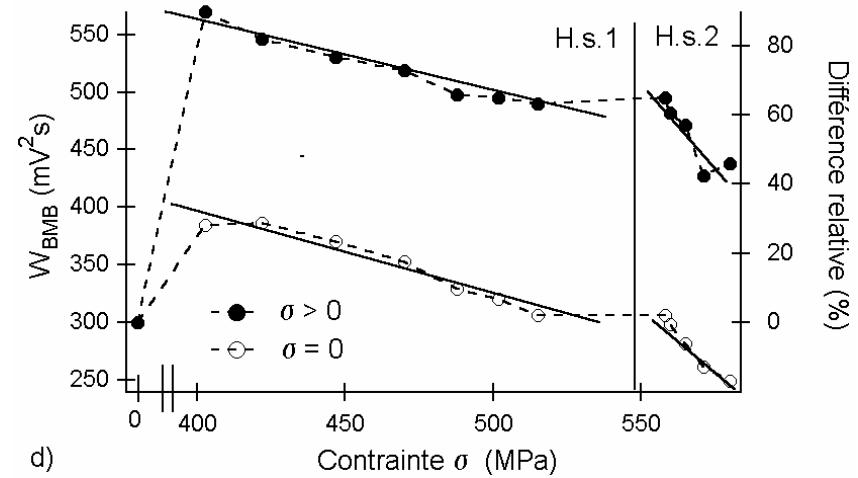
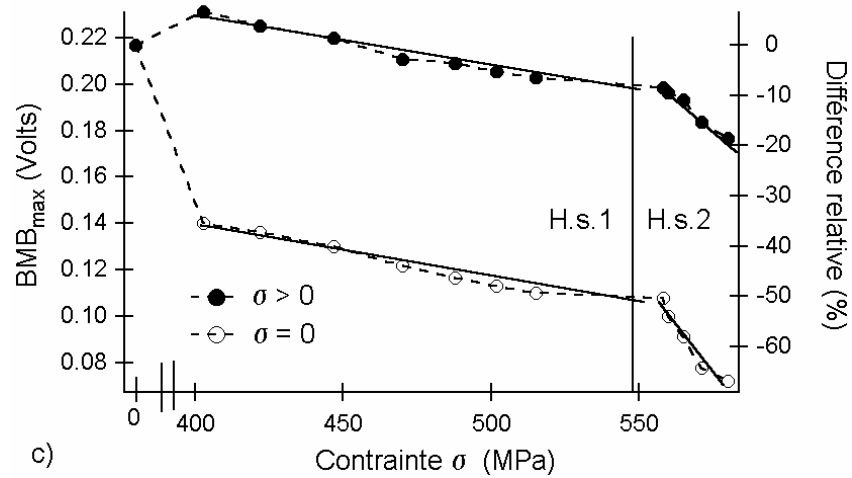
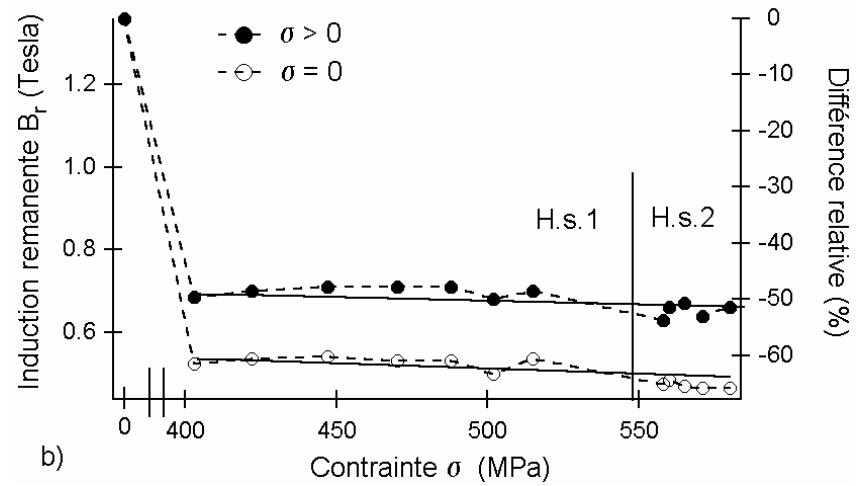
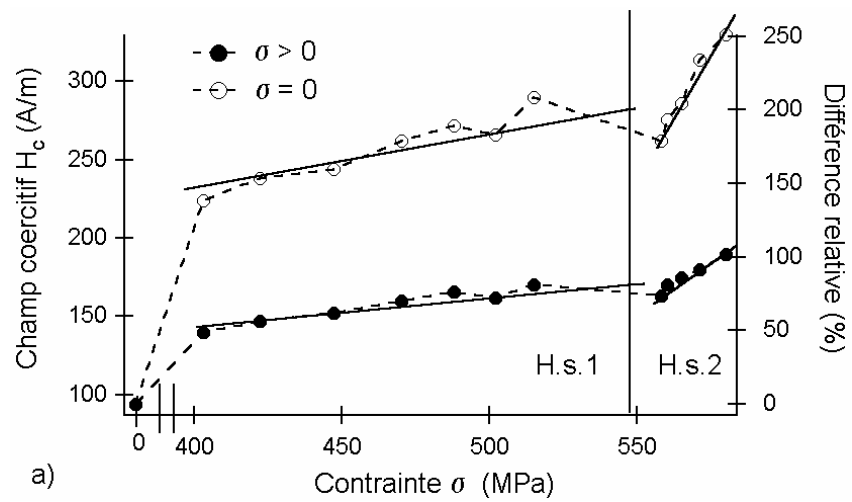


Figure 7.3 a) Valeurs de l'induction  $B_H$  relevées sur la courbe normale d'aimantation à 500 A/m et à 1500 A/m ( $B_H^\sigma$  pour les états sous charge et  $B_H^0$  pour les états déchargés) ; b) Inverse de la perméabilité relative initiale  $1/\mu_r^{ini}$  ; c) Perméabilité relative maximale  $\mu_r^{max}$  ; d) Champ magnétique  $H(\mu_r^{max})$  correspondant à la perméabilité maximale. Les paramètres sont représentés en fonction de la contrainte appliquée  $\sigma$  dans le domaine plastique, pour les états chargés ( $\sigma > 0$ ) et déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ). Les droites continues sont des régressions linéaires



**Figure 7.4 a) Champ coercitif  $H_c$  ; b) Induction rémanente  $B_r$  ; c) Valeur maximale  $BMB_{max}$  du bruit Barkhausen; d) Energie  $W_{BMB}$  du bruit. Les paramètres sont représentés en fonction de la contrainte appliquée  $\sigma$  dans le domaine plastique, pour les états chargés ( $\sigma > 0$ ) et déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ). Les droites continues sont des régressions linéaires**



**Tableau 7.1** Tableau synoptique de l'évolution des paramètres magnétiques du FeV 330-35 HA lors d'un essai de charge – décharge en traction uniaxiale, dans le domaine de la déformation élastique (stades E.s.1 et E.s.2) et de la déformation plastique (stades H.s.1 et H.s.2), pour les états sous charge ( $\sigma > 0$ ) et déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ). Le champ magnétique H est en A/m, l'induction B en Tesla, le bruit maximal  $BMB_{max}$  en Volts, l'énergie du bruit  $W_{BMB}$  en  $mV^2s$  et la contrainte  $\sigma$  en MPa.

	Déformation élastique		Déformation plastique	
	E.s.1	E.s.2	H.s.1	H.s.2
$1/\mu_r^{ini} (\sigma > 0)$	↗	↘	↘ $1,1 \cdot 10^{-3} + 1,73 \cdot 10^{-5} \sigma$	↘ $-7,8 \cdot 10^{-3} + 3,15 \cdot 10^{-5} \sigma$
$1/\mu_r^{ini} (\sigma = 0)$	=		↘ $1,16 \cdot 10^{-3} + 2,25 \cdot 10^{-5} \sigma$	↘ $-4 \cdot 10^{-3} + 2,98 \cdot 10^{-5} \sigma$
$\mu_r^{max} (\sigma > 0)$	↘	↘ $3950 - 4,84 \sigma$	↘ $3177,5 - 2,88 \sigma$	↘ $7564,5 - 10,65 \sigma$
$\mu_r^{max} (\sigma = 0)$	=		↘ $1512,5 - 1,47 \sigma$	↘ $5144 - 7,9 \sigma$
$H(\mu_r^{max}) (\sigma > 0)$	↗ $96 + 0,165 \sigma$		↗ $-4,6 + 0,425 \sigma$	↗ $-873,33 + 1,98 \sigma$
$H(\mu_r^{max}) (\sigma = 0)$	=		↗ $44,21 + 0,52 \sigma$	↗ $-2117,4 + 4,4 \sigma$
$H_c (\sigma > 0)$	↗	↗ $83,4 + 0,125 \sigma$	↗ $75,2 + 0,17 \sigma$	↗ $-462 + 1,125 \sigma$
$H_c (\sigma = 0)$	=		↗ $103,11 + 0,324 \sigma$	↗ $-1444,5 + 3,06 \sigma$
$Br (\sigma > 0)$	↘	↘ $0,76 - 4 \cdot 10^{-4} \sigma$	=	
$Br (\sigma = 0)$	=		=	
$BMB_{max} (\sigma > 0)$	↘	↘ $0,215 - 1,9 \cdot 10^{-4} \sigma$	↘ $0,317 - 22 \cdot 10^{-5} \sigma$	↘ $0,763 - 100 \cdot 10^{-5} \sigma$
$BMB_{max} (\sigma = 0)$	=		↘ $0,233 - 23 \cdot 10^{-5} \sigma$	↘ $1,01 - 132 \cdot 10^{-5} \sigma$
$W_{BMB} (\sigma > 0)$	↗	↗ $398,6 + 0,266 \sigma$	↘	↘ $2096 - 2,88 \sigma$
$W_{BMB} (\sigma = 0)$	=		↘	↘ $1778,5 - 2,645 \sigma$

## 7.2. Mesures magnétiques sous contrainte de recharge superposée à un état de déformation plastique

Les caractérisations ont porté sur quatre éprouvettes différentes, prédéformées à des niveaux de déformations plastique  $\varepsilon_p$  correspondant au premier stade d'écrouissage H.s.1 – 1,75 % et 6 %, et au deuxième stade H.s.2 – 11,5 % et 15,5 %. Les éprouvettes ont été d'abord sollicitées en traction jusqu'au niveau respectif de déformation plastique, ensuite des mesures magnétiques ont été effectuées sous charge (l'état chargé initial) conformément à la méthodologie décrite auparavant. Une nouvelle mesure a été réalisée après la décharge (état déchargé correspondant). Ensuite, les éprouvettes ont été soumises à des contraintes élastiques uniaxiales de recharge  $\sigma^{\text{rech}}$  approchant le niveau de la charge initiale, en effectuant des mesures magnétiques à chaque niveau de la contrainte de recharge.

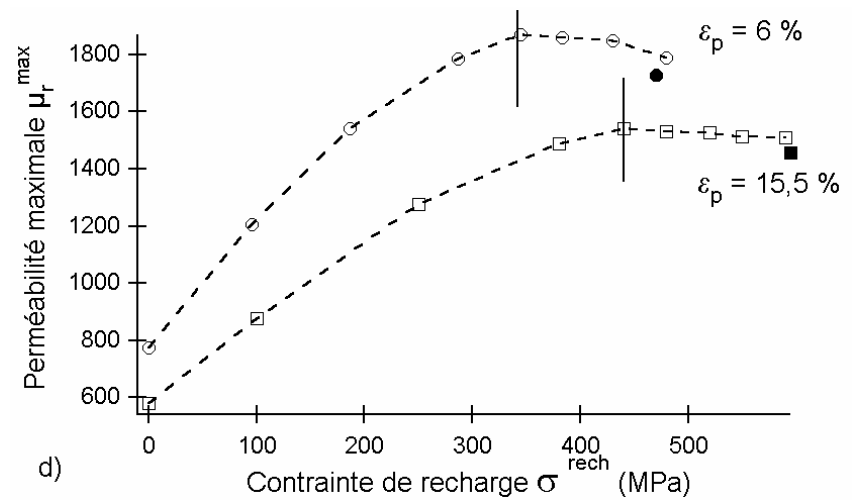
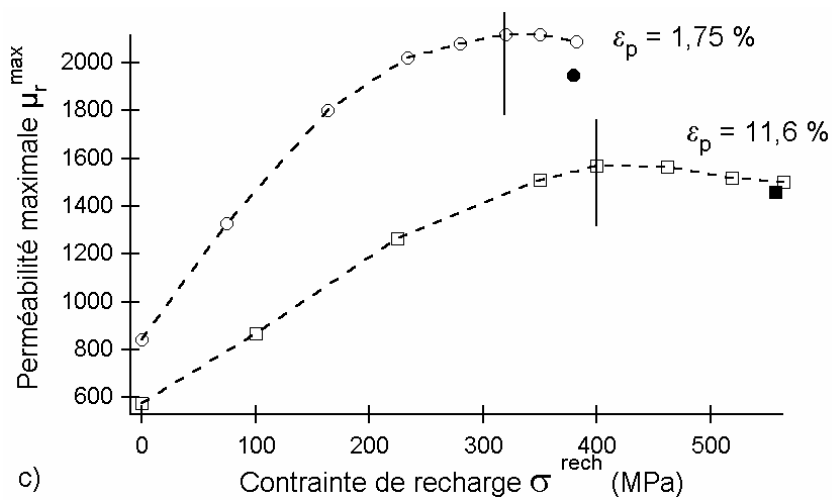
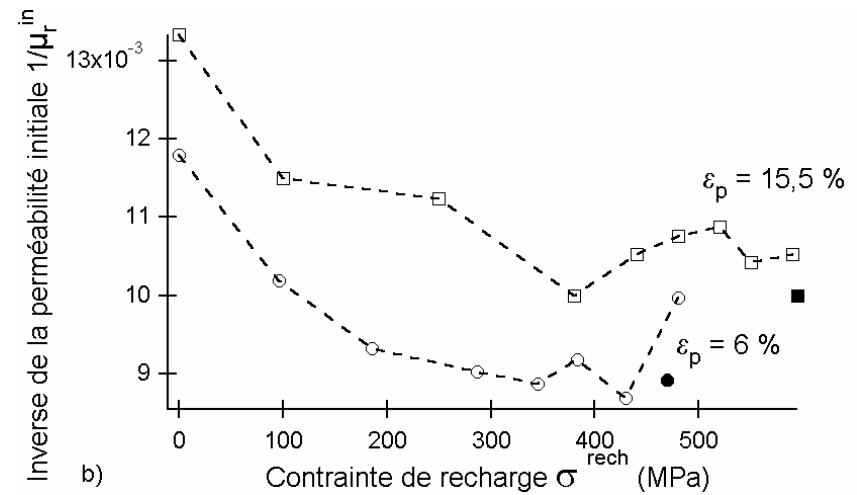
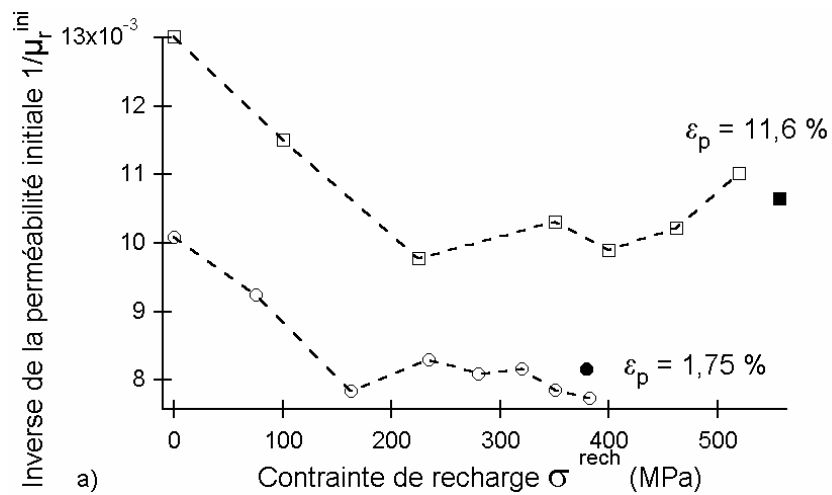
Les résultats sont visualisés sur les figures 7.5, 7.6 et 7.7. Pour une meilleure visibilité, l'évolution d'un paramètre est représentée sur deux figures, d'abord pour les éprouvettes prédéformées à 1,75 % et à 11,5 %, puis pour les éprouvettes prédéformées à 6 % et à 15,5 %.

Premièrement, on observe que le comportement magnétique entre l'état chargé en traction uniaxiale et l'état déchargé (les états 3 et 4 représentés sur la figure 6.1) est parfaitement réversible, car en rechargeant l'éprouvette, les paramètres retrouvent, à des différences de répétitivité de mesures près, leur valeurs obtenues sous charge initiale.

Un autre phénomène, extrêmement intéressant, a été remarqué : la restauration des paramètres magnétiques n'est pas monotone dans tous les cas, l'amélioration du comportement à partir de l'état déchargé vers l'état chargé initial exhibant un maximum intermédiaire. Ce maximum est particulièrement bien mis en évidence par l'évolution de la perméabilité maximale, de l'induction rémanente et de la valeur maximale du bruit. La position de ce maximum du comportement a été notée par un trait sur les figures respectives (Fig. 7.5c et d, Fig. 7.6c et d, Fig. 7.7a et 7.7b).

Notons  $\sigma_{\text{eq}}^{\text{rech}}(P)$  le niveau de la contrainte de recharge correspondant à ce maximum du comportement magnétique mis en évidence par le paramètre P. Le tableau 7.2 regroupe les valeurs de  $\sigma_{\text{eq}}^{\text{rech}}(P)$  données à chaque niveau de prédéformation par la perméabilité maximale  $\mu_r^{\text{max}}$ , l'induction rémanente  $B_r$  et la valeur maximale du bruit  $\text{BMB}_{\text{max}}$ . En raison du nombre réduit des points de mesure, la précision est relativement faible, de l'ordre de  $\pm 30$  MPa.

Pendant la recharge de l'éprouvette, un point remarquable du point de vue mécanique est représenté par le centre de surface de charge. Dans le même tableau on retrouve donc les valeurs déterminées expérimentalement de l'écrouissage cinématique X, avec une précision de  $\pm 10$  MPa. Nous avons fait le rapport entre  $\sigma_{\text{eq}}^{\text{rech}}(P)$  et X, noté n(P). La perméabilité maximale nous donne un rapport moyen  $n(\mu_r^{\text{max}})$  de 1,705, l'induction rémanente un rapport  $n(B_r)$  de 1,56 et la valeur maximale du bruit un rapport  $n(\text{BMB}_{\text{max}})$  de 1,595, sous une précision de  $\pm 0,24$ .



**Figure 7.5** Inverse de la perméabilité relative initiale  $\mu_r^{ini}$  (a, b) et maximale  $\mu_r^{max}$  (c, d) en fonction de la contrainte de recharge  $\sigma^{rech}$  pour les éprouvettes prédéformées à 1,75 %, 6 %, 11,5 % et 15,5 %. Les points noirs représentent les valeurs obtenues sous charge initiale. Les valeurs maximum de la perméabilité maximale  $\mu_r^{max}$  sont indiquées par un trait sur (c) et (d)

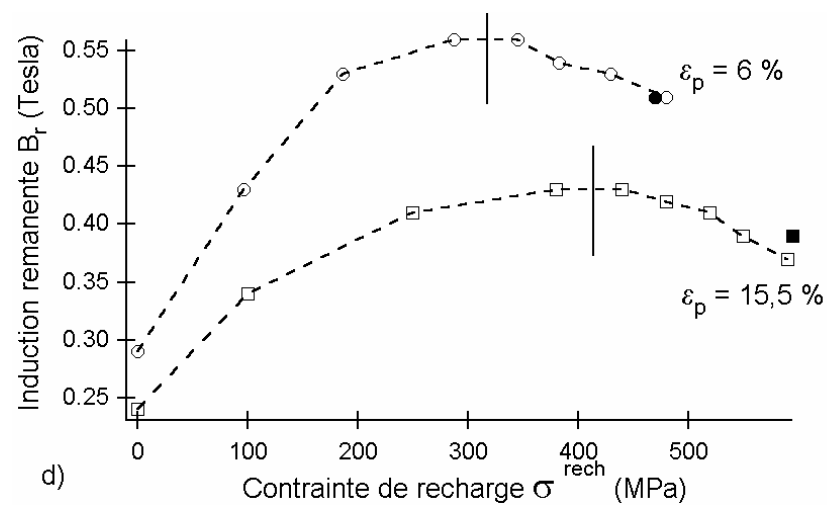
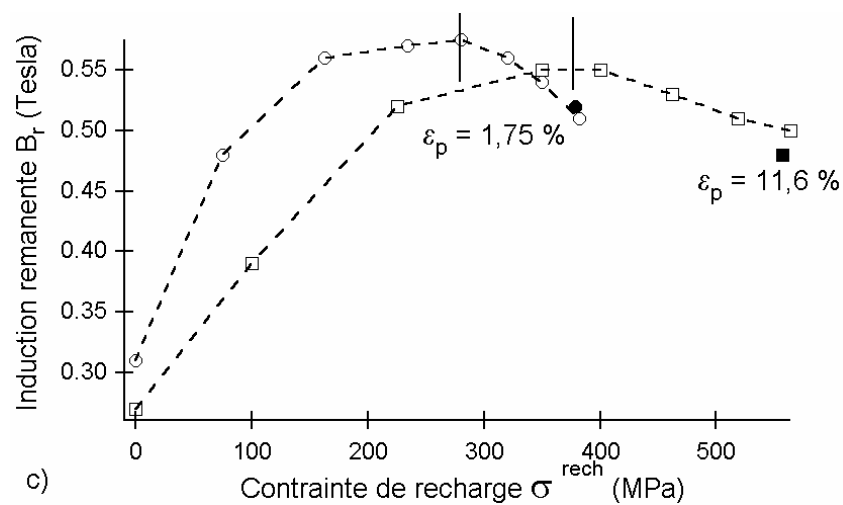
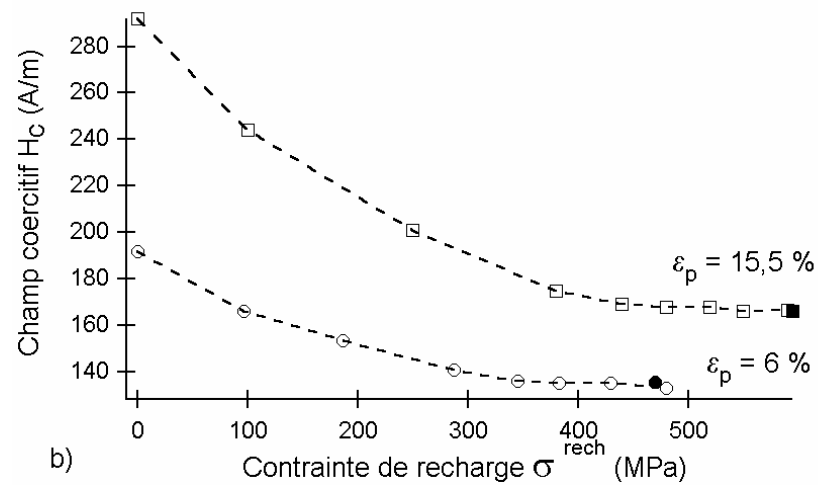
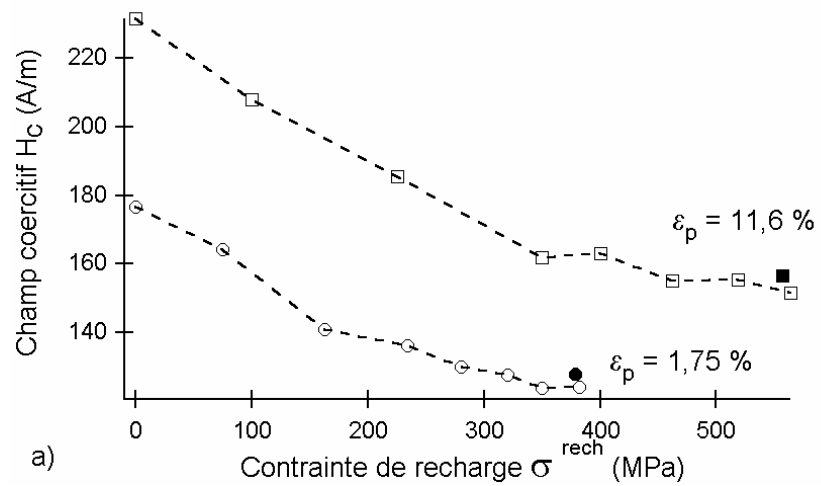


Figure 7.6 Champ coercitif  $H_c$  (a, b) et induction rémanente  $B_r$  (c, d) en fonction de la contrainte de recharge  $\sigma_{rech}$  pour les éprouvettes prédéformées à 1,75 %, 6 %, 11,5 % et 15,5 %. Les points noirs représentent les valeurs obtenues sous charge initiale. Les valeurs maximum de l'induction rémanente  $B_r$  sont indiquées par un trait sur (c) et (d)

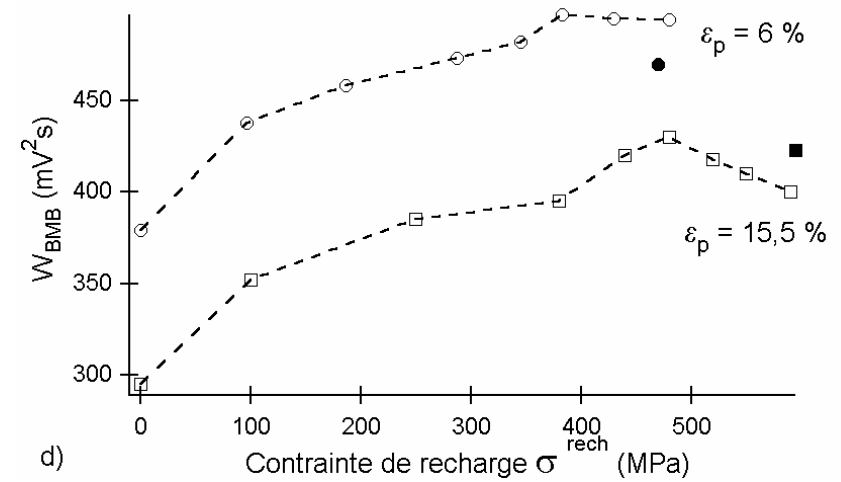
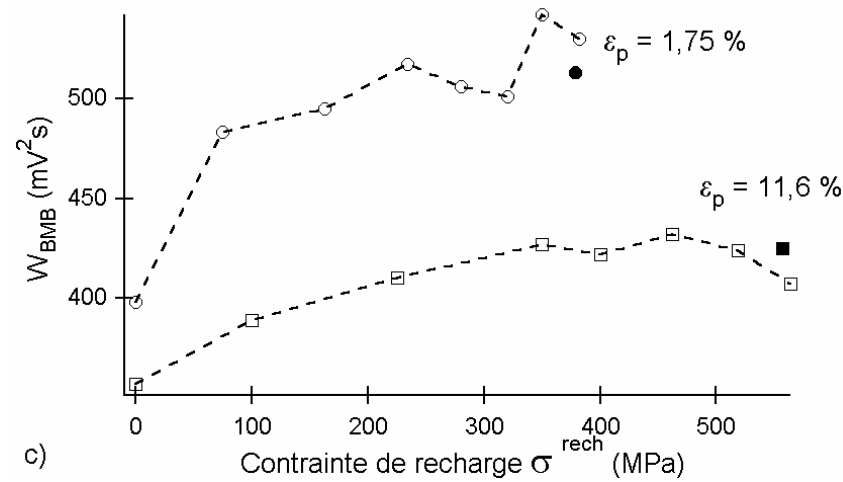
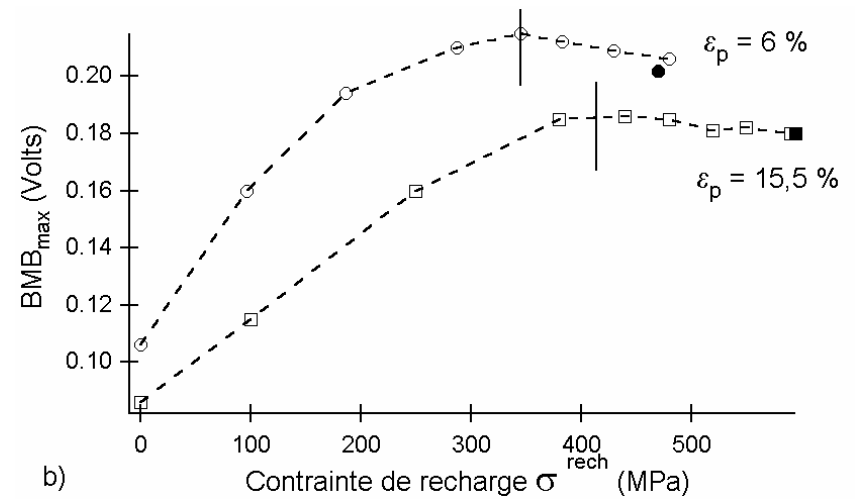
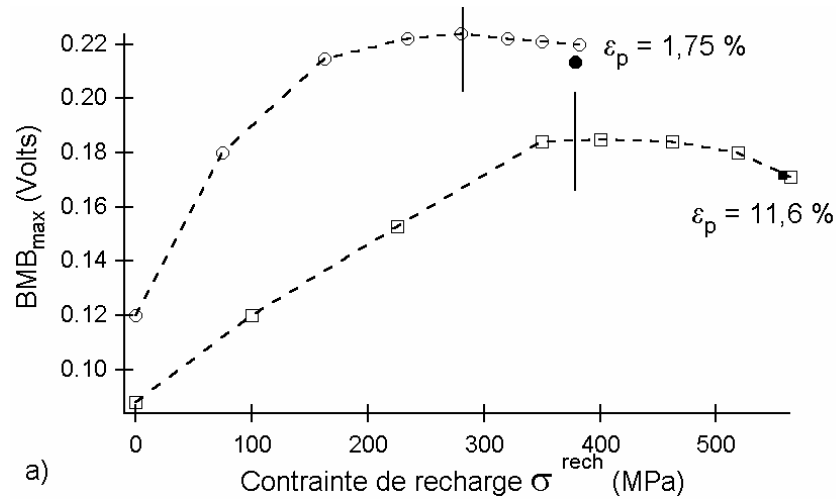


Figure 7.7 Valeur maximale  $BMB_{max}$  (a, b) et énergie  $W_{BMB}$  du bruit Barkhausen (c, d) en fonction de la contrainte de recharge  $\sigma_{rech}$  pour les éprouvettes prédéformées à 1,75 %, 6 %, 11,5 % et 15,5 %. Les points noirs représentent les valeurs obtenues sous charge initiale. Les valeurs maximum du  $BMB_{max}$  sont indiquées par un trait sur (a) et (b)

**Tableau 7.2 L'écrouissage cinématique X et la contrainte  $\sigma_{eq}^{rech}$  correspondant au maximum de comportement magnétique donnée par la perméabilité maximale  $\mu_r^{max}$ , l'induction rémanente Br et la valeur maximale du bruit Barkhausen BMB<sub>max</sub>, à chaque niveau de prédéformation (1,75 %, 6 %, 11,5 %, 15,5 %). Le rapport n entre  $\sigma_{eq}^{rech}$  donnée par un paramètre magnétique et X pour chaque niveau de prédéformation, également la valeur moyenne n<sub>moy</sub> de ce rapport.**

$\varepsilon_p$ (%)	X (MPa)	$\sigma_{eq}^{rech}(\mu_r^{max})$ (MPa)	$n(\mu_r^{max})$	$\sigma_{eq}^{rech}(Br)$ (MPa)	n(Br)	$\sigma_{eq}^{rech}(BMB_{max})$ (MPa)	n(BMB <sub>max</sub> )
1,75	175 ± 10	320 ± 30	1,83 ± 0,30	280 ± 30	1,60 ± 0,30	280 ± 30	1,60 ± 0,30
6	210 ± 10	345 ± 30	1,64 ± 0,24	315 ± 30	1,50 ± 0,23	345 ± 30	1,64 ± 0,24
11,6	240 ± 10	400 ± 30	1,66 ± 0,21	375 ± 30	1,56 ± 0,20	375 ± 30	1,56 ± 0,20
15,5	260 ± 10	440 ± 30	1,69 ± 0,20	410 ± 30	1,58 ± 0,20	410 ± 30	1,58 ± 0,20
			n <sub>moy</sub> = 1,705 ± 0,24		n <sub>moy</sub> = 1,56 ± 0,24		n <sub>moy</sub> = 1,595 ± 0,24

## Bilan

Des mesures magnétiques ont été réalisées *in situ*, pour des contraintes appliquées inférieures et supérieures à la limite d'élasticité macroscopique, ainsi que pour tous les états déchargés correspondants. Des résultats nouveaux ont été apportés en effectuant des mesures sur des éprouvettes prédéformées sous contrainte élastique de recharge. Plusieurs paramètres magnétiques ont été mesurés : la courbe normale d'aimantation, les perméabilités relatives initiale et maximale, le champ coercitif et l'induction rémanente, le bruit Barkhausen.

Le comportement magnétique de l'alliage Fe-3%Si se détériore fortement sous l'effet des contraintes élastiques, phénomène plus important aux faibles et moyennes amplitudes de champ. La perméabilité et l'induction rémanente du matériau diminuent considérablement. Le champ coercitif est moins sensible aux déformations élastiques, enregistrant une légère augmentation. L'évolution des paramètres magnétiques met en évidence deux stades, la démarcation étant faite pour une contrainte comprise entre 100 et 150 MPa.

La dégradation se poursuit lorsque les contraintes appliquées sont supérieures à la limite d'élasticité. Le champ coercitif augmente et les paramètres du bruit Barkhausen diminuent avec la déformation plastique. Les deux stades d'écrouissage, définis antérieurement par le taux de consolidation, sont clairement identifiés par les paramètres magnétiques.

Une différence sensible de comportement est observée entre les états sous charge et déchargés correspondants : après que la contrainte élastique est enlevée, le matériau retrouve ses propriétés magnétiques initiales. Au contraire, dans le domaine de la déformation plastique, les éprouvettes déchargées sont caractérisées par un état beaucoup plus détérioré.

Enfin, des variations linéaires avec la contrainte appliquée ont été observées pour la plupart des paramètres, aussi bien pour les états sous charge que pour les états déchargés correspondants.

Sous contrainte de recharge, les paramètres retrouvent leurs valeurs mesurées sous charge initiale. Pourtant, cette restauration n'est pas monotone dans tous les cas : l'évolution de la perméabilité maximale, de l'induction rémanente et de la valeur maximale de bruit Barkhausen met en évidence un point de maximum magnétique, possiblement relié au niveau du centre du domaine élastique, indiqué par l'écrouissage cinématique.

# **PARTIE IV**

## **DISCUSSION DES RESULTATS**

La dernière partie de ce manuscrit, organisée en quatre chapitres, est dédiée à la discussion de nos résultats expérimentaux. Les effets de la déformation élastique et de la déformation plastique, mécanismes distincts d'interaction magnétomécanique, seront abordés séparément. Des résultats complémentaires sur un nickel pur viendront confirmer les hypothèses sur l'anisotropie magnétoélastique provoquée par les contraintes internes. Nous finirons par quelques considérations sur les possibilités offertes par les mesures électromagnétiques dans le domaine du contrôle non destructif des structures métalliques.



# SOMMAIRE

## **Chapitre 8. Déformation élastique et comportement magnétique**

### 8.1. Notions générales

*8.1.1. Effet des contraintes élastiques sur l'aimantation*

*8.1.2. Effet des contraintes élastiques sur la structure en domaines magnétiques*

*8.1.3. Effet des contraintes élastiques sur la magnétostriction*

### 8.2. Comportement magnétique de l'alliage FeV 330-35 HA

*8.2.1. Comportement magnétostrictif*

*8.2.2. Activité des parois magnétiques*

## **Chapitre 9. Déformation plastique et comportement magnétique**

### 9.1. Approche théorique

*9.1.1. Déplacement des parois magnétiques et déformation plastique*

*9.1.2. Modèles d'aimantation sous déformation plastique*

### 9.2. Comportement magnétique de l'alliage FeV 330-35 HA

*9.2.1. Evolution des paramètres magnétiques avec l'écrouissage. Ancrage des parois sur les dislocations*

*9.2.2. Différence entre comportement sous charge et à l'état déchargé. Effet des contraintes internes*

*9.2.3. Comportement des échantillons prédéformés au cours de la recharge élastique*

### 9.3. Vers la modélisation des effets de la déformation plastique

## **Chapitre 10. Validation des hypothèses. Caractérisation du nickel de haute pureté**

10.1. Considérations sur l'intérêt présenté par le nickel de haute pureté

10.2. Présentation du matériau

10.3. Mesures magnétiques lors d'un essai de traction uniaxiale

10.4. Discussion. Mise en évidence de l'effet des contraintes internes

## **Chapitre 11. Caractérisation des contraintes mécaniques appliquées et internes par des mesures magnétiques**

11.1. Identification des mécanismes de déformation

11.2. Relation entre les propriétés magnétiques et l'écrouissage cinématique

## **Bilan**

## Chapitre 8. Déformation élastique et comportement magnétique

Ce chapitre présente, dans un premier temps, les notions théoriques de base reliées à l'effet d'une contrainte élastique sur l'aimantation d'un matériau ferromagnétique. Ensuite, en se rapportant à des données expérimentales bibliographiques, nous discuterons nos propres résultats.

### 8.1. Notions générales

#### 8.1.1. Effet des contraintes élastiques sur l'aimantation

L'aimantation dans la direction de la contrainte, directement reliée à la minimisation de l'énergie magnétoélastique, dépend du signe du produit  $\lambda\sigma$  (annexe A). Si ce produit est positif, l'aimantation est facilitée, et vice-versa. Dans ces conditions, un matériau de magnétostriction positive sous contrainte de tension se comporte de la même manière qu'un matériau de magnétostriction négative sous contrainte de compression.

Des exemples typiques illustrant l'effet des contraintes de traction sur l'aimantation du Permalloy 68 et du nickel sont donnés sur la figure 8.1a. Le Permalloy est un alliage de magnétostriction positive, une contrainte de traction favorise donc l'aimantation dans la même direction. L'effet contraire est obtenu pour le nickel, matériau de magnétostriction négative.

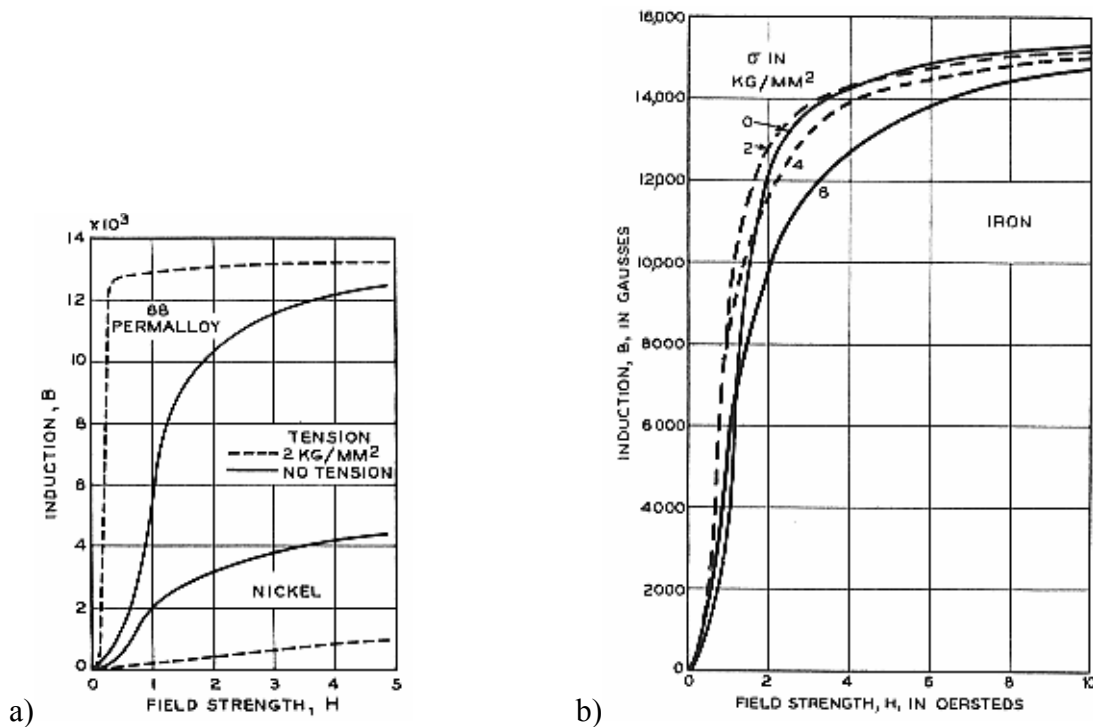


Figure 8.1 Effet des contraintes de traction  $\sigma$  sur les courbes d'aimantation de plusieurs matériaux [8] : a) Permalloy 68 (magnétostriction positive) et nickel (magnétostriction négative) ; b) fer polycristallin ( $1 \text{ kg/mm}^2 = 10 \text{ MPa}$ ,  $1 \text{ Oe} = 80 \text{ A/m}$ ,  $1 \text{ Gauss} = 10^{-4} \text{ Tesla}$ )

Dans le cas du fer, le comportement magnétique sous contrainte est plus complexe et les résultats sont beaucoup plus difficiles à interpréter. Les courbes d'aimantation représentées sur la figure 8.1b montrent un effet favorable sur l'aimantation en bas champ pour des contraintes faibles, avant que le comportement magnétique ne se détériore complètement sous contrainte de traction.

La magnétostriction du fer est positive pour des valeurs faibles du champ, ensuite elle devient négative. Une direction d'axe quaternaire proche de la direction de la contrainte est ainsi favorisée ( $\lambda_{100} > 0$ ), ce qui peut expliquer l'effet favorable d'un faible contrainte de traction sur le début de la courbe d'aimantation.

### 8.1.2. Effet des contraintes élastiques sur la structure en domaines magnétiques

#### a) cas des monocristaux cubiques

L'aimantation dans les domaines magnétiques est orientée dans les directions de faciles aimantations, de type  $\langle 100 \rangle$  dans les cubiques centrés (fer) et  $\langle 111 \rangle$  dans les cubiques faces centrées (nickel). Dans le cas du fer, de coefficient  $\lambda_{100}$  positif, l'influence d'une contrainte élastique est représentée sur la figure 8.2a.

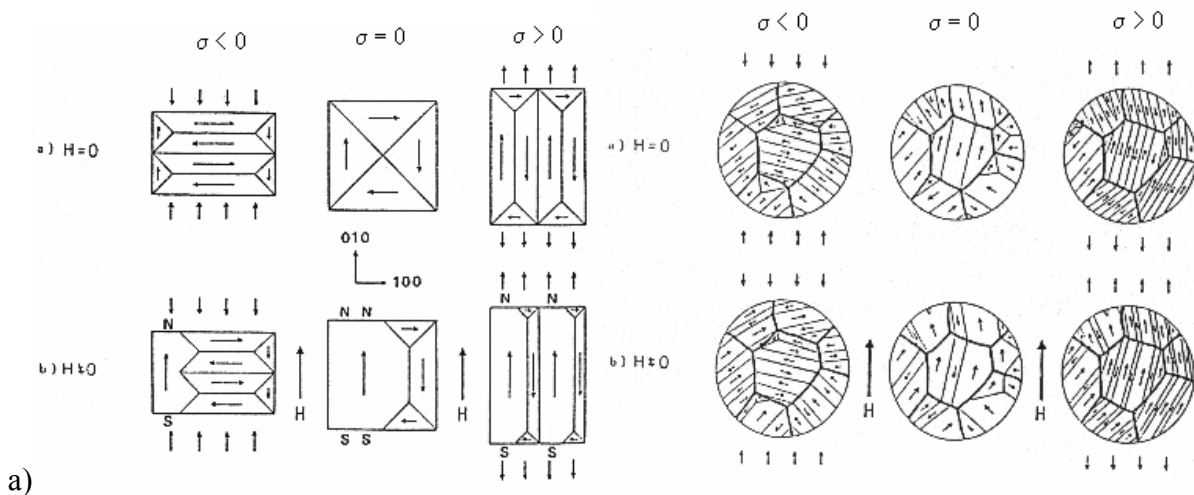


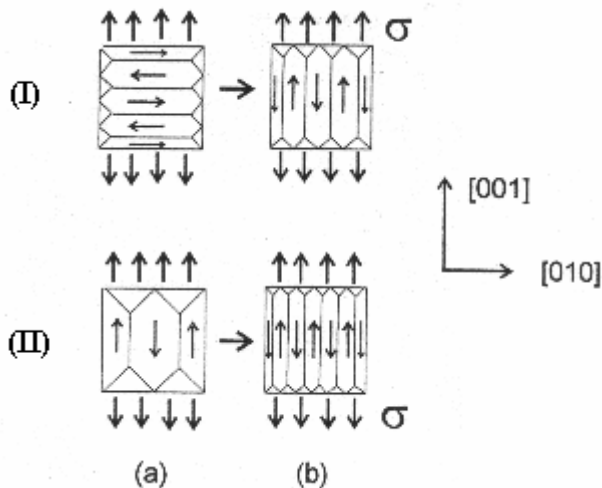
Figure 8.2 Effet des contraintes élastiques de traction ou de compression sur la structure en domaines magnétiques d'un monocristal de fer de  $\lambda_{100}$  positive (a) et d'un fer polycristallin (b) [83]

En l'absence de champ magnétique extérieur, les domaines magnétiques forment un circuit fermé, aucun pôle libre n'est présent en surface. Lorsqu'une contrainte est exercée, la structure en domaines magnétiques se réorganise afin de minimiser l'énergie magnétoélastique.

En présence d'un champ magnétique extérieur, le cristal s'aimante et des pôles magnétiques apparaissent sur les surfaces. Il est plus facile d'aimanter le cristal sous contrainte de traction que sous contrainte de compression, car l'énergie est augmentée dans le dernier cas.

Des travaux plus récents, notamment la publication de Krause et al. [84] datant de 1996, apportent des éclaircissements sur la réorganisation de la structure en domaines en présence d'une contrainte élastique appliquée. Deux mécanismes spécifiques ont pu être identifiés :

- le mécanisme de réorientation des domaines ;
- l'augmentation (diminution) du nombre des parois à  $180^\circ$ .



La figure 8.3 schématise ces deux mécanismes dans le cas d'un cristal de fer. Sur la figure 8.3.Ia on observe une configuration avec des domaines séparés par des parois à  $180^\circ$  perpendiculaires à la direction de la contrainte appliquée  $\sigma$ . Comme la magnétostriction  $\lambda_{100}$  du fer est positive et le volume des domaines principaux à  $180^\circ$  et supérieur au volume des domaines de fermeture à  $90^\circ$ , une énergie plus faible est atteinte si les domaines principaux sont orientés dans la direction de la contrainte (Fig. 8.3.Ib).

**Figure 8.3 Réorganisation de la structure en domaines magnétiques d'un cristal de fer en présence d'une contrainte [84] : (I) réorientation des domaines ; (II) augmentation du nombre des parois à  $180^\circ$**

Le processus inverse est également valable sous contrainte de compression. Il en résulte donc une réorientation des domaines magnétiques.

Une contrainte élastique de traction appliquée à un cristal de fer peut également favoriser une augmentation du nombre des domaines principaux ( $180^\circ$ ). La configuration représentée sur la figure V.3.IIb est caractérisée par une énergie inférieure à la configuration représentée sur la figure V.3.IIa. Ceci est dû à l'augmentation du nombre des parois à  $180^\circ$ , qui séparent des domaines orientés dans la direction de la contrainte. D'après Krause et al. [84], le processus de réorientation des domaines magnétiques est plus favorable du point de vue énergétique que le processus d'augmentation du nombre des parois à  $180^\circ$ . Une plus forte diminution de l'énergie magnétoélastique est obtenue dans le premier cas. Par conséquent, en général la réorientation des domaines doit apparaître en premier lieu.

#### *b) cas des polycristaux*

Dans le cas d'un polycristal, il existe d'autres facteurs qui interviennent et qui doivent être pris en considération. On peut citer l'interaction magnétique entre les grains, la distribution des orientations cristallographiques par rapport à la direction de la contrainte appliquée, la distribution du nombre des parois à  $180^\circ$  à l'intérieur des grains. Les différences d'orientations de l'aimantation d'un grain à l'autre font que les domaines de fermeture sont nécessaires afin de minimiser les champs démagnétisants aux joints de grains.

La figure 8.2b illustre l'évolution des domaines magnétiques d'un fer polycristallin sous l'effet des contraintes et d'un champ magnétique appliqué. Les domaines magnétiques peuvent se poursuivre d'un grain à l'autre, si l'orientation cristallographique de ces deux grains est proche. La structure en domaines, comme dans le cas d'un monocristal, se réorganise également sous l'effet d'une contrainte et d'un champ magnétique extérieur. L'aimantation est donc le résultat des déplacements, favorables ou non, des parois magnétiques. Dans ces conditions, l'influence des obstacles comme les inclusions, les dislocations, devient très importante dans l'étude de l'aimantation d'un polycristal.

### 8.1.3. Effet des contraintes élastiques sur la magnétostriction

Un aspect important à souligner concerne l'effet magnétostrictif produit par les mouvements des parois. La déformation de magnétostriction est la même si l'aimantation est orientée dans un sens ou dans le sens inverse (à 180°). En conséquence, le déplacement d'une paroi à 180° ne produit aucun effet magnétostrictif. Au contraire, des déformations magnétostrictives accompagnent le mouvement des parois à 90°. Dans le cas général de l'aimantation d'un cristal dans une direction quelconque, le processus d'aimantation implique des mouvements des parois à 180° et à 90° et des rotations des moments élémentaires. La magnétostriction est donc caractéristique des deux derniers phénomènes.

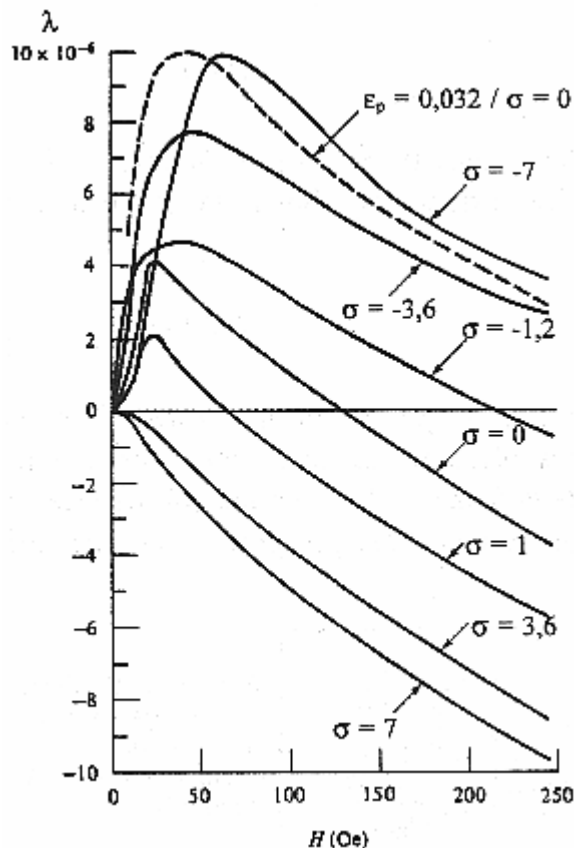


Figure 8.4 Influence des contraintes de traction ou de compression sur la caractéristique  $\lambda(H, \sigma)$ -H du fer polycristallin. En pointillé : échantillon déformé plastiquement à  $\epsilon_p = 0,032$  ( $\sigma$  est en MPa,  $10e = 80$  A/m) [85]

Nous avons vu que la présence d'une contrainte conduit à une réorganisation de la structure en domaines magnétiques. Selon le type prédominant des parois (à 180° ou à 90°) qui sont impliquées dans le processus ultérieur d'aimantation, il en résulte une augmentation ou une diminution de la magnétostriction correspondante. Par conséquent, la magnétostriction devient une fonction à la fois du champ appliqué et de la contrainte :

$$\lambda = \lambda(H, \sigma) \quad (8.1)$$

Ce phénomène est bien illustré sur la figure 8.4, qui représente les courbes  $\lambda(H, \sigma)$ -H d'un fer polycristallin. L'augmentation de la contrainte translate la magnétostriction vers des valeurs de plus en plus négatives et, finalement, les valeurs positives observées en bas champ à contrainte nulle sont éliminées. Un effet contraire est provoqué par des contraintes de compression,  $\lambda$  devenant positive pour toute la gamme des valeurs du champ.

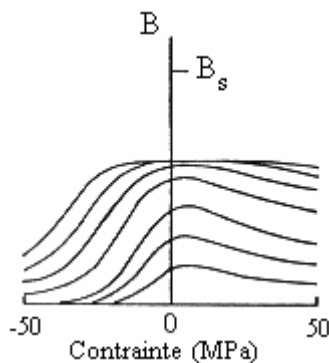
## 8.2. Comportement magnétique de l'alliage FeV 330-35 HA

### 8.2.1. Comportement magnétostrictif

Motivés par l'importance commerciale des alliages Fe-3%Si orientés et non-orientés, plusieurs travaux ont été consacrés à l'étude de l'effet des contraintes élastiques sur leur comportement magnétique. Citons, sans prétention d'exhaustivité, les travaux de Moses et Davies [86], Shirkoohi et Moses [87], les articles publiés par Kashiwaya [88, 89]. Plus récemment, on distingue les travaux de Delage [75, 90], de Gourdin [91] et de Lobue et al. [92, 93]. Il serait difficile de les présenter d'une manière détaillée, car l'évolution de plusieurs paramètres a été analysée sous différentes conditions expérimentales. Nous nous contentons donc de mettre en évidence les conclusions générales de ces études :

1. Sous contraintes élastiques de traction, le comportement magnétique du Fe-3%Si n'évolue pas linéairement. Typiquement, une amélioration est enregistrée pour des contraintes inférieures à 10 MPa, ensuite les propriétés magnétiques se dégradent avec l'augmentation de la contrainte. Ce comportement est observé autant sur les courbes d'aimantation que sur les pertes d'énergie.

Nos résultats, obtenus sous contraintes de traction bien supérieures à 10 MPa, traduisent la même dégradation magnétique : la diminution de l'aimantation  $B_H$  mesurée à un champ donné, la diminution de la perméabilité maximale  $\mu_r^{\max}$  et de l'induction rémanente  $B_r$ , l'augmentation du champ coercitif (Fig. 7.1 et Fig. 7.2).



**Figure 8.5 Induction mesurée respectivement à 45, 90, 135, 270, 450, 675, 900 A/m pour un polycristal de fer-silicium non orienté en fonction de la contrainte appliquée [88]**

2. Aucune amélioration n'est enregistrée sous contraintes de compression, le comportement magnétique est fortement dégradé dès les plus faibles valeurs de la contrainte appliquée. De plus, à norme égale, l'effet des contraintes de compression est bien plus accentué que l'effet des contraintes de traction (Fig. 8.5).

Du moment que l'évolution du comportement magnétique sous contraintes est liée au signe de la magnétostriction, on doit s'attendre donc à une magnétostriction négative sous contrainte de traction et positive sous contrainte de compression.

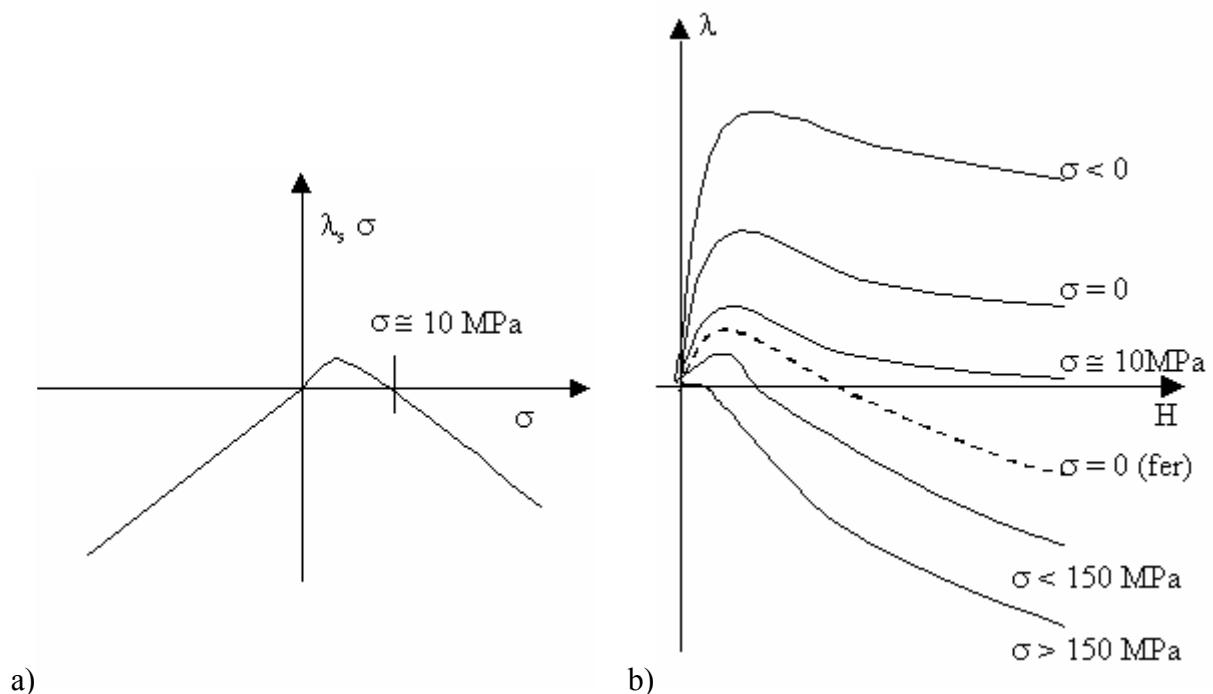
En effet, plusieurs études confirment cette hypothèse. Pour un alliage Fe-3%Si à grains orientés, Shilling et Houze [94] trouvent une magnétostriction  $\lambda$  mesurée à 1,5 Tesla et à 0 MPa d'environ  $3 \times 10^{-6}$ . Sous une contrainte de traction de 2 MPa  $\lambda$  devient nulle et à 4 MPa  $\lambda$  est négative, de  $-2 \times 10^{-6}$ . Pour une contrainte de compression de 4 MPa,  $\lambda$  atteint une valeur positive d'environ  $16 \times 10^{-6}$ . Des valeurs similaires sont présentées par Moses et Davies [86].

Mentionnons également le travail de Allia et al. [95] : sous faible contrainte de traction, de l'ordre de 1 MPa, la caractéristique  $\lambda(H, \sigma)$ -H d'un alliage Fe-3%Si non orienté est complètement positive, une valeur maximale d'approximativement  $4 \times 10^{-6}$  est atteinte par la magnétostriction pour une aimantation de 1,5 Tesla ; à 20 MPa, toutes les valeurs de  $\lambda$  (fonction du champ magnétique appliqué H) sont négatives.

Hubert [2] a proposé une évolution schématique du produit  $\lambda_s \sigma$  entre la magnétostriction à saturation et la contrainte pour un alliage similaire de Fe-3%Si (Fig. 8.6a), en accord avec ces résultats bibliographiques. Une tension élastique inférieure à 10 MPa conduit à un produit  $\lambda_s \sigma$  positif, donc à l'amélioration du comportement magnétique, tandis que pour des contraintes de compression ou de traction supérieures à 10 MPa, l'état énergétique est défavorable à l'aimantation dans la direction de la contrainte.

Sur la base de ces résultats et par analogie avec le comportement du fer polycristallin (Fig. 8.4), nous pouvons proposer l'évolution qualitative de la caractéristique  $\lambda(H, \sigma)$ -H des alliages non-orientés Fe-3%Si présentée sur la figure 8.6b.

A l'état initial ( $\sigma = 0$ ), la magnétostriction  $\lambda$  est positive pour toutes les valeurs du champ d'excitation magnétique H. En effet, l'ajout de silicium augmente les constantes de magnétostriction  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  [96], ce qui conduit à une magnétostriction isotrope positive. A saturation, une valeur de  $12 \times 10^{-6}$  a été récemment mesurée dans la direction de laminage d'une tôle non-orientée de Fe-3%Si par Shin et al. [97].



**Figure 8.6 a) Evolution schématique du produit  $\lambda_s \sigma$  en fonction de la contrainte élastique (d'après [2]) ; b) Evolution qualitative de la caractéristique  $\lambda$ -H du FeV 330-35 HA sous contraintes élastiques. Comparaison avec la caractéristique initiale du fer (en pointillé)**

L'application d'une contrainte de traction ( $\sigma > 0$ ) déplace la caractéristique de magnétostriction vers des valeurs négatives. Pour de faibles contraintes, inférieures à 10 MPa, la magnétostriction reste encore positive, ce qui explique l'amélioration des propriétés magnétiques dans ce cas<sup>1</sup>.

L'augmentation de la perméabilité initiale observée sur le FeV 330-35 HA (Fig. 7.1b) pour des contraintes allant jusqu'à 150 MPa est le résultat d'une magnétostriction correspondante positive en bas champ. Quand la contrainte dépasse 150 MPa, une magnétostriction négative pour toute la gamme des valeurs du champ explique la nette dégradation du comportement magnétique. Sous contraintes de compression ( $\sigma < 0$ ), des valeurs positives de magnétostriction seront retrouvées, conduisant à la dégradation magnétique rapportée par les travaux précédents.

### **8.2.2. Activité des parois magnétiques**

#### *a) champ coercitif et induction rémanente*

Du moment que, lors de la déformation élastique de l'échantillon, le nombre des sites d'ancrage n'évolue pas de manière significative, une faible augmentation du champ coercitif  $H_c$  est observée (environ 35 % pour une contrainte proche de la limite d'élasticité – Fig. 7.2a, tandis que pour une déformation plastique de 16 %, l'augmentation de champ coercitif à l'état déchargé atteint 250 % - Fig. 7.4a). La forte diminution de l'induction rémanente  $B_r$  (Fig. 7.2b), de l'ordre de 55 % pour une contrainte proche de la limite d'élasticité, est la conséquence de l'augmentation du nombre des domaines de fermeture séparés par des parois à 90°, qui se forment sous contrainte de traction lorsque la magnétostriction est négative. En effet, la formation des domaines de fermeture dans un alliage Fe-3%Si à grains orientés comme conséquence de l'augmentation de l'énergie magnétoélastique lors de l'application des contraintes de traction a été expérimentalement observée par Shilling et Houze [94].

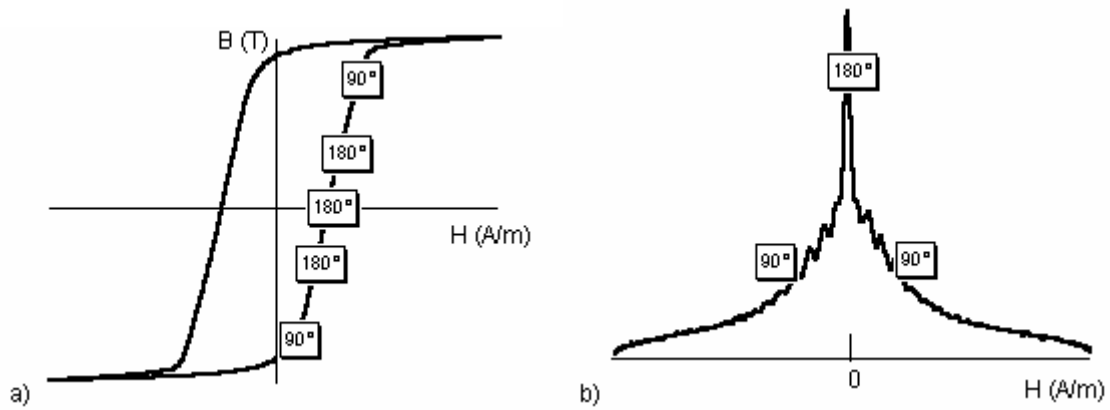
#### *b) bruit Barkhausen*

Généralement, le bruit Barkhausen est considéré comme le résultat des ancrages des parois principalement de type 180° [99-102]. Pourtant, Gardner et al. [12], en superposant un signal Barkhausen sur la courbe d'aimantation d'un alliage FeSi, concluent qu'une contribution au bruit peut être également apportée par les mouvements irréversibles des parois à 90°. En effet, au cours d'un cycle d'hystérésis, selon le niveau du champ imposé, les processus d'aimantation sont contrôlés par les mouvements des parois à 180° ou à 90°, selon le schéma présenté sur la figure 8.7a. En superposant un signal enveloppe du bruit Barkhausen (Fig. 8.7b), on observe que le pic se trouve dans la zone contrôlée par les mouvements des parois à 180°. La contribution des mouvements des parois à 90° est visible sur la courbe enveloppe de part et d'autre du pic.

---

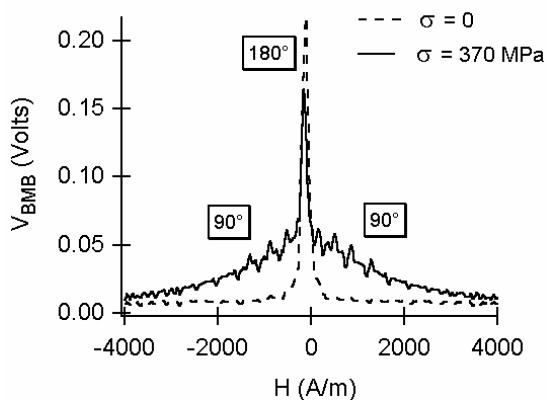
<sup>1</sup> Ce déplacement de la magnétostriction vers des valeurs négatives sous contrainte de traction est en accord avec des mesures effectuées récemment par Buiron [98] sur un fer-silicium non orienté. A l'état non déformé, la magnétostriction est positive, tandis que pour une contrainte de 13,2 MPa, la magnétostriction enregistre déjà des valeurs négatives, très faibles (supérieures à  $-0,5 \cdot 10^{-6}$ ), pour pratiquement toute la gamme analysée du champ magnétique (0 – 4000 A/m).





**Figure 8.7 a) Processus d'aimantation prédominants au cours du cycle d'hystérésis (d'après [103]) ; b) signal enveloppe du bruit Barkhausen correspondant à une demi-cycle d'hystérésis et identification des domaines correspondants aux parois à 180° et à 90°**

Regardons maintenant le cas de notre alliage, le FeV 330-35 HA. En considérant donc une magnétostriction négative sous contraintes de traction, il en résulte une diminution du nombre des parois à 180° séparant des domaines orientés dans des directions proches de la direction de la contrainte. En conséquence, la valeur maximale (la hauteur du pic) du bruit,  $BMB_{max}$ , diminue avec la contrainte, comme nous avons vu dans le chapitre précédent (Fig. 7.2c).



**Figure 8.8 Signal enveloppe du bruit Barkhausen pour le FeV 330-35 HA, à l'état initial et sous contrainte élastique de 370 MPa**

La figure 8.8 montre deux signaux enveloppe du bruit mesurés sur le FeV 330-35 HA, à l'état initial et sous une contrainte élastique de 370 MPa. Si la contrainte provoque une diminution de la hauteur du pic, le signal est toutefois élargi. Dans ces conditions, l'augmentation de l'énergie du bruit  $W_{BMB}$  (proportionnelle à l'aire sous la courbe enveloppe), montrée dans le chapitre précédent sur la figure 7.2d, peut être attribuée aux sauts irréversibles des parois de 90°, activés sous contrainte de traction élastique.

## Chapitre 9. Déformation plastique et comportement magnétique

Lors de ce deuxième chapitre, nous rappelons d'abord les notions principales concernant l'effet des déformations plastiques sur le comportement magnétique. Les résultats expérimentaux seront discutés ultérieurement, par rapport à la notion de contrainte interne à longue distance.

### 9.1. Approche théorique

La déformation plastique conduit à la multiplication des dislocations au sein du matériau, isolées d'abord, ensuite regroupées dans des amas ou des structures plus hétérogènes (murs et cellules). Directement reliées à l'hétérogénéité de la structure, d'importantes contraintes internes à longue distance sont également initiées.

#### 9.1.1. Déplacement des parois magnétiques et déformation plastique

Considérons le cas d'une paroi à  $180^\circ$  qui sépare des domaines d'aimantation à saturation  $M_s$  (Fig. 9.1). Avant la déformation plastique, en l'absence de champ magnétique extérieur, la paroi se trouve dans une position qui minimise l'énergie du système, généralement dans un endroit où la microcontrainte présente un minimum.

Si un champ magnétique  $H$  est appliqué sous un angle  $\Psi$  par rapport à l'aimantation du domaine  $M_s$ , la paroi commence à se déplacer réversiblement jusqu'au point où la pente  $dE_p/dx$  soit équilibrée par la pression magnétique exercée par le champ, soit le site 1 sur la figure 9.1a [85, 100] :

$$\frac{dE_p}{dx} = 2\mu_0 M_s H \cos \Psi \quad (9.1)$$

L'augmentation ultérieure du champ provoque un saut irréversible de la paroi jusqu'au site 2, position caractérisée par un gradient d'énergie suffisant pour arrêter la paroi. Généralement, les déplacements réversibles autour d'un site ont lieu jusqu'à ce que le gradient d'énergie soit suffisamment grand pour empêcher ces mouvements.

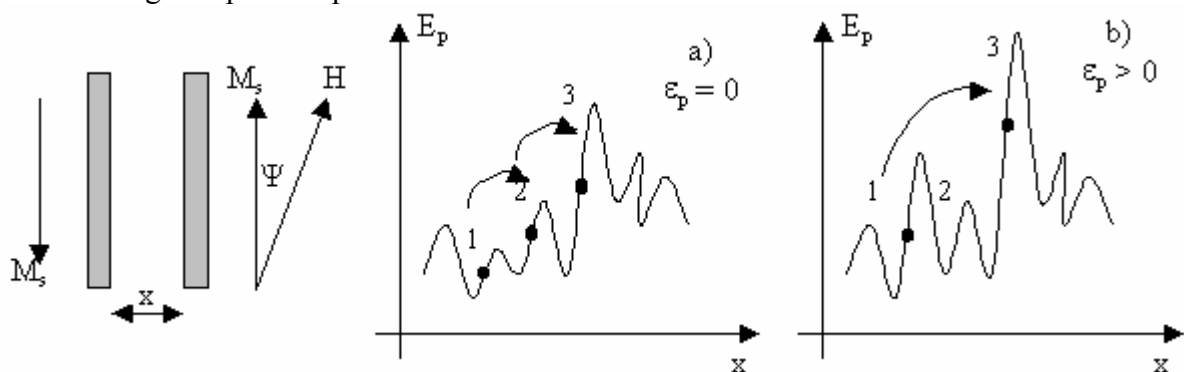


Figure 9.1 Variation de l'énergie d'une paroi magnétique  $E_p$  en fonction de sa position par rapport à des sites d'ancrage (1, 2, 3), avant (a) et après (b) la déformation plastique (d'après [104])

L'effet de la déformation plastique sur le processus d'aimantation est schématisé sur la figure 9.1b. L'apparition des contraintes internes dans le matériau conduit à une augmentation du gradient d'énergie de la paroi. En conséquence, le champ magnétique critique nécessaire à une paroi pour quitter sa position d'équilibre, donc le champ coercitif, augmente avec l'augmentation de l'amplitude de ces contraintes internes.

Les dislocations générées pendant l'écroutissage forment des sites d'ancrage. Dû à l'augmentation de leur densité, le gradient d'énergie des parois  $dE_p/dx$  se modifie : il peut augmenter à certains sites d'ancrage (les sites 1 et 3), ou rester à la même valeur (site 2). Dans ces conditions, l'augmentation du champ magnétique va déplacer la paroi du site 1 directement vers le site 3, en annulant ainsi l'effet d'ancrage du site 2 [104]. Une conséquence directe sera, par exemple, la modification du signal du bruit Barkhausen correspondant.

### 9.1.2. Modèles d'aimantation sous déformation plastique

De nombreux travaux ont été consacrés à la modélisation de l'aimantation en présence des contraintes et à l'ancrage des parois magnétiques par les dislocations. Résumons à présent les principaux résultats.

#### a) Sensibilité de l'aimantation à l'état de contraintes

Les premiers modèles, relativement anciens, sont élaborés dans les années 1930 par plusieurs auteurs, parmi lesquels on peut citer Becker Kersten, Kondorski [8]. Ils s'intéressent à la sensibilité de l'aimantation en présence des contraintes et sont basés sur le déplacement des parois dans un champ des contraintes internes  $\sigma^i$  caractérisé par une longueur d'onde  $\Lambda$  et un gradient de contraintes  $d\sigma^i/dx$ .

Les parois situées dans des positions d'équilibre sont caractérisées par des énergies minimales. L'application d'un champ extérieur conduit à une augmentation de cette énergie et la paroi se déplace si l'énergie est suffisante. La nouvelle position d'équilibre s'obtient par la minimisation de son énergie par rapport au déplacement. Il en résulte, finalement, que l'inverse de la perméabilité initiale  $1/\mu^i$  et le champ coercitif  $H_c$  doivent varier proportionnellement avec l'amplitude des contraintes internes existant dans le matériau et inversement proportionnel avec la longueur d'onde des contraintes internes.

$$\frac{1}{\mu^i}, H_c \propto \frac{\sigma^i}{\Lambda} \quad (9.2)$$

#### b) Théories d'ancrage. Modèle du potentiel conservatif

Ultérieurement, ces modèles ont été développés par Seeger, Kronmüller et Träuble [105, 106], dans le cadre du modèle du potentiel conservatif. Il s'agit de l'interaction parois-dislocations, dans le cas où la paroi reste rigide. Les dislocations, par l'intermédiaire de leur propre champ élastique, agissent comme des sites d'ancrage pour les parois magnétiques, avec un effet direct sur l'aimantation.

Les parois de type  $180^\circ$  sont essentiellement prises en considération. L'analyse statistique proposée par ce modèle conduit à des lois théoriques de proportionnalité entre l'inverse de la perméabilité initiale, le champ coercitif et respectivement la racine carrée de la densité de dislocations  $\rho_d$  :

$$\frac{1}{\mu^i}, H_c \propto \sqrt{\rho_d} \quad (9.3)$$

*c) Théories d'ancrage. Modèle des courbure des parois*

Des modifications ont été apportées par Labusch [107], dans le cadre du modèle des parois flexibles. En effet, les amas de dislocations constituent des sites de fort ancrage des parois. L'aimantation s'effectue par déplacement des parties libres de la paroi, qui perd ainsi son caractère plan. La relation de proportionnalité suivante est proposée :

$$H_c \propto \rho_d^{2/3} \quad (9.4)$$

Bien que très difficile à vérifier expérimentalement, il apparaît que le modèle de la paroi rigide correspond relativement bien au cas où les dislocations restent isolées, alors que le modèle des parois flexibles est conçu pour le cas où les dislocations s'organisent dans une structure hétérogène (amas).

*d) Modèle unique*

Dans ces conditions, des efforts ont portés sur le développement de modèles unifiées. Hilzinger et Kronmüller ont proposé une théorie statistique générale d'ancrage, englobant l'hypothèse de la paroi rigide et celle de la paroi flexible. Le champ coercitif devient ainsi le résultat de deux contributions : une première reliée à la force moyenne d'ancrage de tous les défauts du cristal, qui s'annule si les parois restent rigides à cause de la répartition statistique des défauts ; une deuxième contribution représentant les fluctuations locales de la force moyenne, du fait du déplacement des parois ;

$$H_c = H_c^{\text{moy}} + \sqrt{c \langle \Delta H_c \rangle^2} \quad (9.5)$$

En minimisant numériquement l'énergie totale de la paroi en fonction de sa configuration spatiale, les auteurs montrent que les deux hypothèses de base sur le mouvement de la paroi (rigide ou flexible) représentent en réalité deux cas limites d'un même comportement.

## 9.2. Comportement magnétique de l'alliage FeV 330-35 HA

### 9.2.1. Evolution des paramètres magnétiques avec l'érouissage. Ancrage des parois sur les dislocations

Nos résultats sur le comportement magnétique du FeV 330-35 HA lors de l'érouissage (Fig. 7.3 et Fig. 7.4) sont à comparer essentiellement avec les travaux présentés par Astie, Degauque et leurs collaborateurs portant sur un fer polycristallin, et ceux de Makar et Tanner sur des aciers à différents pourcentages de carbone.

Astie, Degauque et al. [20, 81, 108]

Il s'agit d'une étude expérimentale du comportement magnétique d'un fer pur polycristallin sous déformation plastique. Du point de vue mécanique, le fer présente trois stades d'érouissage : le premier stade caractérisé par l'apparition et la multiplication des dislocations mixtes isolées distribuées de manière homogène ; le deuxième stade caractérisé par l'apparition des amas de dislocations ; le troisième stade pendant lequel la structure de dislocations est cellulaire (murs de forte densité de dislocations séparés par des zones de faible densité). Par comparaison, le FeV 330-35 HA ne présente que les deux derniers stades d'érouissage du fer. Après le palier de Lüders de longueur importante, on distingue dès le début de l'érouissage homogène la formation des petits amas de dislocations, qui constituent une structure fortement hétérogène lors du deuxième stade (chapitre 2).

L'évolution de plusieurs paramètres magnétiques pour les états déchargés du fer est tracée en fonction de la différence  $\Delta\sigma$  entre la contrainte d'érouissage  $\sigma$  et la limite élastique  $\sigma_e$ . La figure 9.2 montre une comparaison entre les évolutions, similaires, de l'inverse de la perméabilité initiale  $1/\mu_r^{ini}$  (paramètre représentatif des mouvements réversibles et irréversibles à courte distance des parois principalement à  $180^\circ$ ), du champ coercitif  $H_c$  (représentatif des sauts irréversibles à longue distance des parois principalement à  $180^\circ$ ) et de l'amplitude des contraintes internes  $\sigma_i$  et  $X$  (représentative des sauts irréversibles à longue distance des parois à  $90^\circ$ ) du fer et respectivement du FeV 330-35 HA. Deux conclusions principales peuvent être dégagées :

Lors du premier stade d'érouissage du fer, par rapport à la perméabilité initiale et au champ coercitif, le paramètre  $\sigma_i$  (obtenu par des mesures d'amortissement magnétomécanique et caractérisant l'amplitude des contraintes internes) est le seul paramètre qui enregistre une évolution sensible. Ceci montre que les parois à  $90^\circ$  sont plus sensibles à la présence des dislocations que les parois à  $180^\circ$ , ce qui est dû à leur différence de comportement magnétostrictif. En effet, les domaines adjacents à une paroi à  $180^\circ$  ont des déformations magnétostrictives égales. Par conséquent, ces parois sont moins sensibles à la présence des dislocations isolées. S'il y a intersection entre la paroi à  $180^\circ$  et la dislocation, le déplacement de la paroi se fait sans perturber l'énergie du système. On parle d'interaction entre parois à  $180^\circ$  et dislocations seulement quand elles sont parallèles aux parois.

Dans le cas des parois à  $90^\circ$ , les déformations magnétostrictives des domaines adjacents sont différentes. Ces parois sont donc caractérisées par un champ de contraintes à longue distance,

interagissant avec tous les défauts du grain, en accord avec des hypothèses proposées par plusieurs auteurs. Citons pour titre d'exemple les travaux sur des monocristaux de FeSi de Vicena [109], de Trauble [110], de Miltat et Kléman [111].

Sur le FeV 330-35 HA, l'écroissage cinématique X présente la même linéarité avec la contrainte que le paramètre  $\sigma_i$ . La forte interaction des parois à  $90^\circ$  avec les dislocations peut être également mise en évidence par le fait que l'induction rémanente  $B_r$  garde une valeur faible et relativement constante lors de l'écroissage (Fig. 7.4b). La structure des domaines de fermeture constituée pendant la sollicitation élastique n'évolue pas avec le taux de déformation plastique. Le comportement magnétique du FeV 330-35 HA lors de l'écroissage est donc principalement le résultat du comportement des parois à  $180^\circ$ .

Remarquons maintenant la linéarité entre les paramètres magnétiques et la contrainte appliquée  $\sigma$  (dans le cas du FeV 330-35 HA, observée sur les figures 7.3 et 7.4, également sur les figures 9.2b et 9.2d). On peut considérer la contrainte  $\sigma$  comme proportionnelle à la racine carrée de la densité de dislocations  $\rho_d$  selon la relation :

$$\sigma \propto G \cdot b \cdot \sqrt{\rho_d} \quad (9.6)$$

où  $G$  est le module de cisaillement et  $b$  le module du vecteur de Burgers. Comme pour le fer, les paramètres magnétiques du FeV 330-35 HA peuvent donc être considérés proportionnels à la racine carrée de la densité de dislocations :

$$1/\mu_r^{\text{ini}}, \mu_r^{\text{max}}, H(\mu_r^{\text{max}}), H_c, B_r, \text{BMB}_{\text{max}} \propto \sqrt{\rho_d} \quad (9.7)$$

En ce qui concerne l'inverse de la perméabilité initiale  $1/\mu_r^{\text{ini}}$  et le champ coercitif  $H_c$ , la proportionnalité de la relation (9.7) serait une confirmation du modèle de la paroi rigide (potentiel conservatif), présenté auparavant par la relation (9.3). Une extension de ce modèle est observée dans le FeV 330-35 HA pour la perméabilité maximale  $\mu_r^{\text{max}}$ , la valeur correspondante du champ  $H(\mu_r^{\text{max}})$  et la valeur maximale du bruit Barkhausen  $\text{BMB}_{\text{max}}$ , paramètres reliés également au comportement des parois à  $180^\circ$ . La linéarité entre l'induction rémanente  $B_r$  et la racine carrée de la densité de dislocations  $\sqrt{\rho_d}$  est le résultat de la valeur constante gardée par  $B_r$  en fonction de la contrainte appliquée  $\sigma$ .

Les résultats doivent toutefois être considérés avec beaucoup de précautions. Il est extrêmement probable que les forts sites d'ancrage représentés par les murs de dislocations apparaissant dans le dernier stade d'écroissage provoquent la courbure des parois [1], en conséquence le modèle de Labusch (relation 9.4) serait plus approprié. Malheureusement, la précision expérimentale ne permet pas de faire la distinction entre une loi en  $\rho_d^{1/2}$  et en  $\rho_d^{2/3}$ .

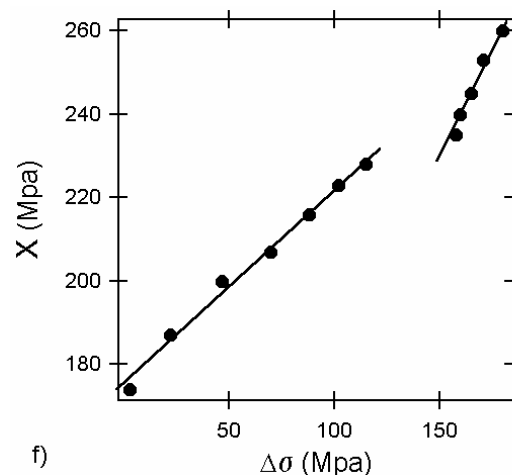
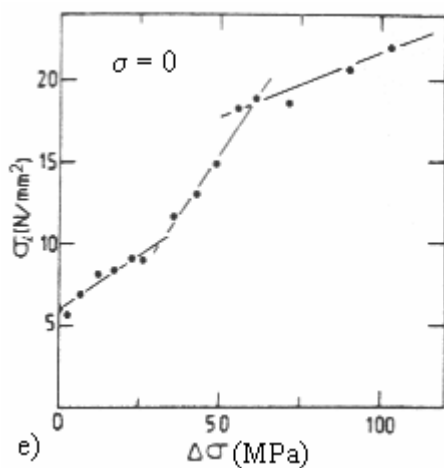
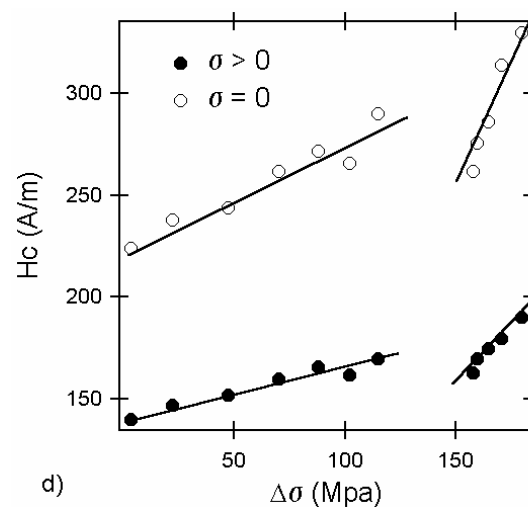
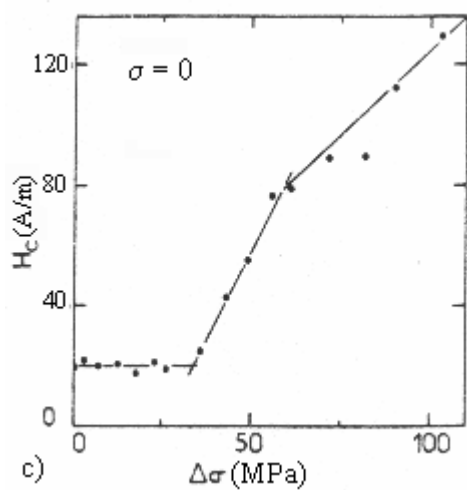
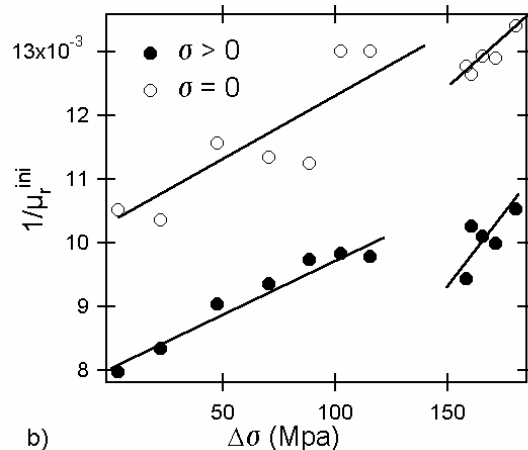
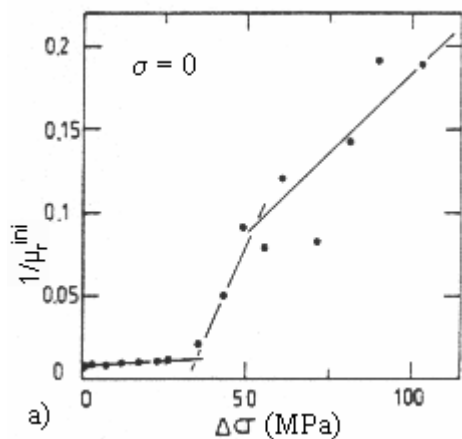


Figure 9.2 Inverse de la perméabilité relative initiale  $1/\mu_r^{ini}$  (a, b), champ coercitif  $H_c$  (c, d), amplitude des contraintes internes  $\sigma_i$  (e) et écrouissage cinématique  $X$  (f) en fonction de la contrainte ( $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_e$ ,  $\sigma$  = contrainte appliquée,  $\sigma_e$  = limite élastique), pour le fer polycristallin (a, c et e, d'après Astie et al. [108]) et pour le FeV 330-35 HA (b, d et f). Les lignes continues représentent des régressions linéaires

2. Plus la structure des dislocations devient hétérogène, plus les sites d'ancrage formés (amas et murs) deviennent forts<sup>1</sup>, en empêchant progressivement le mouvement des parois, donc l'aimantation du fer. De plus, les stades d'écroutissage sont bien mis en évidence par un changement de pente dans l'évolution des paramètres magnétiques.

Le même phénomène est observé sur le FeV 330-35 HA (Fig. 7.3 et Fig. 7.4). Les paramètres du bruit Barkhausen diminuent, conséquence de la réduction de l'activité des parois magnétiques, et l'aimantation dans la direction de sollicitation est de plus en plus difficile (chute des perméabilités, augmentation du champ coercitif). Les deux stades d'écroutissage sont clairement marqués par un changement de pente.

#### Makar et Tanner [14-17]

Plusieurs articles ont été publiés très récemment par Makar et Tanner (1998, 2000), portant sur l'effet des contraintes uniaxiales inférieures et supérieures à la limite d'élasticité des aciers de construction, leur pourcentage de carbone allant de 0,003 % jusqu'à 0,86%. Un point remarquable dans ces études est l'analyse à la fois de l'état sous charge ainsi que de l'état déchargé. Les mesures magnétiques concernent plusieurs paramètres liés au cycle d'hystérésis, comme le champ coercitif, l'induction rémanente, les perméabilités différentielles. Des mesures de magnétostriction sont effectuées en complément, afin de mieux cerner les mécanismes d'aimantation.

Le champ coercitif  $H_c$ , d'après les résultats de Makar et Tanner, enregistre une dépendance linéaire avec la contrainte appliquée  $\sigma$  pour les états déchargés ( $H_c \propto \sigma$ ), mais pour les états sous charge une proportionnalité directe avec le carré de la contrainte a été trouvée ( $H_c \propto \sigma^2$ ). Ils considèrent que cette différence de proportionnalité résulte de l'activité des parois de type  $90^\circ$  et des domaines afférents. Leur conclusion est basée principalement sur l'évolution de la magnétostriction, qui suggère un mouvement important de parois à  $90^\circ$  lors de l'aimantation des échantillons déchargés. De plus, l'induction rémanente  $B_r$  diminue lors de l'écroutissage, indiquant la formation progressive des domaines de fermeture.

En ce qui concerne le FeV 330-35 HA, nous n'avons pas disposé des mesures de magnétostriction, donc nous ne pouvons pas, pour le moment, proposer des résultats semblables.

Cependant, la valeur constante de l'induction rémanente suggère que la structure des domaines de fermeture n'évolue pas lors de la déformation plastique. Les parois à  $90^\circ$  ont le même comportement tant pour les états sous charge que pour les états déchargés. Ceci peut conduire à la même linéarité entre le champ coercitif et la contrainte ( $H_c \propto \sigma$ ) observée dans les deux cas.

---

<sup>1</sup> Thompson et Tanner [112], suite à des observations en microscopie Lorentz sur des aciers perlitiques déformés plastiquement, trouvent également que les amas constituent des sites d'ancrage plus forts que les dislocations isolées.



### ***9.2.2. Différence entre comportement sous charge et à l'état déchargé. Effet des contraintes internes***

Les résultats sur le FeV 330-35 HA nous montrent une même évolution des paramètres magnétiques avec la contrainte appliquée aussi bien pour les états chargés que pour les états déchargés. Pourtant, après la décharge de l'échantillon, les paramètres sont translatés vers un état plus détérioré du point de vue magnétique : perméabilités initiale et maximale réduites, induction rémanente diminuée, champ coercitif augmenté, bruit Barkhausen plus faible, donc activité réduite des parois.

Après la décharge, l'échantillon déformé plastiquement est caractérisé par un état de contraintes internes, distribuées selon le schéma présenté auparavant sur la figure 3.4b. Il existe donc au sein du matériau des zones « dures » (de forte densité de dislocations) soumises à des fortes contraintes de traction, équilibrées par des zones « molles » (de faible densité de dislocations), occupant un plus grand volume, soumises à des contraintes de compression de même ordre que l'écroutissage cinématique<sup>2</sup> X.

Nous avons vu que l'aimantation dans le Fe-Si se fait principalement par la réorganisation des domaines, l'aimantation à saturation restant bloquée sur des directions de facile aimantation à cause d'une anisotropie magnétocristalline importante devant l'anisotropie magnétoélastique. Or, il est très peu probable qu'une activité magnétique de type déplacement des parois soit possible dans les zones « dures ». Par conséquent, on peut supposer que le comportement magnétique des échantillons déformés plastiquement à l'état déchargé soit sous l'influence des contraintes élastiques de compression des zones « molles ». Si la magnétostriction du Fe-Si sous contrainte de compression devient positive (figure 8.5b), et comme l'effet des contraintes de compression est plus important que l'effet des contraintes de traction, l'augmentation de l'énergie magnétoélastique provoquant la détérioration magnétique observée après la décharge peut être ainsi justifiée.

Cette hypothèse, l'effet prépondérant des contraintes de compression sur le comportement magnétique des échantillons déformés plastiquement en traction à l'état déchargé, a été confirmée par plusieurs travaux. Citons notamment Cullity [84], qui présente une analyse effectuée sur un échantillon de fer déformé à  $\varepsilon_p = 0,032$ . Des investigations en rayons X prouvent qu'environ 90 % du volume se trouve sous compression élastique. Le comportement magnétostrictif (la courbe  $\lambda$ -H représentée en pointillée sur la figure 8.4) correspond au comportement de l'échantillon soumis initialement à une contrainte de compression élastique de l'ordre de  $-7$  MPa..

---

<sup>2</sup> La réalité, bien entendu, est plus compliquée. Des études récentes ont montré que l'amplitude des contraintes internes varie en fonction de l'orientation cristallographique des grains [113, 114]. Pourtant, la distribution selon des zones en traction séparées par des zones plus larges en compression n'est pas contestée.

Un résultat similaire a été obtenu récemment par Gatelier-Rothea et al. [115] : le signal Barkhausen mesuré sur un échantillon en acier carbone déformé plastiquement en traction est très proche d'un signal Barkhausen mesuré sur l'échantillon initial soumis à une contrainte élastique de compression

### 9.2.3. Comportement des échantillons prédéformés lors de la recharge élastique

Les résultats des mesures effectuées sur des échantillons prédéformés sous contrainte de recharge (Fig. 7.5-7.7) ont montré que le comportement magnétique est parfaitement réversible. A partir de l'état déchargé, les propriétés magnétiques retrouvent progressivement leur valeurs caractéristiques de l'état sous charge initiale.

Sous une approche mécanique, le point remarquable lors de la décharge (ou recharge) des échantillons déformés plastiquement est le centre du nouveau domaine élastique, donné par le niveau de l'écroutissage cinématique X. Nous avons donc été amenés à considérer une liaison possible entre l'écroutissage cinématique X et la contrainte de recharge  $\sigma_{eq}^{rech}$  correspondant au point de maximum de comportement magnétique clairement observé sur l'évolution de la perméabilité maximale  $\mu_r^{max}$ , l'induction rémanente  $B_r$  et la hauteur du pic Barkhausen  $BMB_{max}$ .

En effet, nous avons considéré le comportement magnétique de l'échantillon à l'état déchargé comme étant le résultat des contraintes de compressions élastiques de même ordre que l'écroutissage cinématique X. Lors de la recharge, l'effet magnétoélastique des contraintes de compression X est contrebalancé par l'effet des contraintes élastiques positives de recharge  $\sigma^{rech}$ , et un équilibre magnétoélastique est atteint pour  $\sigma_{eq}^{rech}$ .

Réécrivons l'énergie magnétoélastique  $E_\sigma$  sous une forme tensorielle :

$$E_\sigma = \bar{\sigma} : \bar{\lambda} = \bar{\sigma}_D : \bar{\lambda}_D + \bar{\sigma}_S : \bar{\lambda}_S \quad (9.8)$$

où  $\bar{\sigma}$  et  $\bar{\lambda}$  sont respectivement les tenseurs de la contrainte appliquée et de la déformation magnétostrictive, et  $\bar{\sigma}_D$ ,  $\bar{\lambda}_D$ ,  $\bar{\sigma}_S$ ,  $\bar{\lambda}_S$  sont les parties déviatoriques et sphériques de ces tenseurs. Dans l'hypothèse où le tenseur de la magnétostriction est purement déviatorique ( $\bar{\lambda}_S = \bar{0}$ ), il en résulte que l'énergie magnétoélastique d'un échantillon déformé plastiquement sous contrainte de recharge  $\sigma^{rech}$  ne concerne que les parties déviatoriques :

$$E_\sigma = \left| \bar{X} + \bar{\sigma}^{rech} \right|_D : \bar{\lambda}_D \quad (9.9)$$

L'équilibre entre les contributions magnétoélastiques de la contrainte interne X et de la contrainte de recharge  $\sigma^{rech}$  est donc atteint pour :

$$\left| \bar{X} + \bar{\sigma}_{eq}^{rech} \right|_D = \bar{0} \quad (9.10)$$

Conformément au modèle de Lemaitre-Chaboche [26], le tenseur de la contrainte interne  $X$  garde la même symétrie que le tenseur de la déformation plastique :

$$\bar{X} = X \cdot \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 \end{vmatrix} \quad (9.11)$$

Dans ces conditions, la contrainte d'équilibre  $\sigma_{eq}^{rech}$  se calcule à partir des relations (9.10) et (9.11) comme :

$$\sigma_{eq}^{rech} = -\frac{3}{2} X \quad (9.12)$$

Lorsque la contrainte de recharge est inférieure à  $\sigma_{eq}^{rech}$ , le comportement magnétique de l'échantillon est sous l'influence de l'effet de contraintes de compression, et pour  $\sigma^{rech}$  dépassant  $\sigma_{eq}^{rech}$ , l'échantillon subit un effet magnétoélastique donné par des contraintes de traction. Quand la contrainte de recharge atteint la valeur de 3/2 de  $X$ , les deux contributions magnétoélastiques sont équilibrées et seul l'effet d'ancrage des dislocations agit sur l'aimantation de l'échantillon.

Un rapport de 1,5 doit donc être obtenu entre la contrainte correspondant au point de maximum magnétique  $\sigma_{eq}^{rech}$  et l'écroissage cinématique  $X$ . Retournons maintenant au tableau 7.2. La relation (9.12) est relativement bien vérifiée : pour les quatre niveaux de déformation plastique analysés, l'évolution de la perméabilité maximale  $\mu_r^{max}$  nous indique un rapport moyen de 1,705, l'induction rémanente  $B_r$  de 1,56 et la hauteur du pic Barkhausen  $BMB_{max}$  de 1,595.

### 9.3. Vers la modélisation des effets de la déformation plastique

Généralement, la déformation plastique influence le processus d'aimantation par l'intermédiaire de plusieurs mécanismes spécifiques :

- génération de dislocations constituant des sites d'ancrage pour les parois de Bloch ;
- génération d'importantes contraintes internes conduisant à une anisotropie magnétoélastique ;
- développement d'une texture morphologique (allongement des grains dans la direction de sollicitation) et d'une texture cristallographique (orientation cristallographique privilégiée due à la rotation des grains).

La texture développée lors d'un essai de traction monotone uniaxiale est relativement faible, comme nous l'avons vu dans la deuxième partie de ce rapport. Les mécanismes qui ont donc une influence prépondérante sur le processus d'aimantation sont les deux premiers : la génération de dislocations et des contraintes internes.

Les mesures effectuées sur les échantillons prédéformés sous contrainte de recharge ont mis en évidence un niveau remarquable, où l'aimantation est influencée par les dislocations seules présentes au sein du matériau. L'effet magnétoélastique des contraintes internes est contrebalancé à ce niveau par l'effet magnétoélastique de la contrainte de recharge.

Ces résultats nous semblent extrêmement importants. On entrevoit ainsi très clairement la possibilité de découpler l'effet d'ancrage des dislocations de l'effet d'anisotropie magnétoélastique des contraintes internes sur l'aimantation des échantillons déformés plastiquement. Les paramètres magnétiques obtenus de cette manière seront nettement plus adaptés à la confrontation avec les modèles d'interaction parois-dislocations, conduisant ainsi à une meilleure définition de l'aimantation en présence de déformations plastiques.

À notre connaissance, la seule proposition faite jusqu'à présent concernant la possibilité expérimentale de découplage des effets de dislocations et des contraintes internes est celle de Catty [116]. L'influence de l'augmentation de la densité de dislocations lors de l'écroutissage serait estimée en comparant des paramètres magnétiques (en l'occurrence, des signatures de type enveloppe Barkhausen) mesurés pour un même taux de déformation plastique en traction et en compression monotone. Catty fait l'hypothèse que l'état microstructural est identique dans les deux cas, et la répartition des contraintes internes opposée (dans les échantillons déformés en traction les zones dures sont sous tension et les zones molles sous compression, tandis que dans les échantillons déformés en compression la distribution est inversée). En effectuant donc la moyenne entre deux signaux Barkhausen mesurés en traction et en compression à un même taux de déformation sur des échantillons de fer pur, il obtient un signal caractéristique uniquement de la microstructure. Cette opération a été effectuée à différents taux de déformation et les modifications observées sur la morphologie des signaux Barkhausen (décalage de la position du pic, élargissement du signal, légère augmentation de son amplitude) vont bien dans le sens d'une augmentation du nombre des sites d'ancrage pour les parois de Bloch.

La méthode est intéressante, mais présente toutefois quelques désavantages. D'une part, dans le cas des échantillons plats de faible épaisseur, une déformation plastique en compression est difficilement envisageable. D'autre part, les effets magnétoélastiques des contraintes de traction et de compression ne sont pas toujours symétriques. Une simple moyenne entre les paramètres magnétiques mesurés sur des échantillons sollicités en traction et en compression au même taux de déformation ne permet donc pas la mise en évidence d'un effet caractéristique uniquement de la microstructure.

Les mesures sur des échantillons prédéformés sous contrainte de recharge permettent de contourner les aspects négatifs décrits auparavant. Toutefois, cette méthode présente aussi ses propres désavantages. Elle est valable uniquement pour les matériaux qui changent de signe de magnétostriction lors du changement de signe de la contrainte appliquée, comme le Fe-3%Si. Dans le cas contraire, le point où le matériau se trouve uniquement sous l'influence de la microstructure ne peut être facilement repérable. C'est le cas du nickel de haute pureté, qui sera présenté dans le chapitre suivant.

## Chapitre 10. Validation des hypothèses. Caractérisation du nickel de haute pureté

L'étude des couplages magnétomécaniques dans le nickel de haute pureté a eu pour objectif principal de valider sur un matériau « modèle », dont les propriétés mécaniques et magnétiques sont bien connues, les résultats obtenus sur le fer-silicium. Ce chapitre débute par quelques considérations sur l'intérêt de l'utilisation de ce matériau. Ses propriétés principales seront ensuite brièvement présentées. Finalement, les résultats de la caractérisation magnétique du nickel lors d'un essai de traction uniaxiale seront discutés.

### 10.1. Considérations sur l'intérêt présenté par le nickel de haute pureté

Nous avons vu dans les parties précédentes de ce rapport comment les propriétés magnétiques de l'alliage Fe-3%Si à grains non orientés étaient perturbées par l'écrouissage. L'effet des contraintes internes est mis en évidence à partir de la dégradation du comportement magnétique au cours de la décharge dans le domaine plastique, à condition de supposer un changement de signe de la magnétostriction. Pourtant, très peu de données expérimentales concernant la magnétostriction du fer-silicium sont disponibles et, à notre connaissance, aucune source bibliographique ne traite des variations de ce paramètre avec les déformations plastiques. D'autre part, les alliages de Fe-3%Si à grains non orientés sont des matériaux industriels et certains effets secondaires (impuretés métallurgiques,...) peuvent perturber leur comportement magnétique.

En ce qui concerne le nickel, des nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de ses propriétés mécaniques et magnétiques, ainsi qu'à la relation entre le magnétisme et l'état de contraintes. L'aspect qui nous a intéressé est l'évolution de la magnétostriction en fonction de la contrainte appliquée. En effet, la déformation magnétostrictive  $\lambda(H, \sigma)$  garde une valeur négative pour toute la gamme du champ magnétique quel que soit le type de la contrainte appliquée, de traction ou de compression.

Par exemple, d'après les données fournies par Kirchner et citées par De Lacheisserie [117], la magnétostriction à saturation  $\lambda_s$ , à l'état initial de  $-34 \times 10^{-6}$ , atteint une valeur d'approximativement  $-17 \times 10^{-6}$  pour une contrainte uniaxiale de compression de  $-40$  MPa. D'après Bozorth [8],  $\lambda_s$  atteint une valeur de  $-40 \times 10^{-6}$  pour une contrainte de traction de 1 MPa et une valeur de  $-60 \times 10^{-6}$  pour une contrainte de 104 MPa. La magnétostriction mesurée sur des échantillons de nickel déformés plastiquement est également négative, en augmentant légèrement avec le taux de plasticité. La magnétostriction mesurée à 3200 A/m passe de  $-25 \cdot 10^{-6}$  pour l'échantillon non déformé à  $-20 \cdot 10^{-6}$  pour  $\varepsilon_p = 10\%$  [8].

Ces aspects nous ont fait choisir le nickel de haute pureté pour valider notre discussion sur les couplages magnétomécaniques, particulièrement le rôle des contraintes internes.

## 10.2. Présentation du matériau

Le nickel étudié est un métal polycristallin de haute pureté (99.98 % garanti) se présentant sous la forme de tôles laminées et recuites, d'épaisseur 0,5 mm.

### a) microstructure

Le matériau présente une structure cristallographique de type cubique à faces centrées. Un aperçu de la morphologie des grains, obtenu par un attaque chimique au réactif Marble<sup>2</sup>, est donné sur la figure 10.1a. La taille de grains  $\Phi_g$  respecte une distribution normale de valeur moyenne  $\Phi_g^{\text{moy}} = 25 \mu\text{m}$  et d'écart-type  $\sigma = 18 \mu\text{m}$  (Fig. 10.1b).

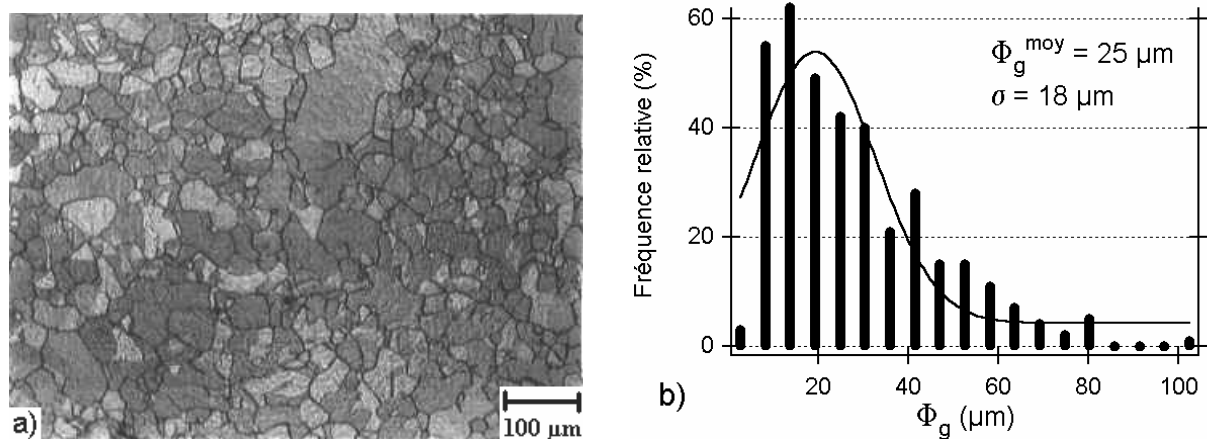


Figure 10.1 (a) Micrographie et (b) distribution de la taille de grains  $\Phi_g$  pour le nickel polycristallin

### b) comportement mécanique

La figure 10.2a montre la courbe de traction monotone du nickel polycristallin. Les propriétés mécaniques typiques sont données dans le tableau 10.1 : la limite d'élasticité est faible, de l'ordre de 30 MPa, la contrainte maximale atteint 400 MPa et la rupture se produit aux alentours de 25 % de déformation. Trois stades d'écrouissage, H.s.1, H.s.2 et H.s.3, peuvent être mis en évidence sur la courbe de consolidation. Le premier stade est associé au glissement simple dans les plans denses de la famille  $\{111\}$ , le stade H.s.2 correspond à la formation progressive des amas de dislocations<sup>3</sup>, conséquence de la présence de glissement multiple, et le dernier stade à la mise en place d'une structure de dislocations de type murs et cellules. Les transitions surviennent autour de 1,5 % et 6,5 % de déformation, en accord avec les données générales proposées par Jaoul [28] pour les polycristaux CFC. La composante cinématique de l'écrouissage, mise en évidence par des essais de charge-décharge, augmente sensiblement jusqu'à 10 % de déformation plastique environ (Fig. 10.2b). Cette évolution est moins sensible aux plus fortes déformations.

<sup>2</sup> Le réactif Marble se compose de 20 ml d'acide chlorhydrique HCl, 20 ml d'eau  $\text{H}_2\text{O}$  et de 4 grammes de sulfate de cuivre  $\text{CuSO}_4$ .

<sup>3</sup> Des travaux récents [118] sur les mécanismes de déformation du nickel polycristallin ont montré que le deuxième stade d'écrouissage semble caractérisé par un taux  $\theta$  constant. Il se peut que notre écart soit dû aux conditions expérimentales (en l'occurrence, nos éprouvettes sont minces, de seulement 0,5 mm d'épaisseur).

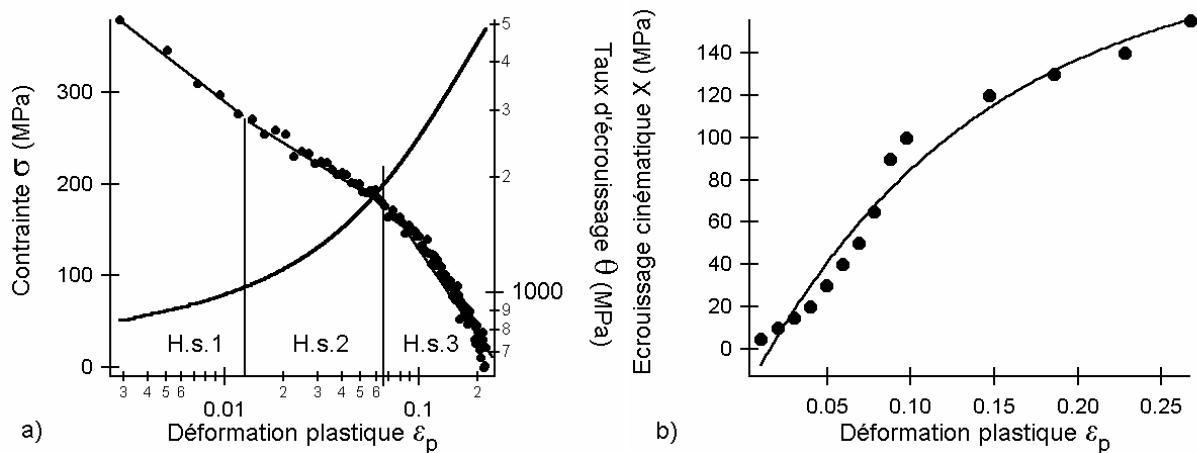


Figure 10.2 (a) Courbe rationnelle  $\sigma$ - $\epsilon_p$  de traction uniaxiale du nickel ( $4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) et taux d'écroissage  $\theta$  mettant en évidence les trois stades H.s.1, H.s.2, H.s.3 ; (b) Evolution de l'écroissage cinématique  $X$  en fonction de la déformation plastique  $\epsilon_p$  [119]

Tableau 10.1. Propriétés mécaniques typiques du nickel polycristallin ( $\Phi_g = 25 \mu\text{m}$ )

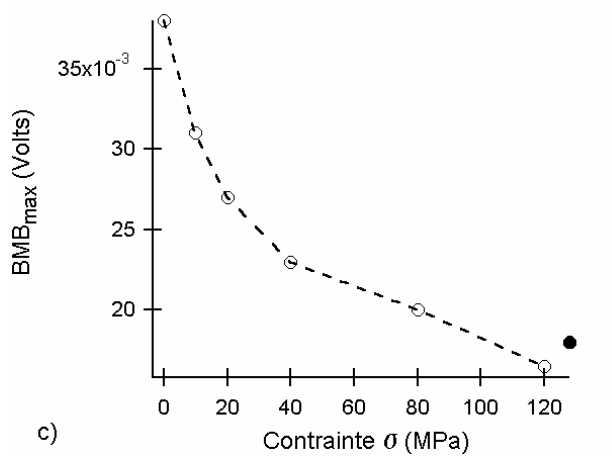
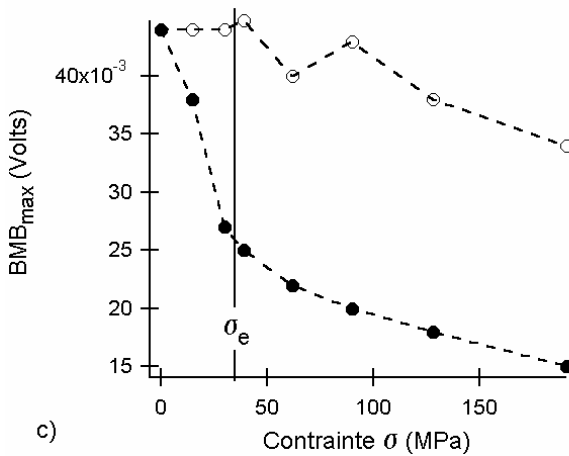
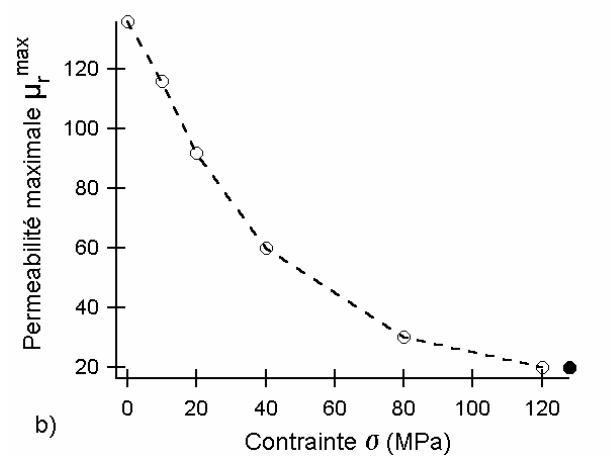
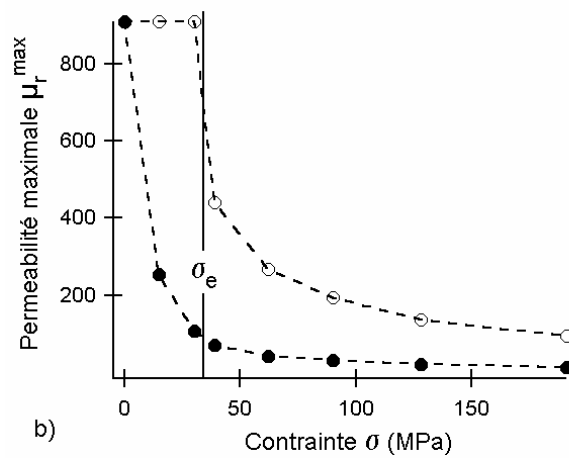
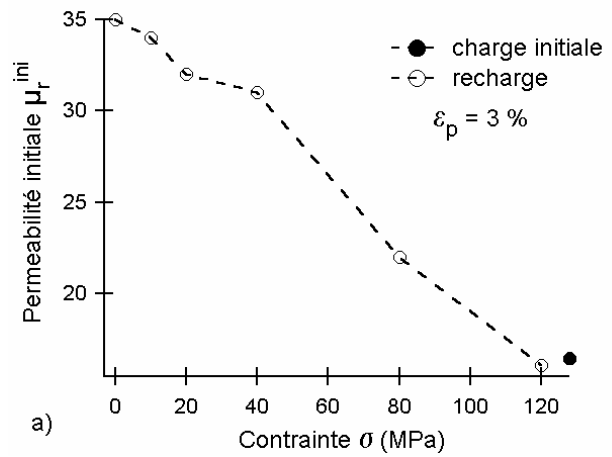
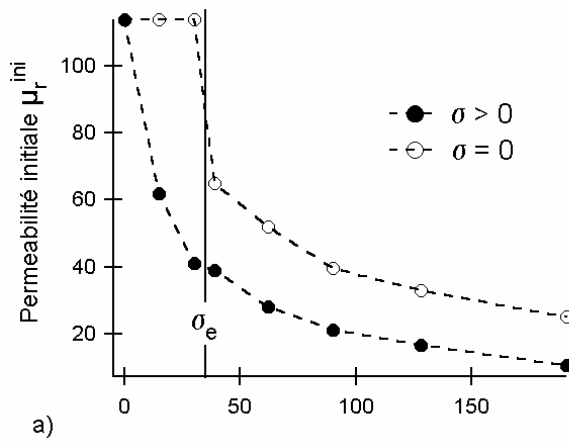
E (GPa)	$\sigma_e$ (MPa)	$\sigma_{\max}$ (MPa)	A (%)
45 - 50	$30 \pm 5$	$390 \pm 10$	25 - 30

### 10.3. Mesures magnétiques lors d'un essai de traction uniaxiale

Suivant la même méthodologie expérimentale que celle employée pour le fer-silicium, des mesures magnétiques ont été effectuées sur le nickel polycristallin lors d'un essai de traction monotone uniaxiale.

L'évolution de la perméabilité initiale  $\mu_r^{\text{ini}}$ , de la perméabilité maximale  $\mu_r^{\text{max}}$  et de la valeur maximale  $\text{BMB}_{\max}$  du bruit Barkhausen du nickel avec les contraintes mécaniques, pour les états sous charge et déchargé, est présentée sur la figure 10.3. On observe une forte dégradation des propriétés magnétiques (forte diminution des perméabilités initiale et maximale) lorsque l'échantillon est soumis à des contraintes inférieures à la limite d'élasticité  $\sigma_e$ . Ce phénomène s'accompagne de la diminution du maximum de bruit Barkhausen. Ces effets peuvent être attribués à la diminution du nombre et du volume des domaines principaux, séparés par des parois à  $180^\circ$ , orientés dans la direction de la contrainte. Lorsque les contraintes appliquées sont supérieures à la limite d'élasticité,  $\mu_r^{\text{ini}}$ ,  $\mu_r^{\text{max}}$  et  $\text{BMB}_{\max}$  continuent de diminuer sans que la transition élastoplastique soit décelable par la mesure de ces paramètres. Les mesures effectuées à l'état déchargé montrent une dégradation moindre des propriétés magnétiques, comparés aux états sous charge correspondants.

La figure 10.4 présente les propriétés magnétiques du nickel polycristallin mesurées sous contrainte de recharge superposée à un état de déformation plastique ( $\epsilon_p = 3\%$ ). Les paramètres  $\mu_r^{\text{ini}}$ ,  $\mu_r^{\text{max}}$  et  $\text{BMB}_{\max}$  diminuent de façon monotone, retrouvant les valeurs mesurées sous charge initiale.



**Figure 10.3** Comportement magnétique du nickel polycristallin lors d'un essai de traction monotone uniaxiale, pour les états sous charge ( $\sigma > 0$ ) et les états déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ) : (a) perméabilité relative initiale  $\mu_r^{ini}$ , (b) perméabilité relative maximale  $\mu_r^{max}$ , (c) maximum du bruit Barkhausen  $BMB_{max}$

**Figure 10.4** Comportement magnétique du nickel polycristallin prédéformé à 3 % de déformation plastique  $\epsilon_p$  sous contraintes de recharge comparé à l'état chargé initial : (a) perméabilité relative initiale  $\mu_r^{ini}$ , (b) perméabilité relative maximale  $\mu_r^{max}$ , (c) maximum du bruit Barkhausen  $BMB_{max}$



#### **10.4. Discussion. Mise en évidence de l'effet des contraintes internes**

La restauration partielle des propriétés magnétiques au cours de la décharge mécanique du matériau écroui a pour origine les hétérogénéités de contraintes internes et la non-linéarité des effets magnétoélastiques. Comme dans le cas de l'alliage Fe-3%Si non orienté, le nickel écroui, puis déchargé, présente de grandes zones en compression élastique faible compensées par des volumes plus petits de fortes tensions élastiques. L'effet global d'une telle distribution est celui d'une contrainte élastique de compression, dans la direction de la sollicitation, et de l'ordre de grandeur de la composante cinématique de l'écrouissage  $X$ .

Nous avons vu que la magnétostriction du nickel est toujours négative : on doit donc s'attendre à une amélioration de ses caractéristiques magnétiques au cours de la décharge, résultat de la diminution correspondante de l'énergie magnétoélastique. Ceci est exactement notre cas (Fig. 10.3). Comme cette variation en cours de décharge est directement reliée à un état de contraintes élastiques, on peut donc supposer que ce phénomène est réversible. Cette hypothèse est pleinement vérifiée grâce à des mesures magnétiques au cours de recharge mécanique (Fig. 10.4). Les propriétés magnétiques se dégradent donc à nouveau progressivement, jusqu'à atteindre la valeur mesurée pour le matériau sous charge initiale.

## Chapitre 11. Caractérisation des contraintes mécaniques appliquées et internes par des mesures magnétiques

Nous avons vu que les contraintes mécaniques ont un effet remarquable sur la réorganisation de la structure en domaines magnétiques. Le bruit Barkhausen, représentatif de l'activité des parois, est donc habituellement considéré comme un moyen de quantification de l'état de contraintes, avec un intérêt indiscutable dans le contrôle non destructif des structures métalliques [120].

Pourtant, la présence d'une contrainte conduit à des déformations qui peuvent être élastiques ou plastiques, la situation étant ainsi plus compliquée. Il s'est donc avéré que le bruit seul n'est pas suffisant pour une caractérisation pertinente de l'état mécanique. D'autres paramètres, comme ceux liés aux cycles d'hystérésis, peuvent apporter des renseignements complémentaires [121-126].

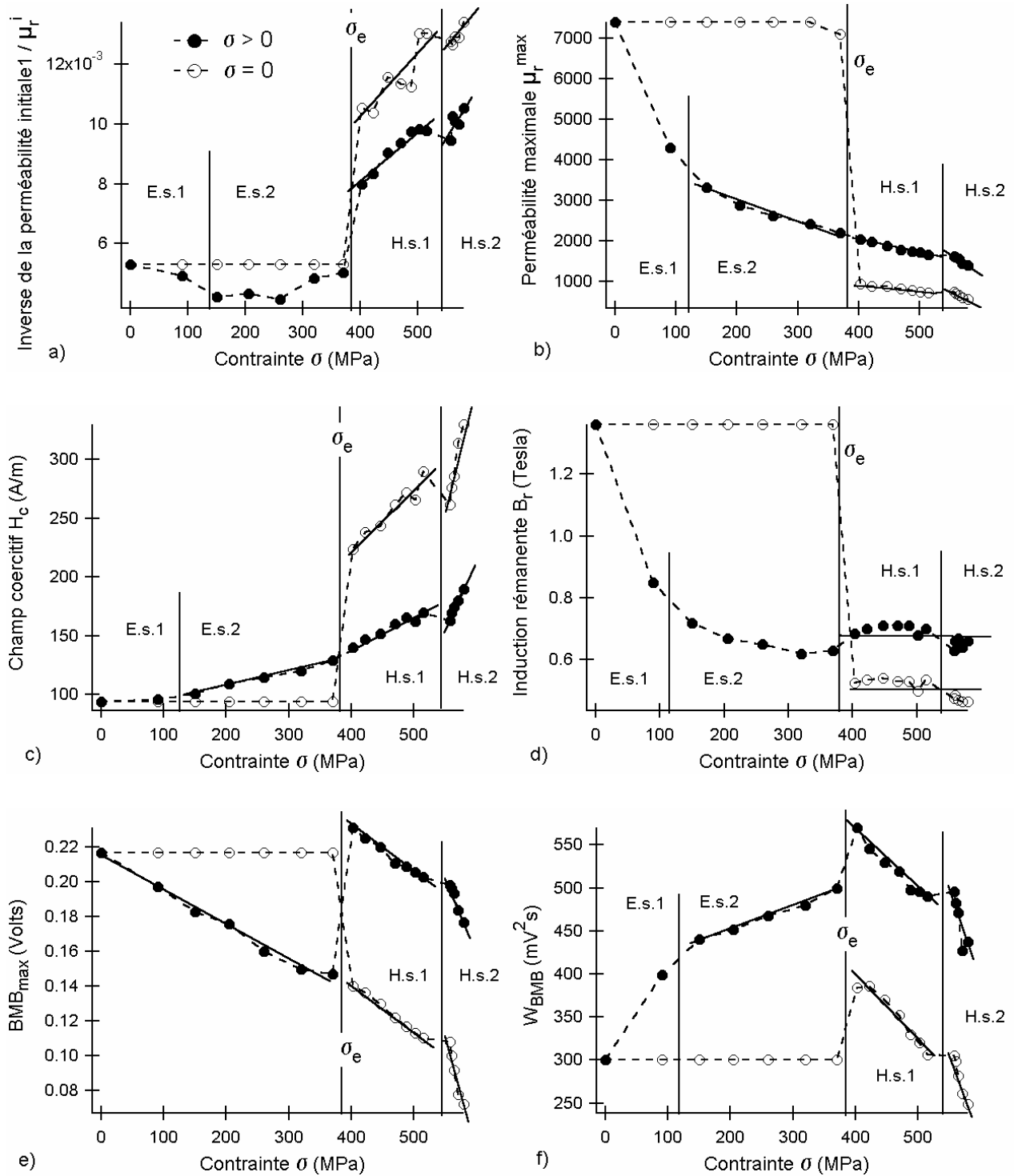
### 11.1. Identification des mécanismes de déformation

Afin d'offrir une vue d'ensemble, nous avons regroupé sur la figure 11.1 les paramètres magnétiques caractérisant les états sous charge et déchargé, pour le domaine élastique et pour le domaine plastique. On peut ainsi observer sur la même figure que, de manière générale, tous les stades de déformations sont identifiés : les deux stades élastiques E.s.1 et E.s.2, le franchissement de la limite élastique  $\sigma_e$ , les deux stades d'écrouissage H.s.1 et H.s.2.

Les figures 11.1e et 11.1f nous montrent que les paramètres du bruit Barkhausen ne suffisent pas à eux seuls pour caractériser l'état mécanique du matériau : une valeur donnée d'un paramètre, que ce soit  $BMB_{max}$  ou  $W_{BMB}$ , peut correspondre soit à une contrainte élastique macroscopique, soit à un état de déformation plastique, à l'état chargé ou déchargé. Il est donc nécessaire d'utiliser d'autres paramètres, comme par exemple le champ coercitif  $H_c$ , qui montre une évolution bien plus monotone (Fig. 11.1c).

L'évolution des paramètres magnétiques a été auparavant mise en relation, de manière générale, avec les mécanismes de déformation élastique et plastique. Revenons toutefois sur la mise en évidence des deux stades dans le domaine élastique. Rappelons que, d'après des données fournies par Jaoul [28], dans le cas d'un acier doux de limite élastique de 300 MPa, des microdéformations plastiques apparaissent à 120 MPa. Par conséquent, il est extrêmement probable que le deuxième stade élastique E.s.2 du FeV 330-35 HA, démarrant pour une contrainte de l'ordre de 150 MPa, soit caractéristique du phénomène de microplasticité.

En effet, ce stade de microplasticité a été identifié par des mesures magnétiques par plusieurs chercheurs. Remarquons le travail de Ștefăniță et al. [120], qui trouve des changements brusques dans l'évolution des paramètres du bruit Barkhausen pour des contraintes bien inférieures à la limite d'élasticité macroscopique des aciers doux.



**Figure 11.1** Paramètres magnétiques en fonction des contraintes appliquées  $\sigma$  pour les états sous charge ( $\sigma > 0$ ) et déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ), dans le domaine élastique et plastique (FeV 330-35 HA) [71, 126]. Les stades élastiques E.s.1 et E.s.2, la limite d'élasticité macroscopique  $\sigma_e$  et les stades d'écrouissage H.s.1 et H.s.2 sont marqués par des lignes de démarcation. Des régressions linéaires sur certains paramètres sont également représentées

La figure 11.2 schématise l'effet des dislocations générées aux joints de grains afin d'accommoder les déformations entre grains (le phénomène de microplasticité) sur la structure en domaines magnétiques. Les champs des contraintes associés aux dislocations provoquent des variations dans le volume des domaines magnétiques localisés au voisinage des joints de grains. Pourtant, les dislocations n'apparaissent pas forcément dans tous les grains.

De plus, la variation inégale du volume des domaines conduit à des différences entre leur état énergétique, donc tous les domaines ne seront pas actifs simultanément sous un champ magnétique appliqué. Toutefois, ces phénomènes conduisent à des changements dans l'évolution des paramètres magnétiques, identifiant ainsi le début de la microplasticité.

Moorthy et Vaidyanathan [121, 122] identifient également un stade de microplasticité par des mesures du bruit Barkhausen et des cycles d'hystérésis sur plusieurs nuances d'acier carbone. La hauteur du pic Barkhausen, l'induction rémanente et l'induction à saturation enregistrent une diminution sensible bien avant que la contrainte appliquée atteigne la limite d'élasticité, donc lors du stade de microplasticité. Les auteurs considèrent tout simplement que la multiplication des dislocations conduit à une réduction du libre parcours moyen des parois, d'où la réduction afférente des paramètres magnétiques.

## 11.2. Relation entre les propriétés magnétiques et l'érouissage cinématique

Des résultats très intéressants ont été obtenus sur le FeV 330-35 HA en représentant les paramètres magnétiques en fonction de l'érouissage cinématique  $X$  correspondant. La figure 11.3 nous montre l'inverse de la perméabilité initiale  $1/\mu_r^{\text{ini}}$ , le champ coercitif  $H_c$ , la perméabilité maximale  $\mu_r^{\text{max}}$  et la valeur maximale du bruit Barkhausen  $BMB_{\text{max}}$  en fonction de la composante cinématique  $X$ .

D'après les premiers modèles de l'aimantation en présence des contraintes, cités dans le chapitre 9, il en résulte que  $1/\mu_r^{\text{ini}}$  et  $H_c$  doivent varier linéairement avec l'amplitude de la contrainte interne et de manière inversement proportionnelle à leur longueur d'onde (relation 9.2). C'est exactement le cas présenté sur les figures 11.3a et 11.3b : des variations linéaires sont observées en fonction de la contrainte interne macroscopique  $X$ .

L'évolution de ces paramètres est également sensible à la longueur d'onde des contraintes internes. Ils augmentent lorsque la longueur d'onde des contraintes internes diminue (lorsque la déformation plastique augmente, les contraintes internes intragranulaires deviennent prépondérantes). De plus, un changement de pente est observé, mettant ainsi en évidence les deux stades d'érouissage du FeV 330-35 HA. Ces aspects ont été observés aussi pour la perméabilité maximale et la hauteur du pic Barkhausen (Fig. 11.3c et Fig. 11.3d), paramètres reliés également à l'activité des parois de type  $180^\circ$ .

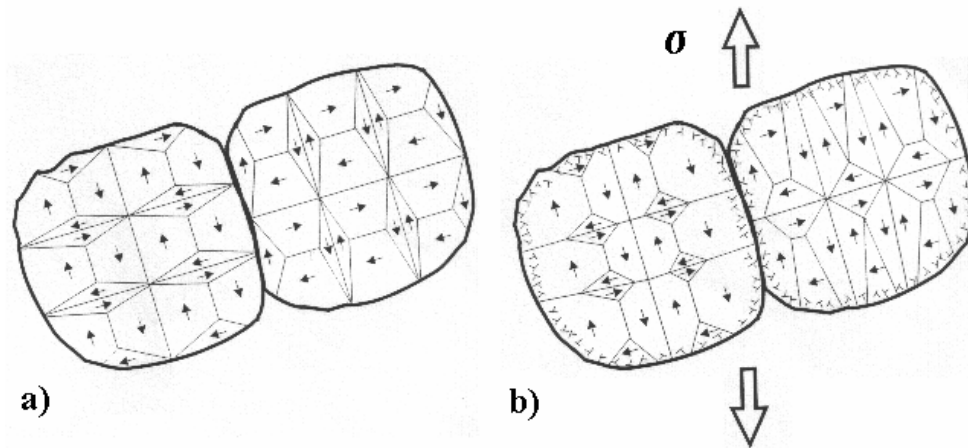


Figure 11.2 Schématisation de la structure en domaines magnétiques des grains dans un échantillon en acier doux non déformé (a) et lorsque la microplasticité a débuté par la formation des dislocations aux joints de grains pour une contrainte  $\sigma$  inférieure à la limite d'élasticité macroscopique  $\sigma_e$  [120]

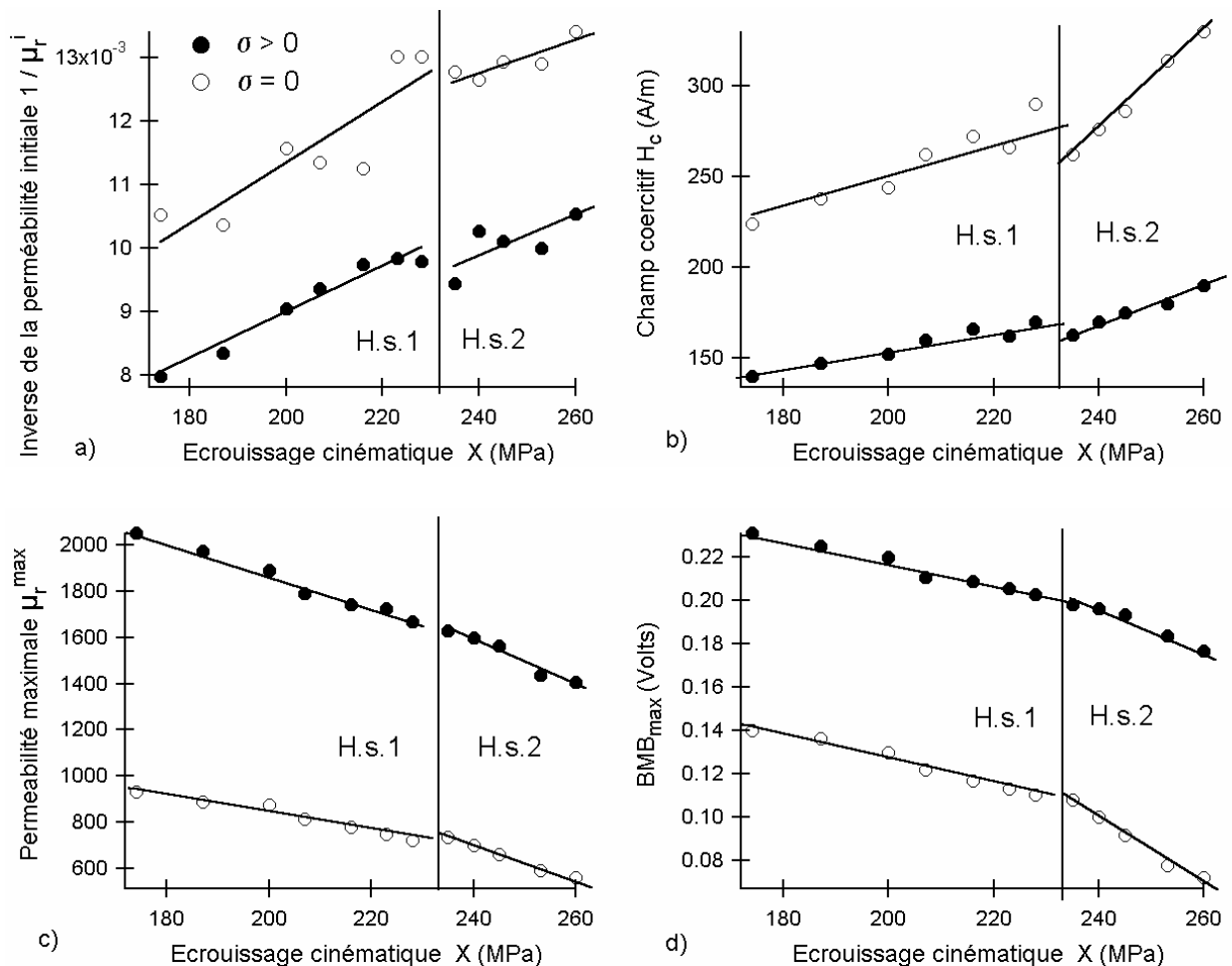


Figure 11.3 Paramètres magnétiques en fonction de l'écroissage cinématique X pour les états sous charge (●) et déchargés correspondants (○), dans le domaine élastique et plastique, pour le FeV 330-35 HA [71, 126]. Les stades d'écroissage H.s.1 et H.s.2 sont marqués par des lignes de démarcation. Des régressions linéaires sur les paramètres sont également représentées

Un article publié en 2000 par Makar et Tanner [17] relie les variations des paramètres magnétiques lors de l'écroutissage des aciers carbone faiblement alliés à l'évolution de la structure de dislocations, qui constituent des sites d'ancrage de plus en plus forts pour les parois. Leur raisonnement repose sur le fait que la distribution des contraintes internes est complexe, variant d'un grain à l'autre en fonction de leurs orientations cristallographiques, et que leur amplitude n'évolue pas de manière monotone lors de l'écroutissage, d'après une analyse en diffraction des neutrons sur des aciers faiblement alliés publiée par Pang et al. [113] en 1998.

Nous ne contestons pas la complexité de la distribution des contraintes internes au sein du matériau écrouti. Pourtant, l'écroutissage cinématique X reste une caractéristique importante, relativement facile à déterminer, et représentative, jusqu'à un certain point, de cet état de contraintes internes. Les résultats présentés sur la figure 11.3, montrant clairement qu'une relation consistante existe entre le comportement magnétique du FeV 330-35 HA et l'écroutissage cinématique, sont très prometteurs quant à la caractérisation de l'état mécanique d'un matériau ferromagnétique par des mesures magnétiques non destructives.

## Bilan

De manière générale, sous l'effet d'une contrainte de traction inférieure à la limite d'élasticité, le comportement magnétique est fortement détérioré : l'aimantation dans la direction de la contrainte devient de plus en plus difficile lorsque la contrainte appliquée augmente. Cet effet est plus accentué pour des valeurs faibles et moyennes du champ, dans la zone des mouvements des parois magnétiques.

Ce phénomène peut être expliqué par une valeur négative de la magnétostriction : le nombre et le volume des domaines principaux orientés dans une direction proche de la direction de la contrainte diminuent et une structure importante de domaines de fermeture est mise en place. L'induction rémanente est ainsi fortement réduite et la valeur maximale du bruit Barkhausen, proportionnelle à l'activité des parois à  $180^\circ$ , diminue linéairement avec la contrainte.

La dégradation magnétique se poursuit pour des contraintes supérieures à la limite d'élasticité macroscopique. Les dislocations générées pendant l'écroutissage du matériau constituent des sites d'ancrage pour les parois magnétiques, en empêchant ainsi leur mouvement. Il en résulte une augmentation prononcée du champ coercitif et une diminution des paramètres du bruit. Une dépendance linéaire est trouvée entre les paramètres magnétiques et la contrainte appliquée, tant pour les états sous charge que pour les états déchargés, en accord avec le modèle du potentiel conservatif.

Les états déchargés sont caractérisés par un comportement beaucoup plus détérioré que les états sous charge. Ceci est le résultat d'une distribution caractéristique des contraintes internes : des zones dures en traction séparées par des zones molles plus grandes en compression. L'effet prépondérant est donné par les zones en compression : la magnétostriction devenant positive a nouveau, un état énergétique plus défavorable est atteint après la décharge. Le comportement d'un autre matériau, un nickel polycristallin de haute pureté, est complètement en accord avec cette hypothèse.

Sous certaines conditions, par des mesures sous contraintes de recharge élastique on arrive à mettre en évidence le niveau correspondant à l'équilibre magnétoélastique entre la contrainte de recharge et la contrainte interne macroscopique. L'évolution du centre de surface de charge au cours de l'écroutissage peut être ainsi déterminé.

Enfin, les stades de déformation, en l'occurrence le stade purement élastique, la microplasticité, les deux stades d'écroutissage, sont clairement identifiés par les propriétés magnétiques. De plus, une dépendance linéaire est trouvée entre certains paramètres magnétiques (champ coercitif, perméabilité relative initiale et maximale, hauteur du pic Barkhausen) et l'écroutissage cinématique.

**CONCLUSION**

**GENERALE**



Les travaux présentés au cours de ce travail thèse ont porté sur les couplages magnéto-mécaniques dans les alliages ferromagnétiques doux, principalement le Fe-3%Si à grains non orientés, avec une extension au nickel de haute pureté. Plusieurs résultats importants ont été montrés, pouvant être synthétisés comme suit.

Le comportement mécanique en traction monotone uniaxiale du FeV 330-35 HA est typique des métaux cubiques centrés : après un décrochement de la contrainte, la déformation plastique débute par un palier de Lüders de longueur importante. La consolidation ultérieure est caractérisée par deux stades, reliés au comportement des dislocations générées : formation progressive des amas de forte densité lors du premier stade, remplacés par des murs et cellules lors du deuxième stade. Une légère évolution de la texture morphologique et cristallographique est également détectée.

Directement dépendantes de l'hétérogénéité structurale, d'importantes contraintes internes se développent dès le début de la déformation plastique. Leur distribution spatiale se caractérise par des zones dures sous forte tension élastique séparées par des zones molles plus larges sous compression élastique. Les contraintes internes ont initialement un caractère intergranulaire (les zones dures sont représentées par les joints de grains), pour devenir essentiellement intragranulaires lors du deuxième stade d'écrouissage (les zones dures constituent à présent les murs de forte densité de dislocations). L'écrouissage cinématique, défini par le modèle de Lemaitre-Chaboche, rend compte de la contrainte interne macroscopique caractérisant l'échantillon déformé plastiquement à l'état déchargé.

Un banc de mesures magnétiques a été conçu afin de suivre l'évolution du comportement des matériaux de type tôles et feuillards magnétiques au cours d'un essai de traction uniaxiale. Le système d'alimentation-acquisition permet le pilotage du courant d'excitation et la mesure de plusieurs paramètres, liés aux cycles d'hystérésis magnétique et au bruit Barkhausen. La simplicité constructive du dispositif n'affecte pas la précision de mesure, les performances étant similaires à celles habituellement déclarées par d'autres équipes de recherche pour des dispositifs similaires.

La caractérisation *in situ* du fer-silicium à grains non-orientés met en évidence différents mécanismes d'interaction magnéto-mécanique. Une forte anisotropie magnétoélastique est induite par la présence des contraintes inférieures à la limite d'élasticité. La mise en place d'une importante structure de domaines de fermeture peut être le résultat d'une magnétostriction négative correspondante. Lors de la déformation plastique du matériau, le mouvement des parois magnétiques est progressivement empêché par les dislocations, qui constituent des sites d'ancrage de plus en plus forts. La linéarité entre les paramètres magnétiques et la contrainte appliquée nous amène à considérer que le comportement magnétique peut être décrit par le modèle de la paroi rigide (ou du potentiel conservatif).

Une nette différence est observée entre les états sous charge et les états déchargés correspondants : lors de la décharge mécanique, les éprouvettes déformées plastiquement se retrouvent dans un état magnétique beaucoup plus détérioré. Des données bibliographiques confirment que l'effet magnétoélastique prépondérant dans les éprouvettes déchargées est donné par la compression élastique des zones molles. En considérant, par similitude avec le fer polycristallin, que la magnétostriction du fer-silicium devient positive sous compression, un état énergétique plus défavorable est alors atteint après la décharge. Des mesures sur un nickel de haute pureté, de magnétostriction négative, valident cette hypothèse sur le rôle des contraintes internes.

L'évolution de certains paramètres magnétiques, mesurés sur des éprouvettes prédéformées sous contraintes élastiques de recharge, met clairement en évidence le niveau correspondant à l'équilibre magnétoélastique entre la contrainte de recharge et la contrainte interne. L'importance de ces résultats réside dans les perspectives qu'ils ouvrent quant à la séparation des effets de l'ancrage des parois magnétiques sur les dislocations et de l'anisotropie magnétoélastique générée par les contraintes internes.

Enfin, l'utilisation de mesures magnétiques comme outil de caractérisation de l'état mécanique est envisagée en dernière partie du mémoire. Un choix approprié des paramètres permet une identification convenable des mécanismes de déformation : le stade de déformation purement élastique, la microplasticité, les deux stades d'écrouissage sont clairement mis en évidence. De plus, une dépendance linéaire a été trouvée entre certains paramètres magnétiques (les perméabilités relatives initiale et maximale, le champ coercitif, la valeur maximale du bruit Barkhausen) et l'écrouissage cinématique.

La suite immédiate de ce travail concerne l'élargissement de la méthodologie expérimentale sur deux aspects essentiels : la caractérisation du comportement du fer-silicium sous contraintes de compression et la mesure directe de la magnétostriction sous charge. Des efforts en ce sens ont déjà été menés par l'équipe de recherche du LMT Cachan et nous avons ainsi la possibilité de bénéficier de leur expérience. Ceci devrait nous permettre la confirmation des mécanismes mis en évidence au cours de cette étude et la poursuite de notre objectif à plus long terme : le développement des outils pertinents de contrôle non destructif des structures métalliques par mesures de propriétés magnétiques.

# **REFERENCES**

# **BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] Hug E., *Etude des dégradations des propriétés magnétiques d'alliages Fe-3%Si avec les déformations plastiques. Application à la mise en œuvre des tôles utilisées dans la conception des moteurs électriques*, Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 1993
- [2] Hubert O., *Influence des contraintes internes et de la structure des dislocations sur les couplages magnéto-mécaniques dans les alliages Fe-3%Si à grains non-orientés*, Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 1998
- [3] Hug E., Hubert O. Clavel M., *Some aspects of the magnetomechanical coupling in the strengthening of nonoriented and grain-oriented 3% SiFe alloys*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 33, 1997, p. 763
- [4] Hug E., Hubert O., Guillot I., *Effect of strengthening on the magnetic behaviour of ordered intermetallic 2%V-CoFe alloys*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, 2000, p. 197
- [5] Hug E., *Evolution of the magnetic domain structure of oriented 3% SiFe sheets with plastic strains*, Journal of Materials Science, vol. 30, 1995, p. 4417
- [6] Hubert O., Clavel M., Guillot I., Hug E., *Magnetism and internal stresses : concept of magneto-plastic anisotropy*, Journal de Physique. IV France, vol. 9, 1999, p. 207
- [7] Hug E., Hubert O., Van Houtte J. J., *Effect of internal stresses on the magnetic properties of non-oriented Fe-3wt.%Si and (Fe,Co)-2wt.%V alloys*, Materials Science and Engineering, vol. A332, 2002, p. 193
- [8] Bozorth R. M., *Ferromagnetism*, IEEE Press, New York, 1993
- [9] Neurath P. W., *Effect of plastic and elastic stresses on the losses and the domain configurations of grain-oriented 3 pct Si-Fe*, Journal of Metals, 1956, p. 1319
- [10] Ferro A., Fratucello G., *On the effect of strain on the coercive force of some Fe-Ni alloys under tensile stress*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-7, 1971, p. 230
- [11] Tiitto S. I., *Influence of elastic and plastic strain on the magnetization process in Fe-3.5%Si*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-12, 1976, p. 855
- [12] Gardner C. G., Matzkanin G. A., Lankford J., *Influence of stress and plastic deformation on the Barkhausen effect in silicon-iron*, International Advances in Nondestructive Testing, vol. 5, 1977, p. 201

- [13] Vannes A., Cousinou E., Flambard C., *Le bruit ferromagnétique : méthode non-destructive d'analyse des courbes de traction du nickel*, Revue Pratique de Contrôle et Qualité Industrielle, no. 128, 1984, p. 61
- [14] Makar J. M., Tanner B. K., *The effect of stresses approaching and exceeding the yield point on the magnetic properties of high strength pearlitic steels*, NDT&E International, vol. 31, 1998, p. 117
- [15] Makar J. M., Tanner B. K., *The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel. Part I – Hysteresis loops and magnetostriction*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 184, 1998, p. 193
- [16] Makar J. M., Tanner B. K., *The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel. Part II – Permeability curves*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 187, 1998, p. 353
- [17] Makar J. M., Tanner B. K., *The effect of plastic deformation and residual stress on the permeability and magnetostriction of steels*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 222, 2000, p. 291
- [18] Couderchon G., *Alliages magnétiques doux*, Techniques de l'Ingénieur, traité Matériaux métalliques, vol. M 350
- [19] Matsumura K., Fukuda B., *Recent developments of non-oriented electrical steel sheets*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 5, 1984, p. 1533
- [20] Degauque J., *Les pertes d'énergie dans les ferromagnétiques métalliques doux : origine physique*, Mémoires et Etudes Scientifiques Revue de Métallurgie, vol. 1, 1985, p. 5
- [21] Brissonneau P., *Non-oriented Si-Fe sheets*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 19, 1980, p. 52
- [22] Brissonneau P., *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechniques*, Hermès, Paris, 1997
- [23] Kumano T., Kubota T., Takahashi N., *Texture of primary recrystallization on nonoriented electrical steel sheet with phase transformation*, Journal of Materials Engineering and Performance, vol. 4, 1995, p. 401
- [24] EN10002-1 : Norme européenne, *Matériaux métalliques. Essai de traction*, mars 1990
- [25] Cottrell A., *An introduction to metallurgy (second edition)*, The Institute of Materials, London, 1995

- [26] Lemaitre J., Chaboche J.-L., *Mécanique des matériaux solides*, Dunod, Paris, 1985
- [27] François D., Pineau A., Zaoui A., *Comportement mécanique des matériaux – élasticité et plasticité (tome 1)*, Hermès, Paris, 1991
- [28] Jaoul B., Crussard C., *Etude de la plasticité et application aux métaux*, Dunod, Paris, 1965
- [29] Hahn G. T., *A model for yielding with special reference to the yield point phenomena of iron and related bcc metals*, Acta metallurgica, 10, 1962, p. 727
- [30] Violan P., Simon J., Bouchet B., de Fouquet J., *Contribution à l'étude de la relation de Hall et Petch dans le fer polycristallin*, Mémoires et Etudes Scientifiques Revue de Métallurgie, vol. 1, 1967, p. 37
- [31] Carrington W. E., McLean D., *Slip nuclei in Silicon-Iron*, Acta metallurgica, 13, 1965, p. 493
- [32] Venables J. A., Harland C. J., *Electron back-scattering patterns – A new technique for obtaining crystallographic information in the scanning electron microscope*, Philosophical Magazine, vol. 27, 1973, p. 1193
- [33] Wright S. I., *A review of automated orientation imaging microscopy (OIM)*, Journal of Computer-Assisted Microscopy, vol. 5, 1993, p. 207
- [34] Adams B. L., Wright S. I., Kunze K., *Orientation imaging : The emergence of a new microscopy*, Metallurgical transactions A, vol. 24A, 1993, p. 819
- [35] Philibert J., Vignes A., Bréchet Y., Combredé P., *Métallurgie du minerai au matériau*, Masson, Paris, 1998
- [36] Hatherley M., *An introduction to textures in metals*, Institution of Metallurgists, London, 1979
- [37] Feaugas X., *Contribution à la compréhension des mécanismes de déformation plastique et d'endommagement des matériaux : un point de vue expérimental*, Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université de Technologie de Compiègne, 1999
- [38] Maeder G., Lebrun J.-L., *Contraintes résiduelles et mise en forme*, Ecole d'été d'Oléron, Matériaux, mise en forme, pièces formées, Presses du CNR-IRSID, 1987
- [39] Maeder G., Lebrun J.-L., Sprauel J.-M., *Détermination par diffraction des rayons X des contraintes internes. Aspects macro et microscopiques*, Ecole d'été d'Oléron, Physique et mécanique de la mise en forme des matériaux, Presses du CNR-IRSID, 1990

- [40] Rolim Lopes L.C., Charlier J., *Effect of grain size and intergranular stresses on the cyclic behaviour of a ferritic steel*, Materials Science and Engineering, A169, 1993, p. 67
- [41] Feaugas X., *On the origin of the tensile flow stress in the stainless steel AISI 316L at 300K : back stress and effective stress*, Acta materialia, vol. 47, 1999, p.3617
- [42] Haddou H., Gaudin C., Feaugas X., *Stacking fault energy (s.f.e.) and grain size effects (d) on the tensile behaviour of f.c.c. polycrystalline alloys at 300K :Back stress and effective stress evolutions*, Journal de Physique IV France, vol. 11, 2001, p. Pr4-283
- [43] Mughrabi H., *Dislocation wall and cell structures and long-range internal stresses in deformed metal crystals*, Acta Materialia & Metallurgica, vol. 31, 1983, p. 1367
- [44] Nabarro F.R.N., *Work hardening and dynamical recovery of fcc metals in multiple glide*, Acta metallurgica, vol. 37, 1989, p. 1521
- [45] Estrin Y., Toth L.S., Molinari A., Bréchet Y., *A dislocation-based model for all hardening stages in large strain deformation*, Acta materialia, vol. 46, 1998, p. 5509
- [46] Cottrell A., *Dislocations and plastic flow in crystals*, Oxford University Press, London, 1953
- [47] Kuhlmann-Wilsdorf D., Laird C., *Dislocation behaviour in fatigue*, Materials Science and Engineering, part. II et IV, vol. 37 et 39, 1979, p. 111 et p. 231
- [48] Dickson I., Handfield L., L'Esperance G., *Cyclic softening and thermally activated deformation of titanium and zirconium*, : Material Science and Engineering. vol.60, 1983, p. L3
- [49] Dickson I.; Boutin J.; Handfield L., *A comparison of two simple methods for measuring cyclic internal and effective stresses*, Materials Science and Engineering, vol.64, 1984, p. L7
- [50] Handfield L., Dickson I., L'Esperance G., *A comparison of cyclic deformation behaviour of two purities of zirconium*, ICSMA7, Pergamon press, Canada, 1985
- [51] Arnold G., Hubert O., Billardon P., *Identification inverse du comportement élasto-plastique des toles minces à l'aide d'une machine d'essais de flexion pure*, Mémoire du Congrès Français de Mécanique, Nancy, 2001, p. 283
- [52] Arnold G., Hubert O., Billardon P., *Identification of kinematic and isotropic hardening using a pure bending test machine*, ESAFORM 2002, Cracovie, Pologne
- [53] IEC 404-3 : *Matériaux magnétiques: Méthodes de mesure des caractéristiques magnétiques des tôles et feuillards magnétiques à l'aide de l'essai sur tôle unique*, International Electrotechnical Commission, 1992

- [54] T. Belgrand, *Measurement of grain oriented electrical steel properties using IEC 404-3 standard*, Journal de Physique IV France, vol. 8, 1998, p. 737
- [55] R. S. Girgis, *The single sheet tester. Its acceptance, reproducibility and application issues on grain-oriented steel*, Journal de Physique IV France, vol. 8, 1998, p. 729
- [56] K. Matsubara, T. Nakata, N. Takahashi, K. Fujiwara, M. Nakano, *Effects of the Overhang of a specimen on the accuracy of a SST*, Physica Scripta, vol. 40, 1989, pp.529-531
- [57] T. Nakata, Y. Ishihara, N. Takahashi, Y. Kawase, *Analysis of magnetic fields in a single sheet tester using an H coil*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 26, 1982, p. 179
- [58] T. Nakata, N. Takahashi, Y. Kawase, M. Nakano, M. Miura, J. D. Sievert, *Numerical analysis and experimental study of the error of magnetic field strength measurement with SST*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-22, 1986, p. 400
- [59] T. Nakata, Y. Kawase, M. Nakano, *Accuracy of magnetic Field Strength Measurement by Single Sheet Testers*, Electrical Engineering in Japan, vol. 107, 1987, p. 565
- [60] T. Nakata, Y. Kawase, M. Nakano, *Improvement of measuring accuracy of magnetic field strength in single sheet testers by using two H coils*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-23, 1987, p. 2596-2598
- [61] T. Nakata, N. Takahashi, Fujiwara K, Nakano M, Kayada T, *Effects of Eddy currents in the specimen in a single sheet tester on measurement errors*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 26, 1990, p. 1641
- [62] T. Nakata, K. Fujiwara, M. Nakano, *Influence of Yoke Construction on Magnetic Characteristics of Single Sheet Testers*, IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan, vol. 5, 1990, p. 618
- [63] Nakata T., Ishihara Y., Nakaji M., Todaka T., *Comparison between the H-coil method and the magnetizing current method for the single sheet tester*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, 2000, p. 607
- [64] M. Mikulec, *Accuracy of Single Sheet Tester*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 112, 1992, p. 112
- [65] Pfutzner H, Schonhuber P, *On the problem of the field detection for SST*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 27, 1991, p. 778
- [66] A. J. Moses, *Recent advances in experimental methods for the investigation of silicon iron*, Physica Scripta, vol. T24, 1988, p. 49



- [67] Sievert J. D., *Determination of AC magnetic power loss of electrical steel sheet: Present status and trends*, IEEE Transactions on Magnetism, vol. MAG20, 1984, p. 1702
- [68] Sievert J. D., *The measurement of magnetic properties of electrical sheet steel - survey on methods and situation of standards*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, 2000, p. 647
- [69] Hug E., Iordache V.-E., *Evolution des propriétés magnétiques d'alliages ferromagnétiques doux en cours de plasticité*, Revue Internationale de Génie Electrique, vol. 5, 2002, p. 371
- [70] Iordache V.-E., Ossart F., Hug E., *Magnetic characterisation of elastically and plastically tensile strained non-oriented Fe-3.2%Si steel*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 254-255, 2003, p. 57
- [71] Iordache V.-E., Hug E., Buiron N., *Magnetic behaviour versus tensile deformation mechanisms in a non-oriented Fe-(3wt.%)Si steel*, à paraître dans Materials Science and Engineering A
- [72] EN10002-1 : *Matériaux métalliques. Essai de traction*, Norme européenne, mars 1990
- [73] M. Bellanger, *Traitement numérique du signal*, Paris, 1981
- [74] Sablik M. J., Augustyniak B., *The effect of mechanical stress on a Barkhausen noise signal integrated across a cycle of ramped magnetic field*, Journal of Applied Physics, vol. 79, 1996, p. 963
- [75] Delage M., *Contribution à l'étude du comportement magnétomécanique des tôles Fe-Si à grains non orientés*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1997
- [76] Krause Th. W., Clapham L., Atherton D. L., *Characterization of the magnetic easy axis in pipeline steel using magnetic Barkhausen noise*, Journal of Applied Physics, vol. 75, 1994, p. 7983
- [77] E05-015 : *Etats de surfaces des produits. Prescriptions*, Norme expérimentale, 1984
- [78] Cameron A., *Basic Lubrication Theory*, Longman, London, 1971
- [79] LMT-ENS Cachan, Etude GIRTOM n°1, *Caractérisation du comportement magnéto-mécanique couplé des tôles magnétiques*, Rapport final, mars 1999.
- [80] Bertotti G., Fiorillo F., Mazzeti P., Soardo G. P., *Statistical models of losses in soft magnetic materials*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 46, 1984, p. 68

- [81] Degauque J., *Soft magnetic materials: microstructure and properties*, Solid State Phenomena, vol. 35-36, 1994, p. 335
- [82] Dabrowski M., Zgodzinski T., *Some effects of unidirectional stress in Si-Fe sheets*, Physica Scripta, vol. 40, 1989, p. 514
- [83] Kashiwaya K., « Chap. 8 : Magnetic methods », dans *Handbook of measurement of residual stresses*, J. Lu, Ed. Lilburn, USA : The Fairmont Press, 1996
- [84] Krause Th. W., Clapham L., Pattantyus A., Atherton D. L., *Investigation of the stress-dependent magnetic easy axis in steel using magnetic Barkhausen noise*, Journal of Applied Physics, vol. 79, 1996, p. 4242
- [85] Cullity B. D., *Introduction to magnetic materials*, Addison-Wesley Publishing Company, London, 1972
- [86] Moses A. J., Davies D., *Influence of compressive stress on magnetic properties of commercial (110)[001] oriented silicon-iron*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-16, 1980, p. 454
- [87] Shirkoohi G. H., Moses A. J., *Effects of stress on iron loss and apparent power in low silicon non-oriented electrical steel*, Anales de fisica-B, vol. 86, 1990, p. 265
- [88] Kashiwaya K., *Fundamentals of nondestructive measurement of biaxial stress in steel utilizing magnetoelastic effect under low magnetic field*, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 30, 1991, p. 2932
- [89] Kashiwaya K., *Magnetoelastic effect of 3.25%Si-Fe single crystal under low magnetic field*, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 31, 1992, p. 237
- [90] Delage M., Ramiarinjaona Cl., Riolland J. F., *Analysis of the magnetomechanical behaviour of non-oriented ferromagnetic sheets*, Journal de Physique IV France, vol. 8, 1998, p. 583
- [91] Gourdin C., *Identification et modélisation du comportement électro-magnéto-élastique de structures ferromagnétiques*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1998
- [92] Lobue M., Basso V., Fiorillo F., Bertotti G., *Effect of tensile and compressive stress on dynamic loop shapes and power losses of Fe-Si electrical steels*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 196-197, 1999, p. 372
- [93] Lobue M., Sasso C., Basso V., Fiorillo F., Bertotti G., *Power losses and magnetization process in Fe-Si non-oriented steels under tensile and compressive stress*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, 2000, p. 124

- [94] Shilling J. W., Houze jr. G. L., *Magnetic properties and domain structure in grain-oriented 3% Si-Fe*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. MAG-10, 1974, p. 195
- [95] Allia P., Ferro A., Soardo G.P., Vinai F., *Magnetostriction behaviour in isotropic and cube-on-face 3% SiFe laminations*, Journal of Applied Physics, vol. 50, 1979, p. 7716
- [96] Jiles D., *Introduction to magnetism and magnetic materials*, Chapman and Hall, London, 1991
- [97] Shin D. W., Degauque J., Astie B., *Magnetomechanical behavior of pure Fe, Ni and 49Fe-49Co-2V*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 215-216, 2000, p. 165
- [98] Buiron N., *Modélisation multiéchelle du comportement magnéto-élastique couplé des matériaux ferromagnétiques doux*, Thèse de doctorat, ENS Cachan, 2000
- [99] Pasley R. L., *Barkhausen effect – an indication of stress*, Materials Evaluation, no. 28, 1970, p. 157
- [100] Chikazumi S., Charap S. H., *Physics of magnetism*, Krieger, Florida, 1964
- [101] Kléman M., *Barkhausen jumps in soft magnetic materials at low fields*, Journal de Physique, vol. 42, 1981, p. 1263
- [102] Krause Th. W., Clapham L., Atherton D. L., *Characterization of the magnetic easy axis in pipeline steel using magnetic Barkhausen noise*, Journal of Applied Physics, vol. 75, 1994, p. 7983
- [103] Theiner W. A., *Micromagnetic techniques*, in *Structural and residual stress analysis by non destructive methods*, Hauk V., Ed. Amsterdam :Elsevier Science B. V., 1997, p. 564
- [104] Ștefăniță C.-G., Atherton D. L., Clapham L., *Plastic versus elastic deformation effects on magnetic Barkhausen noise in steel*, Acta materialia, vol. 48, 2000, p. 3545
- [105] Seeger A., Kronmüller H., Rieger H., Träuble H., *Effect of lattice defects on the magnetization curve of ferromagnets*, Journal of Applied Physics, vol. 35, 1964, p. 740
- [106] Kronmüller H., *Statistical theory of Rayleigh's law*, Zeitschrift für Angewandte Physik, vol. 30, 1970, p. 9
- [107] Labusch R., *Calculation of the critical field gradient in type II superconductors*, vol. 1, 1969, p. 1
- [108] Astie B., Degauque J., Porteseil J., Vergne R., *Influence of the dislocation structures on the magnetic and magnetomechanical properties of high-purity iron*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. Mag-17, 1981, p. 2929

- [109] Vicena F., *On the influence of dislocations on the coercive force of ferromagnetics*, Czech. J. Phys., vol. 5, 1955, p. 480
- [110] Trauble H., cité par Berkowitz A., Kneller E., *Magnetism and Metallurgy*, vol. 2, Academic Press, New York, 1969
- [111] Miltat J., Kléman M., *Interaction of moving  $\{110\}90^\circ$  walls in Fe-Si single crystals with lattice imperfections*, Journal of Applied Physics, vol. 50, 1979, p. 7695
- [112] Thompson S. M., Tanner B. K., *The magnetic properties of specially prepared pearlitic steels of varying carbon content as a function of plastic deformation*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 132, 1994, p. 71
- [113] Pang J. W. L., Holden T. M., Mason T. E., *The development of intergranular strains in a high-strength steel*, Journal of Strain Analysis, vol. 33, 1998, p. 373
- [114] Feugas X., Gaudin C., *Different levels of plastic strain incompatibility during cyclic loading in terms of dislocation density and distribution*, Materials Science and Engineering A, vol. 309-310, 2001, p. 382
- [115] Gatelier-Rothea C., Chicois J., Fougères R., Fleischmann P., *Characterization of pure iron and (130 p.p.m.) carbon-iron binary alloy by Barkhausen noise measurements : study of the influence of stress and microstructure*, Acta materialia, vol. 46, 1998, p. 4873
- [116] Catty J., *Etude des relations entre la microstructure, l'état de contrainte d'une part, les propriétés magnétiques et magnétostrictives d'autre part, dans le fer pur et des alliages à bas carbone*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1995
- [117] du Trémolet De Lacheisserie E., *La magnétostriction du nickel*, Le Journal de Physique, tome 27, 1966, p. 555
- [118] Haddou H., *Influence de la taille de grain et de l'énergie de défaut d'empilement sur l'état de contraintes internes développé au cours de la déformation plastique en traction simple et en fatigue oligocyclique (alliages CFC)*, Thèse de doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 2003
- [119] Hug E., Iordache V.-E., Buiron N., *New perspectives for magnetomechanical coupling in high purity nickel*, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 38, 2002, p. 2820
- [120] Ștefăniță C.-G., Clapham L., Atherton D. L., *Subtle changes in magnetic Barkhausen noise before the macroscopic elastic limit*, Journal of Materials Science, vol. 35, 2000, p. 2675

- [121] Vaidyanathan S., Moorthy V., Kalyanasundaram P., Jayakumar T., Baldev Raj, *Effect of different stages of tensile deformation on micromagnetic parameters in high-strength, low-alloy steel*, Metallurgical and Materials Transactions A, vol. 30A, 1999, p. 2067
- [122] Moothy V., Vaidyanathan S., Jayakumar T., Baldev Raj, Kashyap B. P., *Effect of tensile deformation on micromagnetic parameters in 0.2% carbon steel and 2.25Cr-1Mo steel*, Acta materialia, vol. 47, 1999, p. 1869
- [123] Langman R., *Measurement of the mechanical stress in mild steel by means of rotation of magnetic field strength*, NDT International, 1981, p. 255
- [124] Langman R., *Measurement of the mechanical stress in mild steel by means of rotation of magnetic field strength - part2: biaxial stress*, NDT International, 1982, p. 91
- [125] Langman R., *Measurement of the mechanical stress in mild steel by means of rotation of magnetic field strength - part 3: practical applications*, NDT International, 1983, p. 59
- [126] Iordache V.-E., Hug E., Buiron E., *Caractérisation des contraintes mécaniques appliquées et résiduelles par des méthodes électromagnétiques. Bruit Barkhausen et hystérésis magnétique*, Actes du Colloque GFAC 2003, ENSAM Metz, France
- [127] du Trémolet de Lacheisserie E., *Magnetostriction. Theory and applications of magnetoelasticity*, CRC Press, Boca Raton, 1993
- [128] Barradi T., Puchalska I. B., *Micromagnetism of domain walls in 3% Si-Fe sheets*, Anales de fisica, serie B, vol. 86, 1990, p. 217
- [129] Degauque J., *Magnétisme et matériaux magnétiques : introduction*, Journal de Physique IV, vol. 2, 1992, p. 1
- [130] Degauque J. et Lebouc A., *Matériaux magnétiques doux*, dans *Matériaux à propriétés spécifiques. Les matériaux magnétiques*, rapport rédigé sous la responsabilité de Givord D., Lab. Louis Néel, CNRS
- [131] Couderchon G., *Alliages fer-nickel et fer-cobalt*, Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique, vol. D 2 130
- [132] Clegg D. W., Buckley R. A., *The disorder-order transformation in iron-cobalt based alloys*, Metal Science Journal, vol. 7, 1973, p. 48
- [133] Hug E., *Etude expérimentale des couplages magnétomécaniques dans les matériaux ferromagnétiques doux*, Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Technologie de Compiègne, 2003

# **ANNEXES**

**ANNEXE A. FERROMAGNETISME. NOTIONS GENERALES**

**ANNEXE B. L'ALLIAGE FeCo-2%V**

**ANNEXE C. COMPLEMENTS DE METHODOLOGIE EXPERIMENTALE**

# **ANNEXE A**

## **FERROMAGNETISME. NOTIONS GENERALES**

### **A.1. Eléments de magnétostatique**

### **A.2. Bilan énergétique**

A.2.1. Energie d'échange

A.2.2. Energie d'anisotropie magnétocristalline

A.2.3. Energie magnétostatique

A.2.4. Magnétostriction. Energie magnétoélastique

### **A.3. Domaines de Weiss et parois de Bloch**

A.3.1 Les domaines de Weiss

A.3.2. Les parois de Bloch

### **A.4. Aimantation à l'échelle macroscopique**

A.4.1. Courbe de première aimantation

A.4.2. Hystérésis magnétique

A.4.3. Bruit Barkhausen

## A.1. Éléments de magnétostatique

En utilisant indifféremment le modèle coulombien des dipôles ou le modèle ampèrien du courant, le comportement magnétique d'un milieu matériel est décrit à partir de sa densité volumique de moment magnétique dipolaire  $\vec{m}$ , appelée simplement aimantation  $\vec{M}$  :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dv} \quad (\text{A.1})$$

Le module du moment étant en  $\text{A.m}^2$ , le module de l'aimantation s'exprime en  $\text{A/m}$ . L'aimantation est considérée proportionnelle au champ d'excitation magnétique  $\vec{H}$  par un facteur  $\chi$  :

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad (\text{A.2})$$

ou  $\chi$  est la susceptibilité magnétique, nombre sans dimension.

L'induction magnétique  $\vec{B}$  est une grandeur tenant compte à la fois de l'environnement magnétique  $\vec{H}$  et de l'état d'aimantation  $\vec{M}$  du matériau :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{A.3})$$

ou  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide, égale à  $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ . A partir des relations (A.2) et (A.3), on obtient :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (1 + \chi) \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{A.4})$$

ou  $\mu_r$  et  $\mu$  sont respectivement les perméabilités relative (sans dimension) et absolue ( $\text{H/m}$ ) représentatives du matériau.

Connaissant la surface  $S$  d'un corps soumis à une induction  $\vec{B}$ , on définit le flux magnétique  $\Phi$  selon :

$$\Phi = \int_S \vec{B} dS \quad (\text{A.5})$$

Le flux  $\Phi$  est exprimé en Weber ( $\text{V.s}^{-1}$ ) et l'induction  $B$  est également appelée densité de flux magnétique.



## A.2. Bilan énergétique

L'aimantation d'un matériau est le résultat d'une minimisation de différents termes énergétiques, qui seront présentés en ce qui suit.

### A.2.1. Energie d'échange

L'interaction entre deux atomes voisins ( $i$  et  $j$ ) est quantifiée par l'énergie d'échange  $E_{ij}$ , responsable de l'alignement des moments magnétiques atomiques. L'énergie d'échange globale  $E_{\text{éch}}$  est calculée comme l'intégrale sur tout le volume de l'énergie  $E_{ij}$  [22] :

$$E_{\text{éch}} = \int_{\text{vol}} E_{ij} dv = \int_{\text{vol}} -2J_{ij} \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j dv \quad (\text{A.6})$$

ou  $J_{ij}$ ,  $\vec{S}_i$  et  $\vec{S}_j$  désignent respectivement l'intégrale d'échange entre les atomes  $i$  et  $j$  (donnée quantique intrinsèque au matériau) et les spins correspondants. Cette composante de l'énergie interne favorise l'apparition d'un ordre ferromagnétique si  $J_{ij} > 0$ , ou d'un ordre antiferromagnétique dans le cas contraire. Pour les matériaux ferromagnétiques, tous les moments atomiques élémentaires sont orientés parallèlement les uns par rapport aux autres. Ils peuvent ainsi présenter une polarisation spontanée en l'absence de champ extérieur. Dans d'autres solides, la disposition des atomes porteurs de moments permet la subdivision du réseau cristallin en deux sous-réseaux. Sur chacun des sous-réseaux tous les moments atomiques s'alignent parallèlement les uns aux autres, mais dans des directions opposées d'un sous-réseau à l'autre. L'aimantation résultante s'annule quand les deux sous-réseaux sont équivalents – comportement antiferromagnétique. Autrement, on parle de comportement ferrimagnétique.

### A.2.2. Energie d'anisotropie magnétocristalline

L'énergie d'anisotropie magnétocristalline  $E_k$  est une conséquence de l'existence de directions cristallographiques de facile aimantation. Si le champ magnétique appliqué est dirigé suivant une direction de facile aimantation, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est nulle, sinon cette énergie pour les cristaux cubiques est de la forme suivante [22] :

$$E_k = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (\text{A.7})$$

où  $K_1$  et  $K_2$  sont les constantes d'anisotropie magnétocristalline (le tableau A.1 présente les valeurs pour quelques matériaux usuels) et  $\alpha_i$  les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques. Selon cette relation, en négligeant le deuxième terme du développement, la variation d'énergie interne entre deux états aimantés à saturation suivant les directions privilégiées  $\langle 111 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$  se calcule selon la relation suivante :

$$E_k \langle 111 \rangle - E_k \langle 100 \rangle = \frac{K_1}{3} \quad (\text{A.8})$$

Si  $K_1 > 0$ , les axes quaternaires  $\langle 100 \rangle$  sont des directions de faciles aimantation, comme dans le fer. Dans le cas contraires, les axes ternaires  $\langle 111 \rangle$  sont les directions de facile aimantation, comme dans le nickel.

**Tableau A.1 Valeurs des constantes d'anisotropie pour les principaux matériaux ferromagnétiques [8, 17, 85]**

matériau	structure	$K_1$ ( $10^5 \text{J/m}^3$ )	$K_2$ ( $10^5 \text{J/m}^3$ )
Fer	CC	0,48	0,050
Nickel	CFC	-0,045	0,023
Cobalt	HC	4,1	1,2

### A.2.3. *Energie magnétostatique*

Cette énergie est liée à la non-uniformité du champ magnétique dans une structure finie. L'aimantation d'un corps ferromagnétique entraîne l'apparition d'effets de surface qui peuvent être modélisés par un champ magnétique supplémentaire démagnétisant  $\vec{H}_d$ , qui s'oppose au champ magnétique appliqué  $\vec{H}$ . L'énergie magnétostatique  $E_{ms}$  s'écrit donc :

$$E_{ms} = -\frac{\mu_0}{2} \cdot \vec{M} \cdot (\vec{H}_d + \vec{H}) \quad (\text{A.9})$$

### A.2.4. *Magnétostriction. Energie magnétoélastique*

Tout matériau soumis à un champ magnétique change de dimensions, effet connu sous le nom de l'effet magnétostrictif direct, ou la magnétostriction. L'allongement relatif causé par cet effet, pour faire la distinction avec la déformation  $\varepsilon$  induite par une contrainte, est noté  $\lambda$  :

$$\lambda = \frac{\Delta \ell}{\ell} \quad (\text{A.10})$$

Typiquement, les valeurs de  $\lambda$  dépendent de la valeur du champ magnétique appliqué, donc du type de processus régissant l'aimantation : mouvements des parois et rotation des moments élémentaires. Dans ces conditions, la compréhension de la complexité du comportement magnétostrictif des échantillons polycristallins ordinaires passe par l'analyse du comportement des monocristaux.

#### a) *magnétostriction des monocristaux cubiques*

Les cristaux cubiques ont comme axes de facile aimantation les directions de type  $\langle 100 \rangle$  ou  $\langle 111 \rangle$ , selon que la constante d'anisotropie magnétocristalline  $K_1$  est positive ou respectivement négative. Leur comportement magnétostrictif est différent selon la direction d'aimantation. Un aperçu est donné sur la figure A.1a, qui montre des valeurs de magnétostriction mesurées selon plusieurs directions cristallographiques, pour un monocristal de fer.

En général, considérant un cristal cubique aimanté à saturation dans une direction donnée par ses cosinus directeurs  $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$  par rapport au repère du cristal, la magnétostriction à saturation  $\lambda_s$  dans une autre direction  $(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$  s'écrit [85] :

$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left( \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \beta_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \sum_{i<j,l} \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j \quad (\text{A.11})$$

Les coefficients  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  (tableau A.2), considérés comme des constantes caractéristiques du matériau, représentent les déformations magnétostrictives à saturation dans les directions  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$ . Notons toutefois que la relation (A.11) s'appuie sur des hypothèses simplificatrices, notamment le fait qu'à l'état initial, le cristal est caractérisé par une démagnétisation idéale – tous les domaines magnétiques ont un volume égal, amenant à une aimantation totale nulle. Les différences de valeurs mesurées de magnétostriction d'un échantillon à un autre sont souvent dues à des états différents et imparfaits de démagnétisation.

Dans le cas particulier d'un matériau isotrope, pour lequel les coefficients magnétostrictifs sont égaux, donc  $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$ , il en résulte une formulation simplifiée pour la magnétostriction à saturation  $\lambda_{s\theta}$  mesurée dans une direction qui fait l'angle  $\theta$  avec l'aimantation :

$$\lambda_{s\theta} = \frac{3}{2} \lambda_s \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (\text{A.12})$$

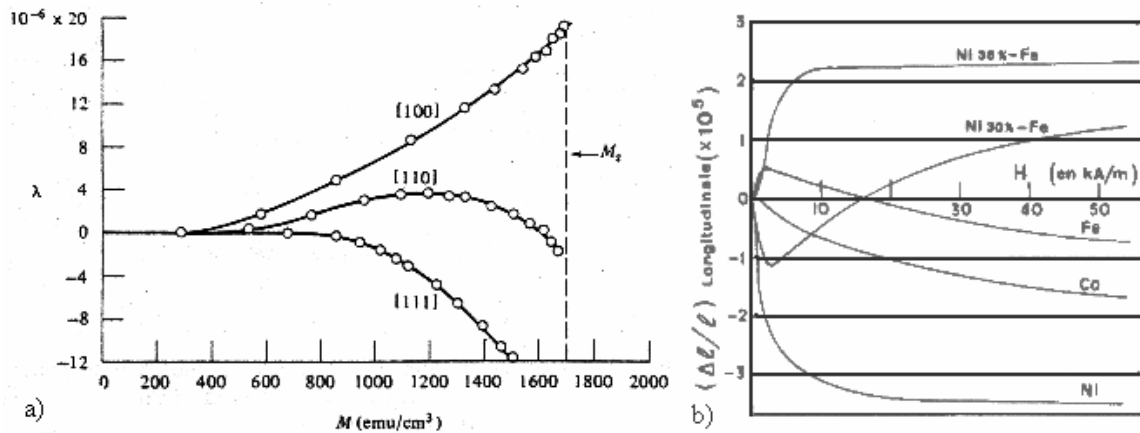


Figure A.1 a) Valeurs de la magnétostriction mesurée dans un monocristal de fer suivant plusieurs directions cristallographiques (1 Tesla =  $10^4/4\pi \text{ emu}/\text{cm}^3$ ) [85] ; b) Magnétostriction mesurée pour plusieurs échantillons polycristallins [22]

Tableau A.2 Coefficients de magnétostriction pour quelques matériaux cubiques usuels ( $\times 10^{-6}$ ) [8, 17, 85]

	Fer	Nickel	Fe-3%Si	Fe-40%Ni	FeCo-2%V
$\lambda_{100}$	+21	-46	+23	-10	-
$\lambda_{111}$	-21	-24	-4	+25	-
$\bar{\lambda}_s$	-4	-33	6,8	11	60

### b) magnétostriction des polycristaux

La magnétostriction d'un échantillon polycristallin dépend de plusieurs facteurs, notamment des propriétés magnétostrictives de chaque grain et de la présence ou de l'absence d'orientations privilégiées au sein du matériau. On retrouve la même complexité de comportement, comme on peut l'observer sur la figure 1.1b représentant des courbes de magnétostriction  $\lambda(H)$ – $H$  mesurées pour plusieurs échantillons polycristallins. La valeur de la magnétostriction est donc dépendante de la valeur du champ magnétique appliqué. Supposons un état d'aimantation intermédiaire, pas encore à saturation, où les angles entre les directions de l'aimantation des domaines et l'axe de l'échantillon sont comprises dans un intervalle autour de l'angle  $\theta$ . Dans ce cas, si  $\langle \cos^2 \theta \rangle$  est une moyenne sur toutes les orientations  $\theta$  possibles, la magnétostriction  $\lambda$  mesurée le long de l'axe de l'échantillon est [85] :

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \left( \langle \cos^2 \theta \rangle - \frac{1}{3} \right) \quad (\text{A.13})$$

Si l'échantillon ne présente pas de texture cristallographique, selon des hypothèses concernant l'homogénéité de la contrainte dans les grains, la magnétostriction moyenne à saturation  $\bar{\lambda}_s$  est donnée par la relation [85, 127] :

$$\bar{\lambda}_s = \frac{2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}}{5} \quad (\text{A.14})$$

Les valeurs ainsi obtenues (tableau A.2) sont très proches de celles habituellement mesurées.

### c) énergie magnétoélastique

Sous l'effet d'une contrainte mécanique appliquée  $\sigma$ , des changements de l'aimantation sont induites dans un échantillon – il s'agit de l'effet magnétoélastique (effet magnétostrictif inverse). Ces changements sont le résultat d'un nouveau terme énergétique  $E_\sigma$  généré par la présence de la contrainte. La direction d'équilibre de l'aimantation à saturation s'obtient pour le minimum de l'énergie  $E_\sigma$ . Si la direction de  $\sigma$  est définie par les cosinus directeurs  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ , et la direction de l'aimantation à saturation par  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ , alors l'énergie magnétoélastique dans un monocristal se calcule avec la relation suivante :

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 \gamma_i^2 - 3\lambda_{111} \sigma \sum_{i < j, 1}^3 \alpha_i \alpha_j \gamma_i \gamma_j \quad (\text{A.15})$$

où  $\lambda_{100}$  et  $\lambda_{111}$  sont les coefficients magnétostrictifs dans les directions  $\langle 100 \rangle$  et respectivement  $\langle 111 \rangle$ . La direction d'équilibre est contrôlée par la contrainte quand les produits  $(\lambda_{100}\sigma)$  et  $(\lambda_{111}\sigma)$  sont supérieurs à la constante d'anisotropie magnétocristalline  $K_1$ . Pour le FeSi par exemple, en considérant une magnétostriction égale à  $\lambda_{100}$  de l'ordre de  $23 \cdot 10^{-6}$ , la contrainte nécessaire pour équilibrer  $K_1$  est de l'ordre de  $10^3$  MPa, bien supérieure à la contrainte maximale que le matériau puisse supporter.

La direction de l'aimantation à saturation est donc contrôlée par l'anisotropie magnétocristalline. L'anisotropie induite par la contrainte sera alors reliée au processus de déplacement des parois.

De manière générale, l'énergie magnétoélastique d'un polycristal peut être considérée comme proportionnelle au produit entre la magnétostriction et la contrainte appliquée :

$$E_{\sigma} \propto (-\lambda\sigma) \quad (\text{A.16})$$

A saturation et pour un polycristal isotrope, on calcule l'énergie magnétoélastique comme [22] :

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2}\bar{\lambda}_s\sigma \cos^2 \theta \quad (\text{A.17})$$

### A.3. Domaines de Weiss et parois de Bloch

C'est à l'échelle mésoscopique, entre l'échelle de l'atome ( $10^{-10}$  m) et l'échelle de l'élément de volume ( $10^{-4}$  m), qu'intervient la notion de subdivision du matériau en domaines de Weiss, séparés par les parois de Bloch.

#### A.3.1 Les domaines de Weiss

La notion de structure en domaines magnétiques a été intriduite par Pierre Weiss en 1907, comme réponse à l'incompatibilité entre l'existence d'un arrangement ordonné des moments magnétiques élémentaires et l'aimantation globale nulle caractéristique de l'état désaimanté. Pratiquement, tous les matériaux de volume suffisant se divisent spontanément en plusieurs domaines élémentaires aimantés à saturation. L'aimantation de chaque domaine est orientée a priori dans une direction de facile aimantation, mais différente d'un domaine à l'autre de telle manière que, globalement, l'aimantation apparente soit nulle dans l'état macroscopique désaimanté.

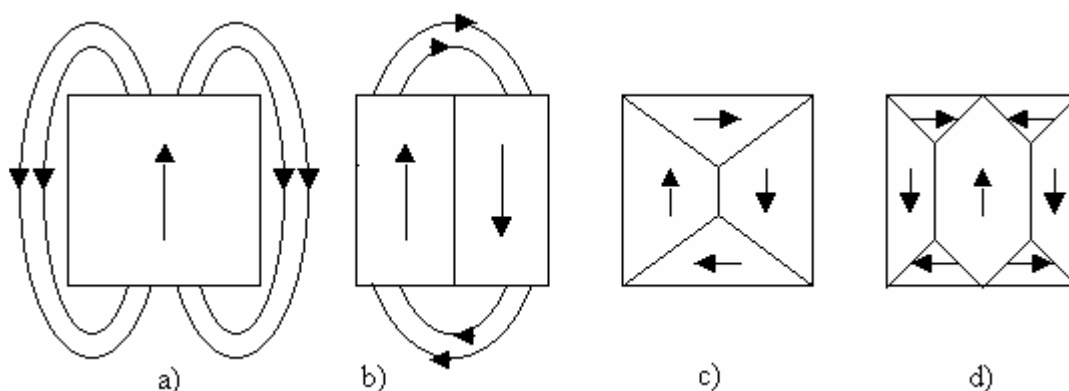


Figure A.2 Plusieurs configurations pour la structure en domaines magnétiques d'un monocristal de fer

La subdivision en domaines magnétiques résulte d'une minimisation de l'énergie totale du système. On peut expliciter la compétition énergétique entre les différents termes mentionnés auparavant sur le cas simple d'un monocristal de type fer représenté sur la figure A.2, dont les axes de facile aimantation sont les axes  $\langle 100 \rangle$ . Le principe de conservation implique que toutes les lignes de flux doivent se refermer. Lorsque le matériau est monodomaine (Fig. A.2a), l'énergie d'échange  $E_{\text{éch}}$  est minimale, mais les lignes de flux doivent se refermer à l'extérieur, ce qui engendre une importante énergie magnétostatique  $E_{\text{ms}}$ .

La minimisation de l'énergie totale passe d'abord par la subdivision en domaines dont l'aimantation à saturation s'oriente suivant la direction  $\langle 100 \rangle$ , mais la variation de l'aimantation d'un domaine à l'autre se fait par une rotation de  $180^\circ$  -domaines principaux- (Fig. A.2b), ce qui augmente l'énergie d'échange. Ensuite, afin de permettre aux lignes de flux de se refermer dans le matériau et de diminuer encore l'énergie magnétostatique, des domaines de fermeture se forment aux frontières de l'échantillon (Fig. A.2c et Fig. A.2d). La variation de l'aimantation d'un domaine à l'autre se fait par une rotation à  $90^\circ$ , ce qui induit une augmentation de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline  $E_k$ . Les configurations (c) et (d) sont les plus favorables, bien qu'on ne peut pas dire a priori laquelle est la plus favorable.

La taille des domaines est aussi le résultat d'une compétition énergétique : l'énergie magnétostatique est d'autant plus réduite que la taille des domaines est plus faible, mais cette réduction s'accompagne d'une augmentation de l'énergie d'échange et de l'énergie magnétocristalline si les domaines deviennent trop petits et les parois trop nombreuses.

Dans les matériaux polycristallins, la désorientation entre les grains conduit à une subdivision en domaines magnétiques par grain, donc à une structure extrêmement complexe. Grâce à des techniques appropriées d'observations, la structure en domaines des tôles de FeSi à grains orientés est relativement bien connue. Plusieurs travaux s'accordent à considérer que le motif principal consiste en domaines principaux d'aimantation antiparallèle, concernant environ 45% de la structure totale [93, 128]. Du fait de la désorientation par rapport à la texture théorique de Goss  $\{110\}\langle 001 \rangle$ , des domaines de fermeture sont observés au voisinage des joints de grains. Plusieurs catégories de domaines de fermeture sont ainsi mises en évidence : structure en lancettes, structure en forme de sapin. La figure A.3 présente à titre d'exemple la formation des lancettes à l'intérieur des domaines principaux.

Dans le cas des tôles de FeSi à grains non orientés, matériau principal de notre étude, il existe une légère texture, liée au laminage et recuits de recristallisation. Les petits grains, de diamètre compris typiquement entre  $15 \mu\text{m}$  et  $350 \mu\text{m}$ , présentent néanmoins une orientation très dispersée dans le plan de la tôle. Ainsi, pour prédéterminer le comportement macroscopique du matériau par l'analyse de sa structure en domaines, il faudrait faire une moyenne statistique du comportement de chacun de ses grains. Toutefois, les observations restent très difficiles à mettre en œuvre, souvent locales, et ne permettent pas, à l'heure actuelle, d'entreprendre une telle moyenne.

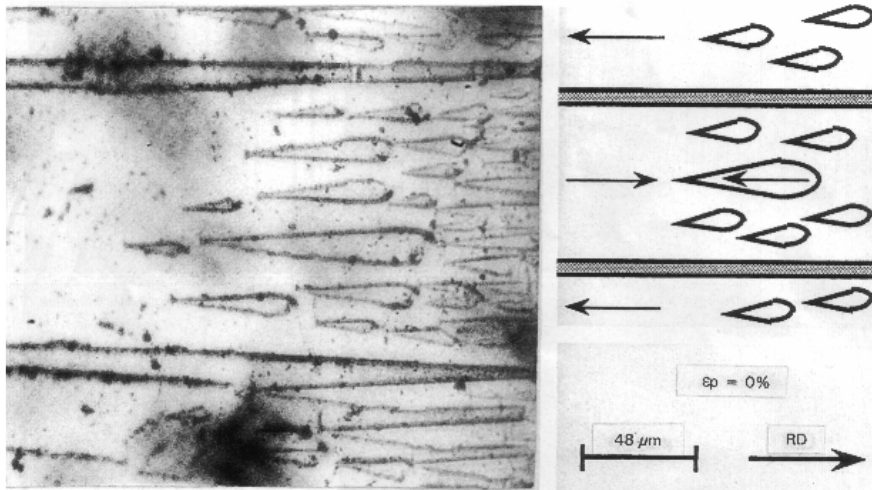


Figure A.3 Structure des domaines magnétiques en lancettes à l'intérieur des domaines principaux dans un alliage Fe-3%Si à grains orientés [6]

### A.3.2. Les parois de Bloch

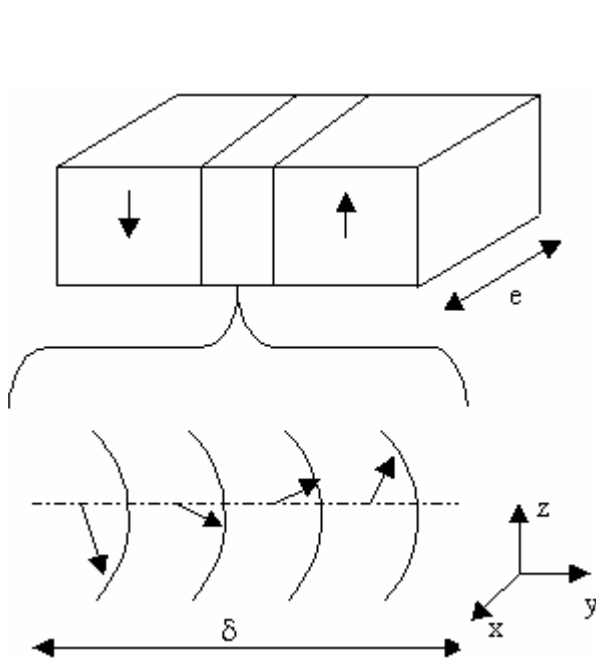


Figure A.4 Rotation de l'aimantation dans une paroi de Bloch

A la frontière entre deux domaines de Weiss il existe une région de transition où l'aimantation passe progressivement d'une direction de facile aimantation caractéristique d'un domaine à une autre direction de facile aimantation caractéristique de l'autre domaine. Cette zone de transition est appelée paroi de domaine. Plusieurs types de parois sont connues, mais la plus commune reste la paroi de Bloch, où la rotation de l'aimantation s'effectue dans le plan XZ, conformément à la figure A.4.

Les parois s'identifient d'après l'angle de cette rotation. Dans le fer, cubique centré, selon que l'angle est de  $180^\circ$  ou de  $90^\circ$ , les parois de Bloch sont dites parois à  $180^\circ$  ou à  $90^\circ$ . Dans le nickel, cubique faces centrées, les angles sont de  $180^\circ$ , de  $70,5^\circ$  et de  $109,5^\circ$ , car les axes de faciles aimantation sont les  $\langle 111 \rangle$ .

Les parois sont caractérisées par une énergie par unité de surface  $E_\delta$  et une épaisseur  $\delta$  (tableau A.3). Ces grandeurs sont directement influencées par les énergie d'échange et magnétocristalline [129] :

$$E_\delta \approx 2\pi\sqrt{AK_1} \text{ et } \delta \approx \pi\sqrt{A/K_1} \quad (\text{A.18})$$

où  $A$  et  $K_1$  sont respectivement les constante d'échange et d'anisotropie magnétocristalline. On observe que l'épaisseur  $\delta$  est le résultat d'un compromis : lorsque l'énergie d'échange tend à l'augmenter en minimisant la désorientation, l'énergie magnétocristalline contribue à réduire le nombre d'atomes dont le moment magnétique n'est pas orienté suivant la direction de facile aimantation.

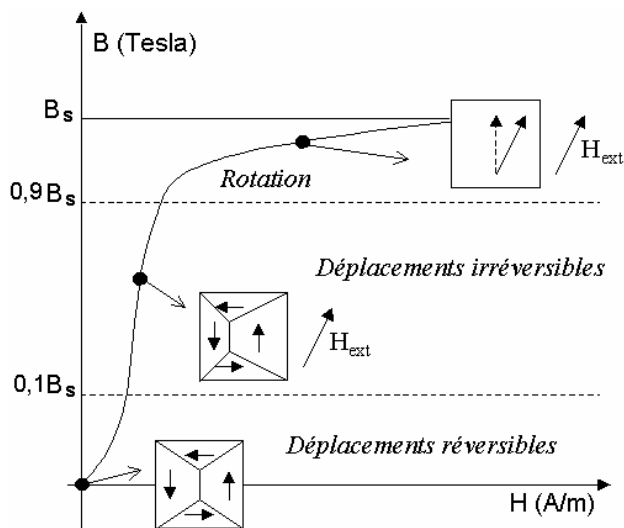
**Tableau A.3** Caractéristiques de parois de domaines pour les matériaux ferromagnétiques principaux

matériau	épaisseur de paroi $\delta$ (nm)	énergie de paroi $E_\delta$ (J/m <sup>2</sup> )
Fer	40	$3 \cdot 10^{-3}$
Nickel	100	$1 \cdot 10^{-3}$
Cobalt	15	$8 \cdot 10^{-3}$

#### A.4. Aimantation à l'échelle macroscopique

La structure en domaines de Weiss s'établit de manière à minimiser l'énergie totale. La moindre variation de sollicitation magnétique modifie cet état d'équilibre et donc la structure en domaines. Nous allons décrire maintenant comment se modifie cette structure en domaines sous l'action d'un champ magnétique extérieur.

##### A.4.1. Courbe de première aimantation



**Figure A.5** Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique et processus microscopiques correspondants

Une courbe typique de première aimantation et les processus microscopiques correspondants sont représentés sur la figure A.5. A l'état démagnétisé, on retrouve le type de structure en domaines présentée sur la figure A.2c, pour laquelle l'aimantation globale du matériau est nulle.

Si un champ magnétique  $H_{\text{ext}}$  est appliquée sous une direction qui diffère, généralement, de la direction de facile aimantation, la structure en domaines va évoluer de façon à favoriser les domaines orientés le plus proche de la direction du champ.

L'induction magnétique  $B$  devient différente de zéro, et l'énergie de couplage avec le milieu extérieur va contenir également un terme supplémentaire d'origine magnétostatique, proportionnel au produit entre l'aimantation et le champ appliqué. Le processus d'aimantation peut être ainsi schématisé en trois étapes, comme représenté sur la figure A.5.

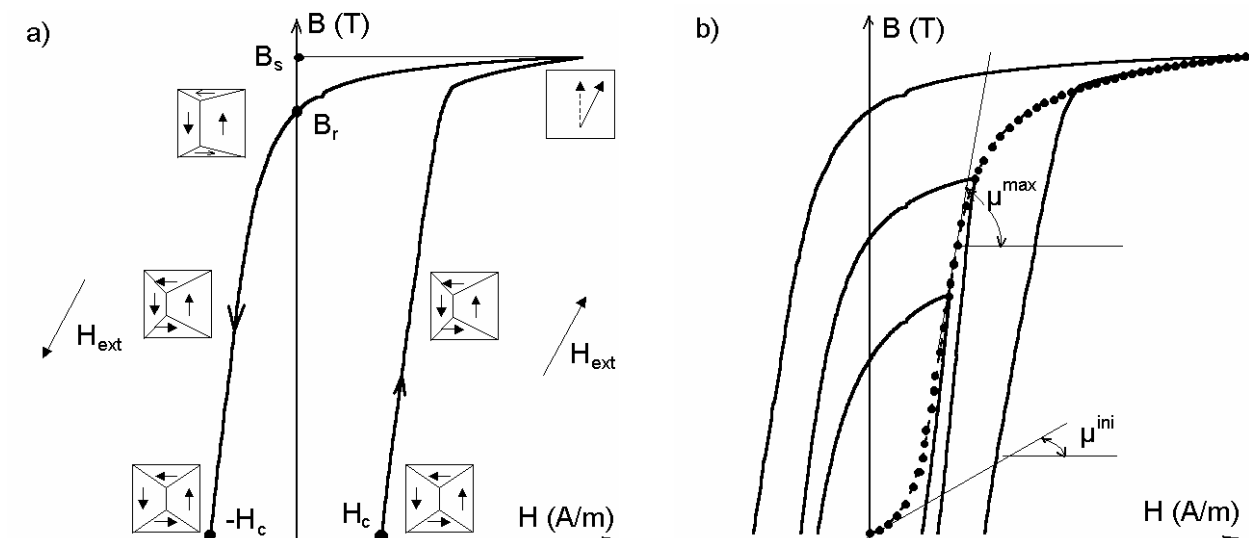


1. *Domaine de Rayleigh – domaine de l'aimantation initiale ou de champs faibles.* Typiquement, l'aimantation ne dépasse pas 10% de l'aimantation à saturation et le champ appliqué est inférieur au champ coercitif. Sous l'effet du champ, les parois se déplacent ou se déforment, mais de manière réversible et sans que la structure soit bouleversée. La modification de l'aimantation ne concerne en réalité qu'une fraction volumique réduite du matériau.
2. *Domaine des champs intermédiaires.* L'aimantation atteint 80% à 90% de l'aimantation à saturation. Le mécanisme prédominant de cette étape est représenté par le déplacement à grande distance des parois magnétiques. La structure en domaines est modifiée, car les domaines défavorablement orientés vont finalement disparaître, jusqu'à ce que le matériau devient monodomaine, avec l'aimantation dirigée toujours dans une direction de facile aimantation proche de la direction du champ appliqué. Le processus est irréversible. Le mouvement des parois se fait par des sauts successifs d'un site d'ancrage à un autre, phénomène à l'origine du bruit Barkhausen. Afin d'amener le matériau dans un état d'aimantation donné, il faut fournir une énergie supplémentaire nécessaire à décrocher les parois des points d'ancrage.
3. *Domaine des champs forts.* L'aimantation quitte la direction de facile aimantation pour s'aligner avec celle du champ appliqué  $H$ , le matériau devenant ainsi saturé. L'induction atteint la valeur à saturation  $B_s$ . Le mécanisme de rotations des moments élémentaires est réversible, il n'y a donc pas d'hystérésis à ce niveau.

#### ***A.4.2. Hystérésis magnétique***

Nous sommes maintenant dans le cas où le matériau, après avoir été amené à saturation à partir d'un état désaimanté (en décrivant la courbe de première aimantation), est porté à nouveau à saturation, mais dans le sens opposé. Sur le chemin de retour (Fig. A.6a), nous retrouvons les phénomènes inverses de ceux décrits auparavant :

- partant de l'état saturé, alors que  $H$  diminue, les moments magnétiques vont retourner dans une direction de facile aimantation ;
- lorsque l'excitation magnétique est devenue nulle, le matériau n'est pas parfaitement désaimanté - il subsiste une aimantation ou induction rémanente  $B_r$ . A ce niveau, des domaines transverses de fermeture vont apparaître (phénomène de germination) ;
- lorsque  $H$  augmente dans l'autre sens, on assiste à la croissance des domaines favorablement orientés au détriment de ceux défavorablement orientés ;
- quand le matériau est désaimanté, le champ magnétique correspondant a atteint la valeur  $H_c$ , appelée champ coercitif, paramètre qui dépend fortement de la mobilité des parois de Bloch.



**Figure A.6 a) Evolution schématique de la structure en domaine d'un matériau ferromagnétique lors d'un cycle d'hystérésis magnétique à saturation et identification du champ coercitif  $H_c$  et l'induction rémanente  $B_r$  ; b) identification de la courbe normale d'aimantation comme le lieu des sommets de tous les cycles d'hystérésis, les perméabilités initiale  $\mu^{ini}$  et maximale  $\mu^{max}$  définies à partir de la courbe normale d'aimantation**

Dans la caractérisation courante des ferromagnétiques, la courbe initiale ou normale de l'aimantation peut être obtenue de la manière suivante. A partir de l'état désaimanté, le matériau est soumis à un champ magnétique alternatif d'amplitude croissante jusqu'à la saturation. Le lieu de tous les sommets des cycles d'hystérésis ainsi tracés constitue la courbe normale d'aimantation (Fig. A.6b). Sur cette courbe on définit les perméabilités normales initiale  $\mu^{ini}$  et maximale  $\mu^{max}$  comme les pentes respectivement à l'origine et maximale.

Les paramètres ainsi définis, comme les perméabilités initiale  $\mu^{ini}$  et maximale  $\mu^{max}$ , l'induction rémanente  $B_r$ , le champ coercitif  $H_c$ , l'induction à saturation  $B_s$ , représentent les propriétés typiques d'utilisation des matériaux magnétiques et sont à la base de leur classification. Par exemple, l'induction rémanente  $B_r$ , traduisant la capacité du matériau à garder un état d'aimantation sous excitation magnétique nulle, fait la distinction entre les ferromagnétiques et les paramagnétiques : les derniers, bien qu'aimantés sous l'influence d'un champ magnétique extérieur, ne présentent pas d'aimantation rémanente.

La classification des ferromagnétiques en doux et durs repose essentiellement sur la valeur du champ coercitif  $H_c$ . Généralement, on considère un matériau comme dur si sa coercitivité dépasse 10000 A/m et comme doux si sa coercitivité est inférieure à 1000 A/m [95]. On retrouve ainsi parmi les matériaux doux le fer, les aciers ferritiques et martensitiques, les alliages FeSi, FeNi, FeCo, les ferrites doux spinelles et grenats, les alliages amorphes à base Co, matériaux nanocristallins et films minces. Trois grandes catégories de matériaux sont utilisées pour la fabrication d'aimants (matériaux durs) : les alliages AlNiCo, les ferrites de Ba ou Sr et les composantes intermétalliques terres rares-métaux de transition [130].

### A.4.3. Bruit Barkhausen

Une observation fine du cycle d'hystérésis nous révèle que les branches inclinées sont formées en réalité d'une succession des marches (Fig. A.7), qui résultent de l'aspect discontinu du mouvement des parois de Bloch.

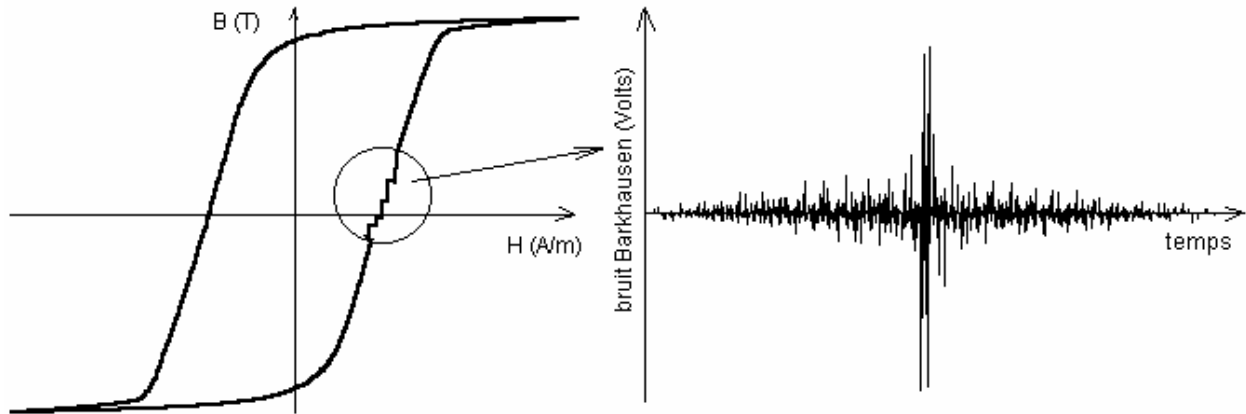


Figure A.7 Définition schématique du bruit magnétique Barkhausen

En effet, la paroi est ancrée par des défauts et, lorsque le champ magnétique appliqué aura atteint une valeur suffisante, la paroi va se détacher brusquement pour aller jusqu'à un nouveau défaut. La capacité qu'ont les défauts à bloquer une paroi dépend de leur nature et de leur énergie d'interaction. Ce mouvement brusque d'une paroi entraîne une variation locale de l'aimantation, en créant ainsi un signal électromagnétique qu'il est possible de capter à l'aide d'une simple bobine positionnée au plus près de la zone aimantée (d'après l'expérience présentée par Barkhausen en 1919). Le bruit ferromagnétique représente ainsi une composante haute fréquence du cycle d'hystérésis. Les points d'ancrage à l'origine du bruit peuvent être classés en différents types :

1. *Les précipités ou impuretés magnétiques.* Par exemple, pour le cas du fer, les impuretés les plus influentes sont représentées par les atomes de carbone qui précipitent sous la forme de cémentite [20]. Leur influence est fonction de leur taille : une taille de précipité de l'ordre de l'épaisseur de la paroi a une influence maximale ;
2. *Les mâcles et les dislocations,* dont la présence induit une déformation du réseau cristallin et modifie ainsi l'énergie magnétoélastique. Le rôle des dislocations sera discuté dans le cadre de ce travail ;
3. *Les joints de grains,* représentant des zones de forte désorientation cristallographique, qui marquent une frontière entre les orientations des grains adjacents. Ils sont également un lieu privilégié où se développent les précipités et où s'accroissent les dislocations.

## **ANNEXE B**

### **L'ALLIAGE FeCo-2%V**

**B.1. Généralités sur les alliages FeCo**

**B.2. Présentation du matériau**

**B.3. Comportement mécanique**

**B.4. Mesures magnétiques lors d'un essai de traction uniaxiale**

## B.1. Généralités sur les alliages FeCo

Les alliages FeCo représentent un matériau ferromagnétique doux de haute technologie, se caractérisant par un prix de revient élevé, du fait de la présence de cobalt en quantité importante. Leur développement reste confiné dans des applications spécifiques, par exemple la miniaturisation des circuits magnétiques ou la conception de machines électriques embarquées (dans le domaine de l'aéronautique), travaillant à des inductions élevées (2 à 2,2 Tesla) et à des fréquences voisines de quelques centaines de Hertz, et contenant des points chauds importants. Ces conditions sont considérées comme inaccessibles aux tôles habituelles en fer-silicium.

Les alliages présentent de très bonnes propriétés magnétiques (faible constante d'anisotropie, forte aimantation à saturation ...) mais relèvent malheureusement d'une métallurgie si compliquée, qu'il est difficile d'obtenir un matériau homogène.

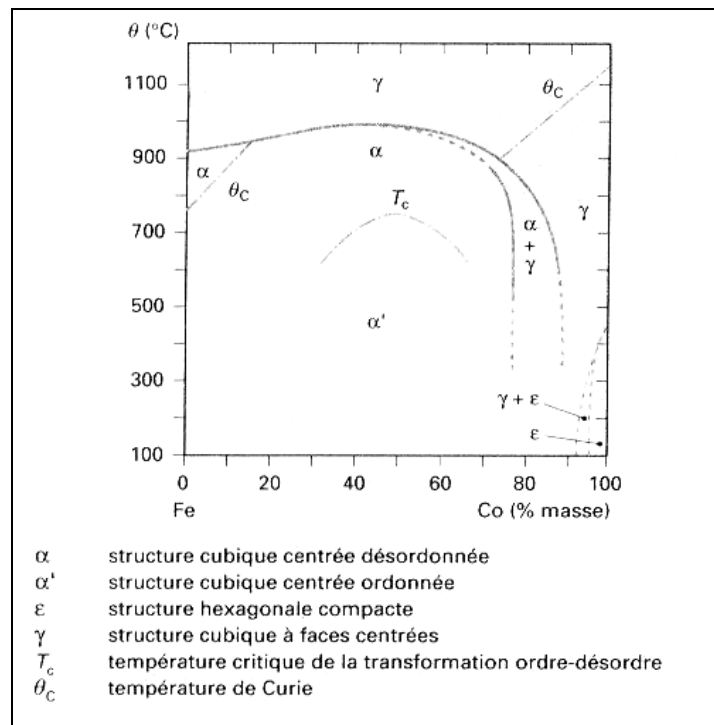


Figure B.1 Diagramme de phase des alliages FeCo [131]

La diagramme de phase est présentée sur la figure B.1. Jusqu'à 80% de cobalt, les alliages Fe-Co subissent une transformation  $\alpha \leftrightarrow \gamma$  dans la zone de 900 à 1000°C, transformation peu favorable aux traitements thermiques des alliages magnétiques.

Pour le Fe50-Co50, le changement de phase se fait à 985°C : l'alliage passe alors spontanément de la phase  $\gamma$  (austénitique) de structure cubique face centrée (paramètre de maille 0,36 nm) à une phase  $\alpha$  (ferritique) désordonnée moins dense et de structure cubique centrée (paramètre de maille 0,2857 nm).

Ces alliages présentent également une transformation ordre-désordre, vers 730°C. L'alliage passe de la structure désordonnée  $\alpha$  à la structure ordonnée  $\alpha'$ . Cette transformation rend le métal fragile et particulièrement difficile à travailler à froid.

Généralement, le cobalt relève la température de Curie du fer et permet d'atteindre les valeurs les plus élevées connues (1050°C environ pour 90% de cobalt et 985°C pour 50%). Entre 15 et 75%, la disparition du ferromagnétisme correspond à la transformation cristallographique  $\alpha \leftrightarrow \gamma$ . L'addition de vanadium en faible quantité permet d'augmenter considérablement la ductilité de ces alliages et autorise le laminage en bandes jusqu'aux faibles épaisseurs (0,1 mm environ) [132]. Cette addition permet d'autre part de relever la résistivité électrique, diminuant par la même occasion les pertes par courants de Foucault, ce qui permet l'utilisation du matériau à moyenne fréquence.

## B.2. Présentation du matériau

Le matériau étudié est un alliage Fe<sub>49</sub>Co<sub>49</sub>-2%V fourni par Imphy. Le matériau est sous la forme d'une bande laminée à froid d'épaisseur 0,4 mm et de largeur 21 cm. La composition chimique est indiquée dans le tableau B.1 et quelques propriétés électromagnétiques dans le tableau B.2.

Typiquement, il se présente sous la forme d'une structure cubique centrée à l'état désordonné et cubique simple (motif à deux atomes) lorsqu'il est ordonné. Notons que le degré d'ordre<sup>1</sup> dépend de la vitesse de refroidissement après traitement thermique. Ainsi, les recuits sont généralement pratiqués à une température inférieure à la température de transformation  $\alpha \leftrightarrow \gamma$ , de l'ordre de 900 à 950°C. De ce fait, nous avons employé un recuit à 850°C suivi d'un refroidissement à l'air, afin d'optimiser les propriétés magnétiques de l'alliage [131]. Des observations par MET ont montré qu'après le traitement thermique, l'alliage est en partie ordonné [4]. La microstructure est révélée par un attaque au réactif Marble (Fig. B.2). La structure est relativement homogène et la taille de grains moyenne est d'environ 30  $\mu\text{m}$ . Une analyse par EBSD de la texture cristallographique (Fig. B.3) nous indique clairement une composante de type  $\{111\}\langle 110 \rangle$ .

**Tableau B.1** Composition chimique de l'alliage FeCo-2%V

Élément	Fe	Co	V	Cr	Ni	P	S	Si	Mn	C
% massique	49,1	48,40	1,95	0,051	0,129	0,004	0,0041	0,057	0,045	0,0077

**Tableau B.2** Caractéristiques de l'alliage FeCo-2%V

$\rho$ ( $10^{-8}\Omega\cdot\text{m}$ )	$J_s$ (T)	$K_1$ (alliage désordonné) ( $10^4 \text{ J}\cdot\text{m}^{-3}$ )	$\lambda_{100}$ ( $10^{-6}$ )	$\lambda_{111}$ ( $10^{-6}$ )
5	2.3	-2	160	30

<sup>1</sup> Le degré d'ordre S se quantifie par la relation  $S = (p-r) / (1-r)$ , où p est la probabilité de présence d'un élément M dans un site correct et r la proportion d'atomes M dans l'alliage considéré. En pratique, S est souvent obtenu par analyse du spectre de diffraction RX du matériau, mais aussi par des mesures de résistivité ou de chaleur spécifique [132].

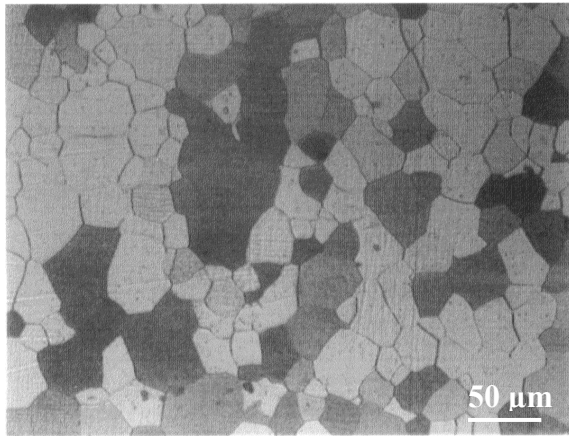


Figure B.2 Micrographie du FeCo-2%V (attaque chimique)

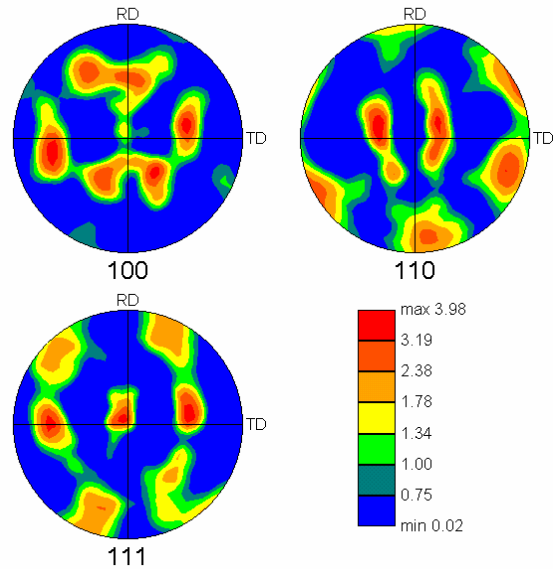


Figure B.3 Figures de pôles indiquant une texture cristallologique de type  $\{111\}\langle 110 \rangle$

### B.3. Comportement mécanique

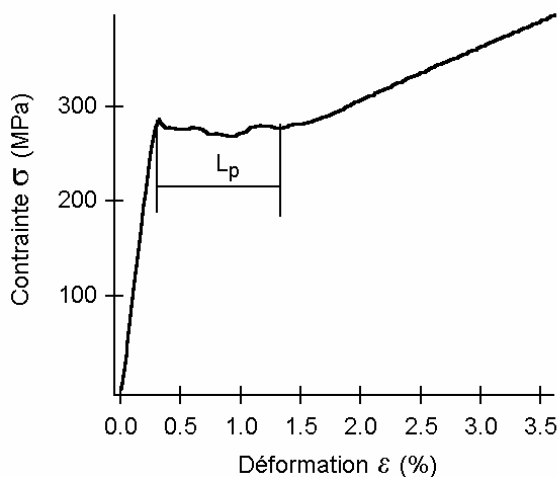


Figure B.4 Courbe de traction monotone uniaxiale pour le FeCo-2%V ( $4.10^{-4}s^{-1}$ )

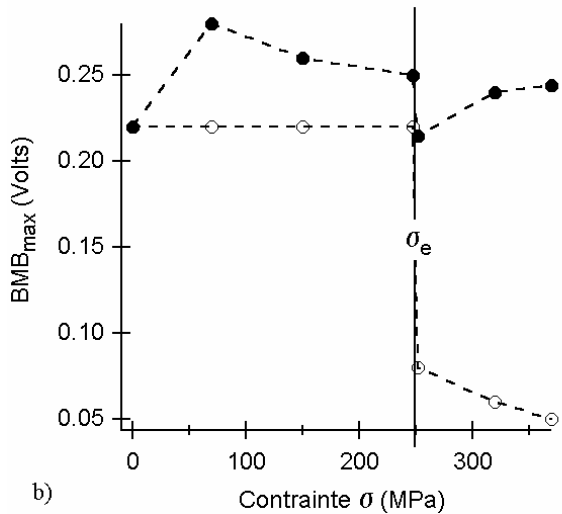
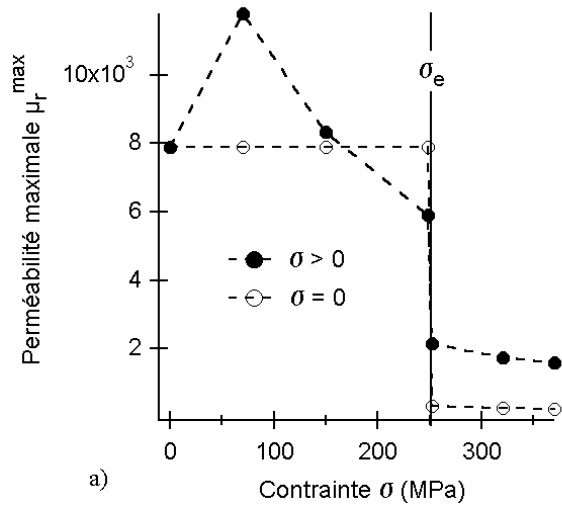
Le comportement en traction monotone de l'alliage FeCo-2%V est présenté sur la figure B.4. Le module d'Young  $E$  est de l'ordre de 230 GPa et la limite d'élasticité  $\sigma_e$  approche 300 MPa. La déformation plastique débute par un long palier de Lüders  $L_p$  (1,3 à 1,5 %) et se poursuit par une consolidation linéaire. La rupture fragile survient entre 4 % et 6 % de déformation environ.

La déformation hétérogène dans la zone de Lüders est caractéristique des alliages cubiques centrés. Typiquement, les dislocations se propagent dans cette zone en larges avalanches de grain en grain.

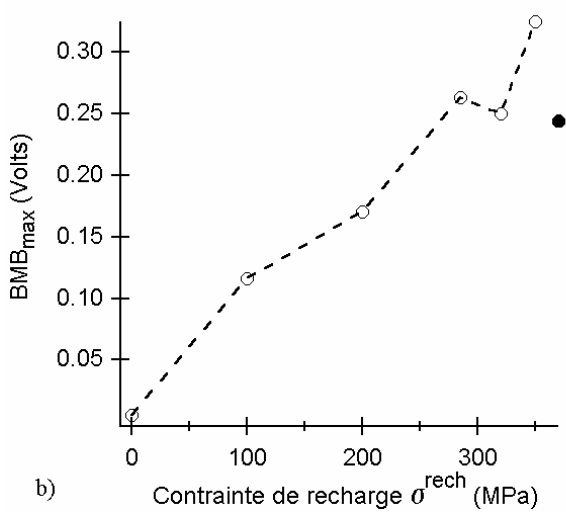
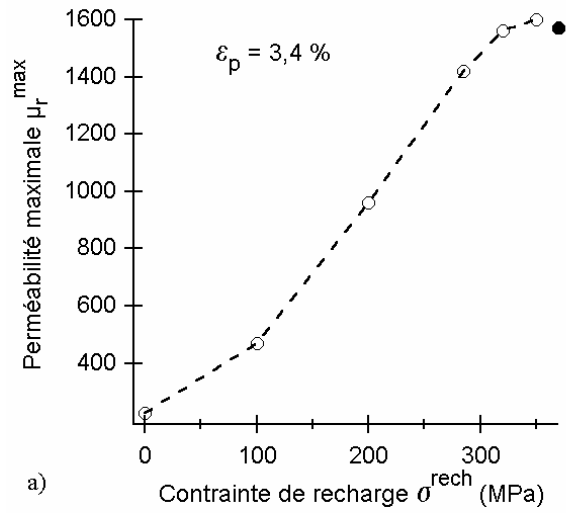
Au cours de l'écroutissage homogène, la déformation s'effectue par déplacement de superdislocations<sup>1</sup>. Aucune formation d'amas n'a été observée, mis à part de manière ponctuelle au voisinage de certains joints de grains [4, 133].

<sup>1</sup> Dans le cas d'un cristal ordonné, une dislocation simple de vecteur de Burgers  $\bar{b}$  est une dislocation partielle. Au cours de son mouvement, elle crée une paroi d'antiphase dans le plan de glissement. Il faut une deuxième dislocation de même type pour éliminer la paroi d'antiphase. Une superdislocation dans un cristal ordonné est donc une dislocation complète de vecteur de Burgers  $2\bar{b}$ .

## B.4. Mesures magnétiques lors d'un essai de traction uniaxiale



**Figure B.5** Comportement magnétique du FeCo-2%V lors d'un essai de traction monotone uniaxiale, pour les états sous charge ( $\sigma > 0$ ) et les états déchargés correspondants ( $\sigma = 0$ ) : (a) perméabilité relative maximale  $\mu_r^{\max}$ ; (b) valeur maximale  $BMB_{\max}$  du bruit Barkhausen.



**Figure B.6** Comportement magnétique du FeCo-2%V prédéformé à 3,4 % de déformation plastique  $\epsilon_p$  sous contraintes de recharge comparé à l'état chargé initial : (a) perméabilité relative maximale  $\mu_r^{\max}$ ; (b) valeur maximale  $BMB_{\max}$  du bruit Barkhausen

Les propriétés magnétiques du FeCo-2%V se dégradent plus après décharge mécanique que sous contrainte (Fig. B.5). L'application d'une contrainte mécanique restaure progressivement le comportement magnétique du matériau (Fig. B.6). Ce comportement est donc similaire à celui du Fe-3%Si. Pourtant, l'analyse des couplages magnétomécaniques dans ce type de matériau, partiellement ordonné, est beaucoup plus délicate. Le rôle des parois d'antiphases sur la perturbation du mouvement des parois magnétiques et des dislocations n'est pas encore bien connu [4]. De plus, le matériau étant extrêmement sensible aux conditions préalables de traitement thermique, il est difficile d'obtenir des résultats pleinement reproductibles. L'optimisation des conditions de traitement thermique et la compréhension des mécanismes microstructuraux font encore partie des préoccupations des fabricants comme des utilisateurs de ces produits.



# **ANNEXE C**

## **COMPLEMENTS DE METHODOLOGIE EXPERIMENTALE**

**C.1. Calcul de la limite en flambage**

**C.2. Etalonnage du bobinage secondaire de mesure**

**C.3. Caractéristiques du circuit magnétique**

*C.3.1. Perméabilité relative des culasses en ferrite*

*C.3.2. Estimation de l'entrefer  $d$*

### C.1. Calcul de la limite en flambage [2]

La force limite en flambage  $F_{fl}$  est donnée par la relation suivante :

$$F_{fl} = -\frac{\pi^2 EI_{\min}}{L_k^2} \quad (C.1)$$

où  $E$  est le module d'élasticité (MPa),  $I_{\min}$  le moment d'inertie minimal ( $\text{mm}^4$ ),  $L_k$  la longueur utile de calcul. La contrainte limite en flambage  $\sigma_{fl}$  est donc calculée comme :

$$\sigma_{fl} = \frac{F_{fl}}{S} = \frac{1}{S} \left( -\frac{\pi^2 EI_{\min}}{L_k^2} \right), \quad (C.2)$$

où  $S$  est la section de l'éprouvette.

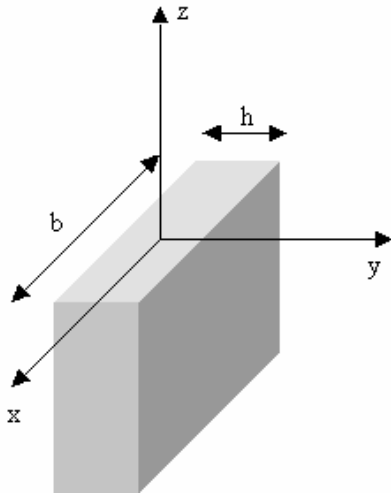


Figure C.1 Section d'une éprouvette plate

Dans le cas d'une éprouvette plate (Fig. C.1), le module d'inertie minimal se calcule comme :

$$I_{\min} = \frac{bh^3}{12}, (\text{mm}^4) \quad (C.3)$$

La longueur utile de calcul  $L_k$  est définie à partir de la longueur entre les mors  $L_m$  et le type d'encastrement :

$$L_k = \frac{1}{2} L_m, (\text{mm}) \quad (C.4)$$

On tient compte des modifications géométriques de l'éprouvettes dues à la déformation :

$$L_m^e = L_m(1+e), \quad b^e = b\left(1-\frac{e}{2}\right), \quad h^e = h\left(1-\frac{e}{2}\right), \quad (C.5)$$

où  $e$  est la déformation conventionnelle. La contrainte limite en flambage à un niveau donné de déformation devient :

$$\sigma_{fl}^e = \sigma_{fl}^0 \frac{\left(1-\frac{e}{2}\right)^4}{(1+e)} \quad (C.6)$$

Dans notre cas, en utilisant des éprouvettes de largeur 12 mm et d'épaisseur 0,35 mm, avec  $L_m$  de 70 mm, la contrainte limite en flambage à l'état initial  $\sigma_{fl}^0$  est d'environ 16 MPa. A une déformation de 10%, elle diminue jusqu'à 12 MPa.

## C.2. Etalonnage du bobinage secondaire de mesure

La détermination de la section vraie du bobinage secondaire nécessite des mesures complémentaires d'étalonnage [65, 75]. Le principe est le suivant : le bobinage secondaire à étalonner est positionné au centre d'un long solénoïde parcouru par un courant imposé (Fig. C.2). Calculant le champ magnétique créé par le courant d'excitation et mesurant la tension induite aux bornes du bobinage secondaire, on peut remonter par calcul à la section de celui-ci.

Le solénoïde utilisé a les caractéristiques suivantes : nombre de spires  $N_{be} = 761$  ; longueur  $L = 542$  mm ; rayon  $r = 32$  mm. Les mesures d'étalonnage ont été effectuées avec le système d'alimentation-acquisition décrit auparavant, en faisant l'acquisition du courant sinusoïdal  $i(t)$  de fréquence  $\nu$  qui parcourt le solénoïde et de la tension  $v(t)$  induite dans le bobinage secondaire.

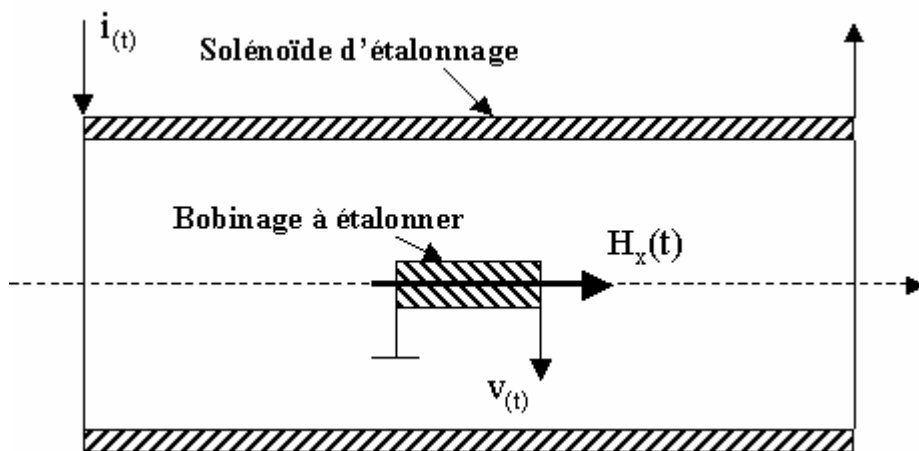


Figure C.2 Principe de détermination de la section vraie d'un enroulement par étalonnage

Le champ magnétique  $H_x$  créé au centre du solénoïde de longueur  $L$  et de nombre de spires  $N_{be}$  est calculé à partir du théorème d'Ampère :

$$H_x(t) = \frac{N_{be} \cdot i(t)}{L} \quad (C.7)$$

La tension induite est donc proportionnelle à la variation du champ dans la section de la bobine secondaire (loi de Faraday) :

$$v(t) = -N_{bs} \frac{d(\mu_0 H_x(t))}{dt} \quad (C.8)$$

Le champ magnétique  $H_x(t)$  est directement proportionnel au courant sinusoïdal d'excitation. En mesurant la valeur maximale de la tension aux bornes du bobinage secondaire  $v_{max}$  et tenant compte de la relation qui la relie avec le champ magnétique, la section vraie du bobinage est calculée par :

$$S_{bs} = \frac{v_{\max}}{2\pi v N_{bs} \mu_0 H_{\max}} = \frac{v_{\max} L}{2\pi v N_{bs} N_{be} \mu_0 i_{\max}} \quad (C.9)$$

10 points de mesure pour un champ  $H_x$  entre 0 et 2000 A/m ont été relevés, pour les 5 fréquences suivantes : 10 Hz, 30 Hz, 50 Hz, 60 Hz et 100 Hz. Pour chaque fréquence, la moyenne des valeurs de la section et l'écart-type de la dispersion ont été calculés. La moyenne sur les résultats obtenus pour chaque fréquence est donnée dans le tableau C.1. La faible dispersion des résultats nous certifie un comportement stable de la bobine secondaire.

**Tableau C.1 Résultats de l'étalonnage du bobinage secondaire**

$v$	100 Hz	60 Hz	50 Hz	30 Hz	10 Hz
$S_{\text{moyenne}} \text{ (mm}^2\text{)}$	123,2	123,1	123	123,02	122,7
Ecart-type	0,63	0,3	0,67	0,23	0,97
$S_{bs} \text{ (mm}^2\text{)}$	123				

### C.3. Caractéristiques du circuit magnétique

#### C.3.1. Perméabilité relative des culasses en ferrite

La configuration en deux culasses de notre banc de mesure implique qu'une seule ferrite est traversée par la moitié du flux total. Pour une section de l'éprouvette  $S_e = 7 \text{ mm}^2$  ( $20 \times 0,35 \text{ mm}^2$ ) et sous une induction à saturation  $B_s$  de 1,7 T, on en déduit que dans les culasses de section utile  $S_c = 645 \text{ mm}^2$  l'induction ne dépasse pas 10 mT. Dans ce domaine, d'après les données fournies par le constructeur, nous pouvons considérer que la perméabilité relative de la culasse en ferrite  $\mu_c^r$  est constante et égale à une valeur de 2300.

#### C.3.2. Estimation de l'entrefer $\delta$

Les surfaces de contact éprouvette / culasse sont caractérisées par un certain profil, ce qui nous amène à relier l'entrefer aux paramètres géométriques de ces surfaces, définis dans la norme E 05-015 [77]. A partir d'une relation utilisée dans les études tribologiques [78], on calcule l'entrefer  $\delta$  en fonction des paramètres de profil total de la culasse et de l'échantillon comme suit :

$$\delta = \sqrt{(P_p^{\text{culasse}})^2 + (P_p^{\text{échantillon}})^2} \quad (\text{C.10})$$

où  $P_p$  est la hauteur maximale des saillies déterminée sur le profil total par rapport à la ligne moyenne. Les surfaces des culasses et de l'éprouvette de FeSi ont été caractérisées par exploration du profil avec une méthode de palpage en continu sur un appareil électronique à capteur avec référence de mesure (palpeur de type aiguille). Un exemple de profil de surface caractérisé par cette méthode est donné sur la figure C.3.

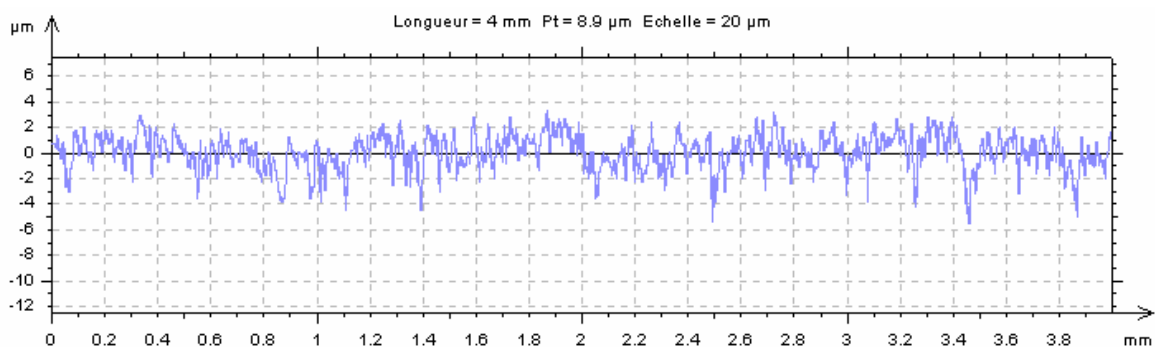


Figure C.3 Profil de la culasse en ferrite (longueur d'évaluation 4 mm),  $P_p = 3 \text{ µm}$

Les paramètres  $P_p$  sont moyennés sur 10 explorations. En utilisant la formule (C.10), pour un  $P_p^{\text{culasse}}$  moyen de 2,8  $\text{µm}$  et un  $P_p^{\text{échantillon}}$  moyen de 3,7  $\text{µm}$  on obtient un entrefer moyen  $\delta$  de 4,6  $\text{µm}$ .

## RESUME EN FRANÇAIS :

L'ensemble de ce travail s'intègre dans le cadre d'une réflexion menée actuellement par plusieurs équipes de recherche sur le développement des techniques pertinentes de contrôle non destructif des matériaux ferromagnétiques doux par mesure de leur propriétés magnétiques. Nous nous sommes principalement intéressés à un alliage ferromagnétique relativement bien connu, le Fe-3,2%Si à grains non-orientés. L'étude du comportement mécanique en traction uniaxiale a révélé l'existence de deux stades d'écrouissage et d'une forte composante cinématique. Cette composante est portée par une contrainte interne à longue distance de nature intergranulaire pour des faibles valeurs de la déformation plastique, intragranulaire quand des murs de dislocations apparaissent. Un dispositif permettant d'effectuer des mesures magnétiques in situ lors d'un essai de traction uniaxiale sur des matériaux de type tôles et feuillards magnétiques a été mis au point. Le Bruit Magnétique Barkhausen et des paramètres liés aux cycles d'hystérésis magnétique ont été déterminés sous contrainte dans le domaine élastique et plastique, ainsi qu'à l'état déchargé correspondant. L'effet d'une contrainte superposée à un état de déformation plastique a été aussi étudié. D'une part, les résultats ouvrent des perspectives quant au découplage des effets de l'ancrage des parois magnétiques sur les dislocations et de l'anisotropie magnétoélastique des contraintes internes. D'autre part, il en résulte qu'un choix approprié des paramètres magnétiques à mesurer permet une identification convenable des mécanismes de déformation : le stade de déformation purement élastique, la microplasticité, les deux stades d'écrouissage sont clairement mis en évidence. Les hypothèses proposées ont été validées par des caractérisations sur d'autres matériaux ferromagnétiques : un nickel polycristallin de haute pureté et un alliage FeCo-2%V.

## RESUME EN ANGLAIS :

A strong coupling exists between mechanical and magnetic properties of ferromagnetic materials. The aim of this study is to lead to a better understanding of the physical mechanisms involved, with the practical aim of developing magnetic methods for nondestructive evaluation of the mechanical state. The experimental characterisations have been carried out mainly on a non-oriented Fe-(3wt.%)Si electrical steel. The mechanical behaviour under an uniaxial tensile test is characterised by the existence of two strain-hardening stages, related to the evolution of the dislocations feature. Furthermore, a strong kinematic hardening value, representative of the internal stresses state, is reached from the very beginning of the plastic deformation. An appropriate experimental device has been created and magnetic measurements have been performed under uniaxial tensile stresses approaching and exceeding the macroscopic elastic limit  $\sigma_e$  and in the corresponding unloaded states. Both Barkhausen noise and B-H hysteresis loops were measured. The different stages of the tensile deformation (perfectly elastic stage, microplastic yielding stage, the two strain-hardening stages) are clearly identified by the magnetic parameters. By using measurements on prestrained specimens under reloaded elastic stresses, an accurate identification of the effect of dislocations acting as pinning sites and of the magnetoelastic effect of long-range internal stresses has been proposed. Additional characterisations of a high-purity polycrystalline nickel and of a FeCo-(2wt.%)V alloy have confirmed our hypothesis.

## MOTS-CLES :

Alliages ferromagnétiques doux  
Couplages magnétomécaniques  
Traction uniaxiale  
Mesures magnétiques  
Bruit Barkhausen  
Hystérésis magnétique  
Contraintes internes