

磁気光学材料の基礎と光通信への応用

Physics and application of magneto-optical materials

佐藤勝昭(農工大)

Katsuaki Sato (Tokyo University of Agriculture and Technology)

Abstract-The magneto-optical isolator plays an important role in the optical fiber communication system that is indispensable in the highly informative society. Magneto-optical effect has an origin in the difference between optical responses of magnetic materials for right and left circularly polarized lights, being closely related with the electronic structures that are subjected to exchange and spin-orbit interactions. This article gives a brief review on physical bases of magneto-optical properties of magnetic materials, the role of magneto-optical isolators in the communication system, magneto-optical materials for isolators and discusses the method to obtain large magneto-optical figure of merit in these materials.

1. はじめに

最近の情報通信技術におけるブロードバンド化を支えているのは光ファイバ通信の進展、中でも波長多重通信(WDM=wavelength domain multiplexing)の進展の寄与が大きい。すでに一部で家庭への光ファイバ導入も始まっており、日本のネットワーク事情は質的な転回点を迎えているといえよう。光ファイバ通信システムに欠くことのできない光回路素子の1つに光アイソレータ・光サーキュレータなど非相反光回路素子がある。この素子には、磁気光学効果の1つであるファラデー効果が用いられる。この稿では、磁気光学効果の基礎および磁気光学効果の光通信への応用について解説する⁽¹⁾⁽²⁾。以下、第2節では磁気光学効果の物理的起源を、第3節では光通信における磁気光学デバイスの位置づけを、第4節では光アイソレータおよび光サーキュレータの原理と構成を、第5節ではアイソレータ・サーキュレータ材料を、第6節では次世代の磁気光学デバイスに向けての研究開発を紹介する。

2. 磁気光学効果の物理的起源⁽¹⁾

光ファイバ通信用非相反素子に用いられる物理現象はファラデー効果である。ファラデー効果は、透過光に対する磁気光学効果である。Fig. 1 に示すように媒質に光の進行方向と平行な磁界を印加し、直線偏光を入射したとき、透過光の電界ベクトルは一般には楕円の軌跡を描き、楕円の長軸の方向はもとの直線偏光の電界の振動方向から回転している。この回転角をファラデー回転(角)、楕円偏光の短軸と長軸の比をファラデー楕円率と呼んでいる。ファラデー効果は非相反な効果であるから、媒質を光が往復した場合ファラデー回転、ファラデー楕円率ともに2倍になる。

磁気光学効果は現象論的には、Fig.2 のように説明できる。すなわち、直線偏光は、2(a)に示すように同じ振幅で同じ位相速度を持つ右回り円偏光と左回り円偏光に分解することができる。媒質を透過するとき(あるいは媒質によって反射を受けるとき) 2(b)のように右回りと左回りとで位相が磁化に応じて異なっていたとすると、両者の合成ベクトルは、もとの偏光から傾いた直線偏光になる。これがファラデー回転または磁気カー回転である。一方、もし、2(c)のように右回りと左回りとで磁化に応じて振幅が異なると合成したベクトルの軌跡は楕円になる。直線偏光を楕円にする効果を円二色性と呼んでいる。一般には、2(d)のように磁気旋光性と磁気円二色性が共存するので、主軸の傾いた楕円偏光となる。

左右円偏光に対する位相および振幅の変化は媒質の誘電率をテンソルとして扱い、磁化に比例する非対角成分の存在を仮定し、マクスウェルの方程式を解くことによって、説明することができる。

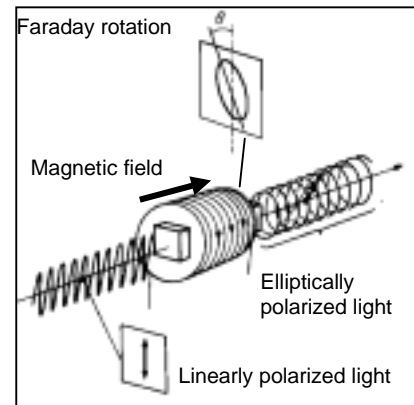


Fig.1 Faraday effect

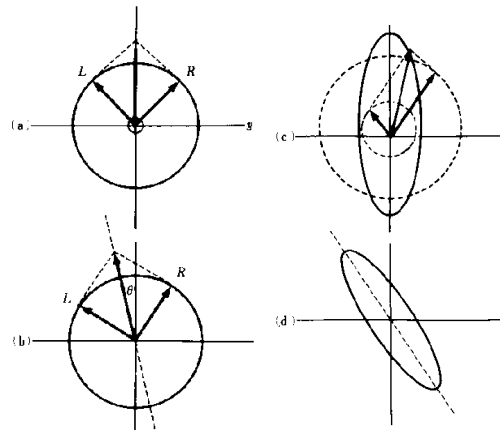


Fig. 2 Phenomenological explanation of Faraday rotation and Faraday ellipticity

$$\text{rotrot}E(\omega) + \frac{\tilde{\epsilon}(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega) = 0 \quad (1)$$

ここに $\tilde{\epsilon}(\omega)$ は媒体の誘電率テンソルで z 方向に磁化された等方性物質については

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2)$$

の形に書ける。対角成分は、磁化 M について展開したとき偶数次のみが残り、非対角成分は磁化 M について奇数次のみが寄与する。 z 方向に進む光についての複素屈折率 N の固有値は

$$N_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} \quad (3)$$

のように表される。正負の符号は、それぞれ右回りおよび左回りの円偏光に対応している。もし、誘電率テンソルの非対角成分がなければ、式(3)は、左右円偏光に対して同じ光学定数を与え、従って磁気光学効果は起きない。

ファラデー回転角を実数部とし、ファラデー楕円率を虚数部とする複素ファラデー回転 Φ_F は誘電率テンソルの要素を用いて

$$\Phi_F = -\frac{\pi \Delta N \ell}{\lambda} = -\frac{i\pi \ell}{\lambda} \cdot \frac{\epsilon_{xy}}{\sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (4)$$

のように書くことができる。式(4)からわかるように、磁気光学効果は媒体の誘電率の非対角成分だけでなく、対角成分にも関係していることがわかる。従って、多層化などによって実効的に誘電率を変えることができれば、磁気光学効果を大きく変化することができる。

磁気光学効果をもたらす誘電率テンソルの非対角成分は、量子力学によれば式(5)のように物質の電子構造に結びつけられる。

$$\epsilon_{xy} = -\frac{iNe^2}{2m\epsilon_0} \sum_{n < m} (\rho_n - \rho_m) \frac{\omega_{nm} \{ (f_+)_{nm} - (f_-)_{nm} \}}{\omega \{ \omega_{nm}^2 - (\omega + i\gamma) \}} \quad (5)$$

ここに、 $(f_{\pm})_{nm}$ および ω_{nm} はそれぞれ右回り円偏光および左回り円偏光に対する基底状態 $|n\rangle$ と励起状態 $|m\rangle$ の間の電気双極子遷移の振動子強度を表している。 ρ_n 、 ρ_m はそれぞれ状態 $|n\rangle$ と状態 $|m\rangle$ の分布(占有確率)である。また ω_{nm} は両状態のエネルギー差である。

いま、Fig.3(a)のような単純なエネルギー準位図を考える。磁化の存在のもとでは、ゼーマン項によって(b)のように基底状態、励起状態のスピンスplitが生じるが、電気分極の起源として電気双極子を考える限り、これだけでは磁気光学効果に結びつかない。スピンスplit相互作用が存在すると、(c)に示すようにスピンスplitが軌道の分裂に結びつき、左右円偏光に対する遷移の差が生じる。このような場合の磁気光学スペクトルは Fig.4 に示すような形状を示す。

このときの誘電率テンソルの非対角成分の虚数部のピーク値は、

$$\epsilon_{xy}'' \Big|_{\text{peak}} = \frac{Ne^2 f \Delta_{SO}}{4m\epsilon_0 \omega \gamma^2} \quad (6)$$

で表され、振動子強度 f が高く、スピンスplit相互作用 Δ_{SO} が大きいとき、磁気光学効果が大きな値をとるといえることがわかる。

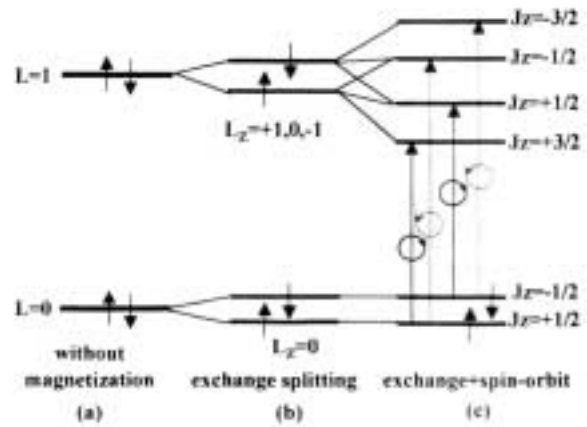


Fig.3 Role of spin-orbit interaction in magneto-optical transitions in magnetic materials

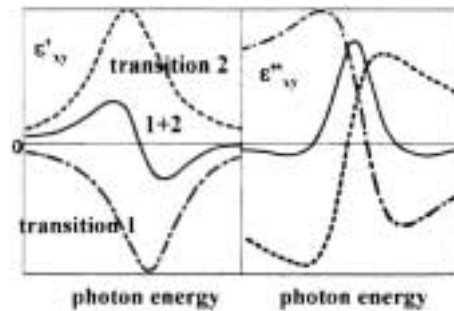


Fig. 4 Real and imaginary parts of dielectric permeability tensor showing diamagnetic magneto-optical line-shape

3. 光通信における磁気光学デバイスの位置づけ⁽²⁾

光ファイバ通信は、電気信号を半導体レーザ(LD=laser diode)からの光パルス列に換え、その光信号を光ファイバによって伝送し、受信端でフォトダイオードを用いて電気信号に戻す通信方法である。伝送路の送信端と受信端の間には、コネクタ、ビームスプリッタなど多くの光回路部品が挿入され、それらの光部品の端面からの反射戻り光が発生する。戻り光は、LDの発振を不安定にしノイズ発生の原因になる。LDの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)とよ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、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。その対策としては、Fig.5のように、LDのすぐ後に戻りビームをカットするための光アイソレータを挿入することが有効である。この素子にはファラデー効果が利用される。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。

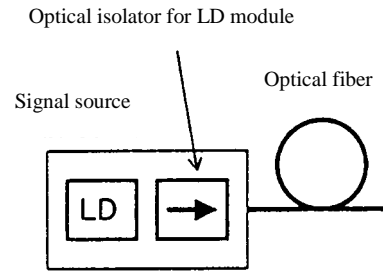


Fig. 5 Laser diode module

光ファイバ通信では光パルス列を用いるが、この光パルスの時間幅を短くすることにより伝送速度を増大する研究が進められ、100Gbps以上の伝送速度が達成されている。さらなる高速化のために、光ソリトン通信など質的に新しい研究開発が進められている。一方、1つのファイバに波長の異なる多数のレーザビームを伝送する波長多重によって、同時に送ることのできる情報を増やそうというのがWDMの考えである。たとえばファイバ通信の伝送速度が10Gbpsの回線でも100波長を用いれば1Tbpsが得られるので、飛躍的な高速化が可能になる。最近のブロードバンドインターネットの躍進はWDMの普及によるところが大きい。WDMではFig.6に示すような光アドドロップ多重(OADM=optical add/drop multiplexing)という光分岐挿入装置が用いられるが、これにはファイバ・グレーティング(FBG=fiber Bragg grating)と光サーキュレータの組み合わせが用いられる⁽³⁾。

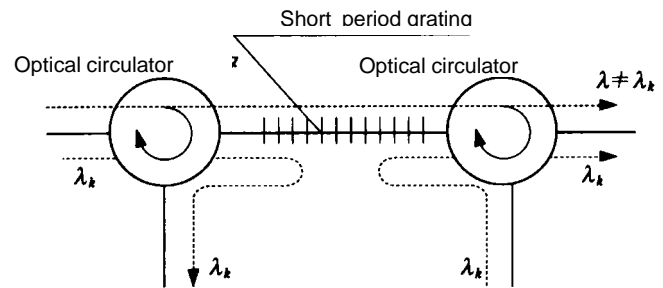


Fig. 6 Optical add-drop multiplexing device

もうひとつ、光ファイバ通信の最近の進展を支えた技術として忘れてはならないのがファイバアンプとよばれる光増幅器である。ファイバアンプは、光を光のまま増幅する光学素子で、光をいったん電気に換えて増幅し再度LDを変調する従来の増幅器の持つ波形歪みなどの問題を一挙に解決した。この素子は、エルビウム(Er)やプラセオジウム(Pr)など希土類イオンを薄く添加した光ファイバを用い、ポンプ用レーザ光源によって希土類イオンを励起して反転分布状態をつくり、誘導放出の現象を用いて光信号を増幅しようとするものである。主としてErを添加したファイバを用いた光増幅器(EDFA=erbium-doped fiber amplifier)が用いられている。ポンプ光源に対しても戻り光を止めるためのアイソレータが必要とされている。EDFAは、原理からみ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、前後にインライン型のアイソレータが必要になるばかりか、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。Erの光ポンプ用として $1.3\mu\text{m}$ の赤

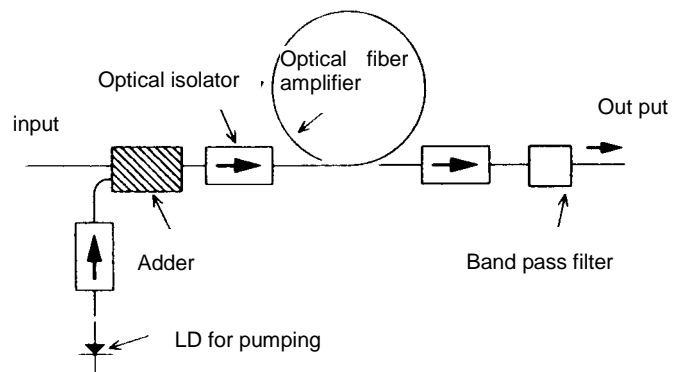


Fig. 7 EDFA and optical isolators

外波長のほか、 $0.98\ \mu\text{m}$ の短波長のLDが用いられる。 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯には磁性ガーネットが、 $0.98\ \mu\text{m}$ 帯には希薄磁性半導体(DMS)が用いられる。

このように、光ファイバ通信には、光源、分岐回路、光増幅器の各エレメントにおいて光アイソレータおよび光サーキュレータのような非相反光回路素子が要求されている。

4. 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は、Fig. 8に示すように、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構成となっている。この磁界は旋光子の磁区を揃えて単一磁区にするためのものである。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持っているが、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. 9 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⁽⁴⁾。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、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から来た光は、 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、戻り光に対する逆方向損失が十分大きいこと、順方向損失が十分低いこと、なるべく小型であること、温度係数が小さいこと、飽和磁界が少なくてすむこと(0.1T程度)、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

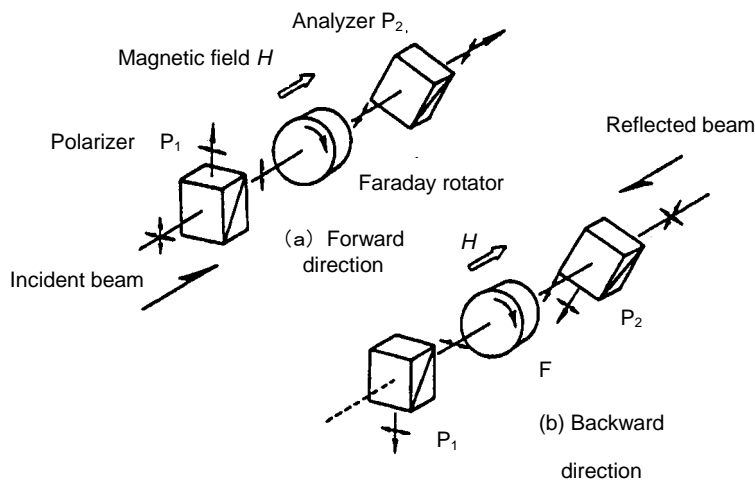


Fig. 8 Layout of polarization-dependent optical isolator

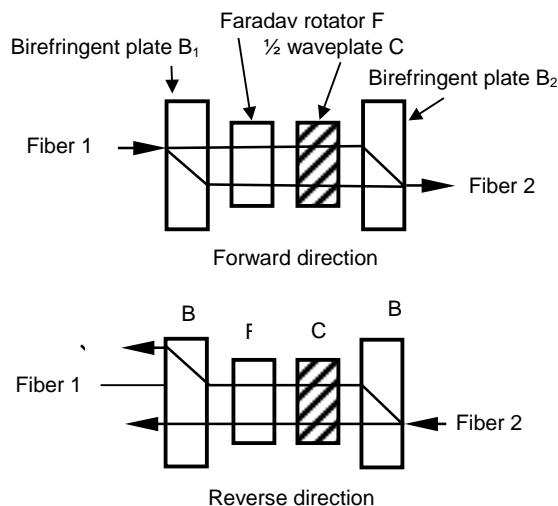


Fig. 9 Layout of polarization-independent isolator

の選択、反射防止コーティング、ファイバとの結合方法等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すぐれた解説に譲る⁽⁵⁾。

(2) 光サーキュレータの原理と構成

偏光無依存型光サーキュレータの構成図を Fig. 10 に示す⁽⁶⁾。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、偏光プリズム 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。従って、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。

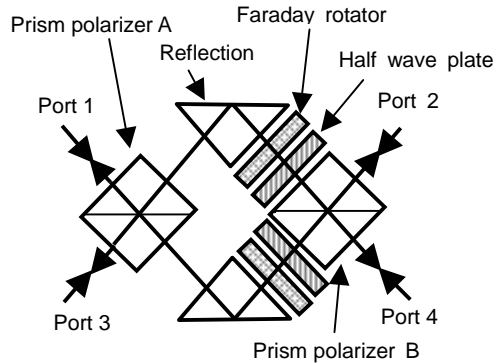


Fig. 10 Layout of an optical circulator

5. アイソレータ・サーキュレータ材料

アイソレータに用いる材料としては、長波長(1.3-1.5μm)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。(1)では、種々の磁性ガーネットの物性を、(2)では DMS の物性と作製法について述べる。

(1) 磁性ガーネットの物性

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 Y₃Fe₅O₁₂)を基本とする磁性ガーネットである。この結晶において、Y イオンは酸素の十二面体で囲まれているのに対し、5つの Fe イオンのうち3個は酸素の四面体で囲まれたサイトに入り、残りは八面体で囲まれたサイトに入る。四面体配位の Fe と八面体配位の Fe は反強磁性的に結合しており、Fe 1個分の磁気モーメントが打ち消されないで残り、フェリ磁性となる。この物質は電荷移動型絶縁体で、バンドギャップは酸素の p 軌道からなる価電子帯と、八面体配位の Fe の電子相関の強い d 電子帯との間に開いており、強い磁気光学効果はこのギャップを越える遷移(電荷移動遷移)から生じている。

Fig.11 は、品川による YIG の多電子準位図である⁽⁷⁾。Fe-O における基底状態の電子配置は ⁶S(3d⁵2p⁶)である。O²⁻ から Fe³⁺ への電荷移動が起きると励起状態の電子配置は ⁶P(3d⁶2p⁵)となる。分子場とスピン軌道相互作用によって基底、励起両準位ともに多数の準位に分裂する。Fig. 11 の右端の 2 つの準位図は、八面体配位および四面体配位の多電子準位図となっている。図中に、右円偏光 P⁺ および左円偏光 P⁻ で許される光学遷移が実線および点線で書き込まれている。この光学遷移はパリティおよびスピン許容である。実験で得られた YIG の磁気光学スペクトルを Fig.12(a)に示す。Fig. 8 の遷移に基づいて式(5)で理論的に計算された磁気光学スペクトルを Fig.12(b)に示す⁽⁷⁾。両者の対応は非常によい。

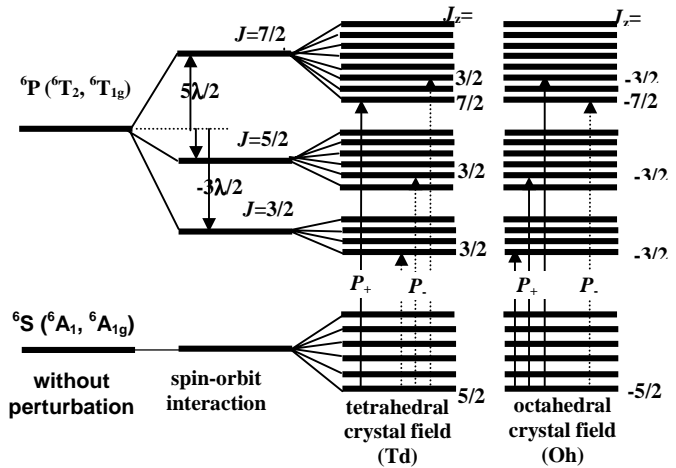


Fig.11 Energy levels of 3d⁵-6p⁶ configuration in YIG.

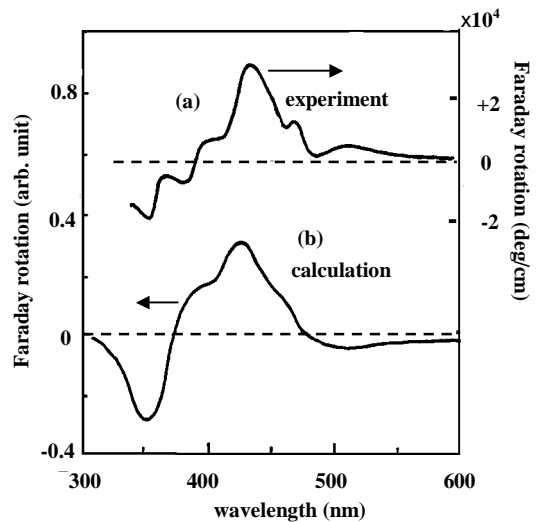


Fig. 12 Comparison between (a) experimental and (b) calculated Faraday rotation spectra

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、単位長あたりのファラデー回転角(deg/cm)を、単位長あたりの吸収損失(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。YIG の光吸収スペクトルには、Fig.13 に示すように 0.6 μm 付近、0.7 μm 付近、および、0.9 μm 付近に Fe^{3+} の配位子場吸収帯が存在する⁽⁸⁾。この吸収帯の影響は 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 LD の波長は丁度 ${}^4\text{T}_{1g}$ と ${}^4\text{T}_{2g}$ の 2 つの吸収帯の谷間にあるため、10 ~ 30 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も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したという報告もある⁽⁹⁾。

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⁽¹⁰⁾。Y を希土類にか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。

磁性ガーネット $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ の R の一部を Bi に置換したものの磁気光学効果は Bi 置換量とともに増加する⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。Bi 置換磁性ガーネットのファラデー回転角は YIG に比べ 1 桁以上も大きい。これは、Bi の 6p 軌道のもつ大きなスピン軌道相互作用が混成を通じて酸素の 2p 軌道に大きなスピン軌道分裂をもたらしていることによると解釈されている。Bi 置換を行ったものでは吸収量をあまり増加せず、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。波長 1.3 μm において、 $\text{Gd}_{1.8}\text{Bi}_{1.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ の性能指数は 3000 [deg/dB] に達する。1.3 μm の波長の光に対して 45° の回転を得るのに必要な試料の厚さは、YIG では 2.093mm であるのに対し $\text{Gd}_{2.85}\text{Bi}_{1.15}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ならば 200 μm でよい。0.8 μm ではファラデー回転が大きいので 45 μm という厚みで十分である。これ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⁽¹³⁾。

(2) 希薄磁性半導体

上に述べたように、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。族半導体の族元素を Mn に置換した DMS 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。大きな磁気光学効果の原因は次のように考えられている。吸収端付近の光学遷移で電子・正孔対が生成されるが、励起電子のスピンと Mn^{2+} イオンの局在磁気モーメントの間に働く相互作用のため、実効的な g 値が自由電子の 100 倍以上になり、磁界の印加によって大きなゼーマン分裂を生じる。Fig. 14 には、 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 薄膜の磁気光学スペクトルを示す⁽¹⁴⁾。 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 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、 x に対して直線的に高エネルギー側にシフトする。従って、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

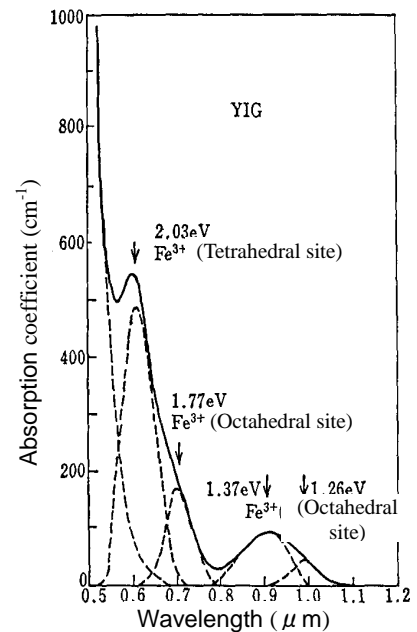


Fig.13 Absorption spectrum of YIG

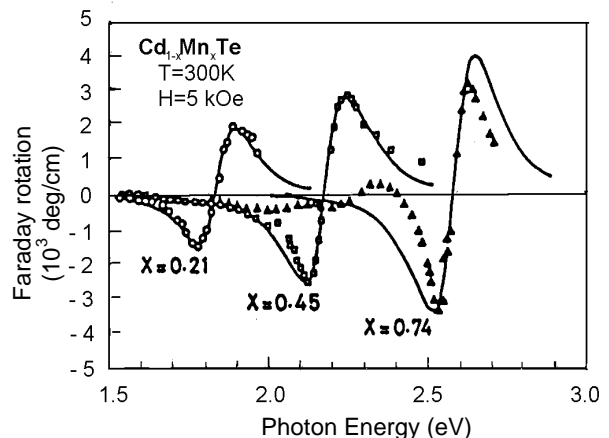


Fig. 14 Faraday rotation spectra in CdMnTe films at room temperature measured with magnetic field of 5 kOe

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。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。3に述べたようにEDFAには、Erイオンをポンプするために980nm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⁽¹⁵⁾。このアイソレータは開口径1mm、磁石外径6mmで、0.98 μ mにおいてアイソレーション25dB以上、挿入喪失1dB以下という特性が得られている。

6. 次世代磁気光学デバイスの開発動向

光ファイバ通信が一般家庭にまで普及するようになるためには光アイソレータの低コスト化が必要である。このためには、低価格でかつファラデー性能指数の高い旋光子の開発と、小型軽量のLD一体型デバイスの開発が要請されている。井上らは、1次元のフォトニック結晶(誘電体多層膜フアブリペロー共振器)の間に磁性ガーネット薄膜を埋め込むことによって、光を磁性薄膜部分に局在化させることによって実効的にファラデー回転を大きくし、性能指数を上げる試みを行っている⁽¹⁶⁾。

また、半導体レーザとの一体化をめざし光導波路上でアイソレータやサーキュレータを作る試みがなされている⁽¹⁷⁾。導波路型では、そのサイズが波長と同程度であるため、薄膜/空気界面、あるいは、薄膜/基板界面の境界条件が重要な意味を持つてくる。これが、バルク型との違いである。このため、導波路型にはバルク型にはないような困難な問題が起きる。1つは、たとえ等方性の材料を用いても、エピタキシャル薄膜では膜厚に依存するTE波とTM波の間に複屈折 Δn が生じることである。複屈折はモード変換係数を減少させる働きをもつ。困難のもう1つは、導波路型における入射または出射光は、TEまたはTMモードのいずれかに限られるということである。このため、バルク型のアイソレータのように入射光と出射光の偏光関係を $\pm 45^\circ$ にすることはできず、 0° または 90° になるよう移相器を入れて調整しなければならない。

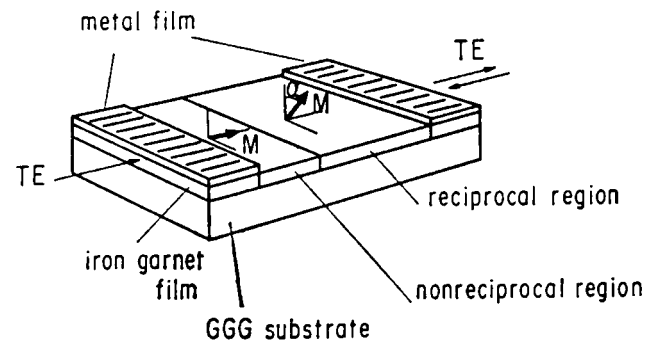


Fig. 15 Waveguide-type isolator consisting of nonreciprocal and reciprocal region.

越塚らは、Fig.15に示すようにガドリニウムガリウムガーネット(GGG)などの基板の上にLPE(液相エピタキシ)法やスパッタ法で、YIGあるいは希土類鉄ガーネットを成長させた単結晶薄膜を導波路として用い導波路型アイソレータを試作した⁽¹⁸⁾。このデバイスでは入射部に金属膜が蒸着してあるので、この面上で面に平行な電界が0になるようなTE波のみが通過する。非相反領域ではファラデー効果を利用し偏光が $+45^\circ$ 回転するように設計する。次に、相反領域では、磁化の向きを面の法線方向から $\theta_M=22.5^\circ$ だけ傾けてあるので、コットンムートン効果によって、 -45° だけ回転、つまり、元に戻されて結局TE波となって出ていく。しかし、戻り光があると相反素子で 45° 、さらに非相反素子で 45° 回転するので出力光はTM波になってしまう。TM波は金属膜のフィルタを通過できないので、逆には進めないのである。

導波路型光アイソレータには、このほかにマッハツェンダー型の分岐導波路を用いたもの、リブ型導波路を用いたものがある。Fig.16はマッハツェンダー型分岐導波路を用いたアイソレータである⁽¹⁹⁾。入射光はテーパ結合器で2つのアームに分岐し、両アームとも非相反部で 90° 旋光させる。一方のアームには相反部があり、再びテーパ結合器で合成し出射する。

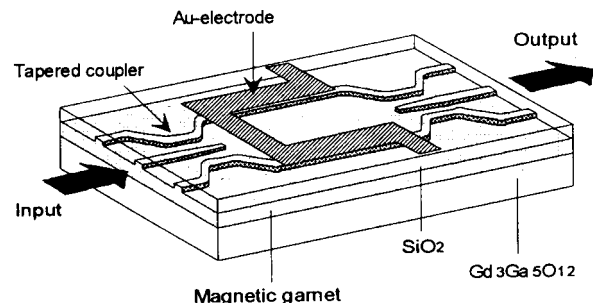


Fig.16 Mach-Zender type waveguide isolator

一方、リブ型導波路の1例として、Fig. 17に示すようなガーネット基板上に単一モードのリブ型の導波路を作製したものが⁽²⁰⁾。光の導波方向を z 軸、面直方向を x 軸にとり、 yz 面内で y 軸から θ の角度で磁界を印加する。順方向ではTM波がモード変換なく透過するのに対し、逆方向については、TMの基本波が高次のTE波に変換され、逆方向伝播が阻害される。

半導体を用いた光電子集積回路と光アイソレータの一体化が今後の課題である。半導体の上に直接磁性ガーネット膜を作製するのは、格子不整合のため今のところ困難なので、ガーネット膜を作っておき、半導体基板に貼り合わせる方法が提案されている⁽²¹⁾。

DMS、例えばCdMnTeの結晶構造は、GaAsと同じ閃亜鉛鉱型なので、半導体レーザとの一体化の可能性はある。しかしながら、DMSの面内に導波路として光を通すような良質の薄膜を作るのは非常にむずかしいとされていた。安藤らはGaAs基板上にMBE法でCdMnTeの薄膜を作製した。バッファ層としてZnTe、CdTe層を挿入することにより、伝播損失を大幅に改善できることを明らかにし、この膜を用いてTE-TMモード変換が実現できることを示している⁽²²⁾。

最近、半導体光増幅器を磁性体でカバーすることによって、非相反なゲインが得られる可能性が理論的に指摘された。現在、その実証のための実験が始まっている⁽²³⁾。アイソレータ動作を備えた半導体レーザを作る取り組みとして期待されている。

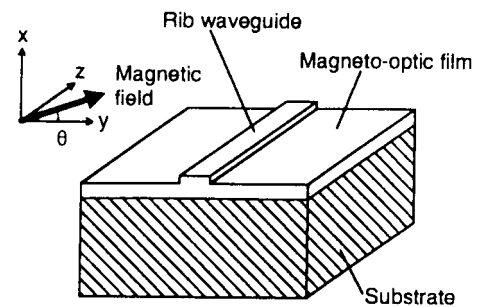


Fig.17 Rib-type waveguide isolator

7. おわりに

光通信用磁気光学デバイスを中心に、磁気光学効果の基礎と応用を解説した。紙数の関係で、トピックスをすべてご紹介することができなかった。また、材料の作製法、各デバイス特性の詳細についてもすべて省略した。これらについては、専門家の解説を参照して欲しい。

参考文献

- (1) 佐藤勝昭：光と磁気[改訂版](朝倉書店, 2001)
- (2) 佐藤勝昭：日本応用磁気学会誌 23, 2124(1999)
- (3) 金森弘雄：電子情報通信学会誌 82, 731 (1999)
- (4) 松本隆男：信学技報 OQE78-85 (1978)
- (5) 玉城孝彦：光通信微小光学系システム設計・応用の要点、西澤紘一監修(日本工業技術センター、東京)第8章 p.203
- (6) 松本隆男：電子情報通信学会技術報告 OQE78-149 (1979)
- (7) 品川公成：応用磁気セミナー「光と磁気-その基礎と応用-」テキスト p.11 (1988)
- (8) D.L.Wood and J.P. Remeika: J. Appl. Phys. **38**, 1038 (1967).
- (9) H. Kawai, S. Fujii and H. Umezawa: IEEE Trans. Mag., **MAG31**,3325 (1995)
- (10) W.H. Wemple, J.F. Dillon, Jr., L.G. van Uitert and W.H. Grokiewicz: Appl. Phys. Lett. **22** 331 (1973).
- (11) H. Takeuchi: Jpn. J. Appl. Phys. **14**, 1903 (1975)
- (12) S. Wittekoek, T.J.A. Popma, J.M. Robertson and P.F. Bongers: Phys. Rev. B12, 2777 (1975).
- (13) 玉城孝彦、対馬国郎：日本応用磁気学会誌 **8**, 125 (1984)
- (14) 小柳剛：日本応用磁気学会誌 **12**, 187 (1988)
- (15) K. Onodera T. Masumoto and M. Kimura: Electron. Lett. **30**, 1954 (1994)
- (16) 井上光輝, 荒井賢一, 阿部正紀, 藤井壽崇, S. Fan, J.D. Joannopoulos: 日本応用磁気学会誌 **23**, 1861 (1999)
- (17) K. Ando: SPIE Vol. 1126, 58 (1989)
- (18) 越塚直己：日本応用磁気学会誌 9, 397 (1985)
- (19) H. Yokoi and T. Mizumoto: Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **517**, 469 (1998)
- (20) T. Shintaku, N. Sugimoto, A. Tate, E. Kubota, H. Kozawaguchi and Y. Katoh: Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **517**, 501 (1998)
- (21) M. Levy, R.M.Osgood,Jr., A. Kumar, H. Bakhru, R. Liu and E. Cross: Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **517**, 475 (1998)
- (22) K. Ando, W. Zaets and K. Watanabe: Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **517**, 625 (1998)
- (23) M. Takenaka and Y. Nakano: 私信