

TR-AC-0043

003

磁気光学効果の光通信用デバイスへの応用

長谷川 浩文

2000. 3.31

ATR環境適応通信研究所

あらまし

筆者はこれまで、磁気光学効果の光通信用デバイスへの応用に関して検討した。本報告書では、マクスウェルの方程式を用いて誘電率、透磁率の物理的解釈について考察した。その結果、光波帯においては媒質中の透磁率は1となることを理解した。さらに、実効誘電率の定式化に関しても触れた。また、磁気光学材料として適当な材料をいろいろ調査し、特に光通信用として必要な条件が明らかとなった。また、付加的な機能も兼ね備えていることがわかった。磁気光学デバイスに関しては、これまでに研究開発されてきたものや現在進行中のものまで調査し、磁気光学効果を用いた光通信用デバイスの現状を認識すると共に、今後の指針を得た。

目次

1. まえがき	1
2. 誘電率, 透磁率	2
2. 1 誘電率の物理的解釈	2
2. 2 透磁率の物理的解釈	4
2. 3 誘電率の定式化	5
3. 磁気光学材料	7
4. 磁気光学デバイス	10
5. まとめ	13
謝辞	13
参考文献	14

1. まえがき

半導体レーザーの発明以来、光と磁気からなる物理現象を応用したデバイスの研究が盛んである。その代表的なものとして、光磁気ディスク[1]、光アイソレータ[2]、光磁気センサ[3]などがある。磁気光学効果を記録や光通信に応用する試みは、1950年代当初から行われていた磁区の光学的観察に端を発し、その後メモリの分野に広がっていったという歴史的背景がある。

光と磁気のかかわりにはいろいろな物理現象があるが、ファラデー効果、カー効果として知られた物理現象は、磁気光学効果（狭義）と呼ばれる。広義の磁気光学効果は、磁界（または磁化）の光学現象に及ぼす影響をすべて含んでいる。すなわち、磁界によるスペクトル線の分裂（ゼーマン効果）、スペクトルの移動・消滅・出現、磁気光散乱などである。一方、光照射による磁性の変化のことを光磁気効果という。光の吸収による発熱に基づく磁化の温度変化（正確には熱磁気効果）と、狭義の光磁気効果（光誘起磁化）が含まれる。熱磁気効果にも、キュリー温度や補償温度での磁化や保磁力の変化によるものと、磁化の向きの温度による変化（温度誘起スピン再配列）とがある。光磁気記録には前者の熱磁気効果が用いられる。

本報告書では、まず最初に光波帯における誘電率、透磁率の物理的解釈について述べる。次に、物質のミクロな性質は考えないで、電磁気学の立場から物質を連続媒体のように扱い、物質の応答は実効誘電率を用いて表せることを述べる。すなわち、物質の磁気的性質が光の偏りに及ぼす効果は、電磁波の基本方程式であるマクスウェルの方程式で記述できることになる。なお、物質のミクロな立場からも説明することが出来る。すなわち、物質中の電子と光の相互作用という観点から磁気光学効果を扱うのである。これには2通りの方法があり、ひとつは電磁界のもとでの電子の運動を古典力学の運動方程式に基づいて扱い、比誘電率を導くものである。もうひとつは、量子力学の波動方程式に対する摂動論に基づいて扱い、物質の誘電応答を導くものである。なお、詳細は参考文献を参照していただきたい[4][5]。

さらに、通信用デバイスとして用いられる材料について述べる。また、この材料を用いたデバイスとして現在どのようなものが研究開発されているのかについて触れる。

2. 誘電率, 透磁率

2. 1 誘電率の物理的解釈

磁気光学効果は, 原子や分子の構造を解明するのに有益な物理現象として威力を発揮してきた[6]. ここでは, 実効誘電率を用いて磁気光学効果が説明できることを述べる. Maxwell の方程式を以下に記す.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

ここで, 媒質中では

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.4)$$

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (2.6)$$

但し,

\mathbf{E} : 電界 \mathbf{H} : 磁界 \mathbf{D} : 電束密度 \mathbf{B} : 磁束密度

\mathbf{P} : 誘電分極 (電気ダイポールモーメント)

\mathbf{M} : 磁化 (磁気ダイポールモーメント)

ϵ_0 : 真空中の誘電率, μ_0 : 真空中の透磁率

χ_e : 電気感受率, χ_m : 磁気感受率

(2.3)式から(2.6)式より誘電率 ϵ , 透磁率 μ は

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \quad (2.7)$$

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (2.8)$$

今, (2.1)式に(2.3)式, (2.4)式を代入し整理すると

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.9)$$

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \quad (2.10)$$

となる。Jは電流密度に相当し、誘電分極P及び磁化Mによって表せる。但し、Cは光速 (=3.0×10⁸ [m/s]) とする。

次に、MをBで表すと

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \chi'_m \mathbf{B} \quad (2.11)$$

$$\chi'_m = \frac{\chi_m}{1 + \chi_m} \quad (2.12)$$

となる。従って、電流密度Jは電気感受率 χ_e 、磁気感受率 χ_m を用いて以下のように表すことが出来る。

$$\mathbf{J} = \epsilon_0 \chi_e \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0} \chi'_m \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.13)$$

ここで、(2.9)式を(2.13)式に代入し整理すると

$$\mathbf{J} = \epsilon_0 \frac{(\chi_e + \chi'_m)}{(1 - \chi'_m)} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \epsilon_0 \chi_e^{(eff)} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.14)$$

または、

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \frac{(\chi_e + \chi'_m)}{(1 + \chi_e)} \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \chi_m^{(eff)} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.15)$$

と表せる[6][7]。ここで、 $\chi_e^{(eff)}$ は実効電気感受率、 $\chi_m^{(eff)}$ は実効磁気感受率とする。以上から電流密度Jは、電界Eまたは磁束密度Bを使って表せる。言い換えれば、誘電分極P及び磁化Mの区別を電流密度Jからは出来ないことを意味する。また、媒質中の電磁界は実効誘電率または実効透磁率を使って表現できることになる。例えば、誘電率 ϵ と導電率 σ の間には一般に次のような関係式が成立する。

$$\varepsilon = 1 + i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (2.16)$$

この式と(2.14)式から実効誘電率を求めることが出来る。 ω は角周波数とする。これにより、媒質の特性は実効誘電率により定式化できることになる。

なお、簡単のため等方性媒質の場合について述べたが、異方性媒質に対しても同様なことが言える。

2. 2 透磁率の物理的解釈

ここでは、透磁率は光波領域において物理的意味を失うことを述べる。

一般に磁化とは、物理的には単位体積当りの磁気ダイポールモーメントと解釈される。そこで前節で求めた電流密度 \mathbf{J} からなる磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}$ を考える。

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{J} dv \quad (2.17)$$

ここで、 V は磁性体を囲む体積とする。 \mathbf{J} に(2.10)式を代入すると、

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} dv + \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times (\nabla \times \mathbf{M}) dv \quad (2.18)$$

となる。右辺第2項は部分積分することにより

$$\int_V \mathbf{r} \times (\nabla \times \mathbf{M}) dv = - \oint_S \mathbf{r} \times (\mathbf{M} \times d\mathbf{s}) - \int_V (\mathbf{M} \times \nabla) \times \mathbf{r} dv \quad (2.19)$$

と変形する。ここで、右辺第1項は零となる。なぜならば、磁性体を囲む表面上では磁化 \mathbf{M} は零となるからである。また、第2項はベクトル公式から

$$(\mathbf{M} \times \nabla) \times \mathbf{r} = -2\mathbf{M} \quad (2.20)$$

となる。従って、磁気モーメントは

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} dv + \int_V \mathbf{M} dv \quad (2.21)$$

となる。ここで、光の波長 λ と磁性体の大きさ R との間に $\lambda \gg R$ なる関係が成立するとき、(2.21)式の右辺第1項は無視できる[7]。この場合は、 \mathbf{M} は単位体積当りの磁気モーメントと説明される。一方、光波帯では右辺第1項は無視できなくなり、磁化の物理的な説明が出来なくなる。前節で誘電分極 \mathbf{P} 及び磁化 \mathbf{M} は区別できないことを述べた。従って、磁気光学効果等の光波帯においては実効誘電率や実効透磁率を用いて磁気光学効果等をモデル化するのが自然と考えられる。上記の点も考え合わせると、一般的によく用いられるのは透磁率を真空中の透磁率 μ_0 とし、実効誘電率を使ってモデル化する方法である。およその見当としては、強磁性共鳴の振動数以上の振動数に対しては比透磁率は1となる[8]。そこで、次に誘電率の定式化について考える。

2.3 誘電率の定式化

磁気光学効果において実効誘電率は一般にテンソルで表され、各要素は磁化 \mathbf{M} の関数であるから次のようになる。

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}(M) & \epsilon_{xy}(M) & \epsilon_{xz}(M) \\ \epsilon_{yx}(M) & \epsilon_{yy}(M) & \epsilon_{yz}(M) \\ \epsilon_{zx}(M) & \epsilon_{zy}(M) & \epsilon_{zz}(M) \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

$\epsilon_{ij}(M)$ を次式のように M でべき級数展開すると

$$\epsilon_{ij}(M) = \epsilon_{ij}^{(0)} + \sum_{n=1} \epsilon_{ij}^{(n)} \frac{M^n}{n!} \quad (2.23)$$

となり、Onsager によって導かれた関係式

$$\epsilon_{ij}(-M) = \epsilon_{ji}(M) \quad (2.24)$$

を考慮すると、対角成分は M の偶数次のみ、非対角成分は M の奇数次のみで展開出来ることが導かれる。すなわち、

$$\epsilon_{ii}(M) = \epsilon_{ii}^{(0)} + \sum_{n=1} \epsilon_{ii}^{(2n)} \frac{M^{2n}}{(2n)!} \quad (2.25)$$

$$\varepsilon_{ij}(M) = \sum_{n=1} \varepsilon_{ij}^{(2n-1)} \frac{M^{2n-1}}{(2n-1)!} \quad (i \neq j) \quad (2.26)$$

ここで $\varepsilon_{ij}^{(n)}$ は M に独立な n 次の展開係数である。 M を 1 次の項まで考慮した場合には次のように表される。

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & -ifM_z & ifM_y \\ ifM_z & \varepsilon_y & -ifM_x \\ -ifM_y & ifM_x & \varepsilon_z \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

外部から磁界が印加された磁性体では、伝搬する光波に対して誘電率テンソルは対称とはならず、(2.27)式のようになる。このような非対角成分を有することをジャイロトロピック(gyrotropic)特性と呼ぶ。また、非対角成分がファラデー効果やカー効果の原因であり、対角成分がコットン・ムートン効果の原因である。

3. 磁気光学材料

通信用デバイスの代表的なものは光アイソレータであるが、最も要求される点は磁気光学効果が大きいこと、及び光の吸収が小さいことである。長波長用 ($1.3\mu\text{m}$, $1.55\mu\text{m}$) 光アイソレータの旋光子として最もよく用いられる材料は YIG (Yttrium Iron Garnet: $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) を基本とする磁性ガーネットである。Y はガーネット構造の 12 面体サイトを占める。Fe は 4 面体サイトと 8 面体サイトを占める。両者は反強磁性的に結合しフェリ磁性となる。

Y の代わりに Gd や Tb などの希土類元素を置くことも可能であり、希土類鉄ガーネットと呼ばれる。図 3.1, 図 3.2 に希土類鉄ガーネット膜の屈折率と吸収スペクトルを示す。図 3.1(a) において、RF スパッタ法によって作製した YIG は、LPE 法によって作製したものと比べて屈折率が低下していることがわかる。また、図(b)において、屈折率は Bi:YIG のほうが 6% 程度大きくなっている。また、図 3.2 より Bi:GdIG 薄膜は、Bi:YIG 薄膜よりも吸収係数が小さいことがわかる。しかし、波長 $1.1\mu\text{m}$ 以上の近赤外領域では、ほぼ同じ吸収係数を示し、 $1.3\mu\text{m}$ や $1.55\mu\text{m}$ においてはほとんど光の吸収がないことがわかる。

図 3.3 は、磁性ガーネット材料の磁気光学効果の波長依存性を示す。波長が短いほどファラデー回転係数が増加するが、吸収も増加するため、実際に使用できる波長領域は図 3.2 で吸収係数が小さくなる波長 $1\mu\text{m}$ 以上の領域である。また、 $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ の Gd サイトの一部を Bi で置換したり、 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ の Y サイトの一部を Ce で置換すると、磁気光学効果を大きく出来ることもわかる。80 年代前半に日比谷らが GdBiIG ($\text{Gd}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) の厚膜結晶 ($300\mu\text{m}$ 厚) の液相エピタキシャル (LPE) 成長法を確立したため、90 年代になるとほとんどの光アイソレータに GdBiIG の LPE 膜が使われるようになった。GdBiIG が使われる理由は、磁気光学効果が大きいことのほかに、この材料が補償温度を持つフェリ磁性体で飽和磁化が小さいため、磁界印加用永久磁石を小型化できるというメリットがあるためである [2]。また、光アイソレータ以外に光磁気センサや光磁気ディスク材料 [9] としても研究されている。また、20 年以上前に磁気バブル材料として研究され、現在の光磁気ディスクの基礎を築いた材料である [10][11]。ここで注目すべきことは、磁性ガーネット材料は、1) 近赤外域では透明である、2) 成長誘導磁気異方性エネルギー等によりメモリ作用がある、という以上の 2 点である [12][13]。また、磁性ガーネット材料は化学的に安定で、ファラデー回転角 Θ_F も大きい、保磁力 H_C が低く材料も高価なため、大きなディスクができなかった。現在光磁気記録材料の主流になっているのは、アモルファス希土類・遷移金属 (R-TM) 合金膜である [14]。

次に、 $1\mu\text{m}$ より短波長の光通信用アイソレータ材料としては、磁性ガーネットは用いることが出来ない。これに代わる材料は希薄磁性半導体または半磁性半導体と呼ばれる。II-VI 族半導体の II 族元素を Mn などの 3d 遷移金属で置換した化合物半導体のこ

とであり、電気伝導に寄与する伝導電子をもつとともに局在磁気モーメントをもつことになる。EDFA(Erbium-doped fiber amplifier)用励起光源に用いられる $0.98\mu\text{m}$ 帯においては、 HgCdMnTe を用いたアイソレータが用いられている[15]。光アイソレータ材料の分類を表 3.1 に示す。長波長帯 ($1.3\mu\text{m}\sim 1.55\mu\text{m}$) には磁性ガーネットが、短波長帯には主に希薄磁性半導体が用いられる。

次に、光磁気ディスク用磁性材料について述べる[16]。条件としては熱磁気記録特性と磁気光学再生特性の両方を満足する必要がある。すなわち、記録時の条件としては、1)キュリー温度 T_C が低くレーザ加熱によって容易に磁化を失う、2)飽和磁化 M_S が小さく小さな記録磁区が安定に存在する、3)熱的安定性が高い、4)熱伝導率が大きくレーザ光が離れるとすぐ冷却する、等があげられる。また、再生時の条件としては、1)媒体ノイズが低い、2)磁気カー回転角が大きい、3)垂直磁化で極カー効果が使える、4)反射率が高い、等である。現在最も主流な材料はアモルファス希土類・遷移金属薄膜（例えばアモルファス Tb-Fe 膜）である。

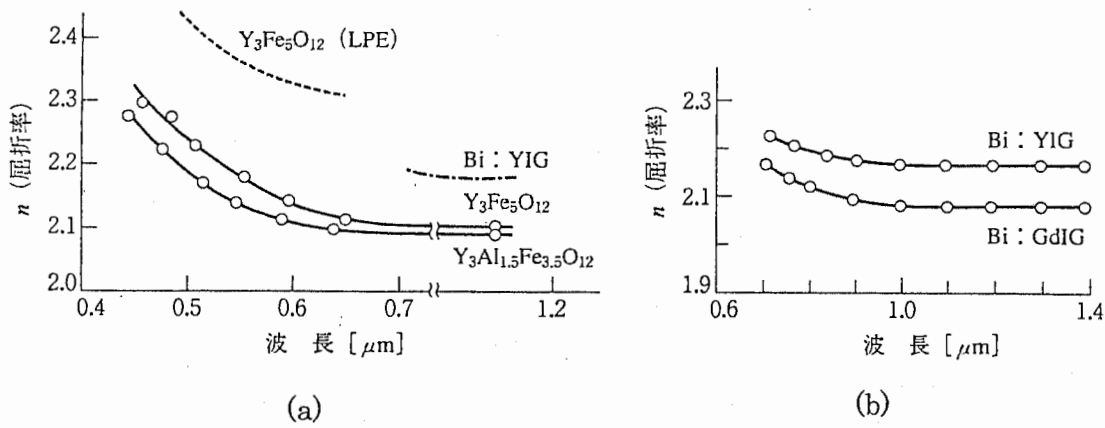


図 3.1 ガーネット材料の屈折率[17]

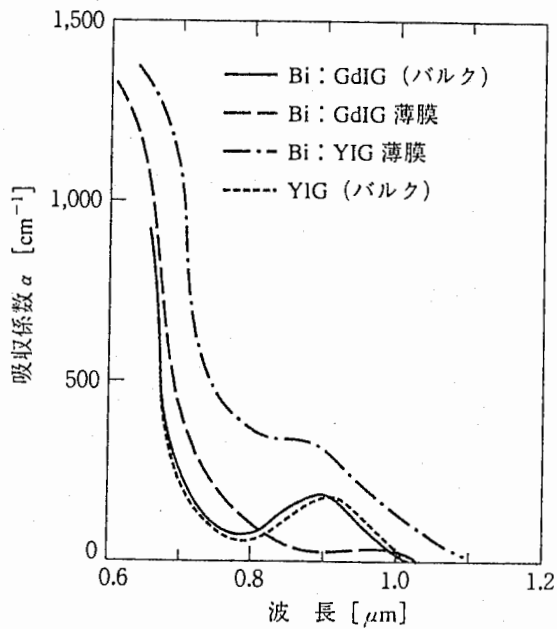


図 3.2 ガーネット材料の吸収スペクトル[17]

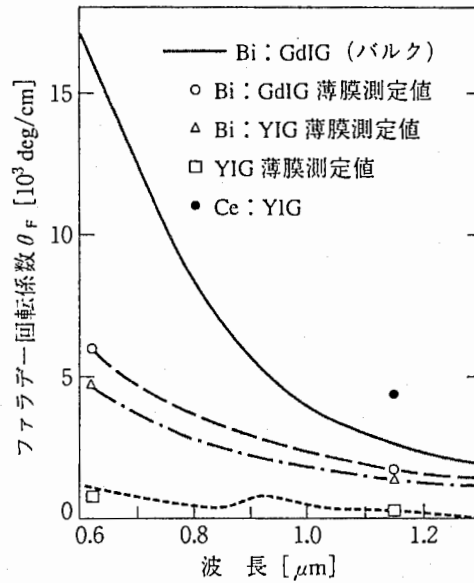


図 3.3 ファラデー効果[17]

表 3.1 光アイソレータ材料の分類[2]

	Wavelength (μm)	Materials	
Long wavelength	1.3-1.5	Magnetic garnet	YIG
			GdBiIG
Short wavelength	0.8	DMS	HgCdMnTe
	0.98		CdMnTe
	0.6-0.8	Glass	Paramagnetic glass
	0.4-0.8		

4. 磁気光学デバイス

磁気光学効果を用いたデバイスとしては、光アイソレータ等の光回路、光磁気ディスク、光磁気センサなどがある。ここでは特に通信用デバイスに関して述べる。

まず最初に、光アイソレータについて述べる。1968年にDillonは、マイクロ波回路に類似した光回路を提案した[18]。すなわち、磁性体の磁気光学効果の非相反性を光アイソレータ、光サーキュレータ、光スイッチ、光変調器などに用いて光回路を構成したものである。1980年代に入って半導体レーザー(LD)を光源とする光ファイバ通信の実用化が始まり、雑音の原因となる戻り光をカットするために光アイソレータが有効であることが認識され、光アイソレータの研究が盛んになる。現在ではLDとアイソレータが一体化されたモジュールが市販されている。その他、光サーキュレータ、可変光アッテネータ、光スイッチなどが実用化され市販されている。一方最近、光伝送技術として波長多重光伝送(WDM:wavelength division multiplexing)技術の急速な発展は、光集積回路素子として光アイソレータの新たな需要を生んでいる。

光伝送には光ファイバの伝送損失が最も少ない $1.3\mu\text{m}$ および $1.55\mu\text{m}$ の赤外光半導体レーザーが用いられるため、この波長帯で透明な磁性ガーネット結晶のファラデー効果が利用される。光通信の大容量・高ビットレート化に対応して光増幅器(光ファイバアンプ)が開発された。光増幅器とは、Erなど希土類を添加した光ファイバにポンプ光($0.98\mu\text{m}$ あるいは $1.48\mu\text{m}$)を供給し、希土類の励起状態を反転分布状態にしておき、入射した $1.55\mu\text{m}$ の信号光により誘導放出を起こし信号光を増幅するデバイスである[19]。希土類としてErを用いたものが主流でEDFAと呼ばれる。光を光のまま増幅できるので、将来の毎秒テラビットという高速光伝送にも波形の劣化を伴うことなく対応できるとされている。このデバイスは一種のレーザーであるため、安定な動作のためには、図4.1に示すようにEDFAの前後および光ポンプ用LD部に光アイソレータを挿入する必要がある。これに伴ってインライン型光アイソレータの需要が生まれた。また、ポンプ光LDは $0.98\mu\text{m}$ のため短波長アイソレータの需要も生じた。これには希薄磁性半導体を用いられる。

次に、光導波路型アイソレータについて述べる。導波路型光回路は、光学系の小型・軽量化、安定・高能率動作、光軸合わせ不要などのさまざまな利点を有している。光導波路型アイソレータには、導波路中を伝搬するTEモードとTMモードの間の非相反モード変換を利用したモード変換型[20]、TMモードにおける非相反位相シフトを利用した位相シフト型[21]、非可逆放射モード変換を利用したもの[22]、マッハツェンダ型のもの[23][24]などがある。図4.2にファラデー効果とコットン・ムートン効果を用いたモード変換型光アイソレータの例を示す。ファラデー効果領域は非可逆性を示し、コットン・ムートン効果領域は可逆性を示す。各領域で偏波面が $+45^\circ$ 、または -45° 回転するように設計することにより、光アイソレータとして働く。図4.3は、非相反位相シフトとマッハツェンダ型干渉とを利用した構造からなる光アイソレータの例である。

さらに、磁区や磁壁を使った光導波路の提案もされており、これは同時に非可逆回路となる[25]-[28].

その他、磁気光学効果を用いた光導波路型デバイスとしては、光スイッチ、光変調器などがあり[29][30]、その中で静磁波[7]を用いた光信号処理の研究も盛んである[31]-[34]. 図 4.4 は静磁波を用いることにより回折格子を構成し、入射光を回折出来ることを示している.

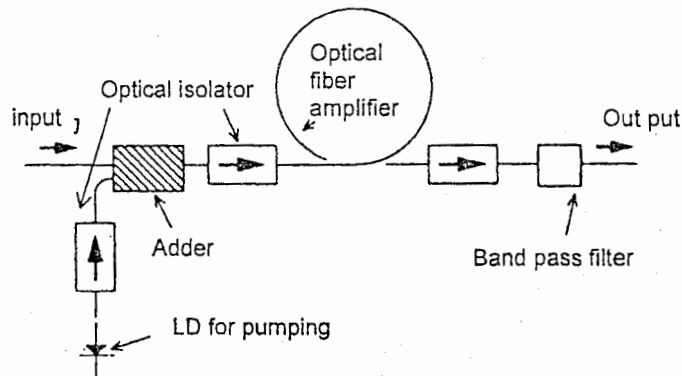


図 4.1 EDFA と光アイソレータ [2]

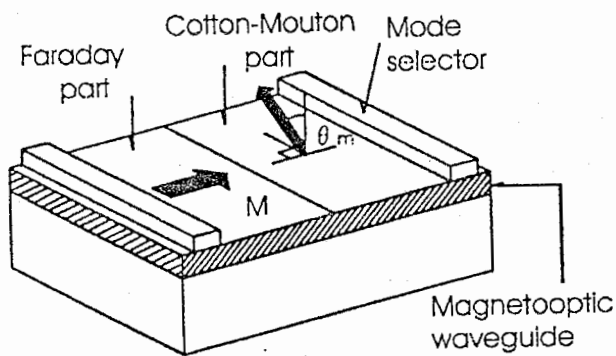


図 4.2 モード変換型光アイソレータ [35]

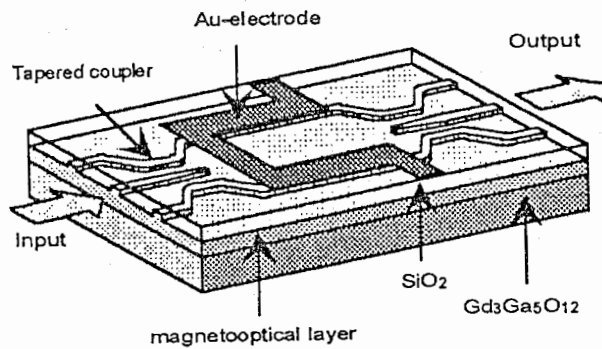


図 4.3 非相反位相シフトとマッハツェンダ型干渉を用いた光アイソレータ [35]

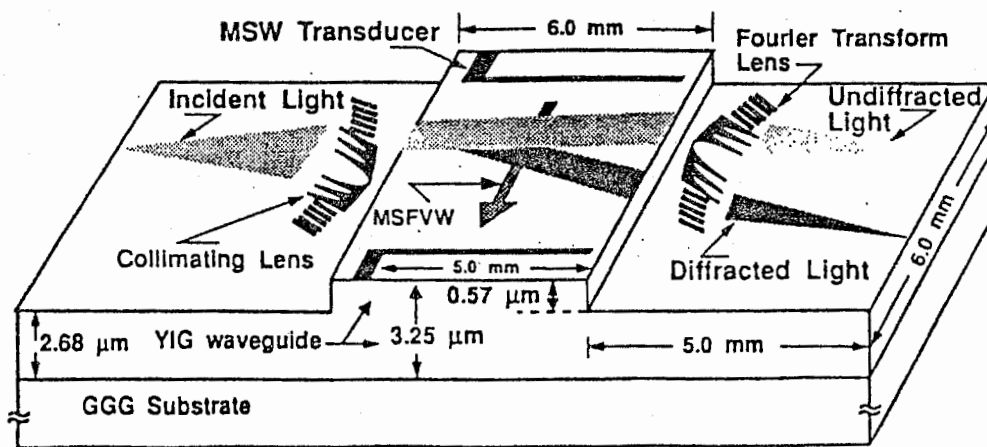


図 4.4 静磁波を用いた光のブラッグ回折 [29]

5. まとめ

磁気光学効果の光通信用デバイスへの応用に関して検討した。まず、誘電率および透磁率の物理的解釈について述べ、光波帯において磁気光学効果を論ずる場合、一般的に良く用いられるのは透磁率を真空中の透磁率 μ_0 とし、実効誘電率を使ってモデル化する方法である。そして、実効誘電率テンソルは対称とはならず、ジャイロトロピック特性を持つことがわかった。また、非対角成分はファラデー効果やカー効果の原因であり、対角成分はコットン・ムートン効果の原因であることも認識できた。

次に、磁気光学材料について調べた。その結果、長波長帯 ($1.3\mu\text{m}$, $1.55\mu\text{m}$) では YIG (Yttrium Iron Garnet: $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) を基本とする磁性ガーネットが、光の吸収が最も小さいことがわかった。さらにこれは、成長誘導磁気異方性エネルギー等によりメモリ作用も兼ね備えた材料であることがわかった。現段階では、磁気光学デバイスにメモリ作用を付加したものは考えられていないようであるが、今後新しいデバイスとして検討する必要があるように感じた。

謝辞

本研究を行うに際し、終始懇切なご指導、ご鞭撻を賜った株式会社エイ・ティ・アール環境適応通信研究所 小宮山 牧児 社長に深甚なる謝恩の意を表します。

また、本研究に関して多くのご指導、ご教示を頂いた北海道大学大学院工学研究科 小柴 正則 教授、ならびに本研究所 水口 芳彦 室長に深謝致します。

また、本研究の細部に至るまで熱心なご助言、ご討論を頂いた北海道大学大学院工学研究科 辻 寧英 助教授に深く感謝致します。

最後に日頃からご討論、ご激励を頂いた本研究所 稲垣 恵三 主任研究員をはじめとする第3研究室の各研究員の諸兄姉、ならびに第4研究室の 久保田 和芳 主任研究員に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1]川西健次, 近角聰信, 櫻井良文, “磁気工学ハンドブック”, pp.990-1055, 朝倉書店, 1998.
- [2]佐藤勝昭, “磁気光学の基礎V”, 日本応用磁気学会誌, Vol.23, No.12, pp.2124-2133, 1999.
- [3]川西健次, 近角聰信, 櫻井良文, “磁気工学ハンドブック”, pp.1136-1147, 朝倉書店, 1998.
- [4]佐藤勝昭, “磁気光学の基礎II”, 日本応用磁気学会誌, Vol.23, No.6, pp.1793-1798, 1999.
- [5]佐藤勝昭, “光と磁気”, pp.59-88, 朝倉書店, 1988.
- [6]P.S.Pershan, “Magneto-Optical Effects”, J. Appl. Phys., Vol.38, No.3, pp.1482-1490, Mar. 1967.
- [7]D.D.Stancil, “Theory of Magnetostatic Waves”, pp.181-186, Springer-Verlag Inc., New York, 1993.
- [8]佐藤勝昭, “光と磁気”, pp.24, 朝倉書店, 1988.
- [9]J.P.Krumme et al., “Optical recording aspects of rf magnetron-sputtered iron-garnet films”, J. Appl. Phys., Vol.66, No.9, pp.4393-4407, 1989.
- [10]A.H.Bobeck, “Properties and Device Applications of Magnetic Domains in Orthoferrites”, Bell Syst. Tech. J., Vol.46, pp.1901-1925, 1967.
- [11]川西健次, 近角聰信, 櫻井良文, “磁気工学ハンドブック”, pp.956-989, 朝倉書店, 1998.
- [12]P.Hansen et al., “Optical switching with bismuth-substituted iron garnets”, Philips Tech. Rev., Vol.41, No.2, pp.33-45, 1983/84.
- [13]B.Hill et al., “Fast switchable magneto-optic memory-display components”, Philips J. Res., Vol.33, No.5/6, pp.211-225, 1978.
- [14]Richard J.Gambino et al., “Magneto-optical recording materials”, IEEE Inc., New York, 2000.
- [15]K.Onodera et al., Electron. Lett., Vol.30, No.23, pp.1954, 1994.
- [16]佐藤勝昭, “磁気光学の基礎IV”, 日本応用磁気学会誌, Vol.23, No.10, pp.2009-2017, 1999.
- [17]川西健次, 近角聰信, 櫻井良文, “磁気工学ハンドブック”, pp.792-793, 朝倉書店, 1998.
- [18]J.F.Dillon, Jr., J. Appl. Phys., Vol.39, pp.922, 1968.
- [19]R. S. Vodhanel et al., “Highly efficient 978nm diode-pumped erbium-doped fibre amplifier with 24dB gain”, Electron. Lett., Vol.25, No. , pp.1386, 1989.
- [20]J. Warner, “Nonreciprocal Magneto-optic Waveguides”, IEEE Trans. Microwave

Theory & Tech., Vol.MTT-23, No.1, pp.70-78, 1975.

[21]犬塚 博誠, 岡村 康行, 山本 錠彦, “単一モード磁気光学リブ形導波路の非相反位相特性”, 信学誌 C, Vol.J71-C, No.5, pp.702-708, 1988.

[22]T. Shintaku, “Integrated optical isolator based on efficient nonreciprocal radiation mode conversion”, Appl. Phys. Lett., Vol.73, No.14, pp.1946-1948, 1998.

[23]H. Yokoi et al., “Study of optical isolator, employing nonreciprocal phase shift, fabricated by wafer direct bonding”, 7th Microoptics Conference (MOC'99), Makuhari, Japan, pp.48-51, 1999.

[24]J.Fujita et al., “Observation of optical isolation based on nonreciprocal phase shift in a Mach-Zehnder interferometer”, Appl. Phys. Lett., Vol.75, No.7, pp.998-1000, 1999.

[25]A.F.Popkov et al., “Nonreciprocal light channeling in a film by a magnetic nonuniformity akin to a Neel domain wall”, J. Appl. Phys., Vol.84, No.6, pp.3020-3025, 1998.

[26]A.K.Zvezdin et al., “Propagation of light along a domain boundary”, Sov. Phys. Solid State, Vol.18, No.4, pp.554-555, 1976.

[27]A.F.Popkov, “Wave properties of a domain wall in a transparent magnetic material”, Sov. Phys. Solid State, Vol.19, No.8, pp.1339-1343, 1977.

[28]長谷川 浩文, 辻 寧英, 小柴 正則, “不均一磁化中の光の伝搬に関する検討”, 第 23 回日本応用磁気学会学術講演概要集, 6aD-8, pp.236, 1999.

[29]P.K.Tien et al., “Switching and modulation of light in magneto-optic waveguides of garnet films”, Appl. Phys. Lett., Vol.21, No.8, pp.394-396, 1972.

[30]P.K.Tien, “Magneto-optics and motion of the magnetization in a film-waveguide optical switch”, J. Appl. Phys., Vol.45, No.7, pp.3059-3068, 1974.

[31]C.S.Tsai, “Integrated Acousto-optic and magneto-optic devices for optical information processing”, Proc. IEEE, Vol.84, No.6, pp.853-869, 1996.

[32]C.L.Wang et al., “Integrated Magneto-optic Bragg cell modulator in yttrium iron garnet-gadolinium gallium garnet taper waveguide and applications”, IEEE J. Lightwave Technol., Vol.15, No.9, pp.1708-1715, 1997.

[33]J.Su et al., “A magnetostatic forward volume wave oscillator-based magneto-optic Bragg cell modulator”, Appl. Phys. Lett., Vol.74, No.19, pp.2878-2880, 1999.

[34]堤 誠, 菊井 一彦, 上田 哲也, Soven Kumar Dana, “YIG 薄膜基板マイクロストリップ線路におけるマイクロ波と光との相互作用”, 信学技報, OPE99-82, pp.13-18, 1999.

[35]水本 哲弥, 横井 秀樹, “ダイレクトボンディングの光集積回路への応用 — 集

積形光アイソレータ ー”，信学技報，OPE98-8，pp.43-48，1998.