

磁気光学の基礎 V

5. 磁気光学効果の応用 II

Elementary Course on Magneto-Optics V

5. Application of Magneto-Optical Effect II

佐藤勝昭 東京農工大学工学部

K. Sato, Tokyo University of Agriculture and Technology

5.1 はじめに

第4回の講座では、磁気光学効果の応用の一つとして、光磁気記録について記述した。今回の講座では、光アイソレータ・光サーキュレータ、電流磁界センサ、などについて説明する。

5.2 光アイソレータ・光サーキュレータ

5.2.1 光回路素子研究の経緯

マイクロ波回路のアナロジーで光回路を構成するアイデアが出されてから久しい。1968年 Dillon は、Fig. 5.1 に示すように、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、光スイッチなどに用いて光回路を構成することができるという提案をしている^{5.1)}。光回路は、後に述べるように、光導波路をベースとして、分岐、開閉、変調などの機能を備えたものが開発されるが、実用化は1990年代に入ってからである。

光アイソレータの研究が盛んになったのは、次節に述べるように、1980年代に入って半導体レーザー(LD=laser diode)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ビーム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たためであった。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。その後、ファイバ挿入用、光増幅器用などが開発された。

光通信回路デバイスとしては、アイソレータのほか、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、最近の光伝送の急速な伸びに対応する技術として、波長多重光伝送(WDM=wavelength division multiplexing)の実用化が進み、このための光集積回路素子として光アイソレータ、光サーキュレータなどの光学部品が新たな注目を集めている。数量的な拡大が低価格化を進め、このことが新たな需要を喚起している。光アイソレータの市場は、1997年には100億円の規模に達し、年率数%の成長が見込まれている^{5.2)}。

以下では、磁気光学効果を用いた非相反な光回路素子および材料について紹介する。

5.2.2 光通信技術と光非相反回路素子^{5.3)}

(1) 光通信と光アイソレータ

光ファイバ通信網における光源であるLDの構造は、①誘導放出を利用した光増幅部と、②発生した光を光増幅部に戻すための反射部、とから成り立つ。光増幅部は電気的にはダブルヘテロ接合となっており、光学的には光導波路構造となっている。一方、光反射部は劈開面が使われるほか、DBR(distributed Bragg reflector)と呼ばれる回折格子構造が導波路に作り込まれた構造になっている。このため、ファイバ通信網のコネクタや分岐点などから反射された戻りビームがLDに入射すると、発振が不安定となるほか、波形歪みを生じノイズを発生することが観測により明らかにされた^{5.4)}。その対策としてはFig. 5.2に示すようにLDのすぐ後に戻りビームをカットするためのアイソレータを挿入することが有効である。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LDが用いられるので、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。

光通信のさらなる大容量・高ビットレート化に応えるた

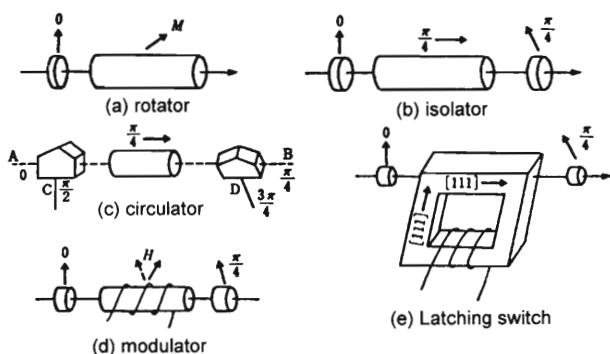


Fig. 5.1 Optical components utilizing Faraday effect proposed by Dillon (0 and $\pi/4$ stand for polarizer azimuth of zero and $\pi/4$ radians, respectively, from vertical axis) (a) Polarization rotator. (b) Optical isolator. (c) Optical circulator (A→B, B→C, C→D, D→A). (d) Optical modulator, (e) Latching switch using YIG frame (optical switching by magnetic field reversal).

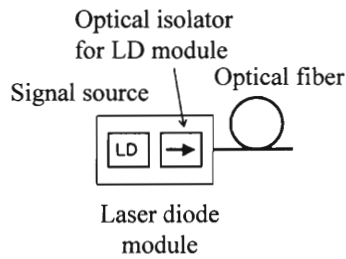


Fig. 5.2 Optical isolator inserted in the optical fiber communication system.

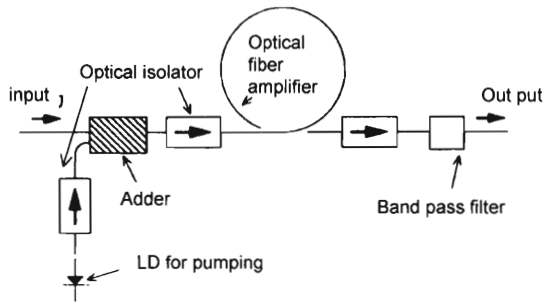


Fig. 5.3 Optical isolator used for an optical fiber amplifier.

めに光増幅器（光ファイバアンプ）が開発され、急速に普及した。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^{5,5)}。希土類として Er を用いたものが主流で EDFA (Erbium doped fiber amplifier) と呼ばれることが多い。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可能であるといわれる。このデバイスは、原理から見てもわかるように一種のレーザであるから、安定な動作のためには、Fig. 5.3 に示すように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急速に増大した。また、ポンプ光 LD のために $0.98\ \mu\text{m}$ の短波長アイソレータの需要も生じた。このために希薄磁性半導体 (DMS) を用いたアイソレータが開発された^{5,6), 5,7)}。

アイソレータは高価であるため、システムサイドでは、使わないですむものなら使わないでおこうという傾向が強い。600 Mbps (bps = bit per second) 以上の長距離通信用 LD には必須であるが、短距離 LAN 用では 2.5 Gbps でも省略されることがあるという^{5,2)}。光伝送の爆発的な普及が予想される昨今、コストの低減がアイソレータの普及のための課題とされている。

戻りビームによるレーザノイズの影響は、アナログ伝送系でむしろ深刻である。光 CATV の周波数多重^{5,8)} やハイビジョン伝送システム^{5,9)} では、アイソレータは必須である。

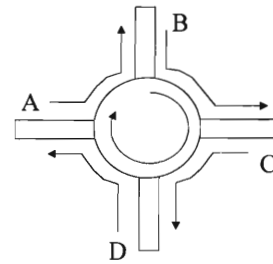


Fig. 5.4 Schematic illustration of a circulator as a directional coupler.

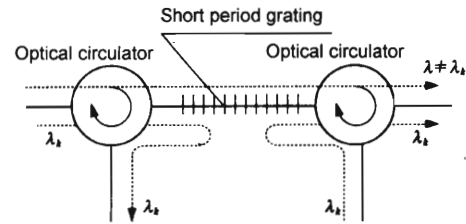


Fig. 5.5 Optical add-drop multiplexer using a short period grating and two circulators.

また、光ディスクは反射光学系なので距離は短くても戻りビームの問題が大きいのであるが、DVD-ROM を例にとっても転送速度が 20~30 Mbps と遅いので、光学系の工夫などにより問題を回避しておりアイソレータは使われていない。

(2) 光通信と光サーキュレータ

サーキュレータとは、非相反な入出力関係をもつ n 端子対回路網である。Fig. 5.4 に、一例として A, B, C, D の四つの端子対をもつサーキュレータを示す。A に入力した信号は B に、B に入った信号は C に、さらに、C→D, D→A というように、入出力関係が循環になっている。

光通信網においてサーキュレータは、(1) 双方向通信における送受信通信の入出力分離、(2) 光ファイバの分散補償、(3) 波長多重伝送システムの光分岐挿入装置、などに応用される。

ここでは、このうち波長多重通信用の光分岐挿入装置について紹介する。この装置は OADM (Optical Add-Drop Multiplexing 光アドドロップ多重) と呼ばれ、多重化された信号からあるチャンネル番号の信号を束で抜き出したり、空いている部分にチャンネル束を追加したりする機能をもつ。Fig. 5.5 に示すのは短周期ファイバ・グレーティングと 2 個のサーキュレータを用いた OADM である^{5,10)}。左の入力ポートから入った波長多重信号のうち、取り出したい波長 λ_k の信号のみがファイバ・グレーティングによりブラッグ反射され Drop ポートより出力される。一方、Add ポートから入った波長 λ_k の信号は、グレーティングを通り抜けたほかの波長の信号とともに出力ポートに導かれる。

5.2.3 光アイソレータ・サーキュレータの原理と構成

(1) 光アイソレータ

アイソレータには、順方向特性に偏光依存性があるものと、偏光依存性がないものに分けられる。前者は、LD 出力光のように偏光状態が一定である場合に用いられ、後者は光ファイバ出力光のように偏光状態が不定である場合に用いられる。

偏光依存光アイソレータの構成を Fig. 5.6 に示す。すなわち、2枚の偏光子 P_1 、 P_2 の間にファラデー旋光子 F をはさみ、孔あき永久磁石中に置き光の進行方向と平行に磁界をかけたものである。この磁界は旋光子の磁区をそろえて単一磁区にするためのものである。

光アイソレータの動作を説明しておこう。図のように入射光は偏光子 P_1 によって直線偏光にされ、ファラデー旋光子 F を透過する。入射直線偏光はこの旋光子によって正確に 45° の回転を受け、透過方向が鉛直から 45° 傾けて置かれた第2の偏光子 (検光子) P_2 を通してファイバなどの光学系に導かれる。戻り光はさまざまな偏光成分をもっているが、このうち鉛直から 45° 傾いた成分のみが P_2 を透過する。この偏光成分は、旋光子 F によってさらに 45° の旋光を受けて、 P_1 の透過方向とは垂直に向いた偏光となるため、光源側には光が戻らない。

偏光無依存アイソレータの基本構成はやや複雑で Fig. 5.7 の構成図に示すように2枚の複屈折結晶 B_1 、 B_2 の間に旋光子 F と補償板 C を置いた構成になっている^{5.11)}。複屈折結晶というのは屈折率が常光線 (結晶の主軸に平行な

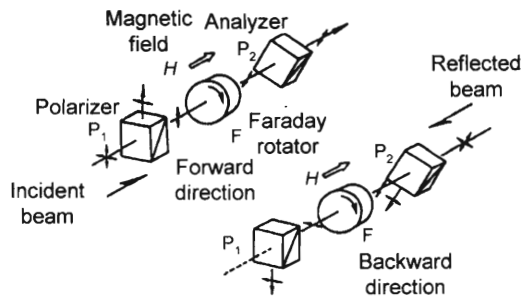


Fig. 5.6 Structure of a polarization-dependent optical isolator.

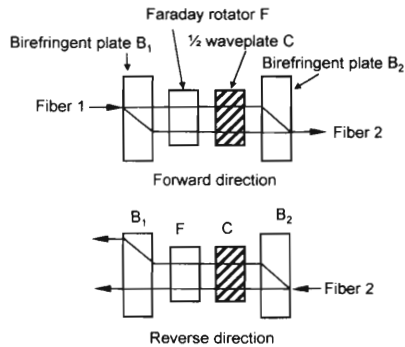


Fig. 5.7 Structure of a polarization-independent optical isolator.

振動面をもつ偏光) と異常光線 (結晶の主軸に垂直な振動面をもつ偏光) とに対して異なるような結晶である。光ファイバ1側からの入射光は複屈折結晶 B_1 によって常光線と異常光線に分離される。これらはファラデー旋光子 F によって常光線も異常光線も磁界について右回りに 45° の回転を受け、さらに補償板 C で右に 45° 回転して B_2 に入るので、常光線と異常光線が入れ替わっていることとなり、 B_2 を通すと分離されていた光が合成されて、ファイバ2に伝えられる。逆にファイバ2からきた光は、 B_2 で常光線と異常光線に分離され、 C で光の進行方向に対し 45° 右に回るが、 F では磁化方向について 45° 右に回るため打ち消して、 B_1 に対して常光線、異常光線がそのままの偏光方向で入射する。このため、両光線の分離はますます進み、ファイバ1には戻らない。

光アイソレータが実用に供せられるためには、

- ①戻り光に対する逆方向損失が十分大きいこと (30 dB 以上)。
- ②順方向損失 (透過損失, 結合損失) が十分低いこと (1 dB 以下)
- ③なるべく小型であること
- ④温度係数が小さいこと ($-20 \sim +60^\circ\text{C}$ で $0.04 \text{ deg}/^\circ\text{C}$)
- ⑤飽和磁界が少なくすむこと (0.1 T 程度)
- ⑥システムコストに比し十分低価格であること

などの条件が要求される。これらの条件を満たすには、中心となるファラデー旋光子材料に高性能のものを用いることばかりでなく、偏光子の選択、反射防止コーティング、ファイバとの結合方法など多くの技術的問題点を解決せねばならない。これらの技術的問題は専門家の優れた解説^{5.3), 5.12)} に譲る。

(2) 光サーキュレータの原理と構成^{5.3)}

偏光無依存型光サーキュレータの構成図を Fig. 5.8 に示す^{5.13)}。ポート1(3)から入力した光は、プリズムAで直交するP, S成分に分離され、各ビームは反射プリズムを通してファラデー素子と $1/2$ 波長板を透過し、偏光プリズムBに導かれる。ファラデー素子では 45° 、 $1/2$ 波長板では -45° の旋光を受けるので偏光は元に戻り、偏光プリズ

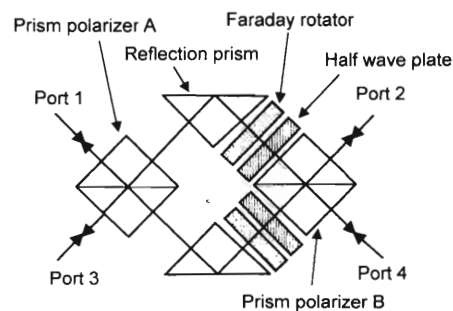


Fig. 5.8 Structure of a polarization-independent optical circulator.

Table 5.1 Classification of Faraday rotator materials for optical isolators

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

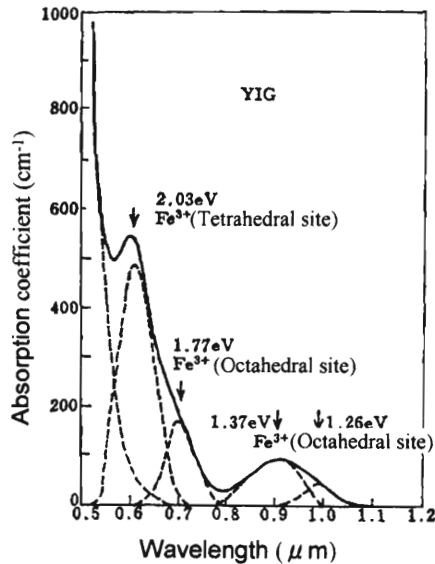


Fig. 5.9 Absorption spectrum of a YIG crystal.

μ B で合成された後の光は、ポート 2 (4) から出射する。一方、ポート 2 (4) から入力すると、1/2 波長板で -45° 、ファラデー素子で -45° 旋光し、偏光プリズム A で合成され、ポート 3 (1) から出力される。したがって、1→2, 2→3, 3→4, 4→1 という循環が実現する。光サーキュレータの構成法には、このほかいくつかの提案がされている。

5.2.4 アイソレータ・サーキュレータ材料

Table 5.1 にアイソレータ材料の分類を示す。長波長 (1.3~1.5 μm) には磁性ガーネットが、短波長用には主として希薄磁性半導体 (DMS) が用いられる。5.2.4.1 では、種々の磁性ガーネットの物性を、5.2.4.2 では磁性ガーネットの結晶成長を紹介する。5.2.4.3 では、ガーネット系アイソレータ材料の温度特性、波長特性の改善について触れる。5.2.4.4 では DMS の物性と作製法について述べる。

5.2.4.1 磁性ガーネットの物性

a. 磁性ガーネット

長波長用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 (イットリウム鉄ガーネット $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) を基本とする磁性ガーネットである。第 3 回の 3.2.1 に述べたように、Y はガーネット構造の十二面体サイトを占める。Fe は四面体サイトと八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。

Fig. 5.9 に YIG の光吸収スペクトルを示す^{5.14)}。図では

スペクトルをガウス型曲線で分解してある。波長 0.55 μm 以下 (光子エネルギー 2.25 eV 以上) での吸収の立ち上がりは、酸素の p 軌道から鉄の d 軌道へのスピン許容電荷移動型遷移 $^6\text{S}(d^5) \rightarrow ^6\text{P}(d^6\text{L})^*$ による強い遷移 (振動子強度 10^{-2} に及ぶ) が 0.43 μm (2.9 eV)~0.36 μm (3.34 eV) 付近に存在するためである。この強い遷移が磁性ガーネットの磁気光学効果の起源となっていることは第 2 回の 2.4 節で述べた。0.9 μm 付近 (1.26~1.37 eV) に見られる弱い吸収帯は八面体位置の Fe^{3+} の配位子場遷移 $^6\text{A}_{1g} \rightarrow ^4\text{T}_{1g}$ に、0.7 μm (1.77 eV) 付近の吸収のコブは同じく八面体位置の Fe^{3+} の $^6\text{A}_{1g} \rightarrow ^4\text{T}_{2g}$ に帰属されている*2。これらの遷移は、スピン禁止遷移であるため振動子強度は弱く 10^{-5} の程度である。一方、0.6 μm (2.03 eV) 付近のやや強いピークは、四面体配位の Fe^{3+} の $^6\text{A}_1 \rightarrow ^4\text{T}_1$ と解釈されている。四面体配位では中心対称がないため、八面体配位の対応する遷移に比べ吸収がやや強くなっている。これらの配位子場遷移はアイソレータの挿入損失の原因になるが、磁気光学効果にはほとんど寄与しない。

ファラデー効果のデバイスへの応用にあたって材料の「よさ」を表す指数としては、単位長当たりのファラデー回転角 (deg/cm) を、単位長当たりの吸収損失 (dB/cm) で割ったファラデー効果性能指数 F (deg/dB) が用いられる。Fig. 5.9 に示す配位子場吸収帯の影響は 1.3 と 1.5 μm 帯にはほとんど及んでいないため、この波長帯では大きな性能指数が得られるが、0.8 μm 帯の半導体レーザの波長はちょうど $^4\text{T}_{1g}$ と $^4\text{T}_{2g}$ の二つの吸収帯の間の谷間にあるため、 $10 \sim 30 \text{ cm}^{-1}$ 程度の吸収があり、それによる損失が発生する。磁性ガーネットの光吸収は物質自身がつ固有の性質なので制御がむずかしいが、配位子場遷移の吸収帯を人為的にシフトさせる試みも行われている。基板と膜の格子不整合により局所的な歪みを与えることによって 0.9 μm 付近の弱い吸収帯を短波長側にシフトさせ、1 μm 帯の損失を大幅に減少させたという報告もされている^{5.15)}。

b. 希土類磁性ガーネット

Y を希土類に置き換えた希土類磁性ガーネット $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (R は希土類) も YIG と同様の性質をもつ。Table 5.2 にはさまざまな磁性ガーネットの 1.064 μm におけるファラデー回転係数を示してある^{5.16)}。Y を希土類に変えることによって磁気光学効果を大幅に変えることができる。しかし、希土類の置換は、結晶成長、磁気的性質、R 特有の光吸収、温度特性などに影響を与えるので、単純にファラデー回転係数の大小のみでは判断できない。

*1 L は p 価電子帯の正孔を表している。

*2 配位子場遷移とは、固体中で負イオン (配位子) に取り囲まれた遷移金属イオンの dⁿ 電子系のエネルギー準位 (多重項) 間の光学遷移をいう。d 電子は配位子の p 軌道と混成して t_2 軌道と e 軌道に分裂 (配位子場分裂) している。

Table 5.2 Faraday rotation coefficient (at 1.064 μm) of various magnetic garnet crystals

Faraday rotation of the material in parenthesis is an extrapolated value since the material cannot be obtained as a single crystal.

Materials	Faraday rotation coefficient (deg/cm)
(Lu ₃ Fe ₅ O ₁₂)	(+200)
Yb ₃ Fe ₅ O ₁₂	+12
Tm ₃ Fe ₅ O ₁₂	+115
Er ₃ Fe ₅ O ₁₂	+120
Ho ₃ Fe ₅ O ₁₂	+135
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	+280
Dy ₃ Fe ₅ O ₁₂	+310
Tb ₃ Fe ₅ O ₁₂	+535
Gd ₃ Fe ₅ O ₁₂	+65
Eu ₃ Fe ₅ O ₁₂	+167
Sm ₃ Fe ₅ O ₁₂	+15
(Nd ₃ Fe ₅ O ₁₂)	(-840)
(Pr ₃ Fe ₅ O ₁₂)	(-1730)
Y ₂ PrFe ₅ O ₁₂	-400
Eu _{2.5} Pr _{0.5} Fe ₅ O ₁₂	-125
Gd ₂ PrFe ₅ O ₁₂	-573
GdPr ₂ Fe ₅ O ₁₂	-1125
GdPr ₂ Al _{0.5} Fe _{4.5} O ₁₂	-790
GdPr ₂ Ga _{0.5} Fe _{4.5} O ₁₂	-720
EuPr ₂ Ga _{0.5} Fe _{4.5} O ₁₂	-687
Gd _{1.5} Pr _{1.5} GaFe ₄ O ₁₂	+450
(GdNd ₂ Fe ₅ O ₁₂)	(-530)

c. Bi 置換磁性ガーネット

第3回講座の3.2.1において、磁性ガーネット R₃Fe₅O₁₂ の R の一部を Bi に置換したものの磁気光学効果が Bi 置換量とともに増加することを紹介した。Bi 置換を行ったものでは吸収量をあまり増加させずに、ファラデー効果だけを強めることができるので性能指数が増加し、薄い試料でも 45° の回転を得ることができることと記述されている。波長 0.8 μm における Gd_{1.8}Bi_{1.2}Fe₅O₁₂ の性能指数は、YIG のそれが 1.5~2 [deg/dB] であるのに対し 44 [deg/dB] もの大きな値をもち、45° の回転を得るには 45 μm という厚みで十分である。また、1.3 μm において性能指数は 3,000 [deg/dB] に達するので 12° の回転を得るには、YIG では 2.093 mm であるのに対し Gd_{2.85}Bi_{1.15}Fe₅O₁₂ ならば 200 μm でよい。Bi 置換によって小型軽量の光アイソレータの実現が可能となった^{5.17)}。

5.2.4.2 磁性ガーネットの結晶成長^{5.18)}

光通信用ファラデー旋光子結晶としては、1980年代には FZ 法で作製された YIG が用いられたが、80年代前半に日比谷らが GdBIG (Gd_{3-x}Bi_xFe₅O₁₂) の厚膜結晶 (300 μm 厚) の液相エピタキシャル (LPE) 成長法を確立したため^{5.19), 5.20)}、90年代になるとほとんどのアイソレータに GdBIG の LPE 膜が使われるようになった。GdBIG が使われる理由は、磁気光学効果が大きいことのほか、この材料が補償温度をも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からである。

GdBIG の LPE 成長について簡単に述べる。ガーネット原料と PbO, Bi₂O₃, B₂O₃ 溶媒を Pt のつぼに入れ、高温で溶解、メルトと呼ばれる状態にした後、温度を下げて過飽

和状態に保つ。このメルトの液面に水平に保たれたガーネット基板を回転しながら浸すことにより、GdBIG のエピタキシャル膜を成長する。光アイソレータ用のガーネット膜は 300 μm という厚さが必要であるため、基板の選択、メルト組成と過飽和度、成長条件など結晶成長法に多くの工夫がされている。メルト組成の成分比の表記法に R パラメータがある^{5.21)}。このパラメータはガーネットの LPE 成長の論文によく使われるので紹介しておく。

$$R_1 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{R}_2\text{O}_3} = 10 \sim 25, R_2 = \frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Ga}_2\text{O}_3} = 0 \sim \infty$$

$$R_3 = \frac{\text{PbO}}{\text{B}_2\text{O}_3} = 2 \sim 10, R_6 = \frac{\text{PbO}}{\text{Bi}_2\text{O}_3} = 0.8 \sim 10$$

$$R_4 = \frac{\text{R}_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Ga}_2\text{O}_3}{\text{R}_2\text{O}_3 + \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Ga}_2\text{O}_3 + \text{PbO} + \text{Bi}_2\text{O}_3 + \text{B}_2\text{O}_3} = 0.08 \sim 0.2$$

R₁ が大きすぎるとマグネトプランバイト相が生成し、小さすぎるとオソフェライト相が生じる。R₃ が小さいほど Bi の偏析係数が増加し、Bi 置換量が大きくなることが知られている^{5.22)}。日比谷は、R₃ が小さい方が鏡面が得られる組成領域が広がることを明らかにしている^{5.19)}。R₄ はメルト中のガーネットの割合を示し、これが大きいほど成長速度が高くなる。

一方、梅澤はメルト組成調整の指針として、R_{Bi} (= Bi₂O₃/R₂O₃) というパラメータを導入し、格子整合する場合の過飽和度 ΔT との関連を明らかにしている。R₃ が同一であれば R_{Bi} が小さいほど格子整合するための過飽和度 ΔT が増加する。また、R₃ が小さいほど ΔT が減少、Bi 置換されやすくなる。

このほかの結晶成長法としては、かくはんすくい上げフラックス法^{5.17)}により良質のバルク結晶が得られているが、量産には不向きであるため、一部の用途にとどまっている。

5.2.4.3 磁性ガーネットアイソレータの特性改善

a. 温度依存性の改善

峯本らは、ファラデー回転角の温度変化率 β (deg/°C) (45° 回転からの変化率) をパラメータとして、アイソレータにおけるアイソレーション比の温度変化を計算し、デバイスとしての実用温度範囲 -20~+60°C で 30 dB 以上のアイソレーション比を得るには β は 0.04 deg/°C とする必要があることを明らかにした^{5.23)}。このための方法として、負の β をもつ (Tb, R) IG と正の β をもつ (Bi, R) IG の 2 層エピタキシャル膜、あるいは、負の β をもつ (Bi, Gd) (Fe, Ga) G と正の β をもつ (Bi, Lu, Gd) IG との 2 層エピタキシャル膜を作る方法が試みられ、20~60°C の範囲で $\beta=0.00$ という特性が得られている。

鈴木らは、Bi 置換 TbIG においてファラデー回転の温度依存性が Co 添加により大幅に改善されることを報告している^{5.24)}。

b. 波長特性の改善^{5,9)}

光伝送の伝送容量を増大させる方法として波長多重通信が注目されている。しかし、波長多重系に光アイソレータを適用しようとするとき、ファラデー回転の波長分散のため異なる波長に対しては十分な性能を発揮しない。Fig. 5.10 に YIG, GdBilG, TbBiIG のファラデー回転の波長依存性を示す。例えば、1.55 μm 用の GdBilG ファラデー旋光子を用いて 1.59 μm の波長で伝送することを考えてみよう。この旋光子は 1.55 μm に対して 45° の旋光を与えるように設計されているが、これを 1.59 μm に用いた場合には 42° しか旋光しない。理想的には光アイソレータの逆方向損失 L_b は、ファラデー回転角を θ_F とすると、

$$L_b = 10 \log \cos^2(45^\circ + \theta_F) \quad (5.1)$$

で与えられるので $\theta_F = 45^\circ$ なら $-\infty$ であるが、 $\theta_F = 42^\circ$ だと -26 dB になってしまう。

玉城らは、TbBiIG ($Tb_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$) のファラデー回転スペクトルが Fig. 5.11 に示すように Bi 組成 x とともに大きく変化することを見だし、 $x = 0.25$ 付近の組成で波長

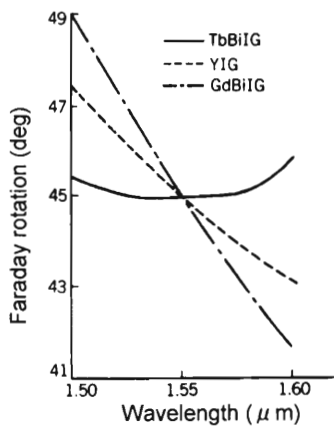


Fig. 5.10 Wavelength dependence of the Faraday rotation angle in YIG (dotted line), GdBilG (dot-dashed line), and TbBiIG (straight line).

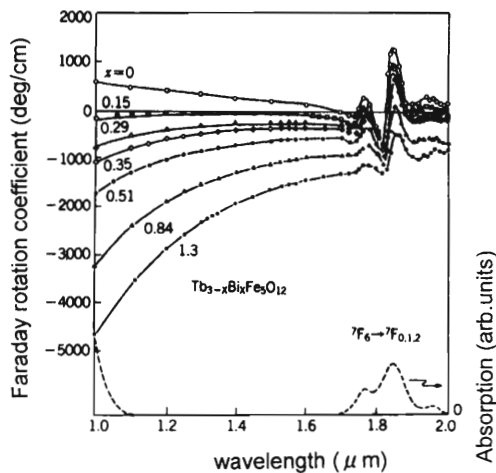


Fig. 5.11 Wavelength dependence of the Faraday rotation angle for different Bi contents of $Tb_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$.

依存性が最小になることを明らかにした^{5,25)}。この現象について玉城は、 Tb^{3+} イオンの $7F_6 \rightarrow 7F_{0,1,2}$ 遷移 (1.8 μm 付近) によるファラデー効果と、Bi と Fe からのファラデー効果の重畳によってその波長依存性が打ち消されて起こったものと説明している。

5.2.4.4 希薄磁性半導体 (DMS) の物性と作製法

5.2.4.1 に述べたように、磁性ガーネットには、1 μm より短波長側に強い吸収帯が存在するため、これより短波長の光通信アイソレータ材料として用いることがむずかしい。このために利用されるのが、希薄磁性半導体 (diluted magnetic semiconductor; DMS) である。すでに第 3 回の講座の 3.2.2 で述べたように、II-VI 族半導体の II 族元素を Mn に置換した DMS^{5,26)} は、可視-近赤外領域で透明であり、光学吸収端付近の波長で大きなファラデー回転をもつ^{5,27)} ので短波長用のファラデー旋光子材料として期待される。例えば、 $Cd_{1-x}Mn_xTe$ のエネルギーギャップは、Mn の置換量 x が 0.4 以下であれば、Fig. 5.12 に見られるように x に対して直線的に高エネルギー側にシフトする。したがって、使用したい波長に合わせて調整することが可能である。Mn の濃度が 0.41 を超えると Mn^{2+} の配位子場遷移の存在のため、吸収端が 2 eV より短波長には動かなくなる。このエネルギーに対応する波長 (620 nm) が光アイソレータへの応用限界の目安になる^{5,28)}。この物質は常磁性なので、比較的大きな磁界を必要とする。このため、アイソレータのサイズがやや大きくなる。

5.2.2 に述べたように EDFA 光増幅器には、Er イオンをポンプするために 980 nm の LD が用いられるが、このためのアイソレータ材料として、CdMnTe と HgMnTe との固溶体である HgCdMnTe が開発され市販された^{5,6)}。カタログによれば、このアイソレータは開口径 1 mm、磁石外径 6 mm で、0.98 μm においてアイソレーション 25 dB 以上、挿入損失 1 dB 以下という特性が得られている。

希薄磁性半導体のバルク結晶は、ブリッジマン法で作られる^{5,7)}。Cd, Mn, Te を原料とし、透明石英るつばに真空

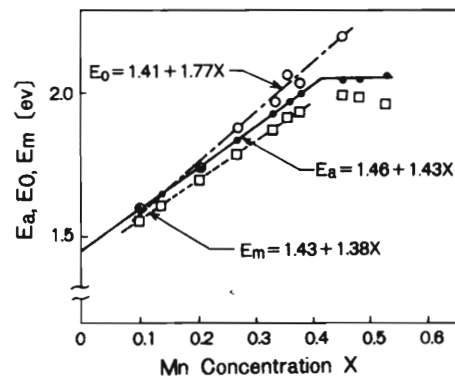


Fig. 5.12 The energy gap (E_a) determined by exciton peak and ligand-field transition of Mn^{2+} as a function of Mn-concentration.

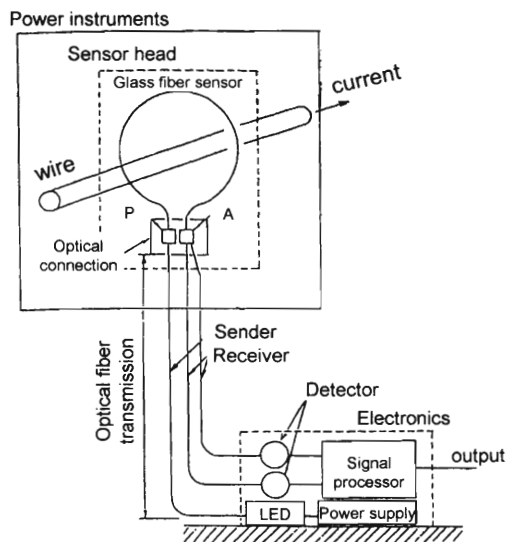


Fig. 5.18 Optical current transducer using optical fiber sensor.

能を悪くする。また、コアが楕円形状であっても複屈折が生じる。黒澤らは、鉛ガラスを用いることにより光弾性の大きさ（石英ガラスでは $3,400 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{kg}$ ）を $4.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{kg}$ まで下げることに成功し^{5.45)}、気体電流遮断器 (gas circuit breaker) のように振動のある環境下でも使えることを示した。

5.4 磁気光学効果のその他の応用

磁気光学効果は、これまで述べてきたデバイスへの応用のほか、古くから磁区観察に利用されている^{5.46)}。Kryderらは、パーマロイ薄膜における高速磁化反転機構を測定するために Q スイッチレーザーを用いた時間分解磁気光学測定装置により、10 ns という時間分解能を達成している^{5.47)}。最近、フェムト秒レーザー技術の発達により、磁化反転現象をより高速に測定できるようになってきた。ハードディスクの高密度化・高転送レート化が進む今、このようなダイナミックな磁気光学測定が再び脚光を浴びつつある。

5.5 おわりに

今回は、光通信用光アイソレータ、光サーキュレータを中心に磁気光学の応用について述べた。限られた紙数でこの分野の進展のすべてを網羅することはもとより不可能である。今後この方面に進まれる若手の方々にとって何らかの手がかりになれば幸いである。

謝辞 今回の講座の執筆に当たり、最近の発展につきご教示いただきました玉城孝彦 (NHK)、安藤功児 (電総研)、杉本直登 (NTT)、梅澤浩光 (FDK) の各氏に深く感謝します。

参考文献

- 5.1) J. F. Dillon, Jr.: *J. Appl. Phys.*, **39**, 922 (1968).
- 5.2) オプトコム No. 88, p. 22 (1997).
- 5.3) 石尾秀樹, 松本隆男: 「磁気工学ハンドブック」, 第7編 7.6節, pp. 815-824, 川西健次, 近角聡信, 櫻井良文編 (朝倉書店, 東京, 1998).
- 5.4) 覧具博義, 山中千代衛: 「半導体レーザーの基礎」, 第5章, 応用物理学会編 (オーム社, 1987).
- 5.5) R. S. Vodhanel, R. I. Laming, V. Shah, L. Curtis, D. P. Bour, W. L. Barnes, J. D. Minelly, E. J. Tarbox, and F. J. Favire: *Electron. Lett.*, **25**, 1386 (1989).
- 5.6) K. Onodera T. Masumoto, and M. Kimura: *Electron. Lett.*, **30**, 1954 (1994).
- 5.7) K. Onodera and H. Ohba: *Cryst. Res. Technol.*, **31**, S29 (1996).
- 5.8) 菊島, 米田, 首藤, 吉永: 信学技報, OCS90-28 (1986).
- 5.9) 玉城孝彦: テレビジョン学会誌, **46**, 1607 (1992).
- 5.10) 金森弘雄: 電子情報通信学会誌, **82**, 731 (1999).
- 5.11) 松本隆男: 電子情報通信学会技術報告, OQE78-85 (1978).
- 5.12) 玉城孝彦: 「光通信微小光学系システム設計・応用の要点」, 第8章, p. 203, 西澤紘一監修 (日本工業技術センター, 東京, 000).
- 5.13) 松本隆男: 電子情報通信学会技術報告, OQE78-149 (1979).
- 5.14) D. L. Wood and J. P. Remeika: *J. Appl. Phys.*, **38**, 1038 (1967).
- 5.15) H. Kawai, S. Fujii, and H. Umezawa: *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 3325 (1995).
- 5.16) W. H. Wemple, J. F. Dillon, Jr., L. G. van Uitert, and W. H. Grokiewicz: *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 331 (1973).
- 5.17) 玉城孝彦, 対馬国郎: 日本応用磁気学会誌, **8**, 125 (1984).
- 5.18) 梅澤浩光: 第11回日本セラミックス協会関東支部研究発表会・第13回基礎科学部会関東地区懇談会資料, p. 104 (1995. 7).
- 5.19) T. Hibiya: *J. Crystal Growth*, **64**, 400 (1983).
- 5.20) 日比谷孟俊: 日本応用磁気学会誌, **9**, 389 (1985).
- 5.21) S. L. Blank and J. W. Nielsen: *J. Crystal Growth*, **17**, 302 (1972).
- 5.22) C. P. Klages and W. Tolksdorf: *J. Crystal Growth*, **64**, 275 (1983).
- 5.23) H. Minemoto, O. Kamada, K. Matsuda, and S. Ishizuka: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **11** (Suppl. No. S1), 357 (1987).
- 5.24) 鈴木利保, 河合博貴, 梅澤浩光: 第21回日本応用磁気学会講演概要集, 4aG-5, p. 392 (1997).
- 5.25) T. Tamaki, N. Kaneda, and N. Kawamura: *J. Appl. Phys.*, **70**, 4581 (1991).
- 5.26) J. K. Furdyna: *J. Appl. Phys.*, **64**, R29 (1988).
- 5.27) 小柳 剛: 日本応用磁気学会誌, **12**, 187 (1988).
- 5.28) 及川 亨, 小野寺晃一, 本田洋一: *Tokin Technical Review*, **19**, 32 (1993).
- 5.29) R. Triboulet, A. Heurtel, and J. Rioux: *J. Crystal Growth*, **101**, 131 (1990).
- 5.30) 小野寺, 及川, 渡辺: *Tokin Technical Review*, **18**, 29 (1991).
- 5.31) K. Ando: *SPIE*, **1126**, 58 (1989).
- 5.32) 宮崎保光, 岡村康行: 「磁気工学ハンドブック」第7編 7.5節, pp. 798-814, 川西健次, 近角聡信, 櫻井良文編 (朝倉書店, 東京, 1998).
- 5.33) 越塚直己: 日本応用磁気学会誌, **9**, 397 (1985).
- 5.34) K. Ando, T. Okoshi, and N. Koshizuka: *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 4 (1988).
- 5.35) H. Yokoi and T. Mizumoto: *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*,

- 517, 469 (1998).
- 5.36) T. Shintaku, N. Sugimoto, A. Tate, E. Kubota, H. Kozawaguchi, and Y. Katoh: *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **517**, 501 (1998).
- 5.37) M. Fehndrich, A. Josef, L. Wilkens, J. Kleine-Borger, N. Bahlmann, M. Lohmeyer, P. Hertel, and H. Dotsch: *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2918 (1999).
- 5.38) M. Levy, R. M. Osgood, Jr., A. Kumar, H. Bakhru, R. Liu, and E. Cross: *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **517**, 475 (1998).
- 5.39) K. Ando, W. Zaets, and K. Watanabe: *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **517**, 625 (1998).
- 5.40) 安藤功児: 日本応用磁気学会学術講演会 (1999).
- 5.41) W. Zaets and K. Ando: *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **11**, 1012 (1999).
- 5.42) M. Takenaka and Y. Nakano: 私信.
- 5.43) 鎌田 修, 峯本 尚, 戸田和郎, 石塚 訓: 日本応用磁気学会第 48 回研究会資料, p. 57 (1987).
- 5.44) 黒澤 潔, 坂本和夫, 吉田 知, 増田 勲, 山下俊晴: 電

気学会論文誌, **116-B**, 93 (1996).

- 5.45) K. Kurosawa, S. Yoshida, and K. Sakamoto: *J. Light-wave Technol.*, **13**, 1378 (1995).
- 5.46) R. Carey, and E. D. Isaac: "Magnetic Domain and Techniques for Their Application" (Academic Press, 1966).
- 5.47) M. H. Kryder and F. B. Humphrey: *Rev. Sci. Instrum.*, **40**, 829 (1969).

(1999 年 8 月 31 日受理)

佐藤勝昭 さとう かつあき

昭 39 京都大学工学部電気工学科卒, 昭 41 同大学院工学研究科修士課程修了, 同年 日本放送協会入局, 昭 43 同放送科学基礎研究所, 昭 59 東京農工大学工学部助教授, 平 1 同教授, 現在に至る.

専門 磁気光学

(工博)