



HAL
open science

Propriétés et applications des matériaux magnéto-optiques

P. Cœure, D. Challeton, J. Daval, J.P. Jadot, J.C. Peuzin

► **To cite this version:**

P. Cœure, D. Challeton, J. Daval, J.P. Jadot, J.C. Peuzin. Propriétés et applications des matériaux magnéto-optiques. *Revue de Physique Appliquée*, 1975, 10 (6), pp.379-392. 10.1051/rphysap:01975001006037900 . jpa-00243933

HAL Id: jpa-00243933

<https://hal.science/jpa-00243933>

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.

PROPRIÉTÉS ET APPLICATIONS DES MATÉRIAUX MAGNÉTO-OPTIQUES

P. CŒURE, D. CHALLETON, J. DAVAL, J. P. JADOT et J. C. PEUZIN

Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (L. E. T. I.)
Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, BP 85, 38041 Grenoble-Cedex, France

Résumé. — Les applications potentielles des matériaux magnéto-optiques sont nombreuses. On se limitera dans cet exposé à celles qui ont atteint un degré d'avancement technologique suffisant. Il s'agit pour l'essentiel des mémoires thermomagnétiques et des composants opto-électroniques tels que les modulateurs, défecteurs, composants non réciproques. On passera tout d'abord en revue les propriétés cristallographiques magnétiques et optiques des matériaux qu'on pense utilisables pour ces applications. On dégagera des critères de choix et on discutera les problèmes qui se posent au niveau de l'élaboration du matériau et au niveau de son utilisation dans un dispositif. Parmi tous les matériaux en cours d'étude, les grenats ferrimagnétiques se distinguent par leurs propriétés exceptionnelles. Des travaux récents ont montré qu'il est possible d'accroître sensiblement leurs chances d'utilisation par le choix de compositions au bismuth et au praséodyme qui augmentent considérablement les facteurs de mérite.

Abstract. — The review of the current status of magneto-optic devices is presented and the material requirements are discussed. The main applications are : optomagnetic memories, bubble domain displays, deflectors, modulators and non reciprocal integrated devices. It is shown that garnet thin films are attractive for most of devices. These materials provide clear advantages over any other known class of magnetic compounds : they are cubic, offer great flexibility in ion substitutions and some flexibility in Faraday rotation values. Recent works have shown that the figures-of-merit of the garnets can be remarkably enhanced by Bi³⁺ and/or Pr³⁺ substitutions.

1. Introduction. — Les travaux concernant les applications possibles des propriétés magnéto-optiques des matériaux ont été très nombreux ces dernières années et nous ne tenterons pas d'en faire une revue complète. Nous préférons essayer de dégager les tendances actuelles, et c'est pourquoi nous nous limiterons aux matériaux utilisables à température ambiante et présentant des effets magnéto-optiques importants. Ces matériaux sont, pour l'essentiel, des ferrites dans lesquels on a étudié largement les phénomènes de diffusion élastique et inélastique de la lumière. Seuls les phénomènes de diffusion élastique correspondent à des interactions fortes. Il en résulte qu'ils peuvent conduire à de nombreuses applications combinant les propriétés magnéto-optiques et magnétiques de la matière.

2. Propagation d'une onde optique dans un milieu magnétique [1, 2, 3]. — 2.1 EQUATIONS DE L'ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE OPTIQUE. — Aux fréquences optiques les équations de Maxwell conduisent à l'équation :

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

où \mathbf{E} est le vecteur champ électrique,
 ε , la permittivité du milieu,
 μ_0 , la perméabilité magnétique du vide.

Dans le cas général ε est complexe et représente un tenseur du second ordre. Les solutions de l'éq. (1) sont (pour une onde monochromatique) de la forme :

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = E_0 \exp i\omega \left(t - \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}{v} \right).$$

Cela signifie qu'une onde plane de fréquence $\omega/2\pi$ se propage dans la direction \mathbf{s} avec une vitesse v . Ceci conduit à l'équation d'onde :

$$n^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \mathbf{E} = n^2 \mathbf{s} \cdot (\mathbf{s} \cdot \mathbf{E}) \quad (2)$$

$n = c/v$ est l'indice du milieu traversé, ε_0 est la permittivité du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide. Pour un milieu isotrope, la relation $\text{div } \mathbf{E} = 0$ entraîne une simplification de (2) qui devient :

$$n^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \mathbf{E} = 0. \quad (2')$$

2.2 LE TENSEUR DIÉLECTRIQUE. — Le tenseur de permittivité s'écrit en général :

$$\varepsilon/\varepsilon_0 = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & -\varepsilon_{yz} \\ -\varepsilon_{xz} & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}.$$

Les termes diagonaux sont des fonctions paires de l'aimantation et les termes non diagonaux des fonctions impaires.

Supposons maintenant que le cristal dans lequel se propage la lumière possède au moins 3 axes de symétrie perpendiculaires d'ordre 2 qui seront les axes principaux ox , oy , oz . Suivant ces axes principaux le rayon lumineux et la normale os au plan d'onde sont confondus. Supposons également le milieu magnétiquement uniaxe, c'est-à-dire que l'aimantation a une direction constante, dirigée selon oz . Dans ces conditions le tenseur s'écrit :

$$\varepsilon/\varepsilon_0 = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \quad (3)$$

ε_{xy} est imaginaire pur.

2.3 EFFET FARADAY (BIRÉFRINGENCE CIRCULAIRE). —

2.3.1 *Cristaux isotropes*. — C'est l'effet magnéto-optique observé quand l'onde se propage parallèlement à l'aimantation.

L'éq. (2) s'écrit, compte tenu de (3) :

$$\begin{aligned} (n^2 - \varepsilon_{xx}) \mathbf{E}_x - \varepsilon_{xy} \mathbf{E}_y &= 0 \\ (n^2 - \varepsilon_{yy}) \mathbf{E}_y + \varepsilon_{xy} \mathbf{E}_x &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Supposons d'abord que le cristal n'est pas biréfringent. Cela entraîne $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$. La solution obtenue en annulant le déterminant s'écrit :

$$(\varepsilon_{xx} - n^2)^2 + \varepsilon_{xy}^2 = 0.$$

D'où deux solutions en n :

$$\begin{aligned} (n +)^2 &= \varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy} \\ (n -)^2 &= \varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}. \end{aligned}$$

La solution correspondant à $(n +)$ est $E_y^+ = +iE_x^+$ et la solution correspondant à $(n -)$ est $E_y^- = -iE_x^-$. Ceci correspond à deux ondes circulaires droite et gauche.

Après avoir parcouru dans le cristal une distance Z , l'onde qui était initialement rectiligne est devenue elliptique. Elle est caractérisée par l'ellipticité E_F (liée au dichroïsme) et par l'inclinaison du grand axe θ_F :

$$\theta_F Z = \Re \frac{\pi Z}{\lambda_0} [(n +) - (n -)]$$

$$E_F = -\tanh \Im \frac{\pi Z}{\lambda_0} [(n +) - (n -)]$$

où \Re et \Im représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de l'expression entre parenthèses.

θ_F est la rotation Faraday par unité de longueur. Lorsque E_F est négligeable, θ_F s'écrit :

$$\theta_F = \frac{\pi}{\lambda_0} \frac{-i\varepsilon_{xy}}{(\varepsilon_{xx})^{1/2}}. \quad (5)$$

Une caractéristique importante de la rotation Faraday est sa non-réciprocité : l'inversion du sens de propagation ne change pas le sens de rotation.

2.3.2 *Cristaux biréfringents*. — Lorsque le cristal est biréfringent, la lumière émergente est fortement elliptique. On peut négliger dans ce cas le dichroïsme. La solution est donnée par l'éq. (4) dans laquelle ε_{xx} et ε_{yy} sont différents. On trouve pour n les valeurs suivantes :

$$(n \pm)^2 = \frac{1}{2} \{ (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) \pm [(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + 4\varepsilon_{xy}^2]^{1/2} \}.$$

Il en résulte que l'onde peut être considérée comme la somme de deux ondes elliptiques. Si l'effet Faraday est petit devant la biréfringence, on pose :

$$\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} \gg \varepsilon_{xy}.$$

A partir des calculs de Tabor [4] on peut caractériser l'onde par ellipticité E et l'inclinaison du grand axe β . On trouve ainsi :

$$\begin{aligned} E &= \frac{2\theta_F}{\rho} \sin^2 \frac{\delta L}{2} \\ \beta &= \frac{\theta_F}{\rho} \sin \delta L \end{aligned} \quad (6)$$

où L est l'épaisseur du film magnéto-optique :

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{xx} - n_{yy})$$

$$\delta^2 = (2\theta_F)^2 + \rho^2.$$

La combinaison de la biréfringence cristalline avec la rotation Faraday a été particulièrement étudiée dans le cas des orthoferrites, cristaux orthorhombiques de formule TFeO_3 (T est une terre rare) (Fig. 1) et dans le cas des cristaux rhomboédriques FeF_3 et FeBO_3 . Les mesures sont en bon accord avec la théorie et montrent bien que la rotation Faraday apparente β suit une loi sinusoïdale (formule (6)). Cette loi est mise facilement en évidence en faisant varier l'épaisseur L du cristal : en observant en lumière polarisée une lame d'orthoferrite dont les faces ne sont pas parallèles, on voit des zones sombres là où δL est un multiple de π . Une autre méthode consiste à faire varier la longueur d'onde [5] on utilise dans ce dernier cas le fait que θ_F/ρ varie avec la longueur d'onde pour faire apparaître les minima et maxima de β (Fig. 2). Certains orthoferrites, notamment NdFeO_3 ont une biréfringence faible qui masque moins la rotation Faraday [6]. Il est même possible d'annuler la biréfringence en substituant Nd^{3+} par Pr^{3+} qui change le signe de la biréfringence (Tableau I).

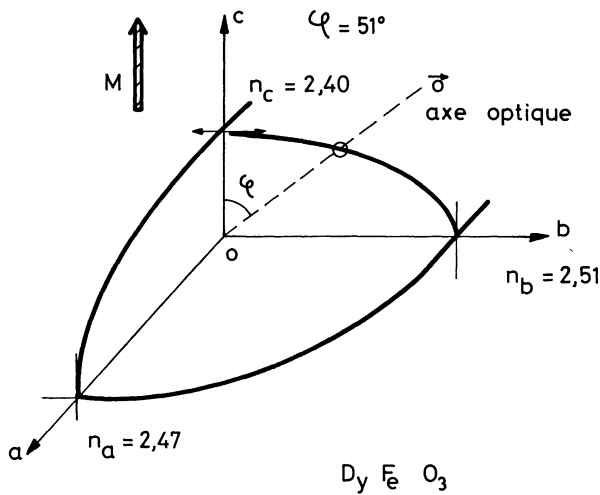


FIG. 1. — Indices de l'orthoferrite DyFeO₃ à 6328 Å.

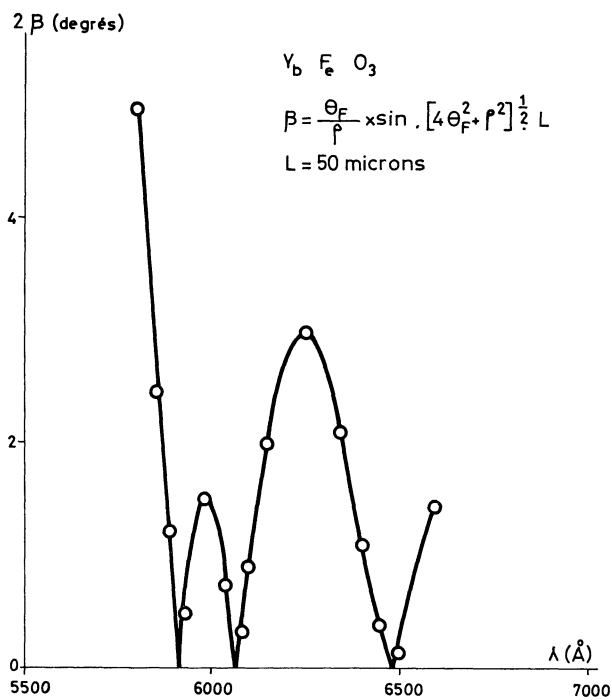


FIG. 2. — Rotation Faraday apparente de YbFeO₃ en fonction de la longueur d'onde.

2.4 EFFET COTTON-MOUTON (BIRÉFRINGENCE LINÉAIRE MAGNÉTIQUE). — Le trajet lumineux est perpendiculaire à l'aimantation. Supposons que le cristal ne présente pas de biréfringence cristalline mais que l'aimantation crée une distorsion uniaxiale. Il en résulte :

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz} .$$

Le déterminant de (4) s'écrit :

$$n^4 \epsilon_{xx} - n^2 (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} + \epsilon_{xx}^2 + \epsilon_{xy}^2) + \epsilon_{zz} (\epsilon_{xx}^2 + \epsilon_{xy}^2) = 0 .$$

D'où les relations :

$$n_z^2 = \epsilon_{zz}$$

$$n_x^2 = \frac{\epsilon_{xx}^2 + \epsilon_{xy}^2}{\epsilon_{xx}}$$

Il en résulte une biréfringence :

$$\Delta n = n_z - n_x = \epsilon_{zz}^{1/2} - \epsilon_{xx}^{1/2} - \frac{1}{2} \epsilon_{xx}^{1/2} \left(\frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \right)^2 .$$

Elle transforme la lumière incidente, polarisée rectilignement, en lumière elliptique dans tous les cas où la polarisation n'est ni parallèle, ni perpendiculaire à l'aimantation. La biréfringence magnétique linéaire est inférieure de deux ordres de grandeur à la biréfringence cristalline (Tableau I).

La plupart des applications envisagées utilisent des grenats. Nous consacrerons le chapitre suivant au rappel des propriétés de ces matériaux.

3. Propriétés des grenats. — 3.1 STRUCTURE CRISTALLOGRAPHIQUE ET MAGNÉTIQUE [7, 8]. — Ce sont des ferrites de formule générale T₃Fe₅O₁₂ où T est une terre rare ou l'yttrium. Ils appartiennent à la classe cubique (groupe d'espace I_a3d). Chaque maille comporte 8 formules élémentaires :

— 16 ions fer occupent des sites tétraédriques d définis par un environnement de 4 ions oxygène,

— 24 ions fer occupent des sites octaédriques a définis par un environnement de 6 ions oxygène,

TABLEAU I

- a) Orthorhombiques (orthoferrites)
- b) Rhomboédriques
- c) Cubique (grenat).

		λ micron	Δn	ρ degrés/cm	θ _F degrés/cm
a)	YFeO ₃	0,632 8	0,043	2,4 × 10 ⁵	4,6 × 10 ³
	DyFeO ₃	0,632 8	0,034	1,9 × 10 ⁵	5,8 × 10 ³
	PrFeO ₃	0,632 8	- 0,005 5	- 3,08 × 10 ⁴	5 × 10 ³
	NdFeO ₃	0,632 8	0,002 4	+ 1,6 × 10 ⁴	4,8 × 10 ³
b)	FeBO ₃	0,525 0	- 0,07	- 4 × 10 ⁵	2,3 × 10 ³
	FeF ₃	0,525 0	+ 0,012	+ 8 × 10 ⁴	180
c)			Δn(C. M.)		
	Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	1,150	5 × 10 ⁻⁵	150	250

— 24 ions terre rare occupent des sites dodécaédriques c définis par un environnement de 8 ions oxygène.

Les propriétés magnétiques sont décrites par un modèle de ferrimagnétisme à 3 sous-réseaux :

$$\{ T_3 \uparrow \} / Fe_2 \uparrow / (Fe_3 \downarrow) O_{12} .$$

Le sens du moment de la terre rare dépend de la nature de celle-ci. Il est parallèle au moment du fer tétraédrique pour Nd^{3+} et Pr^{3+} et parallèle à l'octaédrique pour les autres.

Sur chacun des sous-réseaux l'interaction d'échange magnétique est équivalente à l'action d'un champ magnétique appliqué H_e appelé champ moléculaire dont la valeur est de l'ordre de 10^6 Oe. Cette interaction se produit par l'intermédiaire des ions oxygène selon un mécanisme de superéchange.

Une des propriétés importantes des grenats est la possibilité de trouver des compositions extrêmement variées par le jeu des substitutions sur les sites (Tableau II).

TABLEAU II

Sites c Dodécaédriques	Sites a Octaédriques	Sites d Tétraédriques
Y^{3+} (0,92 Å)	Fe^{3+} (0,64 Å)	Fe^{3+} (0,64 Å)
Ca^{2+} (0,99 Å)	Ti^{4+} (0,68 Å)	Si^{4+} (0,42 Å)
Sr^{2+} (1,12 Å)	Sn^{4+} (0,71 Å)	Ge^{4+} (0,53 Å)
Pb^{2+}	Zr^{4+} (0,79 Å)	Ga^{3+}
Bi^{3+}	In^{3+} (0,81 Å)	Al^{3+}
Pr^{3+}	Co^{2+}	V^{5+}
Nd^{3+}	Sc^{3+}	
Tb^{3+}	Sb^{5+}	
Sm^{3+}		

La substitution du fer par le gallium a notamment été largement utilisée dans les applications pour diminuer l'aimantation à saturation (Ga^{3+} rempli de préférence les sites tétraédriques) et même l'annuler pour la composition $Y_3Fe_{3,75}Ga_{1,25}O_{12}$.

Une autre propriété très importante est la possibilité d'obtenir une anisotropie uniaxiale dans les films minces préparés par épitaxie en phase liquide. Ce sont les grenats comportant deux terres rares dont l'une au moins possède un moment orbital non nul, et tout particulièrement Sm^{3+} , Eu^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} , Tb^{3+} , Tm^{3+} qui manifesteront une anisotropie de croissance positive élevée.

Enfin l'étude intensive de la croissance cristalline des grenats massifs et des films minces a permis d'atteindre des qualités exceptionnelles indispensables pour les applications.

3.2 ORIGINE DES EFFETS MAGNÉTO-OPTIQUES. — Le Gall a analysé dans un article récent [9] les différentes interactions magnéto-optiques et en a bien montré la diversité. La description macroscopique

de ces phénomènes se fait aisément en utilisant comme point de départ les dipôles électriques p_q et magnétiques m_q induits par le rayonnement optique de fréquence $\omega/2\pi$. On montre ainsi que les cristaux magnétiques sont bigyrotropes dans la bande optique, c'est-à-dire que l'effet magnéto-optique se décompose en deux termes :

— Un terme dispersif dépend étroitement des transitions dipolaires électriques. Cet effet est dû dans les grenats, pour une part à des transitions $2p \rightarrow 3d$ entre les anions O^{2-} et les ions Fe^{3+} , et pour une autre part à des transitions $4f \rightarrow 5d$ entre niveaux des terres rares. L'effet Faraday dispersif peut être représenté par la fonction [10, 11],

$$\theta_F = \theta_0 \frac{\omega_0^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \quad (7)$$

ω_0 correspond à une énergie de 2,8 eV.

Cette loi a été démontrée, en particulier, pour le BiCaVIG (Fig. 3).

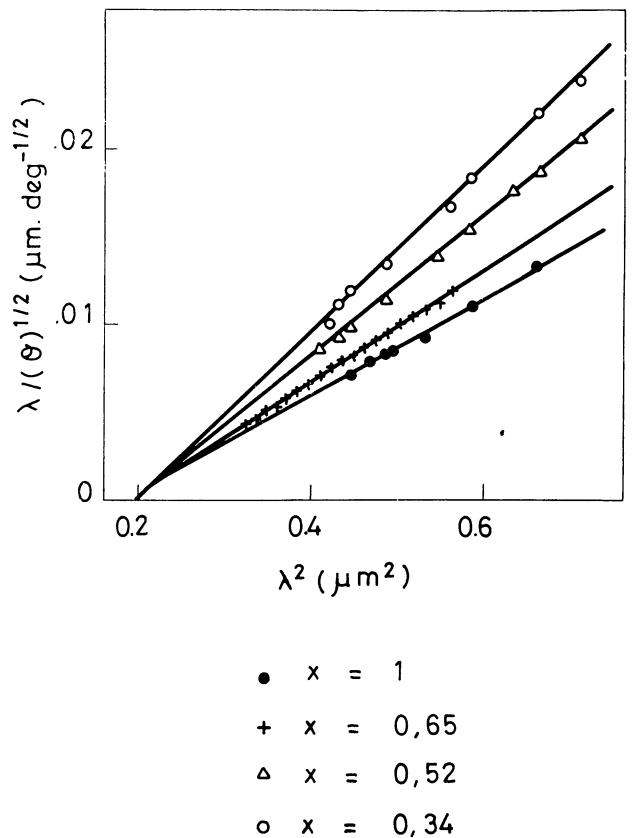


FIG. 3. — Variation de l'effet Faraday du BiCaVIG en fonction de la longueur d'onde.

Il est assez difficile de départager la contribution des 3 sites à l'effet Faraday. Ceci a été démontré expérimentalement par R. W. Cooper qui écrit l'effet dispersif sous la forme [12],

$$\theta_F = -A(\omega) M_{Fe}^d + B(\omega) M_{Fe}^a - C(\omega) M_T^c .$$

Les mesures effectuées sur les grenats d'yttrium, de gadolinium et de terbium montrent que θ_F doit dépendre linéairement de l'aimantation des sous-réseaux.

— Un terme non dispersif est associé aux transitions dipolaires magnétiques. Il provient de la précession des spins de chaque sous-réseau dans le champ d'échange le plus élevé. En partant de l'équation du mouvement des spins,

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \cdot H$$

(où γ est le rapport gyromagnétique).

On trouve qu'il existe deux valeurs possibles de la perméabilité optique

$$\mu^+ = 1 - \frac{4\pi M\gamma}{\omega - \gamma H}$$

$$\mu^- = 1 + \frac{4\pi M\gamma}{\omega + \gamma H}$$

En tenant compte des ordres de grandeurs respectifs de la fréquence optique ($\omega \simeq 10^{13}$ Hz) et du champ d'échange ($H_e \simeq 10^6$ Oe), on en déduit

$$\theta = \frac{\omega}{2C} \varepsilon^{1/2} [(\mu^-)^{1/2} - (\mu^+)^{1/2}]$$

$$\theta = \frac{\varepsilon^{1/2}}{2C} 4\pi M\gamma$$

Dans le cas des grenats il faut prendre en considération les 3 sous-réseaux [13]

$$\theta = \frac{2\pi\bar{n}}{C} [\gamma_{Fe}(M_{Fe}^d - M_{Fe}^a) - \gamma_T M_T^c] \quad (8)$$

Les mesures effectuées par Cooper et ses collaborateurs [12] ont montré que dans le YIG à 77 K et pour une longueur d'onde de 1,15 μ , la rotation Faraday est due pour 75 % aux transitions dipolaires électriques.

3.3 FACTEUR DE MÉRITE DES GRENATS. — On verra dans la suite de l'exposé que la qualité d'un matériau magnéto-optique se mesure notamment par la valeur du rapport $M_2 = \theta_F/\alpha$ (α est le coefficient d'absorption). Si θ_F décroît de façon monotone quand λ augmente, α , par contre, est maximum pour certaines fréquences de résonance (Fig. 4). Il en résulte que M_2 passe par des minima pour ces mêmes fréquences (Fig. 5). Un des problèmes majeurs rencontrés lors des applications est d'augmenter M_2 le plus possible.

Une première méthode consiste à remplacer le fer par le gallium. Cette dilution des ions fer a pour effet de diminuer α à la longueur d'onde donnée. Malheureusement, et conformément aux prévisions de R. W. Cooper [12], l'effet Faraday diminue également (Fig. 6) et M_2 reste sensiblement constant.

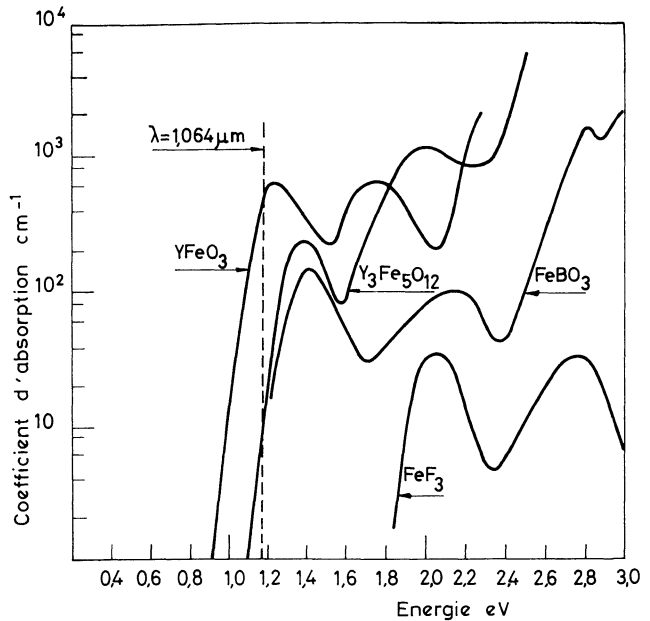


FIG. 4. — Comparaison des coefficients d'absorption de quelques matériaux.

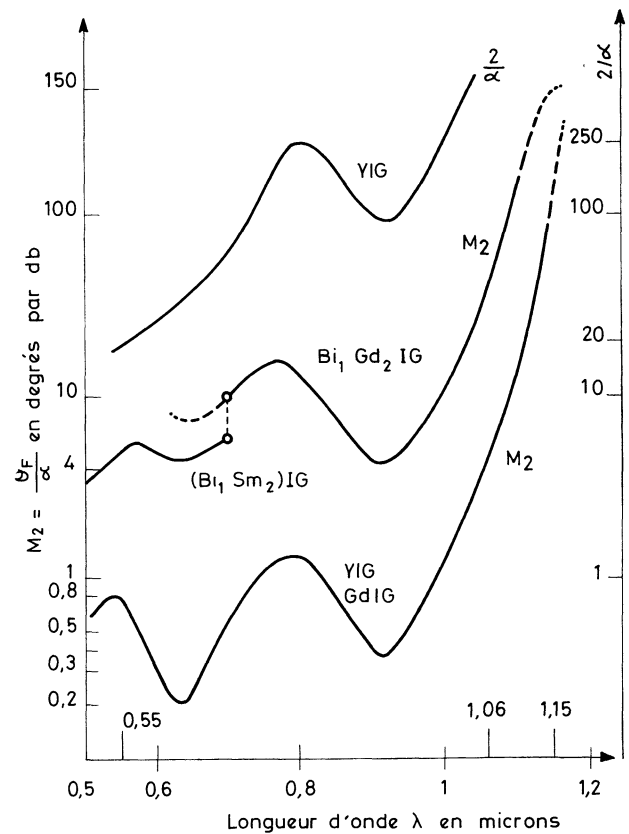


FIG. 5. — Facteur de mérite θ_F/α et épaisseur optimum $2/\alpha$ (exprimée en microns) de quelques grenats.

Une deuxième méthode consiste à utiliser le fait qu'un agrandissement de la maille produit une diminution du champ cristallin et déplace les pics d'absorption vers les énergies élevées [14].

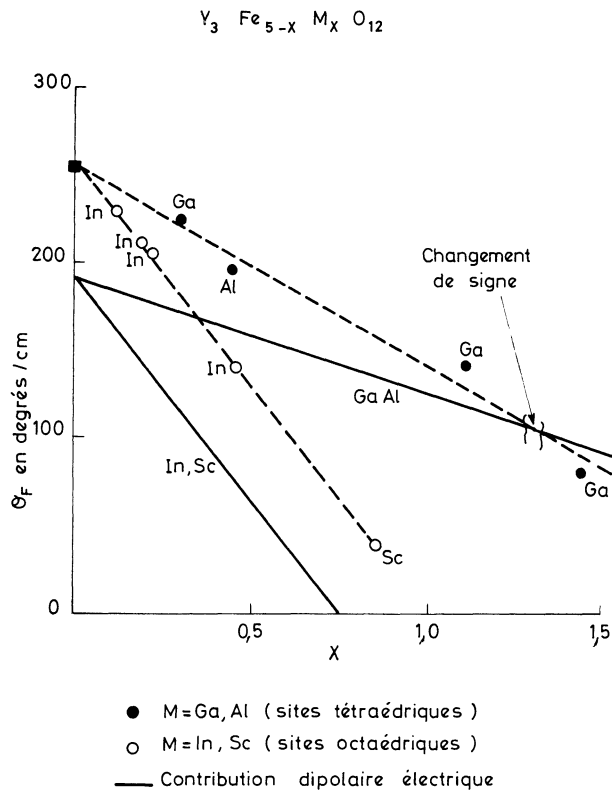
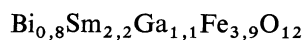


FIG. 6. — Effet de la concentration en gallium sur la rotation Faraday θ_F du GaYIG.

Enfin, une troisième méthode, qui s'est révélée être la plus efficace, consiste à substituer l'yttrium par un ion dont la contribution à l'effet Faraday est élevée : c'est le cas de Tb^{3+} , Pr^{3+} , Bi^{3+} [15]. La contribution de Bi^{3+} à l'effet Faraday est particulièrement élevée. θ_F augmente proportionnellement à la concentration en bismuth jusqu'au remplacement du tiers des ions terre rare (Fig. 7) [16, 17, 18, 19]. Scott et Lacklison ont montré que le facteur de mérite M_2 du BiSmGaIG passe par un maximum pour la composition :



(Fig. 8).

Ceci est expliqué en faisant intervenir le couplage spin-orbite (augmentation de θ_F) et le couplage de superéchange entre ions Fe^{3+} (augmentation de l'absorption) [20, 21] ⁽¹⁾.

Contrairement à l'effet Faraday, l'effet Cotton-Mouton a été peu étudié. Pisarev [22] et Dillon [23] ont montré qu'il varie dans les grenats dans le même sens que la magnétostriction. Ils ont montré également, de même que Desormière [24] et Vien [25] que cet effet est fortement anisotrope : la figure 9 montre l'évolution de cet effet magnéto-optique en fonction de l'orientation du cristal.

4. Dispositifs de visualisation. — Un film plan d'un matériau magnéto-optique est placé entre un polari-

(1) Scott, G. B., Lacklison, D. E., Communication privée.

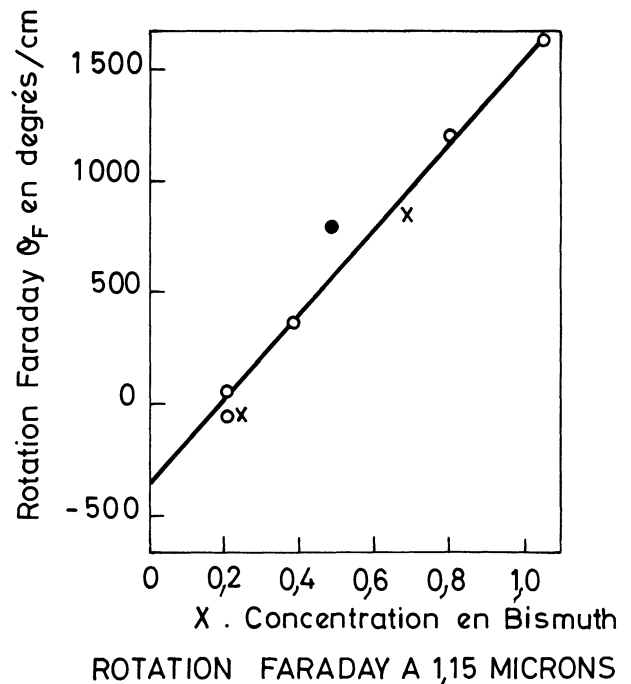


FIG. 7. — Effet de la concentration en bismuth sur la rotation Faraday du BiCaVIG.

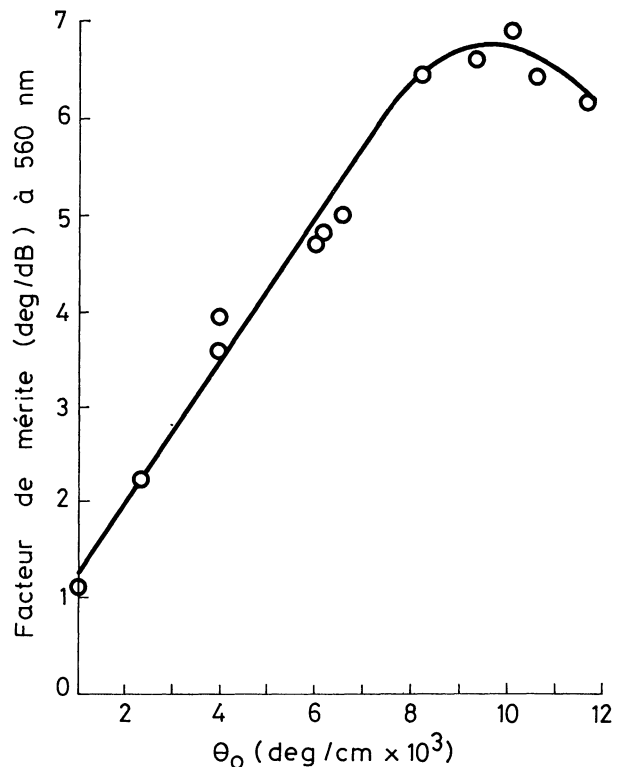


FIG. 8. — Facteur de mérite de BiSmGaIG.

seur et un analyseur, et est éclairé par une source blanche ou monochromatique (Fig. 10). L'information à visualiser, soit directement, soit après projection sur un écran, se trouve sous la forme de domaines magnétiques de forme appropriée. L'expérience montre qu'on peut manipuler aisément soit des domaines cylindriques (bulles), soit des domaines en bandes.

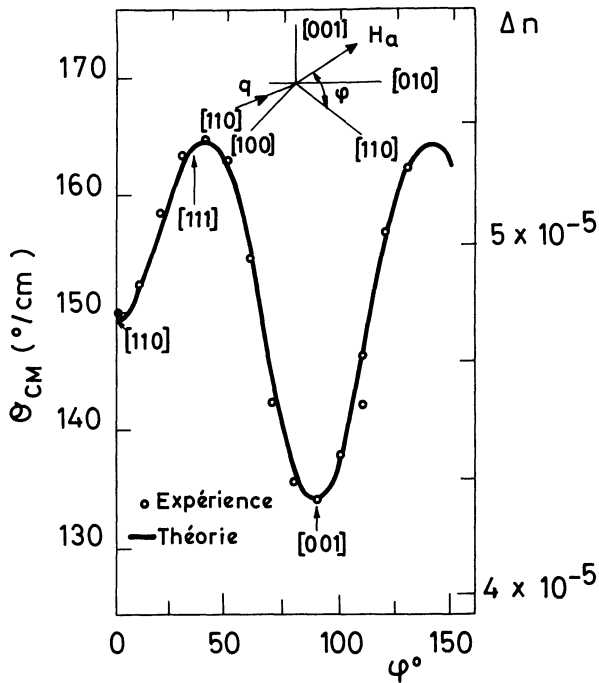


FIG. 9. — Anisotropie de l'effet Cotton-Mouton dans le YIG.

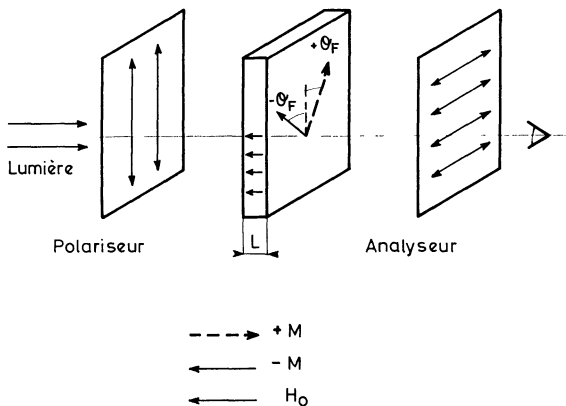


FIG. 10. — Schéma de principe d'un dispositif de visualisation à effet Faraday.

4.1 DISPOSITIFS A BULLES MAGNÉTIQUES [26, 27]. — En supposant que le matériau a son axe optique dirigé parallèlement au trajet lumineux on peut écrire la lumière transmise sous la forme :

$$I_T = I_0 \exp(-\alpha L) \sin^2[(\theta_a \pm \theta_F L) + \Delta]$$

où I_0 est l'intensité de la lumière incidente,
 L l'épaisseur du film,
 α le coefficient d'absorption,
 θ_a l'angle de l'analyseur par rapport à la position d'extinction,
 Δ le coefficient d'extinction des polariseurs.

On utilise de préférence des films à anisotropie uniaxiale élevée, dirigée perpendiculairement au plan du film, tels que, [28]

$$q = \frac{Ku}{2\pi M_s^2} > 1$$

Ku : constante d'anisotropie, M_s moment magnétique maximum.

Dans ces conditions on peut obtenir des domaines cylindriques dont le diamètre d est de l'ordre de l'épaisseur L . La valeur de d est ajustée au moyen du champ H_0 , parallèle à l'aimantation (Fig. 11). H_0 est obtenu au moyen d'un aimant permanent. Le contenu de l'information, digital ou alpha-numérique est inscrit dans la mémoire séquentiellement selon une méthode d'accès par champ tournant [29] mise au point pour les mémoires à bulles (Fig. 12).

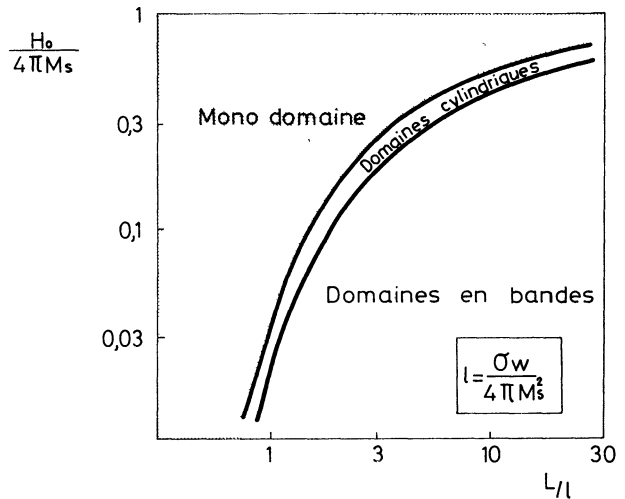


FIG. 11. — Stabilité des domaines d'un matériau magnétique uniaxial en fonction du champ appliqué H_0 et de l'épaisseur L .

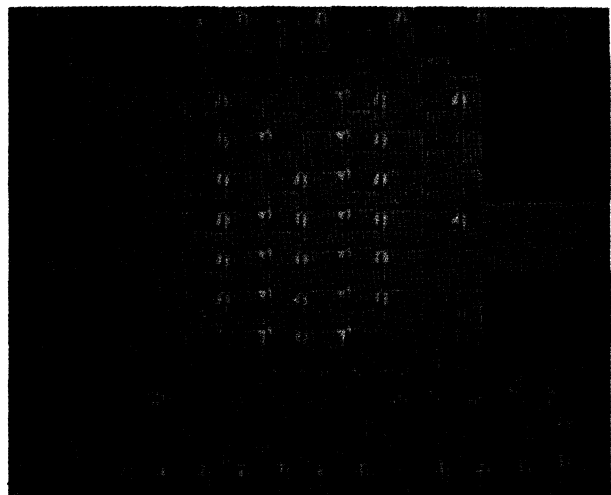


FIG. 12. — Registre à décalage à bulles magnétiques.

L'observation de l'information ainsi mise en mémoire est possible à trois conditions :

- Le diamètre des bulles doit être de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ (Un agrandissement de l'image est de toute façon nécessaire).
- Le contraste doit être supérieur à 10.
- L'intensité transmise doit être de quelques %

Par un choix convenable des polariseurs on peut rendre Δ négligeable. Le contraste élevé est obtenu en faisant $\theta_a \simeq 0$. Il existe alors une épaisseur L optimum pour laquelle l'intensité transmise est maximum

$$L_{\text{opt}} = \frac{1}{2 \theta_F} \arctg \frac{4 \theta_F}{\alpha}.$$

En posant $M_2 = \theta_F/\alpha$, il vient

$$I_{\text{Max}} = I_0 \exp \left[-\frac{1}{2 M_2} \arctg 4 M_2 \right] \times \sin^2 [\arctg 4 M_2]. \quad (10)$$

Ainsi, I_{Max} ne dépend que de M_2 .

La figure 13 montre la variation théorique de I en fonction de l'épaisseur et de M_2 [27].

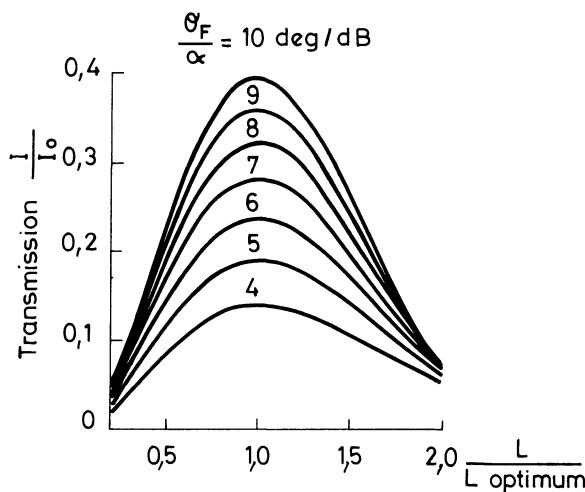


FIG. 13. — Transmission d'un dispositif pour différents facteurs de mérite $M_2 = \theta_F/\alpha$.

L'observation doit être faite avec une lumière verte correspondant si possible au maximum de sensibilité de l'œil ($\lambda = 0,56 \mu$). On remarque que pour cette longueur d'onde, l'épaisseur optimum est située aux environs de 20μ . Il est donc nécessaire de réaliser les films par des procédés d'épitaxie. Les valeurs de la figure 13 doivent être corrigées pour tenir compte des pertes suivantes :

- polarisation de la lumière blanche ($\times 0,5$),
- absorption par les polariseurs ($\times 0,8$)²,
- épaisseur des films inférieure à L_{opt} ($\times 0,5$).

On constate qu'en utilisant les meilleurs matériaux disponibles actuellement (grenats substitués au bismuth) qui ont un facteur de mérite de l'ordre de 7 degrés/dB à $5\,500 \text{ \AA}$ (Fig. 5), on peut récupérer environ 5 % de la lumière incidente en gardant un contraste de 20. Ces propriétés sont suffisantes pour qu'on envisage les applications suivantes :

- lecture directe de caractères alpha-numériques,
- impression de pages inscriptibles électriquement,
- projection de pages sur écran.

Les réalisations verront le jour, au moins au laboratoire, dès que les films de grenats ayant des propriétés optiques homogènes et présentant peu de défauts magnétiques (moins de 5 au cm^2) seront disponibles en diamètre suffisant (1 cm environ).

4.2 DÉFLECTEURS [24], [30]. — En l'absence de champ perpendiculaire H_0 , et lorsque l'anisotropie uniaxiale est faible ($q < 1$) la répartition de l'aimantation en domaines est voisine de celle de la figure 14. L'aimantation alternée réalise un réseau de phase de pas Λ qui diffracte la lumière (Fig. 15). Ceci est ana-

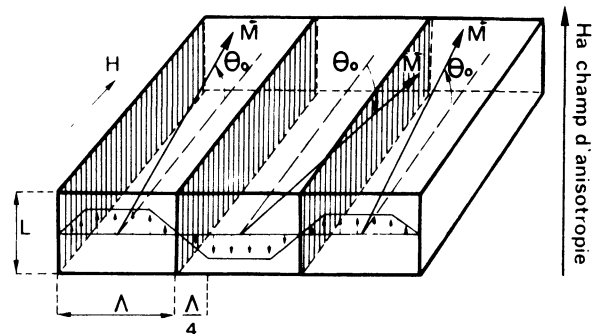


FIG. 14. — Répartition de l'aimantation dans une lame mince à faible anisotropie ($q < 1$).

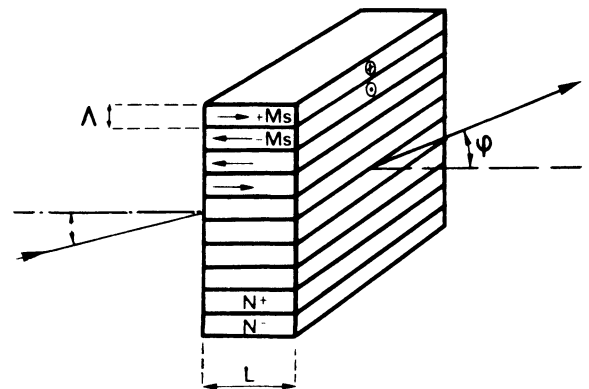


FIG. 15. — Diffraction par effet Faraday.

logue à la diffraction par un réseau d'indice périodique créé, par exemple, par une onde ultrasonore. La diffraction de la lumière par interaction magnéto-optique a été obtenue pour la première fois au moyen des ondes magnéto-élastiques [31] et magnéto-statiques [32]. La faible amplitude de la lumière diffractée dans les deux cas (-50 dB) a conduit à rechercher si les domaines en bandes pouvaient conduire à un meilleur rendement. Le calcul peut en être fait en utilisant le résultat de Raman-Nath (cas des hologrammes minces). Le rendement dans l'ordre 1 s'écrit alors :

$$I_T/I_0 = e^{-\alpha L} \cdot J_1^2(\theta_F L).$$

Le rendement est maximum pour $L = 2/\alpha$ et vaut, en première approximation :

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{4 e^2} \left[\frac{2 \theta_F}{\alpha} \right]^2 \neq 0,14 M_2^2.$$

En prenant le grenat substitué au bismuth, qui donne à ce jour le facteur de mérite le plus élevé ($M_2 = 7$ degrés/dB à $5\ 600\ \text{Å}$) on trouve un rendement théorique de l'ordre de 5 % alors qu'on peut atteindre 90 % avec un défecteur acousto-optique.

Malgré ces pertes importantes le défecteur magnéto-optique peut être intéressant dans les cas où l'on cherche à avoir un adressage à deux dimensions :

- l'angle de diffraction est ajustable par application d'un champ magnétique H_{\parallel} qui agit sur le pas du réseau ;
- le rayon diffracté décrit un demi-cône quand on fait tourner la direction du champ H_{\parallel} .

Les dispositifs de visualisation décrits dans ce chapitre en sont encore à l'étude de faisabilité. Ils se heurtent à des dispositifs concurrents :

- cristaux liquides, diodes électroluminescentes, céramiques PLZT pour les dispositifs à bulles,
- défecteurs acousto-optiques pour le second.

Leur propriété particulière est de garder la mémoire de l'information. Ceci peut être particulièrement intéressant pour quelques utilisations.

5. Mémoires thermo-magnétiques [33, 34]. —

5.1 PRINCIPE. — Le développement toujours croissant des ordinateurs crée un besoin permanent en mémoires de masse de très haute capacité. Actuellement ces mémoires sont des disques revêtus d'oxyde de fer dont la capacité peut atteindre 10^8 bits (par disque) à raison de 2×10^5 bits/cm². L'accroissement des capacités à coût constant nécessite un accroissement de la densité d'information. Celle-ci est limitée par la distance entre le disque et la tête de lecture et, dans une moindre mesure, par le positionnement de la tête et par le rapport signal/bruit à la lecture. En se référant aux articles de J. M. Harker [35] et de D. Mee [36], on peut estimer que la limite de la densité sur les disques sera voisine de 10^7 bits/cm².

L'idée de base de l'enregistrement thermo-magnétique a été de remplacer la tête de lecture-écriture traditionnelle par une tête *optique* afin de gagner à la fois en densité et en temps d'accès. L'énergie du pinceau lumineux est utilisée à l'écriture pour chauffer le point mémoire et provoquer ainsi le renversement de l'aimantation. Celle-ci bascule sous l'action du champ démagnétisant si on a dépassé la température de Curie ou sous l'action d'un champ continu parce que le champ coercitif a fortement diminué.

Pour lire l'information on utilise le même système d'adressage optique qu'à la lecture mais avec un pinceau de faible intensité pour ne pas chauffer le point mémoire. On utilise de préférence l'effet Faraday qui permet d'atteindre un rapport signal/bruit élevé. L'enregistrement peut être effectué par page, avec lecture holographique de la page, ou plus conventionnellement bit par bit.

Les performances des mémoires thermomagnétiques ont été limitées pour l'essentiel par les propriétés du matériau d'enregistrement. En effet, il faut optimiser les paramètres suivants :

1. épaisseur L de l'ordre du micron pour atteindre la densité maximum permise par la diffraction, c'est-à-dire 10^8 bits/cm²,
2. aimantation perpendiculaire au plan ($K_u > 2\pi M_s^2$),
3. champ coercitif élevé pour stabiliser les domaines,
4. température de Curie de l'ordre de 120 °C pour que l'information soit stable à température ambiante sans que l'énergie d'inscription soit trop élevée,
5. cycle d'hystérésis rectangulaire,
6. coefficient d'absorption de l'ordre de 10^4 cm⁻¹ ($= 1/L$) et facteur de mérite M_2 élevé pour obtenir un bon rapport signal/bruit à la lecture,
7. technologie de fabrication permettant la réalisation de plans mémoires de capacité élevée ($\sim 10^9$ bits).

5.2 MATÉRIAUX POUR MÉMOIRES THERMOMAGNÉTIQUES. — On trouve dans les articles récents de Brown [37] et Di Chen [38] les performances des matériaux étudiés depuis 1965 pour ce type d'application.

Parmi eux, le grenat de gadolinium a été étudié pendant 7 ans dans plusieurs laboratoires [39, 40, 41] sans qu'on ait réussi à dépasser 10^7 bits par plan mémoire ($10\ \text{cm}^2$ de matériau- 10^6 bits/cm²). Une variante utilisant l'association d'un grenat et d'un photo-conducteur est encore à l'étude [42].

Dans ce domaine, les ferromagnétiques métalliques sont mieux placés car ils peuvent être préparés en grande surface selon des méthodes éprouvées (évaporation ou pulvérisation). C'est ainsi que le MnBi a semblé, pendant longtemps, être le plus prometteur. Il possède en effet un facteur de mérite élevé (Tableau III) qui permettrait d'obtenir un rapport signal/bruit à la lecture supérieur à 20 dB pour une bande passante de 50 Mbits/s. Malheureusement les essais en laboratoire ont montré que des phénomènes d'instabilité dus à l'existence de deux phases cristallines ne permettraient pas d'atteindre la fiabilité voulue. Ses isomorphes MnAlGe et MnGaGe sont stables mais la densité est limitée à 10^7 bits/cm². Il en est de même du ferrimagnétique GdCo préparé sous forme amorphe [43].

Les études les plus récentes ont montré que PtCo réalise le meilleur compromis, c'est-à-dire qu'il peut donner un signal/bruit de 17 dB à 50 Mbits/s et pour une densité de 10^8 /cm² [37]. On a démontré en laboratoire qu'on pourrait réaliser avec ce matériau des disques standards de 14 pouces (35,6 cm) de diamètre, portant un gigaoctet (8×10^9 bits) par face (10^7 bits/cm²). Deux faces de disque pourraient être adressées par une barrette de lasers AsGa à l'aide d'un jeu de miroirs.

Le débit serait de 18 Mbits/s pour une vitesse de rotation du disque de 3 600 tr/min.

TABEAU III

Matériaux	Facteur de mérite θ_F/α M_2 (degrés)	Intensité requise pour écrire en 100 ns (mW/ μm^2)		Origine des limitations
		—	—	
GdIG	2	100		Stabilité des domaines $\sim 10^6$ bits/cm ²
MnBi	1 à 2	10		Stabilité des phases
MnGaGe	0,1	4		Bruit de lecture $\sim 10^7$ bits/cm ²
MnAlGe	0,2	7		Idem
GdCo	0,5	6		Stabilité des domaines $\sim 10^4$ bits/cm ²
PtCo	0,5	13		

Il semble cependant que ces performances ne soient pas suffisantes pour qu'une mémoire optique concurrence efficacement les technologies éprouvées qui progressent d'année en année. Il est nécessaire de démontrer que ces techniques d'enregistrement optique permettent de dépasser largement les 10^7 bits/cm² pour réaliser des mémoires qui atteindraient 10^{12} bits. La réduction du coût et du temps d'accès qui en résulterait, justifierait alors pleinement le développement de cette nouvelle technologie. Les concurrents des disques

les mieux placés actuellement sont les mémoires à bulles magnétiques et les mémoires MOS à transfert de charges (C. C. D.). Ce sont des dispositifs entièrement *état solide* qui devraient remplacer les disques à têtes fixes avant 1980 et peut-être les disques à tête mobile dans les années 80 (Fig. 16).

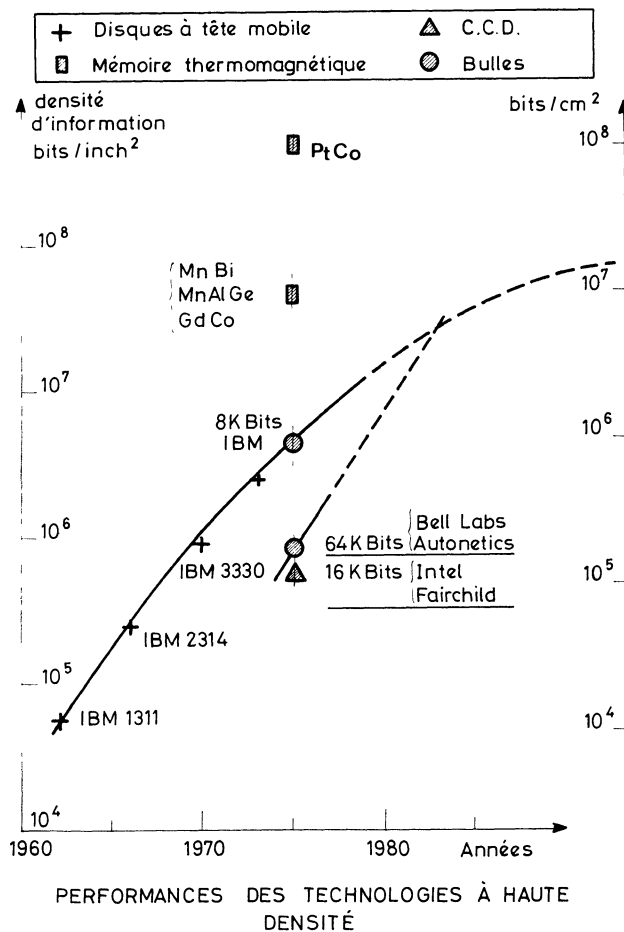


Fig. 16. — Performances des technologies à haute densité.

6. Modulateurs. — Les modulateurs électro-optiques, acousto-optiques, magnéto-optiques sont utilisés depuis longtemps dans des appareillages de mesure. L'effet magnéto-optique des verres à constante de Verdet élevée est utilisé notamment dans des polarimètres (Bendix-Fica-Jouan...) qui sont capables de mesurer 10^{-4} degrés entre 1 900 et 6 000 Å.

Cependant, ce sont les études des systèmes de télécommunication sur porteuse optique qui ont relancé les études dans ce domaine. On exige alors des performances difficiles à atteindre :

- une bande passante de 280 MHz, compatible avec le débit de 140 Mbits/s de la télévision ;
- une puissance de commande de quelques mW par MHz pour une profondeur de modulation de 100 % ;
- des pertes d'insertion inférieures à 3 dB, à 0,85 μ ou 1,06 μ (compatibilité avec les fibres optiques et les sources AsGa ou YAG-Nd³⁺).

6.1 MODULATEURS RÉALISABLES AVEC DES CRISTAUX MASSIFS. — La figure 17 est un exemple de montage utilisé [44]. Un champ continu H_0 oriente l'aimantation du cristal dans la direction perpendiculaire à l'axe. La modulation de la lumière est produite par le courant $I(t)$ qui, circulant dans le solénoïde, produit un champ de commande h_z . La rotation du plan de polarisation s'écrit :

$$\varphi = \varphi_F L \frac{m_z}{M}$$

m_z est la fraction de l'aimantation M qui est alignée par h_z dans la direction oz .

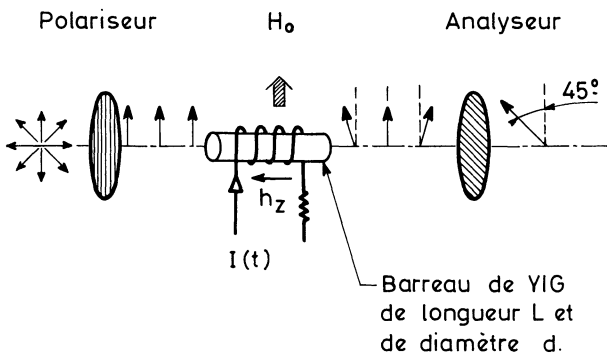


FIG. 17. — Schéma de principe d'un modulateur magnéto-optique.

φ_F est la rotation Faraday maximum par unité de longueur. L'énergie stockée dans le barreau s'écrit :

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \frac{\pi d^2 L}{4} m_z h_z \text{ ergs.}$$

La puissance réactive pour une bande passante Δf s'écrit :

$$P = 2\pi \Delta f W \times 10^{-7} \text{ W.}$$

Sachant que

$$m_z = \frac{h_z}{H_i} M$$

il vient : (H_i est le champ interne) :

$$P = \frac{1}{8} \Delta f M H_i \left[\frac{\rho}{\varphi_F} \right]^2 \frac{\pi d^2}{4 L} 10^{-7} \text{ W.} \quad (11)$$

Dans cette formule :

- ρ est la profondeur de modulation
- H_i est proportionnel à M .

Cette équation montre que pour réduire P , M et H_i doivent être faibles. Cela est obtenu en choisissant avec Le Craw [44] un grenat d'yttrium substitué au gallium (GaYIG) de faible aimantation (de l'ordre de 200 G) et de faible diamètre. Ce genre de modulateur fonctionne bien entre 1,52 μ et 4,5 μ . Les pertes optiques sont de l'ordre de 0,5 dB, la bande passante de 200 MHz, et la consommation de l'ordre de 2 mW/MHz pour $\rho = 1$. L'utilisation d'un laser à YAG-Nd³⁺ émettant à 1,06 μ suppose qu'on utilise un autre grenat que le GaYIG qui est trop absorbant à cette longueur d'onde.

6.2 GUIDES D'ONDES MAGNÉTO-OPTIQUES. — Le développement des études de circuits optiques intégrés a donné à Tien [45] l'idée de moduler la lumière en utilisant l'effet Faraday dans les films minces de grenats. Cette couche mince se comporte comme un guide d'onde plan et sépare l'onde incidente en modes discrets transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM).

Par suite de l'existence de termes non diagonaux

dans le tenseur de permittivité on ne peut parler de modes TE et TM séparés : il apparaît le phénomène de couplage de modes. Le traitement mathématique, effectué à partir de l'éq. (2'), permet de mettre en évidence une intégrale de couplage qui s'écrit :

$$N \sim \int_0^L \epsilon_{xy} \cdot e_{y(\text{TE})}^* \cdot h_{y(\text{TM})} \cdot dx \neq \theta_F.$$

(L'étoile * signifie la conjugaison complexe.)

e_y et h_y sont les composantes (sur oy) des champs électrique E et magnétique H des modes. La lumière se propage dans la direction oz (Fig. 18).

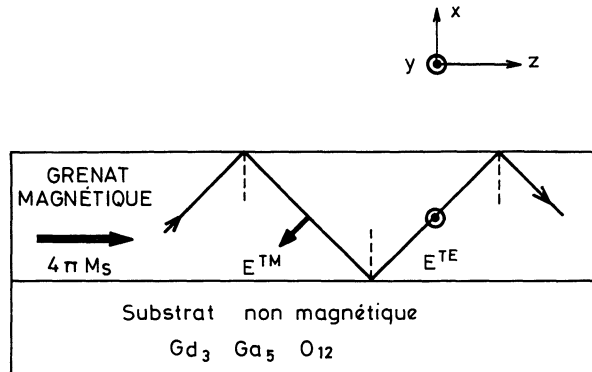
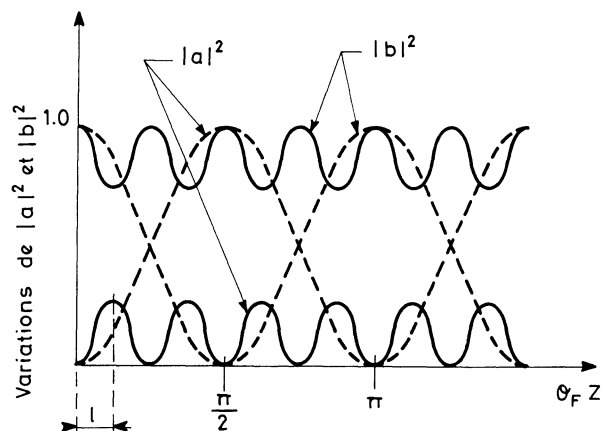


FIG. 18. — Propagation de la lumière dans un film de grenat magnétique.

Le calcul montre que l'échange de puissance entre un mode TE et un mode TM de même rang est périodique (Fig. 19). La conversion maximum est obtenue pour $\theta_F z = \pi/2$ dans le cas dit *dégénéré*, c'est-à-dire quand les modes TE et TM ont même constante de propagation ($\Delta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = 0$). Dans les matériaux à symétrie cubique Δ n'est pas nulle et l'échange de puissance s'inverse pour une longueur $l = \pi/\Delta$.



- a = Module du mode TE
- b = Module du mode TM
- $\Delta \neq 0$ ———
- $\Delta = 0$ - - - -

FIG. 19. — Couplage de modes.

Pour éviter cela on inverse le sens de l'aimantation, et par conséquent le signe du couplage selon une périodicité $2l$. La conversion d'énergie TE \rightarrow TM peut alors être totale. La longueur de conversion est égale à

$$D = \frac{\pi}{2} \left[\frac{\pi}{2\theta_F} \right]$$

L'inversion du sens de l'aimantation du film a été obtenue par Tien en faisant circuler un courant dans un conducteur en forme de serpentin déposé sur le film (Fig. 20). Au repos l'aimantation est maintenue à 45° de l'axe oz par un champ continu H_0 . Avec ce dispositif Tien a atteint une bande passante de 300 MHz.

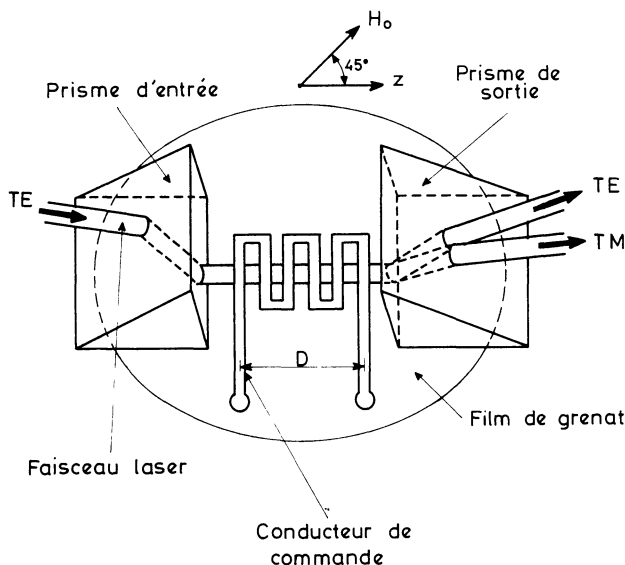


FIG. 20. — Modulateur utilisant le couplage de modes dans un film de grenat.

La puissance de commande du modulateur magnéto-optique est, d'après la formule (11), proportionnelle au facteur de mérite

$$M_1 = \left(\frac{\theta_F}{4\pi M_s} \right)^2$$

Il est important de savoir réaliser des matériaux de bonne qualité optique et magnétique et présentant des facteurs de mérite M_1 et M_2 élevés. Les grenats substitués au bismuth et au gallium conviennent, à la condition de maintenir l'aimantation dans le plan du film : le bismuth augmente la rotation Faraday mais crée une anisotropie de croissance positive. En associant le praséodyme au bismuth il a été possible d'obtenir l'anisotropie négative nécessaire [46, 47]. Le tableau IV donne les propriétés optiques essentielles de quelques compositions récemment étudiées au L. E. T. I.

7. Dispositifs non réciproques [48]. — La structure utilisée est celle de la figure 18. Les champs du mode effectif se propageant dans la couche magnéto-optique

TABLEAU IV

	$\lambda\mu$	1,152	1,064
Y(ScGaI) G	n	2,12	2,115
	α (dB/cm)	4 à 9	20 à 25
	θ_F (degré/cm)	+ 175 à + 80	
	M_2 (degré/dB)	20 à 25	
(GdY) (GaI) G	n	2,16	2,16
	α	5 à 10	60 à 70
	θ_F	+ 180 à + 53	
	M_2	30	
(YbPr) (GaI) G	n	2,18	2,19
	α	30 à 40	20 à 30
	θ_F	— 125	
	M_2	4	
(YbPrBi) (GaI) G	n	2,25	
	α	6 à 20	
	θ_F	— 675 à — 1 190	
	M_2	100 à 160	

sont une combinaison linéaire des champs des modes de base d'amplitude $a(z)$ (pour TE) et $b(z)$ (pour TM). Ces amplitudes varient en suivant la relation :

$$\begin{vmatrix} a(z) \\ b(z) \end{vmatrix} = T \cdot \begin{vmatrix} a(0) \\ b(0) \end{vmatrix} \cdot \exp\left(-i \frac{\beta_{TE} + \beta_{TM}}{2} z\right)$$

$a(0)$ et $b(0)$ sont les valeurs des coefficients à l'origine. T est une matrice de transfert unitaire, caractéristique de l'effet gyrotrope utilisé. La forme de T varie en fonction de la direction et du sens de l'aimantation. Il est possible de réaliser des dispositifs tels que gyrateurs, isolateurs, circulateurs en utilisant les propriétés non réciproques de la couche magnétique. Cela signifie que la matrice de transfert de l'onde directe est différente de la matrice de l'onde inverse. Cette propriété a été notamment utilisée pour la conception d'un isolateur [49]. Ce dispositif est réalisable par la mise en série d'un absorbeur sélectif et d'un convertisseur unidirectionnel de modes (Fig. 21). L'absor-

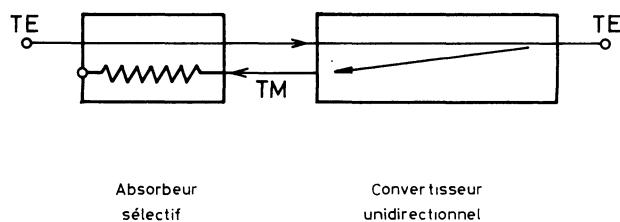


FIG. 21. — Schéma de principe d'un isolateur.

beur sélectif est réalisable simplement en déposant sur le grenat une couche métallique de longueur adéquate qui absorbe 100 fois plus le mode TM que le mode TE [50]. Le convertisseur unidirectionnel est plus difficile à réaliser. Wang [51] et Warner [48] ont proposé de déposer sur le grenat un matériau biréfringent dont le rôle est à la fois de réaliser la condition d'accord de phase et de fournir la conversion de modes complémentaires de celle du matériau magnéto-optique. L'inconvénient de cette structure est d'une part la difficulté d'associer deux matériaux

de structures cristallines différentes (l'épitaxie est alors impossible), d'autre part la précision avec laquelle le cristal anisotrope doit être orienté.

J. P. Jadot *et al.* [52] ont proposé une structure qui a l'avantage de pouvoir être réalisée dans un même matériau magnéto-optique (Fig. 22). L'accord de

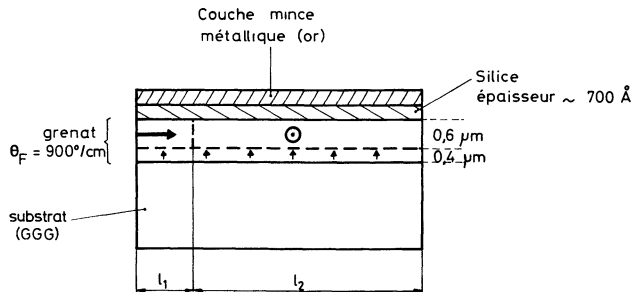


FIG. 22. — Convertisseur unidirectionnel de modes.

phase est obtenu en déposant sur le grenat une couche de silice, puis un métal. L'épaisseur de silice est calculée en fonction des indices des matériaux, à la longueur d'onde utilisée, et de l'épaisseur du grenat. La conversion unidirectionnelle est obtenue par une structure à 3 sections : une section à aimantation longitudinale, une section à aimantation transverse, une section à anisotropie polaire. Connaissant la rotation Faraday θ_F et les indices complexes on sait calculer les dimensions des trois sections de façon à obtenir les matrices suivantes :

Pour l'onde directe

$$T_D = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{vmatrix}.$$

Pour l'onde inverse

$$T_I = \begin{vmatrix} 0 & -1 \\ i & 0 \end{vmatrix}.$$

A l'aller une onde TE est transmise sans modification et l'onde TM subit un déphasage de $\pi/2$.

Au retour l'onde TE est convertie en onde TM (elle est donc absorbée).

La distribution d'aimantation de la figure 22 a été choisie pour optimiser les constantes de couplages entre les modes TE et TM dans les sections équatoriale et polaire. Ceci permet de réduire notablement les longueurs d'interaction qui sont les suivantes pour un matériau du type (YbPrBi)IG d'épaisseur 1μ :

$$l_1 = 1,1 \text{ mm}, \quad l_2 = 10,6 \text{ mm}.$$

On aboutit ainsi à un dispositif dont la longueur totale serait de l'ordre de $1,5 \text{ cm}$, ce qui est raisonnable. A une longueur d'onde de $1,15 \mu$, les pertes d'insertion calculées sont de l'ordre de 6 dB , ce qui est encore trop élevé. La distribution d'aimantation dans l'épaisseur peut être obtenue par deux techniques :

— soit par épitaxie de deux couches successives de grenats, la première à aimantation perpendiculaire et la seconde à aimantation plane.

— soit par implantation ionique dans un matériau à aimantation perpendiculaire. L'aimantation de la couche superficielle s'oriente dans le plan sous l'effet des contraintes associées à la magnétostriction du grenat [53].

Conclusion. — Parmi tous les dispositifs magnéto-optiques encore à l'étude, ce sont les mémoires thermomagnétiques qui ont atteint le plus haut degré d'avancement technique. La réalisation de disques adressables par lasers à l'AsGa serait possible en utilisant des films minces métalliques de MnGaGe, MnAlGe, GdCo ou PtCo. La densité d'information est limitée en général à 10^7 bits/cm^2 et semble insuffisante pour justifier le développement de ces mémoires. Seul PtCo peut atteindre 10^8 bits/cm^2 . Ce matériau devrait permettre la construction de mémoires vives à accès optique de 10^{12} bits . Les progrès des techniques d'enregistrement magnétique classiques et la mise au point prochaine des mémoires à bulles magnétiques peuvent expliquer pourquoi ces mémoires optiques ne sont pas encore en cours de développement.

Les autres dispositifs décrits dans cet article sont réalisés avec des grenats ferrimagnétiques utilisés le plus souvent sous la forme de films minces monocristallins. Ces dispositifs en sont encore au stade des études de faisabilité. Leurs performances sont intéressantes mais parfois insuffisantes. La mise au point de nouveaux grenats substitués au bismuth ou au praséodyme leur ouvre de nouvelles perspectives. Les applications les plus prometteuses sont probablement situées dans le domaine des télécommunications optiques : les circuits optiques intégrés sont actuellement l'objet d'études poussées qui ont déjà conduit à la conception de nouveaux modulateurs et dispositifs non réciproques. Le problème essentiel qui reste à résoudre est la diminution de l'absorption des matériaux aux longueurs d'ondes utiles.

Bibliographie

- [1] LANDAU, L. D., LIFSCHITZ, E. M., *Electro-dynamics of continuous Media*. Reading, Mass. Adison-wesley (1960).
- [2] FREISER, M. J., *IEEE Trans. Magn.* 4 (1968) 152.
- [3] CŒURE, P., Note LETI-CRM n° 752 (1970).
- [4] TABOR, W. J., CHEN, F. S., *J. Appl. Phys.* 40 (1969) 2760.
- [5] CŒURE, P., CHALLETON, D., *Solid State Commun.* 8 (1970) 1345.
- [6] CLOVER, R. B., WENTWORTH, C., MROCKOWSKI, S., *IEEE Trans. Magn.* 7 (1971) 480.
- [7] BERTAUT, E. F., FORRAT, F., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* 242 (1956) 382.

- [8] PAUTHENET, R., Thèse Grenoble (1958).
- [9] LE GALL, H., *Revue Phys. Appl.* **9** (1974) 793.
- [10] JOHNSON, B., *Br. J. Appl. Phys.* **17** (1966) 1441.
- [11] LACKLISON, D. E. *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **9** (1973) 457.
- [12] COOPER, R. W. *et al.*, *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 565.
- [13] KRINCHIK, G. S., CHETKIN, M. V., *Sov. Phys. JETP* **14** (1962) 485.
- [14] WOOD, D. L., REMEIK, J. P., *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 1039.
- [15] WEMPLE, S. H. *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 331.
- [16] TAKEUCHI HIROSHI *et al.*, *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 4789.
- [17] PISAREV, R. V. *et al.*, *Sov. Phys. Solid State* **12** (1970) 1218.
- [18] LAMBERT, R. M., *J. Phys. D-4* (1971) 139.
- [19] CHETKIN, M. V. *et al.*, *Sov. Phys. Solid State* **9** (1968) 2852.
- [20] LACKLISON, D. E., RALPH, H. I., SCOTT, G. B., *Solid State Commun.* **10** (1972) 269.
- [21] SCOTT, G. B., à paraître dans *J. Appl. Phys.*
- [22] PISAREV, R. V., SINII, I. G., SMOLENSKII, G. A., *Sov. Phys. Solid State* **12** (1970) 93.
- [23] DILLON, J. F., REMEIK, J. P., STATON, C. R., *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 4613.
- [24] DESORMIÈRE, B., Thèse Grenoble (1972).
- [25] VIEN, T. K., *et al.*, *Opt. Commun.*
- [26] ALMASI, G. S., *IEEE Trans. Magn.* **7** (1971) 370.
- [27] LACKLISON, D. E. *et al.*, Conférence INTERMAG (1975) Londres.
- [28] MARESCHAL, J., *Revue Phys. Appl.* **9** (1974) 865.
- [29] CŒURE, P. *et al.*, *Onde Electr.* **54** (1974) 165.
- [30] JOHANSE, N. *et al.*, *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 1715.
- [31] AULD, B. A., WILSON, D. A., *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 3331.
- [32] COLLINS, J. H., WILSON, D. A., *Appl. Phys. Lett.* **12** (1968) 331.
- [33] CŒURE, P., Note technique LETI-HY n° 432 (1968).
- [34] MATTSON, R. L., *Appl. Opt.* **13** (1974) 755.
- [35] HARKER, J. M., CHANG, H., Proc. Spring Joint Computer Conference (1972) 945.
- [36] MEE, D., Conférence INTERMAG (1974).
- [37] BROWN, B. R., *Appl. Opt.* **13** (1974) 761.
- [38] CHEN, D., *Appl. Opt.* **13** (1974) 767.
- [39] CHANG, J., DILLON, J. F., GAMBINO, R. J., *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 1110.
- [40] CŒURE, P., GAY, J. C., CARCEY, J., *IEEE Trans. Magn.* **7** (1971) 397.
- [41] MACDONALD, R. E., BECK, J. W., *J. Appl. Phys.* **40** (1969) 1429.
- [42] KRUMME, J. P., Conférence INTERMAG (1975) Londres.
- [43] CHAUDHARI, P. *et al.* *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 337.
- [44] LE CRAW, R. C., Conférence INTERMAG (1966) non publié.
- [45] TIEN, P. K. *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **21** (1972) 394.
- [46] DAVAL, J. *et al.*, *Mater. Res. Bull.* **10** (1975) 95.
- [47] DAVAL, J. *et al.*, Conférence INTERMAG (1975) Londres.
- [48] WARNER, J., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT* **23** (1975) 70.
- [49] YAMAMOTO, S., MAKIMOTO, T., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 882.
- [50] JADOT, J. P., Note technique LETI/EPA n° 1049 (1974).
- [51] WANG, S. *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **19** (1971) 187.
- [52] JADOT, J. P. *et al.*, Colloque sur l'optique des ondes guidées, (1975) Paris.
- [53] JOUVE, H., Conférence INTERMAG (1975) Londres.