



**HAL**  
open science

## Étude de quelques orthoferrites et orthochromites de terres rares par diffraction neutronique sous champ

P. Pataud, J. Sivardière

► **To cite this version:**

P. Pataud, J. Sivardière. Étude de quelques orthoferrites et orthochromites de terres rares par diffraction neutronique sous champ. *Journal de Physique*, 1970, 31 (8-9), pp.803-809. 10.1051/jphys:01970003108-9080300 . jpa-00206983

**HAL Id: jpa-00206983**

**<https://hal.science/jpa-00206983>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

## ÉTUDE DE QUELQUES ORTHOFERRITES ET ORTHOCHROMITES DE TERRES RARES PAR DIFFRACTION NEUTRONIQUE SOUS CHAMP

P. PATAUD, J. SIVARDIÈRE

Laboratoire de Diffraction Neutronique  
CEN-G, Chemin-des-Martyrs, Cédex 85, Grenoble

(Reçu le 26 janvier 1970, révisé le 13 mai 1970)

**Résumé.** — Nous avons étudié, par diffraction neutronique sous champ, l'anisotropie de la terre rare, et le couplage fer ou chrome-terre rare dans quelques pérovskites  $T\text{FeO}_3$  et  $T\text{CrO}_3$  ( $T = \text{Nd, Tb, Ho, Er, Tm, Yb}$ ). Un champ extérieur peut découpler les deux sous-réseaux magnétiques.

**Abstract.** — We have studied some perovskites  $T\text{FeO}_3$  and  $T\text{CrO}_3$  ( $T = \text{Nd, Tb, Ho, Er, Tm, Yb}$ ) by neutron diffraction with a field. We get some information about the rare-earth anisotropy and the coupling between the two magnetic sublattices. An external field can decouple the two magnetic sublattices.

**Introduction.** — Nous avons cherché à préciser, par diffraction neutronique sous champ, l'anisotropie de la terre rare et le couplage entre les deux sous-réseaux magnétiques dans les orthoferrites et orthochromites de terres rares  $T\text{FeO}_3$  et  $T\text{CrO}_3$ . De ces deux paramètres dépendent en effet les principales propriétés magnétiques de ces composés : ordre coopératif non colinéaire et propriétés métamagnétiques de la terre rare [1] [2], ordre non colinéaire induit par le sous-réseau de fer ou de chrome [3], enfin réorientation des moments du fer dans les orthoferrites [4]. Les résultats présentés ici complètent ceux présentés dans la référence [3].

D'une manière générale, le champ cristallin au niveau de la terre rare dans les pérovskites  $T\text{BO}_3$  ( $B = \text{Al, Co, Fe, Cr}$ ) est très important [5] [6] et décompose le multiplet fondamental en doublets accidentels ou de Kramers ; à basse température, seul le doublet fondamental est occupé, et on peut introduire un tenseur  $g$  qui traduit l'anisotropie de la susceptibilité de ce niveau et se représente par un ellipsoïde dont le grand axe est parallèle à la direction de facile aimantation.

L'étude des propriétés métamagnétiques (mécanisme de « flip » [1]) a montré que la direction des moments de terre rare est fixée par le champ cristallin, l'ellipsoïde représentant le tenseur  $g$  est donc très allongé.

D'après la symétrie ponctuelle du site  $4c$  occupé par la terre rare, ce grand axe est soit parallèle à  $z$ , soit contenu dans le plan  $xy$ , il fait alors un angle  $+\theta$  (atomes 1 et 2) et  $-\theta$  (atomes 3 et 4) avec  $x$

(cette propriété se reflète sur le tableau des modes magnétiques normaux [7], les modes suivant  $z$  sont solitaires). Comme le tenseur  $g$  présente deux orientations distinctes dans le plan  $xy$ , un mode ferromagnétique  $F_x$  ou  $F_y$ , coexiste nécessairement avec un mode antiferromagnétique  $C_y$  ou  $C_x$  ; de même les modes  $A_x G_y$  et  $G_x A_y$  coexistent nécessairement [7].

L'étude des structures magnétiques (coopératives, ou induites par le sous-réseau  $B$ ) montre que le tenseur  $g$  dépend peu de  $B$  [1] [5]. Il est donc particulièrement intéressant d'étudier l'action d'un champ extérieur sur la terre rare, pour  $T < T_{N_2}$  (métamagnétisme) ou  $T > T_{N_2}$  (structure induite, le champ extérieur pouvant entrer en compétition avec le champ du sous-réseau  $B$ ). Nous attendons de ces expériences des renseignements sur le tenseur  $g$ , quand la terre rare ne s'ordonne pas, et sur le couplage  $B$  (Fe, Cr)-terre rare.

Dans nos expériences de diffraction neutronique sous champ, le champ magnétique est appliqué parallèlement au vecteur de diffusion ; nous obtenons ainsi sur poudres des renseignements qui, par des mesures magnétiques classiques, ne peuvent être obtenus que sur monocristaux [13].

Nous étudions d'abord les composés où  $z$  est une direction de difficile aimantation de la terre rare (Tb, Ho, Yb) puis ceux où  $z$  est au contraire une direction de facile aimantation (Pr, Nd, Er, Tm) (tableau I). On examine enfin le cas de  $\text{DyFeO}_3$ . Les différentes structures magnétiques sont rassemblées dans le tableau II.

TABLEAU I

Tenseur  $g$  de la terre rare dans la structure pérovskite : les directions principales sont  $z$ ,  $\theta$  et  $\pi$  ; si l'angle  $\theta$  est nul, les directions  $\theta$  et  $x$  sont confondues.

$T$	Direction facile et valeur de $\theta$	Axes principaux du tenseur $g$
Pr	$z$	$g_z \gg g_x, g_y$
Nd	$z$	$g_z \gg g_x, g_y$
Tb	$\theta = 35^\circ$	$g_\theta \gg g_z, g_\pi$
Ho	$\theta = 63^\circ$	$g_\theta \gg g_z, g_\pi$
Er	$z$ ( $\theta \sim 0^\circ$ )	$g_z > g_x > g_y$
Tm	$z$	$g_z > g_x, g_y$
Yb	$x$ ( $\theta \sim 0^\circ$ )	$g_x > g_z \gg g_y$

et viennent en position de réflexion ; par suite cette saturation n'est pas nécessairement une propriété intrinsèque de  $\text{TbFeO}_3$  (voir plus loin le cas de  $\text{HoFeO}_3$ ).

Les intensités des raies (110) et (112) ne varient pas sous champ : le champ  $H_{xy}$  augmente la polarisation des moments 1 et 2 de terbium ( $\theta = +35^\circ$ ), ce phénomène influe peu sur l'intensité de la raie (110) ; la polarisation des moments 3 et 4 ( $\theta = -35^\circ$ ) est peu augmentée par le champ extérieur qui leur est presque perpendiculaire. Les raies (010) et (012) apparaissent sous champ : un champ  $H_y$  induit donc la transition métamagnétique  $F_x C_y \rightarrow C_x F_y$ , les moments 3 et 4 de terbium se retournant par un mécanisme de flip.

TABLEAU II

Structures magnétiques des orthoferrites et orthochromites et propriétés métamagnétiques.

Composé	Direction du mode $G$			Polarisation de $T$		Polarisation par le champ	Métamagnétisme
	$77^\circ$	$4,2^\circ$	$1,5^\circ$	$4,2^\circ$	$1,5^\circ$	$4,2^\circ$	
NdCrO <sub>3</sub>	$G_x$	$G_{xy}$	$G_{xy}$	$C_z$	$C_z$		$C_z \rightarrow F_z$
TbFeO <sub>3</sub>	$G_x$	$G_z$	$G_x$	$F_x C_y$		$F_x C_y$	$F_x C_y \rightarrow C_x F_y$
HoFeO <sub>3</sub>	$G_x$	$G_z$	$G_z$	$F_x C_y$	$F_x C_y$	$F_x C_y$	$F_x C_y \rightarrow C_x F_y$
HoCrO <sub>3</sub>	$G_z$	$G_z$	$G_z$	$F_x C_y$	$F_x C_y$	$F_x C_y$	$F_x C_y \rightarrow C_x F_y$
ErFeO <sub>3</sub>	$G_x$	$G_z$	$G_{xy}$	$F_x$	$C_z$	$F_z$	$C_z \rightarrow F_z$
TmCrO <sub>3</sub>	$G_{xz}$	$G_x$	$G_x$	$F_z$	$F_z$		
YbFeO <sub>3</sub>	$G_x$	$G_z$	$G_z$	$F_x$	$F_x$		
YbCrO <sub>3</sub>	$G_{xz}$	$G_x$	$G_{xz}$			$F_x$	

$\text{TbFeO}_3$ . — A  $4,2^\circ\text{K}$  le fer, ordonné suivant  $G_z$ , polarise le terbium suivant la structure  $F_x C_y$ . Dans un champ de 16 000 Oe les raies (100) et (102) augmentent très fortement (Fig. 1 et 2) : le champ  $H_x$  renforce la polarisation du terbium par le fer ; une saturation est observée pour (100), mais l'échantillon utilisé est une poudre non frittée, il se peut donc que certains grains tournent sous l'action du champ

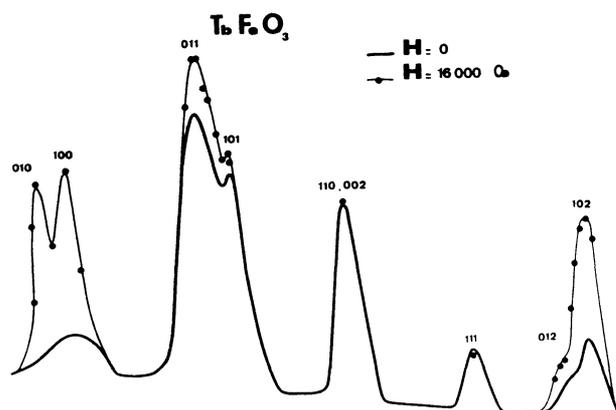


FIG. 1. — Diffractogramme de  $\text{TbFeO}_3$  sous champ de 16 000 Oe à  $4,2^\circ\text{K}$ .

La raie (101) n'est pas modifiée par le champ, la composante  $H_x$  stabilisant la structure  $F_x C_y$ ,  $G_z$  ; par contre la raie (011) augmente. Le facteur de structure de la raie (011) a la forme ;

$$F(011) = +4 G_z - 4 C_y \cos 2\pi x \sin 2\pi y$$

d'où l'existence d'un terme d'interférence  $-C_y G_z$  négatif (la structure absolue, a en effet été précisée :  $C_y G_z > 0$ ). Sous champ a lieu la transition  $F_x C_y \rightarrow C_x F_y$  : ce terme d'interférence disparaît sur poudres car les modes  $C_x$  et  $G_z$  n'appartiennent pas à la même représentation du groupe  $\text{Pbmn}$  (effectivement il n'apparaît pas dans l'expression de l'énergie dipolaire [7]). Par suite la raie (011) doit augmenter, mais l'effet correspondant est bien plus faible que l'effet observé. Par conséquent l'action du champ  $H_y$  s'accompagne d'une certaine rotation du mode  $G$  du fer de  $z$  vers  $x$  : ce résultat confirme que la réorientation  $G_x \rightarrow G_z$  est due au couplage Tb-Fe puisqu'elle disparaît si on découple les deux sous-réseaux (effectivement les modes  $C_x F_y$  et  $G$  ne peuvent appartenir à la même représentation).

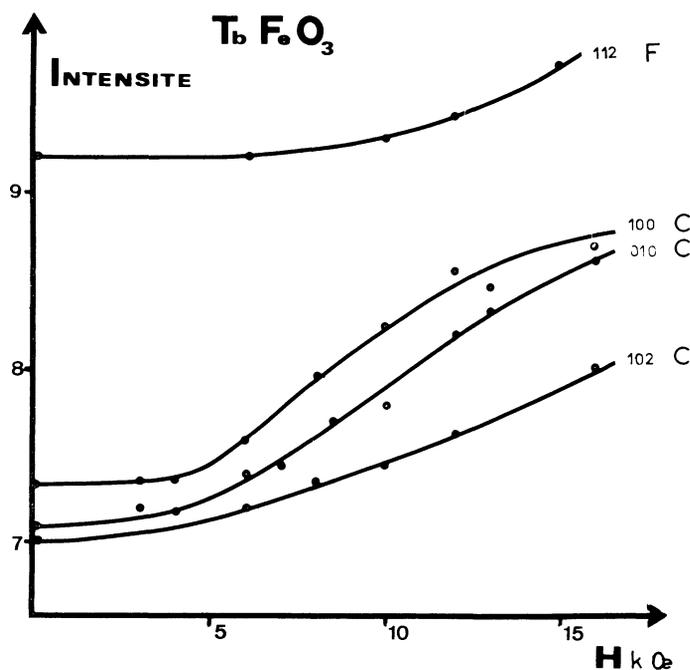


FIG. 2. — Variation des raies de  $\text{TbFeO}_3$  sous champ à 4,2 °K.

$\text{HoFeO}_3$  (1). — La structure magnétique à 4,2 °K [11] est identique à celle de  $\text{TbFeO}_3$ . Cependant  $\theta = 63^\circ > 45^\circ$  et  $C_y G_z < 0$ .

Sous champ, la raie (100) augmente mais l'effet est moins important que dans  $\text{TbFeO}_3$  ; une saturation se manifeste sur un échantillon de poudre non frittée et disparaît sur un échantillon de poudre frittée : l'intensité de la raie varie alors linéairement avec le champ appliqué. Les raies (110) et (112) diminuent un peu sous champ : en effet, puisque  $\theta > 45^\circ$ , un champ  $H_{xy}$  augmente un peu la polarisation des atomes 1 et 2 d'holmium, et diminue celle des atomes 3 et 4.

La raie (010) apparaît sous champ mais reste faible, le découplage des deux sous-réseaux par un champ  $H_y$  est plus difficile que dans  $\text{TbFeO}_3$ . Remarquons que la variation thermique de  $\sigma_y$  dans  $\text{HoFeO}_3$  [8] fournit une estimation du champ créé par le fer sur l'holmium : si  $H_y$  est supérieur à 10 000 Oe,  $\sigma_y(T)$  ne présente plus de maximum.

Enfin la réorientation  $G_x \rightarrow G_z$  des moments du fer n'est pas affectée par le champ  $H_y$  : la diminution de la raie (011) s'interprète par la disparition du terme d'interférence  $-C_y G_z$  qui est ici positif d'après la structure absolue.

$\text{HoCrO}_3$ . — Les structures de  $\text{HoFeO}_3$  et  $\text{HoCrO}_3$  sont identiques à 4,2 °K.  $\theta = 63^\circ$ , cependant le couplage fer-holmium est plus faible que le couplage chrome-holmium.

Les phénomènes observés sous champ sont analogues à ceux observés dans  $\text{HoFeO}_3$  : augmentation

de la raie (100) (Fig. 3), légère diminution des raies (110), (112), (011) ; mais les raies (010) et (012) n'apparaissent pas car un champ de 16 000 Oe est insuffisant pour découpler les deux sous-réseaux.

$\text{YbFeO}_3$  et  $\text{YbCrO}_3$ . — Dans  $\text{YbFeO}_3$ , la réorien-

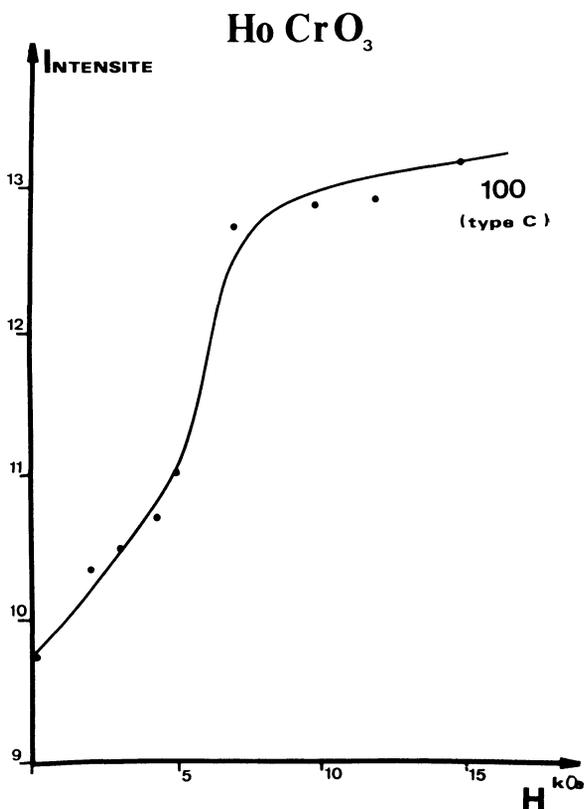


FIG. 3. — Variation de la raie (100) de  $\text{HoCrO}_3$  sous champ à 4,2 °K (poudre non frittée).

(1) L'étude de  $\text{HoFeO}_3$  a été effectuée à Saclay par MM. Bacchella et Mériel ; nous les en remercions vivement.

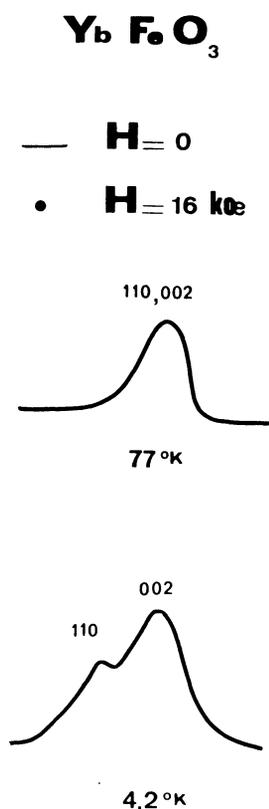


FIG. 4. — Raies (110) et (002) de YbFeO<sub>3</sub> à 77 °K et 4,2 °K.

tation  $G_x \rightarrow G_z$  a lieu vers 8 °K, et au-dessous de cette température l'ytterbium est polarisé suivant le mode  $F_x$  [9]. Cette polarisation  $F_x$  se traduit par une augmentation de l'intensité de la raie (110) (Fig. 4) ; la raie (100) de type  $C_y$  n'apparaissant pas, nous en déduisons que l'angle  $\theta$  est nul ; le moment induit est inférieur à  $1 \mu_B$ .

Dans YbCrO<sub>3</sub> au contraire, le chrome est ordonné suivant  $G_{zz}$  quelle que soit la température, et le couplage Cr-Yb est pratiquement nul [2] [10] : effectivement l'intensité de la raie (110) ne varie pas entre 77 °K et 1,5 °K.

Les expériences sous champ montrent que l'anisotropie de l'ytterbium est très marquée :  $g_y, g_z \ll g_x$ . Ainsi un champ de 16 000 Oe appliqué sur YbCrO<sub>3</sub> à 1,5 °K provoque une augmentation nette de la seule raie (110) ; en particulier les intensités des raies (100), (010) et (112) ne sont pas modifiées : le champ  $H_{xy}$  polarise l'ytterbium suivant  $F_x$  ( $C_y = 0$ ) ; l'effet est marqué car en champ nul l'ytterbium est paramagnétique ; si la susceptibilité des ions Yb<sup>3+</sup> était isotrope dans le plan  $xy$ , l'intensité de la raie (110) serait insensible au champ extérieur.

Un champ de 16 000 Oe est sans effet sur les intensités des raies de YbFeO<sub>3</sub> à 1,5 °K (sauf la raie 101, voir Fig. 8). Des mesures de chaleur spécifique [11] ont montré que le champ créé par le fer est d'environ 50 000 Oe, par conséquent l'ytterbium est déjà saturé

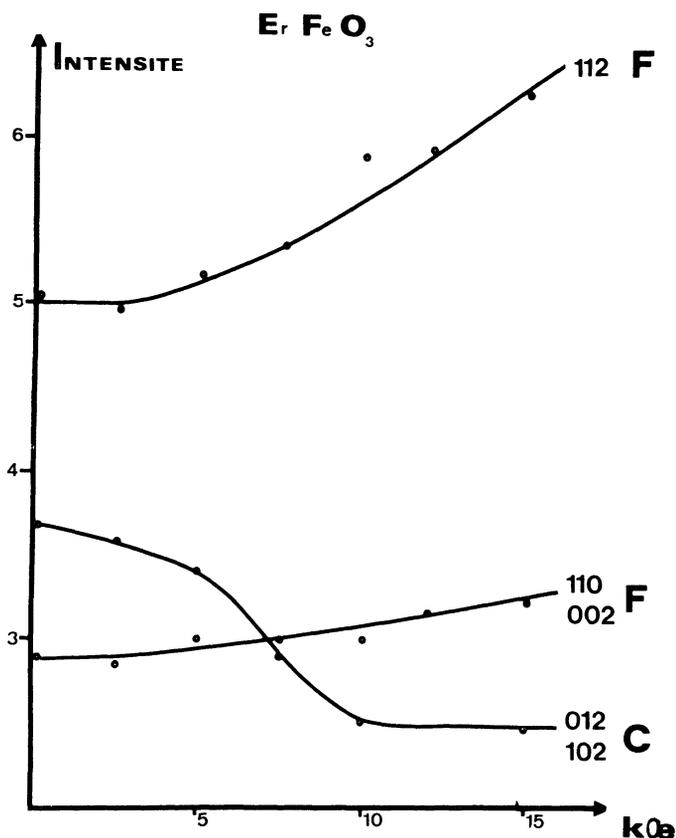


FIG. 5. — Propriétés métamagnétiques de ErFeO<sub>3</sub> à 1,5 °K : raies C et F.

en champ extérieur nul. D'autre part  $\theta \simeq 0^\circ$ , un champ  $H_y$  ne peut donc découpler les deux sous-réseaux et agir sur la réorientation  $G_x \rightarrow G_z$ . Puisque l'intensité de la raie (101) diminue, un champ  $H_{xz}$  agit au contraire sur cette réorientation, l'anisotropie de l'ytterbium est donc moins marquée dans le plan  $xz$  que dans le plan  $xy$ .

**ErFeO<sub>3</sub>.** — Nous avons réexaminé la structure magnétique en champ nul [3] [11]. A 4,2 °K le fer est ordonné suivant  $G_z$  (et non  $G_{xy}$ ) et l'erbium suivant  $C_z$ , ce mode est peu développé. A 1,5 °K la raie (011) a augmenté et la raie (101) diminué, alors que le mode  $C_z$  s'est développé. Ceci suggère une rotation du mode  $G$  vers  $x$  : les modes  $C_z$  et  $G_z$  n'étant pas couplés, le mode  $G$  reprendrait sa position stable  $G_x$  (une hypothèse analogue a été envisagée pour TbFeO<sub>3</sub> à 1,5 °K [1]). Cependant la rotation vers  $x$  n'est pas totale, et l'hypothèse ci-dessus suppose que l'ordre  $C_z$  est coopératif (comme l'ordre  $A_x G_y$  de TbFeO<sub>3</sub>). Or l'erbium ne s'ordonne pas dans ErCoO<sub>3</sub> [5] ; d'autre part l'anomalie thermique observée dans ErFeO<sub>3</sub> n'est pas une anomalie  $\lambda$  [12] ; ces résultats impliquent l'existence d'une composante  $G_y$  du fer couplée au mode  $G_z$ , comme dans ErCrO<sub>3</sub> [7] [13]. Finalement nous avons obtenu la structure suivante : le mode  $G$  est dirigé suivant 110,  $C_z G_{xy} < 0$ .

A 1,5 °K nous avons complété l'étude des propriétés métamagnétiques [11] (Fig. 5 et 6) ; le mode  $C_z$  disparaît au profit de  $F_z$  dans un champ  $H_z$  (diminution de (012) et (102)), augmentation de (112)), le champ seuil est de l'ordre de 4 000 Oe en projection sur  $z$ . L'étude des raies (100) et (010) montre que :  $g_x > g_y$ , elle est analogue à la mesure de la susceptibilité perpendiculaire de l'erbium. L'augmentation de la raie (110) confirme que  $g_x$  n'est pas négligeable [3] [13] :  $g_z \gg g_x \gg g_y$ . La variation de la raie (011) (comme l'excroissance de la raie (100)) n'a pu être expliquée ; il est vraisemblable cependant [13] que la transition  $C_z \rightarrow F_z$  implique une réorientation du mode  $G$  du fer vers  $x$  ou  $z$  suivant la valeur de  $H$ .

Une étude sous champ à 4,2 °K a confirmé les résultats précédents. Nous avons enfin étudié l'influence du champ sur la température  $T_R$  de réorientation  $G_z \rightarrow G_{xy}$ , qui en champ nul est voisine de 4 °K (Fig. 7). Un champ de 6 500 Oe suivant  $y$  est sans effet (puisque  $g_y \sim 0$ ) ;  $T_R$  diminue un peu dans  $H_x$  et beaucoup dans  $H_z$  :  $H_x$  stabilise  $F_x$  donc  $G_z$ ,  $H_z$  stabilise  $G_z$  en détruisant le mode  $C_z$ . Le tableau III souligne l'analogie entre les réorientations  $G_x \rightarrow G_z$  (TbFeO<sub>3</sub>) et  $G_z \rightarrow G_{xy}$  (ErFeO<sub>3</sub>) ou  $G_x \rightarrow G_{xy}$  (ErCrO<sub>3</sub>).

**NdCrO<sub>3</sub>.** — Une étude utilisant une longueur d'onde  $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$  a confirmé les résultats de Bertaut et Mareschal [12] : à 77 °K le chrome est ordonné suivant  $G_x$  ; à 4,2 °K et à 1,5 °K le chrome est ordonné suivant  $G_{xy}$  et le néodyme suivant  $C_z$  (cet ordre apparaît vers 13 °K).

Une étude sous champ a été réalisée à 1,5 °K ( $\lambda = 1,1 \text{ \AA}$ ). Dans un champ de 14 000 Oe, les raies (012) et (102) disparaissent, les raies (100) et (010)

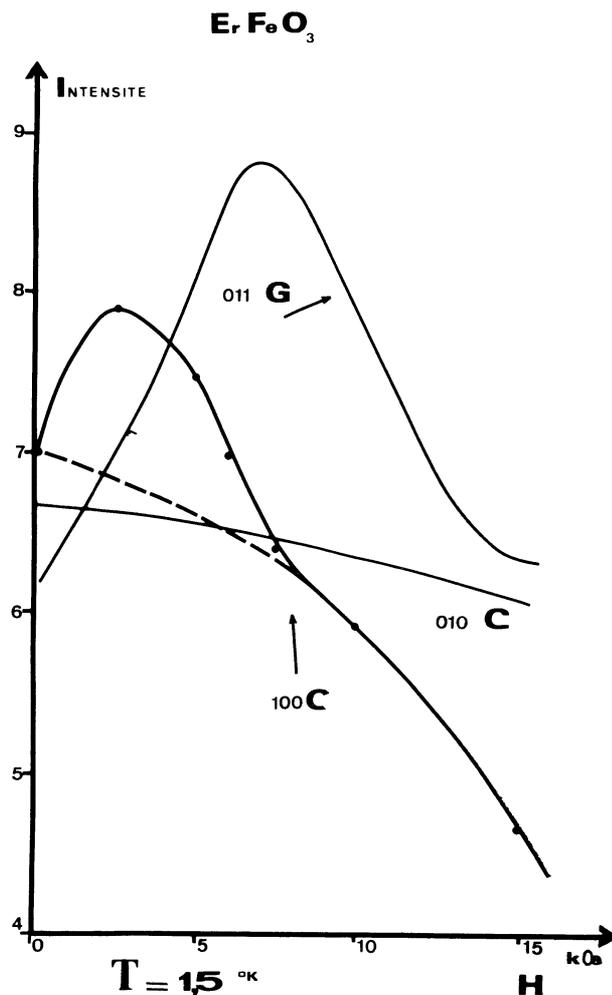


FIG. 6. — Propriétés métamagnétiques de ErFeO<sub>3</sub> à 1,5 °K : raies (010), (100), (011).

TABLEAU III  
Comparaison de TbFeO<sub>3</sub> et ErFeO<sub>3</sub>

	TbFeO <sub>3</sub>	ErFeO <sub>3</sub>	ErCrO <sub>3</sub>
Réorientation	$G_x \rightarrow G_z$	$G_z \rightarrow G_{xy}$	$G_x \rightarrow G_{xy}$
$T_R$	7 °K	4 °K	17 °K
Ordre coopératif possible de la terre rare	$A_x G_y$ (TbFeO <sub>3</sub> ) $G_x A_y$ (TbAlO <sub>3</sub> )	$G_z, A_z$ ou $C_z$ (ErAlO <sub>3</sub> )	
Polarisation de la terre rare	$F_z \rightarrow F_x C_y$	$F_z \rightarrow C_z$	$F_x \rightarrow C_z$
Action de $H_x$ à 4,2 °K	$F_x C_y \nearrow$ $T_R \nearrow$		$T_R \searrow$ un peu
Action de $H_y$	$F_x C_y \rightarrow C_x F_y$ (rotation supprimée)		aucune action
Action de $H_z$	$T_R \searrow$ un peu		$C_z \rightarrow F_z$ (rotation supprimée)

ne sont pas modifiées. De même la raie (112) augmente, non la raie (100). Le mécanisme de métamagnétisme est donc  $C_z \rightarrow F_z$ , l'anisotropie du néodyme est plus forte que celle de l'erbium :  $g_z \gg g_x, g_y$ .

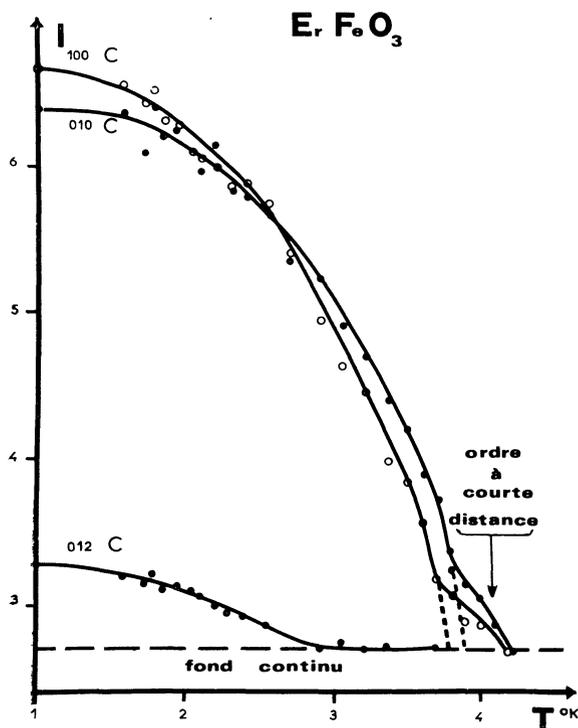


FIG. 7. — Variation thermique sous champ de l'ordre  $C_2$  de l'erbium dans  $\text{ErFeO}_3$ .

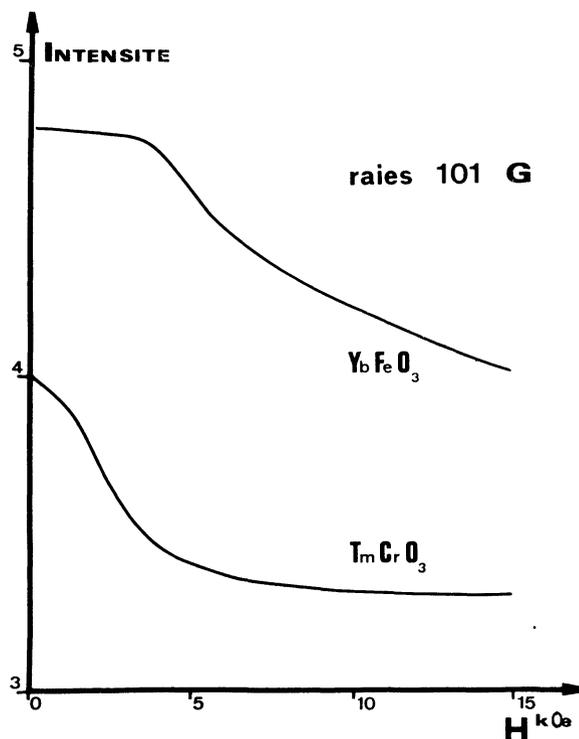


FIG. 8. — Variation sous champ des raies (101) de  $\text{TmCrO}_3$  et  $\text{YbFeO}_3$  à  $4,2^\circ\text{K}$ .

La disparition du mode  $C_z$  entraîne vraisemblablement une rotation du mode  $G$  vers  $x$ , mais nous n'avons pu vérifier ce point, car les raies (011) et (101) ne sont pas séparées et la raie double n'est pas modifiée par le champ.

$\text{NdFeO}_3$ . — Nous avons vérifié ( $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$ ) que

le mode  $G$  du fer est dirigé suivant  $x$  à  $300^\circ\text{K}$ , et suivant  $z$  à  $77^\circ\text{K}$  et  $4,2^\circ\text{K}$ . Aucune polarisation du néodyme par le fer n'est observée à basse température car  $x$  est une direction de difficile aimantation.

Un champ extérieur est sans effet sur  $\text{NdFeO}_3$  à  $1,5^\circ\text{K}$  : en effet le champ créé par le fer sur le

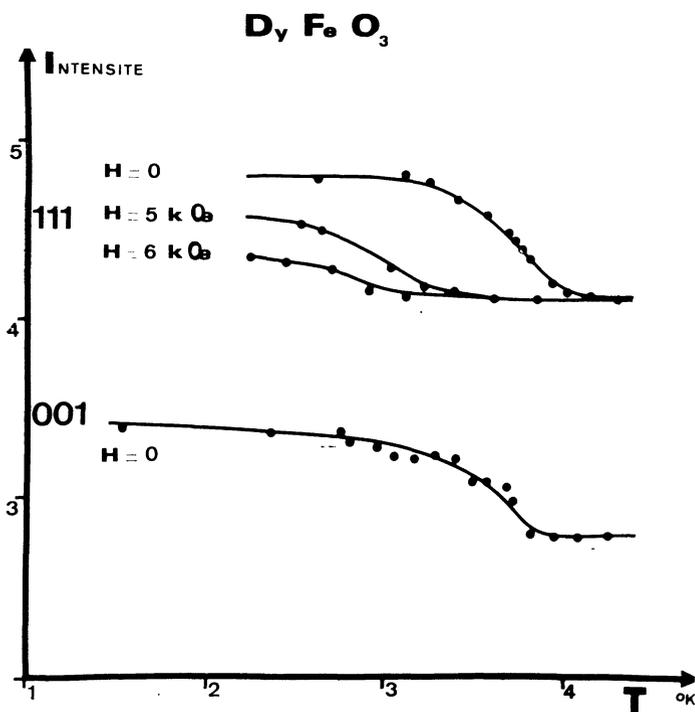


FIG. 9. — Variation sous champ de la température de Néel du dysprosium dans  $\text{DyFeO}_3$ .

néodyme est très grand [12] et le néodyme saturé suivant  $x$ .

PrFeO<sub>3</sub> et PrCrO<sub>3</sub>. — A 1,5 °K ( $\lambda = 2,5$  Å) le fer et le chrome sont ordonnés suivant le mode  $G_x$ , la polarisation  $F_z$  du praséodyme n'est pas observable dans PrFeO<sub>3</sub>. Un champ est sans effets visibles.

TmCrO<sub>3</sub>. — Comme l'a montré Mareschal [2], à 1,5 °K le chrome est ordonné suivant  $G_x$ , la réorientation  $G_{xz} \rightarrow G_x$  ayant lieu à une température peu supérieure à 4,2 °K d'après [10]. Un champ agit seulement sur la raie (101) (Fig. 8) selon un comportement observé aussi dans YbFeO<sub>3</sub> où a lieu la réorientation  $G_x \rightarrow G_z$  à 8 °K.

DyFeO<sub>3</sub>. — Des études de diffraction neutronique [3] et de mesures d'aimantation [14] ont montré que la structure magnétique du sous-réseau de dysprosium peut être décrite de manière approchée par la configuration  $G_x A_y$  — l'angle des moments avec  $x$  étant environ 60° ( $\text{tg } \theta = \sigma_y/\sigma_x = 8/4,5$ ) — observée également dans DyAlO<sub>3</sub>, HoCoO<sub>3</sub>, ... Effectivement les raies  $A$  (001, 111) sont plus importantes que les raies  $G$  (011, 101) et la raie (011) est plus forte que la raie (101) ; d'ailleurs la structure  $G_x A_y$  est plus favorable énergétiquement que la structure  $A_x G_y$  [5].

Nous avons vérifié l'hypothèse ci-dessus par une étude sous un champ de 8 000 Oe. A 1,5 °K les raies (111) et (011) diminuent ; les autres raies sont insensibles au champ, en particulier la raie (001) :  $z$  est donc une direction de difficile aimantation. De même (Fig. 9) un champ parallèle à  $z$  n'abaisse pas la température de Néel  $T_N = 3,8$  °K (raie 001) alors que son action se fait nettement sentir dans le plan  $xy$  (raie 111).

A 4,2 °K un champ de 8 000 Oe induit une structure non colinéaire : apparition de la raie (010), augmentation de la raie (112). Donc l'anisotropie des ions Dy<sup>3+</sup> dans le plan  $xy$  est forte.

Afin de préciser la direction des moments de dysprosium à 1,5 °K, il serait intéressant d'effectuer une mesure d'aimantation sur cristal suivant une direction quelconque du plan  $xy$  pour tenter de mettre en évidence plusieurs champs seuils comme dans TbFeO<sub>3</sub> [3], ainsi qu'une mesure d'effet Mössbauer sur cristal.

**Conclusion.** — Par diffraction neutronique sous champ, nous avons pu préciser qualitativement le tenseur  $g$  de la terre rare dans les orthoferrites et orthochromites en étudiant les structures magnétiques induites par un champ extérieur, et en particulier la direction de facile aimantation. Ce tenseur  $g$  est très anisotrope et par suite la terre rare se comporte selon un modèle d'Ising, comme le montrent également les propriétés métamagnétiques (mécanisme de flip).

Nous avons vérifié d'autre part que le champ créé par le fer ou le chrome sur la terre rare et le champ extérieur peuvent entrer en compétition : ce dernier peut découpler les deux sous-réseaux en induisant les transitions  $F_x C_y \rightarrow C_x F_y$  (Tb) ou  $C_z \rightarrow F_z$  (Er), et de ce fait modifier les températures de réorientation des modes  $G$  du fer ou du chrome en supprimant tout couplage entre les deux sous-réseaux ou en stabilisant l'une des configurations  $G_x f_z$  ou  $G_z f_x$ .

Nous remercions M. le Professeur E. F. Bertaut et Monsieur P. Meriel de leurs nombreux conseils.

### Bibliographie

- [1] MARESCHAL (J.), SIVARDIÈRE (J.), DE VRIES (G. F.), BERTAUT (E. F.), *J. App. Phys.*, 1968, **39**, 1364.
- [2] MARESCHAL (J.), Thèse d'Etat, Grenoble, 1968.
- [3] MARESCHAL (J.), SIVARDIÈRE (J.), *J. Phys.*, 1969, **30**, 967.
- [4] SIVARDIÈRE (J.), *Solid State Comm.*, 1959, **7**, 1555.
- [5] KAPPATSCH (A.), QUEZEL-AMBRUNAZ (S.), SIVARDIÈRE (J.), *J. Phys.* 1970, **31**, 369.
- [6] DE COMBARIEU (A.), MARESCHAL (J.), MICHEL (J. C.), SIVARDIÈRE (J.), *Solid State Comm.*, 1968, **6**, 257.
- [7] BERTAUT (E. F.), *Magnetism III*, chap. IV, Rado Suhl ed. Academic Press, 1963.
- [8] BOZORTH (R. M.), KRAMER (V.), *J. Phys.*, 1959, **20**, 393.
- [9] BOZORTH (R. M.), KRAMER (V.), REMEIK (J. P.), *Phys. Rev. Letters*, 1958, **1**, 3.
- [10] REBOUILLAT (J. P.), Thèse 3<sup>e</sup> Cycle, Grenoble, 1965.
- [11] KOEHLER (W. C.), WOLLAN (E. O.), WILKINSON (M. K.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 58.
- [12] PATAUD (P.), SIVARDIÈRE (J.), *J. Phys.* (à paraître).
- [13] BERTAUT (E. F.), MARESCHAL (J.), *Solid State Comm.*, 1967, **5**, 93.
- [14] GORODETSKY (G.), SHARON (B.), SHTRIKMAN (S.), *J. App. Phys.*, 1968, **39**, 1371.