



HAL
open science

Comportement magnéto-mécanique réversible d'un monocristal de Fe-3%Si

Karl-Joseph Rizzo, Olivier Hubert, Laurent Daniel

► **To cite this version:**

Karl-Joseph Rizzo, Olivier Hubert, Laurent Daniel. Comportement magnéto-mécanique réversible d'un monocristal de Fe-3%Si. Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. hal-01533663

HAL Id: hal-01533663

<https://hal.science/hal-01533663>

Submitted on 6 Jun 2017

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.

Comportement magnéto-mécanique réversible d'un monocristal de Fe-3%Si

K.J. RIZZO ^{a,b}, O. HUBERT^a, L. DANIEL^b

a. LMT-Cachan, 61 avenue du Président Wilson, 94235 Cachan cedex - (FRANCE)

b. LGEP, 11 rue Joliot-Curie, Plateau de Moulon, F-91192 Gif-sur-Yvette Cedex (FRANCE)

Résumé :

Nous présentons les premiers éléments d'un travail dont l'objectif est l'écriture d'un modèle multiéchelle magnéto-mécanique pour l'hystérésis magnétique. L'étape d'identification requiert des mesures du comportement magnéto-mécanique réversible d'un monocristal de fer-silicium sous chargement de traction. Les éprouvettes sont prélevées selon les axes cristallographiques $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$. Théorie et expérience sont comparées.

Abstract :

We present the first elements of a work whose purpose is to write a multiscale magneto-mechanical model for magnetic hysteresis. The identification step requires measurements of reversible magneto-mechanical behavior of iron-silicon single crystal submitted to a tensile mechanical loading. The specimens are collected according to the crystallographic axes $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ and $\langle 111 \rangle$. Theory and experiment are compared.

Mots clefs : couplage magnéto-mécanique, magnétostriction, Fe-3%Si à grains orientés

1 Introduction

Les machines thermiques tendent progressivement à être remplacées par des systèmes électromécaniques dont l'optimisation est un enjeu économique et environnemental considérable. La recherche du moins-coûtant en énergie conduit à rendre les systèmes plus compacts, et les vitesses de rotation plus élevées créant des sollicitations mécaniques intenses et multiaxiales dont l'effet était jusqu'à présent négligé. Le dimensionnement des machines requiert en conséquence des modèles prédictifs de comportement magnétique des matériaux tenant compte de l'état mécanique. Le travail présenté ici s'inscrit dans cette démarche. Le modèle que nous développons est basé sur l'écriture des énergies potentielles à l'échelle de la microstructure et deux étapes d'homogénéisation permettent de remonter au comportement macroscopique [1]. Une première étape consiste à établir le comportement réversible à l'échelle du monocristal. Nous présentons ici des mesures du comportement réversible magnétique et magnétostrictif sous contrainte d'un monocristal de fer-silicium, suivant les axes cristallographiques $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$. Une approche théorique permet l'interprétation des résultats obtenus.

2 Protocole et résultats expérimentaux

Le matériau choisi pour notre étude est un fer-silicium industriel de type grains-orientés (Fe-3%Si GO) de 0,3mm d'épaisseur. Ce matériau est constitué de grains de grande dimension (40mm en moyenne) d'orientation connue (texture dite de GOSS : orientation [001] dans le sens du laminage (DL) ; orientation [110] dans le sens transverse (DT)). Des bandes de 200 à 250mm de long et de 12,5mm de large sont prélevées à 0°, 90° et 54°7 de DL correspondant idéalement aux axes cristallographiques $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ (figure 1). Les bandes sont découpées chimiquement puis équipées de têtes pour l'application d'une charge mécanique stable par poids, et positionnées dans un banc de mesure magnétique détaillé dans [2]. On mesure les déformations longitudinale et transversale grâce à des jauges collées sur les deux faces d'un grain préalablement sélectionné au centre de l'éprouvette. L'aimantation est calculée à partir de la mesure de la tension induite aux bornes d'un bobinage placé sur ce même grain. La fine épaisseur des échantillons, le comportement magnétique très raide du matériau, la faible amplitude des champs observés et la taille limitée des grains rendent la mesure complexe. Un système

de poids est utilisé afin d'imposer une contrainte stable (On mesure sur chaque face de l'éprouvette pour vérifier le bon alignement du montage et estimer la déformation moyenne). La procédure de mesure est composée des étapes suivantes : 1- application de la charge mécanique ;2- désaimantation du matériau ;3- mise à zéro des ponts de Wheatstone utilisés pour la mesure des déformations (on évite la saturation des ponts par la déformation élastique préalable) ; 4- chargement magnétique et acquisition des mesures. Un chargement magnétique adapté et un recalage de la déformation à la saturation sont employés de manière à accéder aux comportements magnétique et magnétostrictif anhystériques [2].

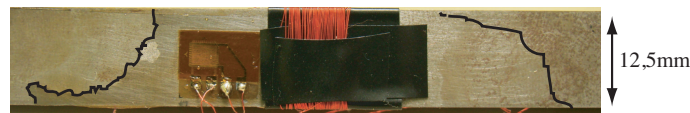


FIGURE 1 – Détail d'une éprouvette : visualisation du grain, du bobinage et des jauges.

Nous présentons ci-dessous les courbes d'aimantation et de magnétostriction anhystériques obtenues. La figure 2 permet de comparer les comportements magnétique et magnétostrictifs du matériau dans les trois directions cristallographiques en absence de chargement mécanique. La figure 3 montre l'effet du chargement mécanique. Les résultats sont présentés par orientation et par type de comportement. L'ensemble est commenté en parallèle de la discussion théorique dans la partie suivante.

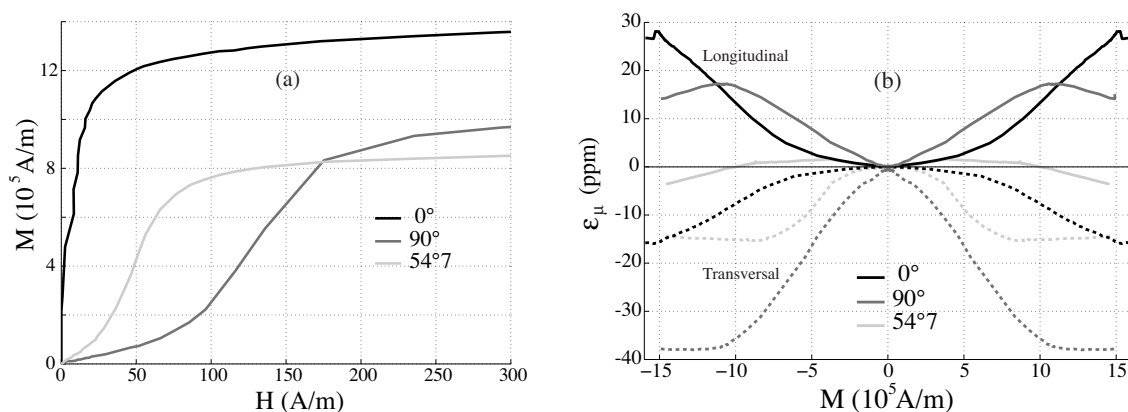


FIGURE 2 – Courbes anhystériques d'aimantation $M(H)$ (a) et de magnétostriction $\epsilon_\mu(M)$ (b) ; directions 0° , 90° et $54^\circ 7'$; contrainte nulle.

3 Effet théorique d'un champ ou d'une contrainte appliquée sur la structure en domaines - commentaire des résultats

L'ensemble de la discussion se base sur le schéma reporté figure 4. Ce schéma et les explications sont une généralisation d'un travail précédent [3]. Nous discutons en particulier de l'influence de l'évolution de la microstructure en terme de magnétostriction mesurée.

$$\epsilon_\mu^\alpha = \frac{3}{2} \begin{pmatrix} \lambda_{100}(\gamma_1^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}\gamma_1\gamma_2 & \lambda_{111}\gamma_1\gamma_3 \\ \lambda_{111}\gamma_1\gamma_2 & \lambda_{100}(\gamma_2^2 - \frac{1}{3}) & \lambda_{111}\gamma_2\gamma_3 \\ \lambda_{111}\gamma_1\gamma_3 & \lambda_{111}\gamma_2\gamma_3 & \lambda_{100}(\gamma_3^2 - \frac{1}{3}) \end{pmatrix}_{RC} \quad (1)$$

Un domaine α est une zone du cristal caractérisée par une aimantation \vec{M}_α de norme M_s et une déformation libre dite de magnétostriction ϵ_μ^α . L'équation (1) donne la forme de ce tenseur de magnétostriction dans le repère cristallographique ; les γ_i représentent les cosinus directeurs de l'aimantation. λ_{100} et λ_{111} sont les deux constantes magnétostrictives du matériau. Elles valent respectivement $\lambda_{100} = 23 \cdot 10^{-6}$ et $\lambda_{111} = -4,5 \cdot 10^{-6}$ pour le Fe-3%Si. La distribution des domaines n'est pas isotrope dans le cristal. Elle est organisée par l'énergie d'anisotropie magnétocristalline W_K^α (2) de forme cubique dépendant en particulier de la constante d'anisotropie K_1 . Cette énergie justifie la discrétisation d'un monocristal de Fe-3%Si idéal en un assemblage de six familles de domaines alignés suivants les directions $\langle 100 \rangle$ à proportion

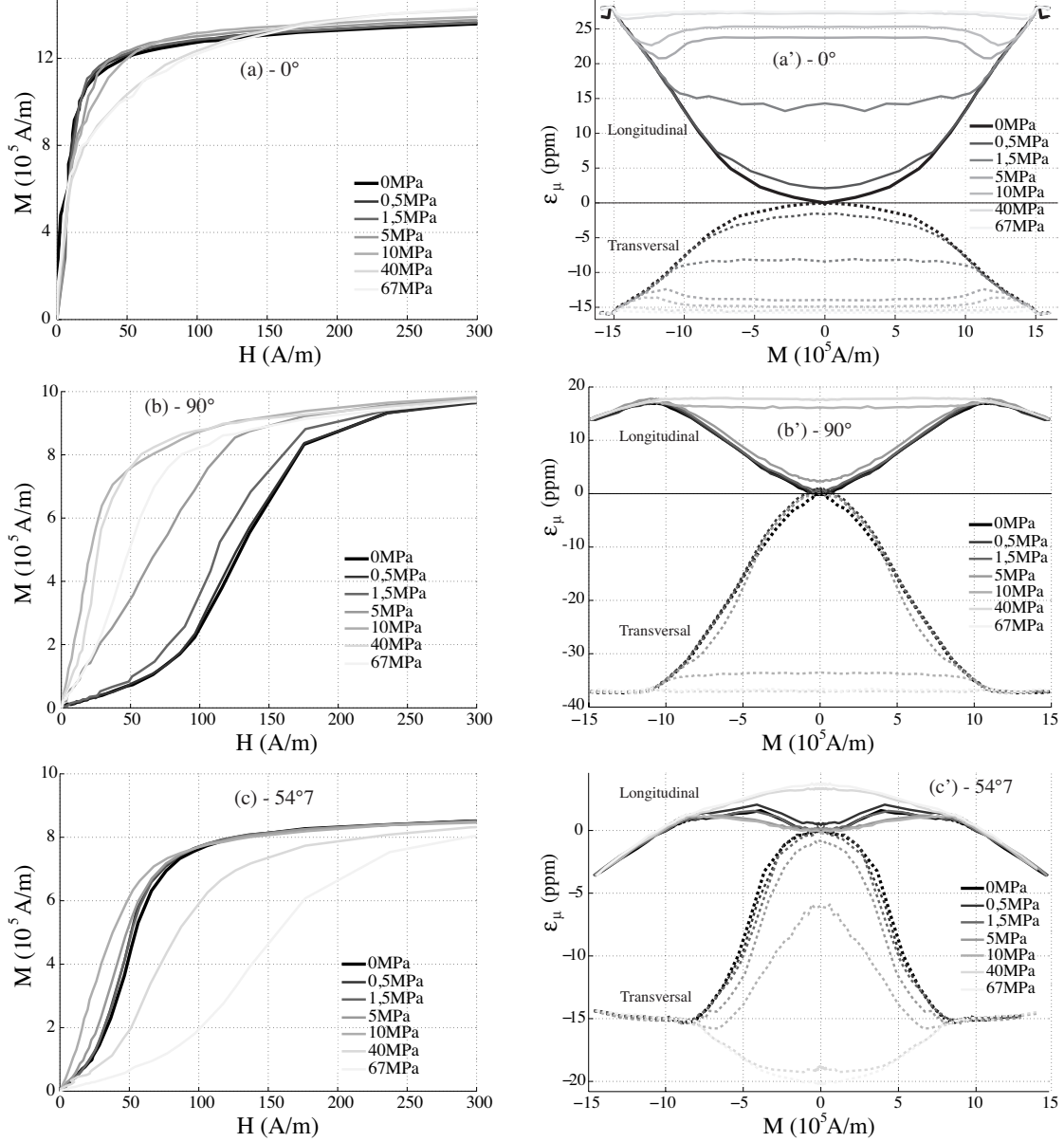


FIGURE 3 – Influence du chargement mécanique sur les courbes anhystériques d'aimantation $M(H)$ (à gauche) et de magnétostriction $\epsilon_{\mu}(M)$ (à droite) - directions 0° (a), 90° (b) et $54^{\circ}7$ (c).

égale. La présence de la surface libre déséquilibre la proportion idéale [3] et conduit à la structure à deux domaines représentée sur le schéma (figure 4a), orientée dans la direction du laminage (0°).

$$W_K^{\alpha} = K_1((\gamma_{\alpha}^1 \gamma_{\alpha}^2)^2 + (\gamma_{\alpha}^2 \gamma_{\alpha}^3)^2 + (\gamma_{\alpha}^1 \gamma_{\alpha}^3)^2) + K_2(\gamma_{\alpha}^1 \gamma_{\alpha}^2 \gamma_{\alpha}^3)^2 \quad (2)$$

La distribution bi-domaines permet de définir le tenseur de magnétostriction initial (sans chargement) du cristal dans le repère cristallographique (3). Lorsque ce grain est soumis à un champ ou une contrainte, le tenseur de déformation change. La mesure de déformation réalisée par une jauge d'orientation \vec{n} vaut alors la variation de déformation dans la direction de la jauge. Elle est définie par : $\Delta\lambda_{\vec{n}}(H, \sigma) = \vec{n}^t \cdot (\epsilon_{\mu}^g(H, \sigma) - \epsilon_{\mu}^g) \cdot \vec{n}$. Les directions longitudinale $\Delta\lambda_{//}$ et transversale $\Delta\lambda_{\perp}$ sont considérées.

$$\epsilon_{\mu}^g = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2}\lambda_{100} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2}\lambda_{100} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_{100} \end{pmatrix}_{RC} \quad (3)$$

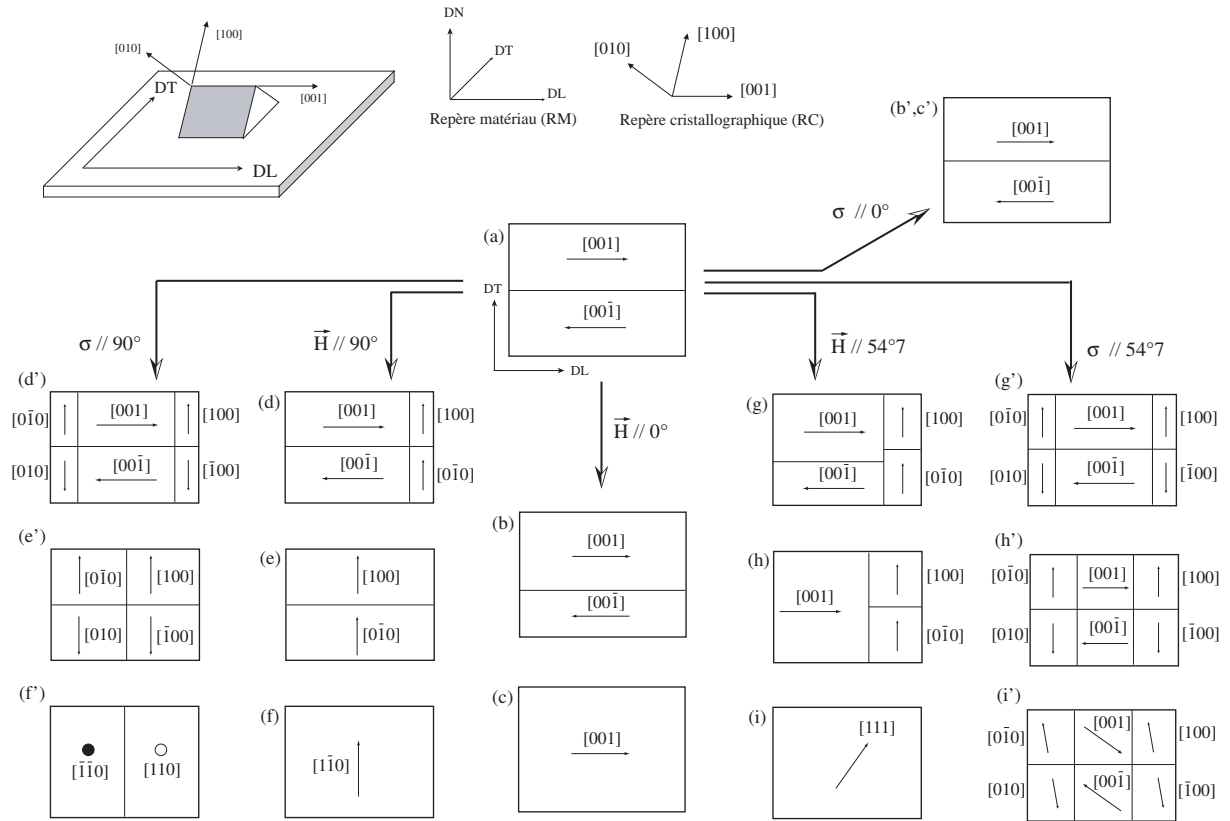


FIGURE 4 – Représentation schématique de l’influence de l’application d’un champ magnétique ou d’une contrainte de traction le long de trois directions privilégiées du plan de tôle (DL=0°=[001], DT=90°=[110], 54°7=[111])

3.1 Effet d’un champ magnétique

La modification d’une microstructure magnétique sous l’effet d’un champ \vec{H} est à attribuer à l’énergie de champ (4). Cette énergie favorise d’une part les domaines orientés dans une direction proche du champ et provoque d’autre part la rotation de l’aimantation en direction du champ. Pour le Fe-3%Si GO, ces deux mécanismes sont séquencés (variations de volumes à bas champ, rotation à haut champ). Les différentes situations illustrées dans le schéma sont discutées ci-après.

$$W_H^\alpha = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M}_\alpha \quad (4)$$

- $\vec{H} // 0^\circ$: déplacement de paroi (4b) jusqu’à saturation magnétique (4c). Cette modification ne produit aucune variation du tenseur de magnétostriction. En conséquence, on mesure théoriquement $\Delta\lambda_{//} = \Delta\lambda_{\perp} = 0$. La mesure correspondante n’est pas en accord avec ce calcul théorique. On observe une déformation longitudinale de l’ordre de $27 \cdot 10^{-6}$. L’orientation n’est peu ou pas en défaut puisque le comportement magnétostrictif trahit une répartition des six familles de domaines proche de l’équiproportion [3]. Cette situation imprévue est possible, et l’influence de l’état de contrainte est en accord avec cette hypothèse. Des mesures complémentaires seront donc nécessaires pour qualifier cette orientation.
- $\vec{H} // 90^\circ$: nucléation de domaines orthogonaux suivant deux autres directions de facile aimantation (4d) ; puis disparition de la configuration initiale en domaines (4e) ; avant rotation de l’aimantation dans la direction du champ (4f). A la situation intermédiaire (4e), le tenseur de magnétostriction est donné par l’expression (5), ce qui aboutit à $\Delta\lambda_{//} = \frac{3}{4}\lambda_{100}$ et $\Delta\lambda_{\perp} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}$ (A.N. : $\Delta\lambda_{//} = 17,25 \cdot 10^{-6}$; $\Delta\lambda_{\perp} = -34,5 \cdot 10^{-6}$). Les valeurs expérimentales sont en accord avec la théorie. l’amplitude est légèrement supérieure dans la direction transversale (configuration initiale non parfaitement bidomaine). A

la saturation (4f), le tenseur de magnetostriction est donné par l'expression (6). On obtient : $\Delta\lambda_{//} = (\frac{3}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111})$; $\Delta\lambda_{\perp}$ est inchangé (A.N : $\Delta\lambda_{//} = 13,875.10^{-6}$; $\Delta\lambda_{\perp} = -34,5.10^{-6}$). Sur la courbe expérimentale 3b', on observe bien une variation de pente pour la mesure longitudinale légèrement après $10^6 A/m$ tandis que la déformation transversale reste constante.

$$\varepsilon_{\mu\vec{H}/90^\circ}^g\left(\frac{M_s}{\sqrt{2}}\right) = \begin{pmatrix} \frac{1}{4}\lambda_{100} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4}\lambda_{100} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}\lambda_{100} \end{pmatrix}_{RC} \quad (5)$$

$$\varepsilon_{\mu\vec{H}/90^\circ}^g(M_s) = \begin{pmatrix} \frac{1}{4}\lambda_{100} & -\frac{3}{4}\lambda_{111} & 0 \\ -\frac{3}{4}\lambda_{111} & \frac{1}{4}\lambda_{100} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}\lambda_{100} \end{pmatrix}_{RC} \quad (6)$$

- $\vec{H} // 54^\circ 7'$: nucléation de domaines orthogonaux (4g) ; puis conservation des trois familles de domaine les plus favorables (4h) ; avant rotation de l'aimantation dans la direction du champ (4i). A la situation intermédiaire (4h), le tenseur de magnétostriction est donné par l'expression (7), ce qui aboutit à $\Delta\lambda_{//} = 0$ et $\Delta\lambda_{\perp} = -\frac{1}{2}\lambda_{100}$ (A.N. : $\Delta\lambda_{\perp} = -11,5.10^{-6}$). A la saturation (4i), le tenseur de magnetostriction est donné par l'expression (8). La mesure longitudinale devient $\Delta\lambda_{//} = \lambda_{111}$; la valeur transversale vaut $\Delta\lambda_{\perp} = -\frac{1}{2}\lambda_{100} - \frac{1}{3}\lambda_{111}$ (A.N. : $\Delta\lambda_{//} = -4,5.10^{-6}$; $\Delta\lambda_{\perp} = -10.10^{-6}$). On observe bien expérimentalement (figure 3c') l'absence de déformation longitudinale puis une valeur tendant vers -5.10^{-6} à plus forte aimantation. La déformation transversale présente également les deux stades théoriques même si l'amplitude expérimentale est plus élevée.

$$\varepsilon_{\mu\vec{H}/54^\circ 7'}^g\left(\frac{M_s}{\sqrt{3}}\right) \approx \varepsilon_{\mu\vec{H}/90^\circ}^g\left(\frac{M_s}{\sqrt{2}}\right) \quad (7)$$

$$\varepsilon_{\mu\vec{H}/54^\circ 7'}^g(M_s) = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\lambda_{111}}{2} & \frac{\lambda_{111}}{2} \\ -\frac{\lambda_{111}}{2} & 0 & -\frac{\lambda_{111}}{2} \\ \frac{\lambda_{111}}{2} & -\frac{\lambda_{111}}{2} & 0 \end{pmatrix}_{RC} \quad (8)$$

3.2 Effet d'une contrainte de traction

L'énergie magnéto-élastique (9) [1] permet d'interpréter l'influence d'un état de contrainte σ sur la microstructure en domaines. Pour le Fe-3%Si GO et pour un tenseur des contraintes de traction, cette énergie favorise d'une part les domaines orientés dans une direction proche de l'axe d'application de la contrainte et peut provoquer d'autre part la rotation de l'aimantation ; ces deux mécanismes sont également séquencés (variations de volume à basse contrainte, rotation à plus haute contrainte). Considérons une situation à deux dimensions et un domaine initialement orienté suivant la direction [001] ; considérons d'autre part un chargement mécanique appliqué suivant une direction \vec{n} désorientée de l'angle ϕ_c par rapport à [001]. La minimisation de $W_K^\alpha + W_\sigma^\alpha$ permet après quelques simplifications [4] d'aboutir à une loi d'évolution de l'angle ϕ_1 , définissant l'orientation instantanée du domaine par rapport à [001], en fonction de la contrainte σ :

$$W_\sigma^\alpha = -\sigma : \varepsilon_\alpha^\mu \quad (9)$$

$$\phi_1(\sigma) = \frac{\text{atan}\left(\frac{3}{2}\lambda_{111}\sigma\sin(2\phi_c)\right)}{2K_1 + 3\lambda_{100}\sigma\cos(2\phi_c)} \quad (10)$$

On constate qu'avec $K_1 \gg 0$ et sous chargement mécanique de traction, le signe de ϕ_1 est dicté par le signe de λ_{111} . Ainsi, pour le Fe-3%Si ($\lambda_{111} < 0$), ϕ_1 et ϕ_c sont de signe opposé : l'angle du domaine principal s'écarte du chargement (on constate l'inverse sous l'effet du champ).

Par ailleurs, l'effet de la contrainte sur le comportement magnétique peut-être indirectement déduit de la désorientation des vecteurs aimantation par rapport à la direction d'application du champ (une désorientation faible est à associer à une susceptibilité élevée, une désorientation forte à une susceptibilité faible). On explique ainsi facilement que la susceptibilité magnétique d'un cristal de Fe-3%Si GO est très supérieure à 0° comparé aux deux autres directions ; elle est par ailleurs plus élevée à $54^\circ 7'$ comparé à 90° (figure 2a).

- $\sigma // 0^\circ$: la contrainte n'a aucun effet sur la structure (4b'-4c'). Le tenseur de magnétostriction est donc inchangé. En conséquence, on mesure théoriquement $\Delta\lambda_{//} = \Delta\lambda_{\perp} = 0$ quelque soit la contrainte. Le comportement magnétique est également a priori inchangé. On observe tout le contraire expérimentalement ce qui s'explique également par la configuration en domaines initiale. On constate qu'une contrainte de 10MPa suffit à saturer la magnétostriction et ainsi à réaligner la structure dans une configuration de GOSS. La dégradation de la susceptibilité au delà de 40MPa trahit par ailleurs une désorientation du grain par rapport à la texture idéale.
- $\sigma // 90^\circ$: nucléation de domaines orthogonaux (deux à deux)(4d') ; puis disparition de la configuration initiale en domaines (4e') au profit de quatre familles de domaines ; avant rotation de l'aimantation éloignant l'aimantation de la direction de la contrainte (4f'). A la situation intermédiaire (4e'), le tenseur de magnétostriction est identique à celui obtenu sous l'effet d'un champ (5). Cela signifie que la contrainte conduit à la même déformation que le champ. Tout chargement magnétique simultané ne provoquera donc plus qu'une variation de volume des domaines sans déformation : une contrainte suffisamment forte peut donc "saturer" la magnétostriction à une valeur de $\Delta\lambda_{//} = \frac{3}{4}\lambda_{100}$ et $\Delta\lambda_{\perp} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}$ (A.N. : $\Delta\lambda_{//} = 17,25 \cdot 10^{-6}$; $\Delta\lambda_{\perp} = -34,5 \cdot 10^{-6}$). La saturation magnétique conduira au même résultat qu'en absence de contrainte, soit $\Delta\lambda_{//} = (\frac{3}{4}\lambda_{100} + \frac{3}{4}\lambda_{111})$; la mesure transversale est inchangée (A.N. : $\Delta\lambda_{//} = 13,875 \cdot 10^{-6}$; $\Delta\lambda_{\perp} = -34,5 \cdot 10^{-6}$). La rotation à contrainte très élevée est un mécanisme peu favorable dans cette situation (aimantation orthogonale au plan). En terme de comportement magnétique, on peut s'attendre à ce que la susceptibilité augmente fortement à contrainte croissante. Une fois la structure saturée et soumise à la rotation, la susceptibilité devrait diminuer. On vérifie bien sur la figure (3b') qu'à aimantation nulle, la contrainte sature la déformation à la valeur de saturation sous un champ sans contrainte. L'évolution non monotone de la susceptibilité est vérifiée figure 3b.
- $\sigma // 54^\circ$: nucléation de domaines orthogonaux deux à deux (4g') ; puis la structure tend vers une structure à six domaines proche de celle d'un monocristal (4h') ; avant rotation de l'aimantation (en particulier pour les anciens domaines principaux) éloignant l'aimantation de chaque domaine de la direction de la contrainte (4i'). A la situation intermédiaire (4h'), le tenseur de magnétostriction est probablement proche de celui obtenu sous champ magnétique (7). Tout chargement magnétique simultané ne provoquera donc plus qu'une variation de volume des domaines sans déformation : La mesure longitudinale restera identiquement égale à 0 et subira la rotation de façon identique à la situation sans contrainte. La contrainte provoquera en revanche une déformation initiale transversale de $\Delta\lambda_{\perp} = -\frac{1}{2}\lambda_{100}$ (A.N. : $\Delta\lambda_{\perp} = -11,5 \cdot 10^{-6}$), correspondant à une saturation mécanique (pas d'effet du niveau de champ hormis à partir de la rotation). La rotation à contrainte très élevée est plus favorable pour cette orientation que pour l'orientation à 90° . On peut néanmoins difficilement prédire la déformation sans calcul numérique. Le chargement magnétique provoquera sur cette structure une rotation en deux temps avec variation des volumes de domaines, pour atteindre des valeurs à saturation identiques à celles mesurées en absence de contrainte. En terme de comportement magnétique, on peut s'attendre à ce que la susceptibilité augmente à contrainte croissante même si elle démarre d'un niveau plus élevé qu'à 90° . Une fois la structure soumise à la rotation, la susceptibilité devrait diminuer plus rapidement qu'à 90° . Les mesures réalisées confirment l'ensemble de cette réflexion théorique et révèlent que la rotation sous contrainte se manifeste dès 10MPa.

4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce travail expérimental l'effet d'une contrainte mécanique sur le comportement réversible d'un monocristal de Fe-3%Si suivant les trois directions du triangle standard. Une approche théorique menée en parallèle permet d'interpréter qualitativement l'ensemble des résultats obtenus. Ces données recueillies vont nous permettre d'identifier les paramètres anhystériques du modèle d'hystérésis en cours de développement. Des mesures de dissipation réalisées en parallèle seront confrontées prochainement aux premiers résultats de modélisation.

Références

- [1] Daniel L., Hubert O., Buiro N., and Billardon R. JMPS, 56(3), 1018–1042, 2008.
- [2] Daniel L. and Hubert O. EPJ - Appl. Phys., 45, 31101, 2009.
- [3] Hubert O. and Daniel L. JMMM, 320, 1412–1422, 2008.
- [4] Hubert O. and Lazreg S. Multidomain modeling for identification of mechanical state. Proceedings of the 19th Soft Magnetic Materials conference, Turin, 2009.