

Title	Ce置換YIG磁気光学導波路と導波型光アイソレータへの応用に関する研究
Author(s)	新宅, 敏宏
Citation	大阪大学, 1998, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3144237
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

Ce置換YIG磁気光学導波路と
導波型光アイソレータへの応用に関する研究

平成10年3月

新 宅 敏 宏

Ce-substituted YIG magneto-optic waveguides and their application to optical waveguide isolators

March, 1998

Toshihiro Shintaku

内容梗概

本論文は、著者が日本電信電話株式会社光エレクトロニクス研究所において行った Ce 置換 YIG 磁気光学導波路と導波型光アイソレータへの応用に関する研究成果をまとめたものである。本文は 7 章から構成されており、以下に各章の概要を述べる。

第 1 章 序論

本章では研究の背景、目的および概要について述べる。

光通信システムの開発は、幹線系においては高速・大容量・長スパン等の高性能化が、FTTH (Fiber to the home) に代表される加入者系においてはコストの低減化がますます重要となっている。光通信に用いられるレーザダイオード光源は反射に弱く、再び光が光源に戻されると発振の不安定や雑音の増加を伴う。従って、反射光を阻止するためには一方向にのみ光を通す光アイソレータが不可欠である。現在、光アイソレータは、検光子、ファラデー回転子、偏光子、レンズ、および磁石等のバルク部品から構成されているため小型化や低コスト化が容易ではない。一方、小型化、低コスト化、高機能化、安定化を図ることを目的として、光導波路を用いた光集積回路の研究が盛んに進められている。光アイソレータにおいても特に一括形成が可能なモノリシック集積化が小型化、低コスト化・高機能化のブレイクスルーと思われる。

光アイソレータの集積化の難しさは個々のバルク部品を組み合わせる代わりに導波構造を用いてアイソレータ機能を達成しなければならないことにある。しかしながら、光導波路においては水平偏光または垂直偏光の動作が基本となっているため、入出力の偏光方向が 45° 異なっているバルクアイソレータの構造をそのまま適用することはできない。従って、導波型光アイソレータを作製するためには水平偏光ま

たは垂直偏光のモードで動作する一方向性モード変換器の実現が不可欠である。従来、様々なモノリシック構造の導波型光アイソレータが提案されたが十分な特性の素子は得られていない(最高アイソレーション 13 dB)。その大きな理由の 1 つは一方向性モード変換器を構成するための構造が複雑であったことである。更に、従来作製されたものはスラブ構造のものであったため、実用に適したものではなかった。

本研究ではモノリシック構造の導波型光アイソレータを実現するため、シンプルなチャンネル構造を持つ高次導波モード変換型光アイソレータおよび放射モード変換型光アイソレータを提案し、その動作を実証する。そのために、大きな磁気光学効果を持つ Ce 置換 YIG 膜の作製技術および導波路化技術を確立し、適用する。

第 2 章 磁気光学導波路の解析

本章では磁気光学導波路の動作を理論解析するための基本式を与える。演算子を用いて異方性光導波路解析のための近似手法である摂動論（モード結合理論）を表現する。磁気光学効果の大きな Ce 置換 YIG 膜においてもその誘電率変化は小さいため、この近似手法を用いて十分な精度で解析が可能である。更に、本研究で扱う、磁気光学導波路に特有な非相反移相効果、ファラデー効果に対応するモード変換および放射モード変換を説明する。

第 3 章 Ce 置換 YIG 膜の形成

本章では大きな磁気光学効果を持つ Ce 置換 YIG 膜の形成について述べる。光通信に使用される長波長帯用の光アイソレータでは磁気光学膜として YIG や Bi 置換 YIG が使われている。しかしながら、第 5 章、第 6 章で提案する導波型光アイソレータを実現するためには磁気光学効果の大きな膜が必要となる。最近、非平衡形成のスパッタ法を用い、巨大な磁気光学効果を示す Ce 置換 YIG 磁気光学膜が注目を浴びている。しかしながら、光磁気メモリーを用途としていたため、本研究

で狙う光通信波長帯での適用を意図していなかった。光通信用として用いるためには磁気光学効果だけでなく光の伝搬損失が重要なファクターとなる。本章では磁気光学効果が大きく伝搬損失の小さい Ce 置換 YIG 磁気光学膜を得ることを目的として、形成条件を最適化する。微量の酸素を含むアルゴンガスをスパッタガスとして用い、スパッタ後、アニールを施すことにより伝搬損失の低減化を行う。更に、格子定数の大きな基板を用いることにより一層の伝搬損失の低減を図る。

第 4 章 Ce 置換 YIG チャンネル導波路の作製

本章では Ce 置換 YIG 磁気光学導波路の作製方法及びその非相反特性について述べる。磁性ガーネット結晶の加工法として従来用いられていた熱リン酸によるウェットエッチングやイオンビームによるスパッタエッチングでは高精度で再現性のある加工が困難であった。特に、第 5 章と第 6 章で提案する導波型光アイソレータを作製するためには厳密なエッチング深さ制御が必要となってくる。本研究では、新たに BCl_3 ガスを用いた反応性イオンエッチング法を導入することによりガーネットの微細加工を可能とした。この方法を用いて、第 3 章で形成された Ce 置換 YIG 膜をリブ形状の光導波路に加工する。作製した導波路にレンズを用いて光を結合させ、光の導波を確認する。更に、改良した非相反移相量の測定法を用い、導波路での大きな磁気光学効果を観察する。

第 5 章 高次導波モード変換型光アイソレータ

本章では非相反高次導波モード変換を用いたシンプルなチャンネル構造の導波型光アイソレータを提案し、その動作原理、設計法、作製および特性について述べる。本素子は、垂直偏光基本モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま導波し、後退波は水平偏光高次導波モードに変換することにより一方向性モード変換器を構成しアイソレータ動作をする。第 4 章で述べた加工法を用いて Ce 置換 YIG 磁気光

学膜を導波路加工することにより素子を作製する。先端を球加工しレンズ機能を持たせた先球偏波保存シングルモードファイバを用いて、作製した素子に垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55\ \mu\text{m}$ ）を導波させ、非相反高次導波モード変換現象を観察する。更に、素子の出射端に先球偏波保存シングルモードファイバを結合させ、水平偏光高次導波モードを除去することにより、アイソレーションを測定する。これまで報告されたモノリシック導波型光アイソレータより $10\ \text{dB}$ 以上高いアイソレーション $24\ \text{dB}$ が得られる。

第 6 章 放射モード変換型光アイソレータ

本章では非相反放射を用いた導波型光アイソレータを提案し、その動作原理、設計法、作製および特性について述べる。第 5 章のアイソレータと同じようにシンプルなチャンネル構造を持つ。本素子は、垂直偏光基本モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま導波し、垂直偏光基本モードの後退波は水平偏光放射モードに変換され光が導波路の外に漏洩することによりアイソレータ動作する。カットオフ構造の違いにより 2 のタイプ（タイプ 1 とタイプ 2）を示す。第 4 章で述べた加工法を用いて Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより提案した素子を作製する。先球偏波保存シングルモードファイバを用いて、作製した素子に垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55\ \mu\text{m}$ ）を導波させ、非相反放射現象を観察する。更に、素子の出射端に通常のシングルモードファイバを結合させ放射モードを除去することにより、アイソレーションを測定する。タイプ 1 において $13.3\ \text{dB}$ 、タイプ 2 においてこれまで報告されたモノリシック導波型光アイソレータ中での最高値 $27\ \text{dB}$ が得られる。

第 7 章 結論

本章では本研究によって得られた結果を総括する。

目 次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的と概要	5
第2章 磁気光学導波路の解析	8
2.1 はじめに	8
2.2 基本式	8
2.2.1 伝搬モード	8
2.2.2 エルミート性	12
2.2.3 摂動論	13
2.2.4 後退波の解析	17
2.3 磁気光学導波路の近似式	18
2.3.1 非相反移相	18
2.3.2 モード変換	19
2.3.3 放射モード変換	20
2.4 まとめ	23
参考文献	23
第3章 Ce置換YIG膜の形成	25
3.1 はじめに	25
3.2 形成条件	26
3.3 特性評価法	29
3.4 実験結果	30
3.5 格子定数の大きな基板上への形成	36
3.6 まとめ	41
参考文献	41
第4章 Ce置換YIGチャンネル導波路の作製	43
4.1 はじめに	43
4.2 リブ導波路の作製	43

4.2.1	導波路の加工	43
4.2.2	光の導波実験	45
4.3	磁気光学効果	48
4.3.1	非相反移相	48
4.3.2	非相反移相量の測定法	50
4.3.3	測定結果	55
4.4	まとめ	57
	参考文献	58
第5章	高次導波モード変換型光アイソレータ	59
5.1	はじめに	59
5.2	動作原理	59
5.3	素子設計	64
5.4	アイソレータ動作の実証	67
5.5	まとめ	74
	参考文献	74
第6章	放射モード変換型光アイソレータ	75
6.1	はじめに	75
6.2	動作原理	75
6.2.1	タイプ1	75
6.2.2	タイプ2	79
6.3	素子設計	81
6.4	アイソレータ動作の実証	84
6.5	まとめ	91
	参考文献	92
第7章	結論	93
	謝辞	97
	発表論文	99

第 1 章 序論

1.1 本研究の背景

光通信システムの開発は、幹線系においては高速・大容量・長スパン等の高性能化が、FTTH (Fiber to the home) に代表される加入者系においてはコストの低減化がますます重要となっている。光通信に用いられるレーザダイオード光源は反射に弱く、再び光が光源に戻されると発振の不安定や雑音の増加を伴う。従って、反射光を阻止するためには一方向にのみ光を通す光アイソレータが不可欠である。幹線系においてはその高安定化、高機能化（アレー等）が、加入者系においては低コスト化がますます要望される。

現在、光アイソレータは、検光子、ファラデー回転子、偏光子、レンズ、および磁石等のバルク部品から構成されているため小型化や低コスト化が容易ではない（図 1.1）。一方、小型化、低コスト化、高機能化、安定化を図ることを目的として、光導波路を用いた光集積回路の研究が盛んに進められている。光アイソレータにおいても特に一括形成が可能なモノリシック集積化が小型化・低コスト化・高機能化のブレークスルーと思われる（図 1.2）。

光アイソレータの集積化の難しさは個々のバルク部品を組み合わせる代わりに導波構造を用いてアイソレータ機能を達成しなければならないことにある。しかしながら、図 1.1 に示すバルク光アイソレータでは、ファラデー回転子により偏光面が 45° 回転するため、入出力の偏光方向が 45° 異なっている。そのため、水平偏光または垂直偏光の導波モード動作が基本となっている光導波路においてはバルクアイソレータの構造をそのまま適用することができない。従って、導波型光アイソレータを製造するためには水平偏光または垂直偏光のモードで動作する一方向性モード変換器の実現が不可欠である。

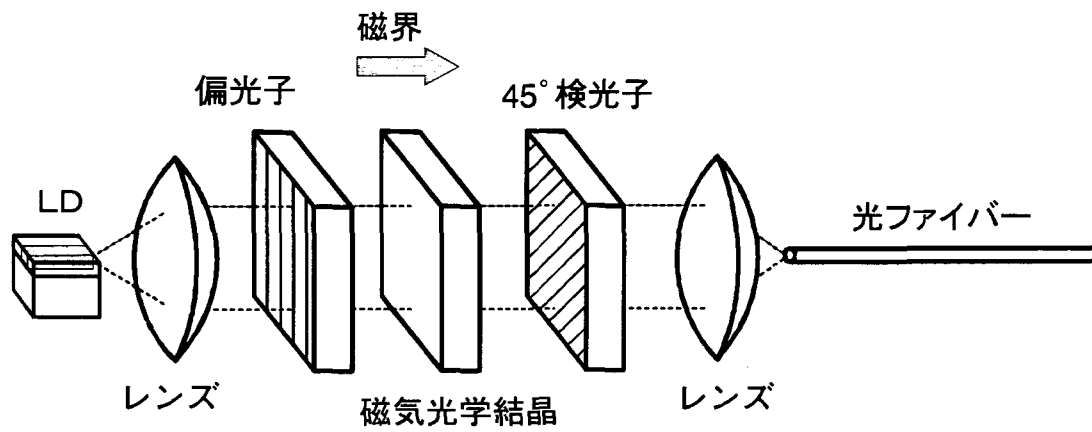


図 1.1 バルク光アイソレータ

モノリシック光アイソレータ
(磁気光学導波路)



図 1.2 導波型光アイソレータ

図 1.3 に従来提案された主な導波型光アイソレータの構成を示す。(a)に示す 2 領域型はファラデー効果の非相反領域とコットン・ムートン効果等の相反領域を直列接続したものである[1-5]。左からの水平偏光モード入射光は非相反領域で 45° 回転され、相反領域で -45° 回転されることにより、入射と同じ水平偏光モードとなって出射する。右からの水平偏光モード入射光はそれぞれの領域を逆に通ることにより、相反領域で 45° 回転、非相反領域で 45° 回転され、入射と異なる垂直偏光モードとなって出射する。この垂直偏光モード光は薄膜偏光子等により除去される。(b)に示す 1 領域型は磁界を斜めにかけることにより 2 領域型のファラデー効果とコットン・ムートン効果を同時に起こさせている[6]。(c)に示すセミリキー型は磁性ガーネット導波路の非相反領域の上に LiNbO_3 結晶の相反領域を張り付けたものである[7,8]。水平偏光モードの前進波は導波路中をそのまま導波するが、後退波は LiNbO_3 結晶の方へリークする。(d)に示す移相器型は光導波路特有の非相反移相効果を用い干涉計を構成したもので、光サーキュレータとなる[9-12]。

表 1.1 にそれらのアイソレーション特性を示す。これからわかるように、アイソレーションは最高でも 13 dB と十分な特性の素子は得られていない。その大きな理由の 1 つは一方向性モード変換器を構成するための構造や磁界印加方法が複雑であったことである。更に、従来作製されたものは移相器型以外はスラブ構造のものであったため、実用に適したものではなかった[13-18]。

一方、水本らは TE 基本モードから TM 基本モードへの非相反変換させる面内磁化膜を用いた簡単な構造の導波路型光アイソレータを提案した。しかしながら、非相反移相と位相整合を両立させるためには複屈折性媒質が必要であり素子の実現に至っていない[19]。

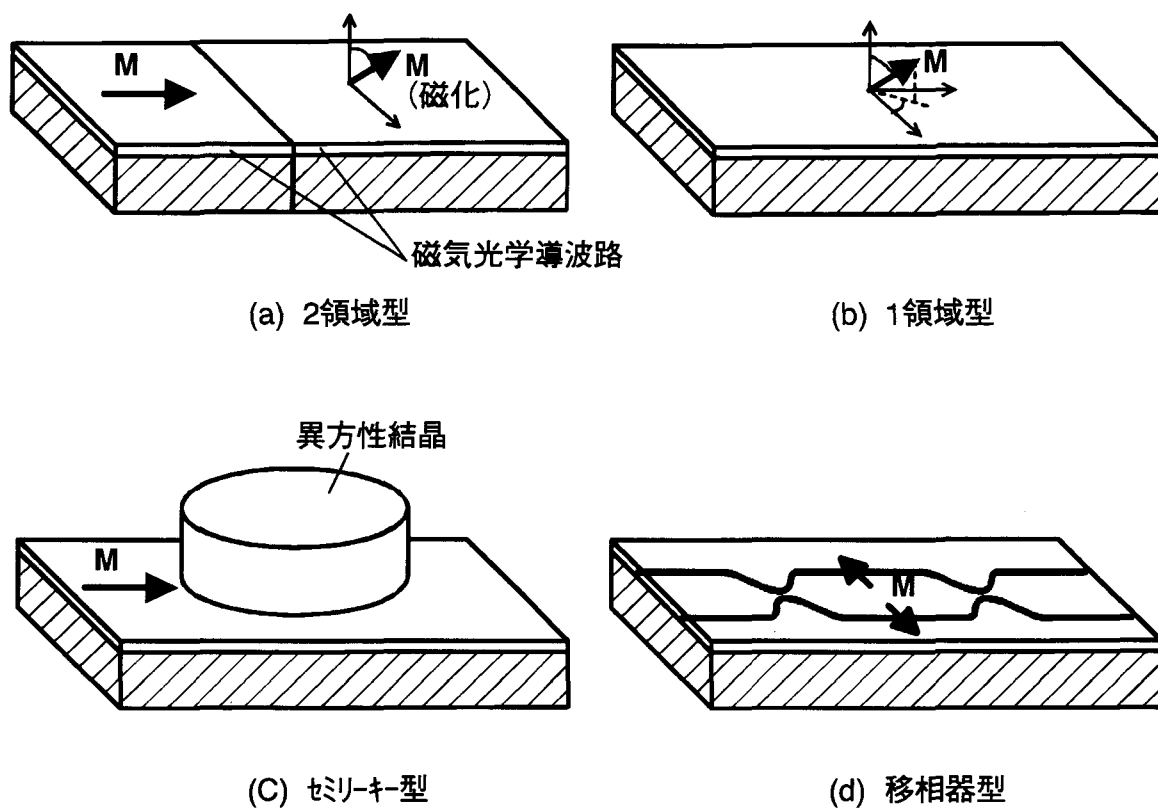


図 1.3 従来の導波型光アイソレータの構成

表 1.1 従来の導波型光アイソレータの性能

タイプ	導波路構造	アイソレーション	研究機関	文献
2 領域型	スラブ	—	Thomson-CSF (1977)	[3,4]
セミリーキ型	スラブ	10 dB	阪大, Bell (1981)	[7,8]
移相器型	リブチャネル	—	阪大 (1986)	[10]
1 領域型	スラブ	13 dB	豊橋技科大 (1988)	[6]
2 領域型	スラブ	13 dB	電総研 (1988)	[5]
移相器型	リブチャネル	3 dB	東工大 (1990)	[12]

1.2 本研究の目的と概要

本研究の目的はモノリシック構造の導波型光アイソレータを実現することにある。本論文の構成を図 1.4 に示す。

第 2 章において、摂動論を用い、磁気光学導波路の動作を理論解析するための基本式を与える。

第 3 章において、スパッタエピタキシャル法を用い、大きな磁気光学効果を持つ Ce 置換 YIG 膜を光通信用に開発する。

第 4 章において、Ce 置換 YIG 膜を導波路加工し、光の導波実験をする。更に、磁気光学導波路に特有な非相反効果である非相反移相量を測定する。

第 5 章において、シンプルなチャンネル構造を持つ高次導波モード変換型光アイソレータを提案し、Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより素子を実現する。

第 6 章において、同じくシンプルなチャンネル構造を持つ放射モード変換型光アイソレータを提案し、Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより素子を実現する。

第 7 章において、本研究で得られた結果をまとめる。

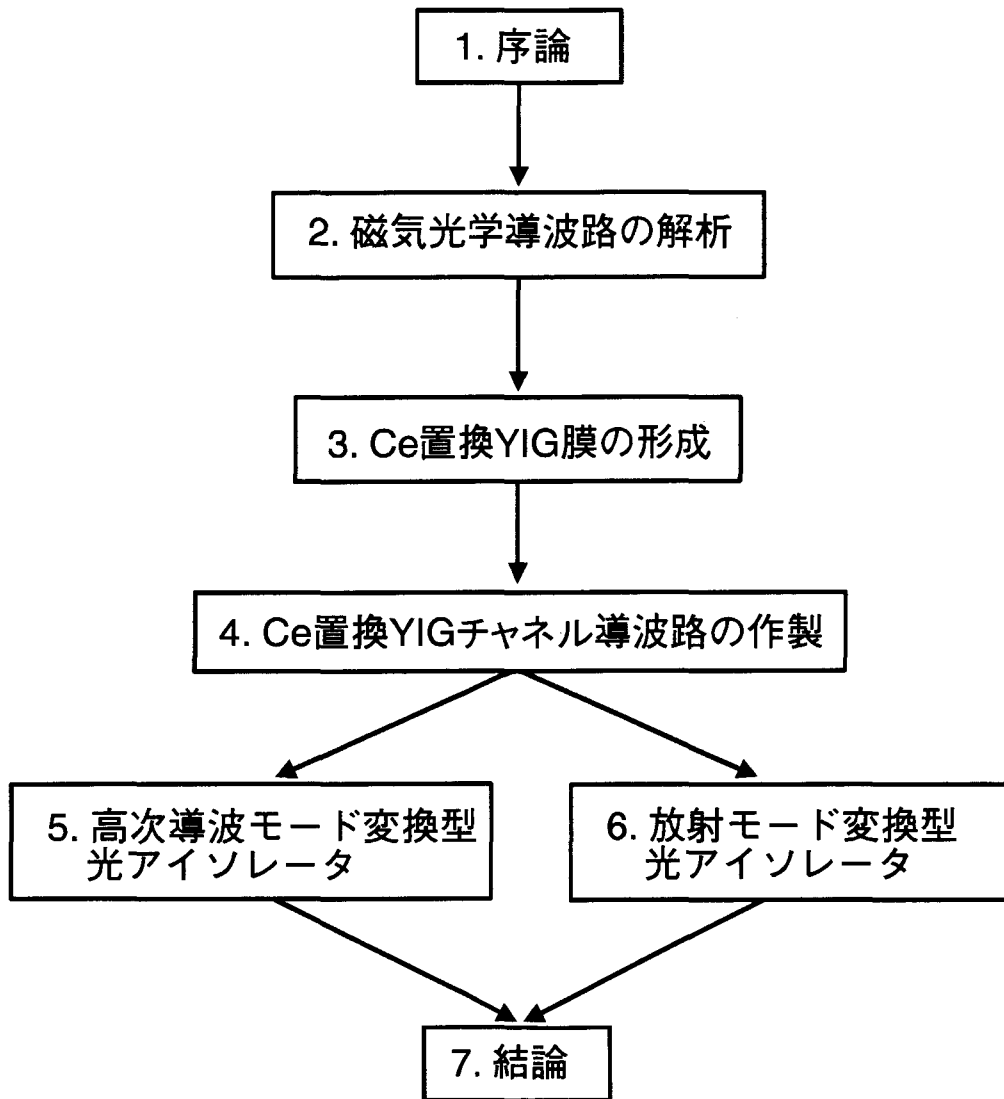


図 1.4 本論文の構成

参考文献

1. S. Wang, M. Shah and J. D. Crow, *J. Appl. Phys.* **43**, 1861 (1972).
2. S. Yamamoto and T. Makimoto, *J. Appl. Phys.* **45**, 882 (1974).
3. J. P. Castéra and G. Hepner, *Appl. Opt.* **16**, 2031 (1977).
4. J. P. Castéra and G. Hepner, *IEEE Trans. Mag.*, **MAG-13**, 1583(1977)
5. K. Ando, T. Okoshi and N. Koshizuka, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 4 (1988).
6. K. Taki and Y. Miyazaki, *Trans. IECE Jpn.* **E71**, 161 (1988).
7. S. Yamamoto, Y. Okamura, and T. Makimoto, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-12**, 759 (1976).
8. S. T. Kirsch, W. A. Biolsi, S. L. Blank, P. K. Tien, R. J. Martin, P. M. Bridenbaugh and P. Grabbe, *J. Appl. Phys.* **52**, 3190 (1981).
9. F. Auracher and H. H. Witte, *Opt. Commun.* **13**, 435 (1975).
10. Y. Okamura, H. Inuzuka, T. Kikuchi and S. Yamamoto, *IEEE J. Lightwave Tech.* **4**, 711 (1986).
11. T. Mizumoto, K Oochi, T. Harada and Y. Naito, *IEEE J. Lightwave Tech.* **4**, 343 (1986).
12. T. Mizumoto, H. Chihara, N. Tokui, and Y. Naito, *Third Optoelectronics Conference (OEC'90) Technical Digest, Makuhari Messe, Japan, 13B4-5, July (1990).*
13. K. Ando, *Proc. SPIE*, **1126**, 58 (1989).
14. Warner, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-23**, 70 (1975).
15. M. Torfeh, J. M. Desvigners, L. Courtois and H Le Gall, *J. Appl. Phys.* **49**, 1806 (1978).
16. H. Hemme, H. Dötsch, and H.-P. Hertel, *Appl. Opt.* **26**, 3811 (1987).
17. H. Hemme, H. Dötsch, and P. Hertel, *Appl. Opt.* **29**, 2741 (1990).
18. K. Ando, *Appl. Opt.* **30**, 1080 (1991).
19. T. Mizumoto and Y. Naito, *Proc. SPIE* **1274**, 220 (1990).

第 2 章 磁気光学導波路の解析

2.1 はじめに

本章では磁気光学導波路の動作を理論解析するための基本式を与える。演算子を用いて異方性光導波路解析のための近似手法である摂動論（モード結合理論）[1-4]を表現する。磁気光学効果の大きな Ce 置換 YIG 膜においてもその誘電率変化は小さいため、この近似手法を用いて十分な精度で解析が可能である。更に、本研究で扱う磁気光学導波路に特有な非相反移相効果、ファラデー効果に対応するモード変換および放射モード変換を説明する。

2.2 基本式

2.2.1 伝搬モード

任意の断面をもつ z 軸方向に一様な異方性光導波路を仮定する。その構造は例えば図 2.1 に示すようなものとする。導波路を伝搬する電磁界は次のマックスウェルの方程式(2.1)で表される。

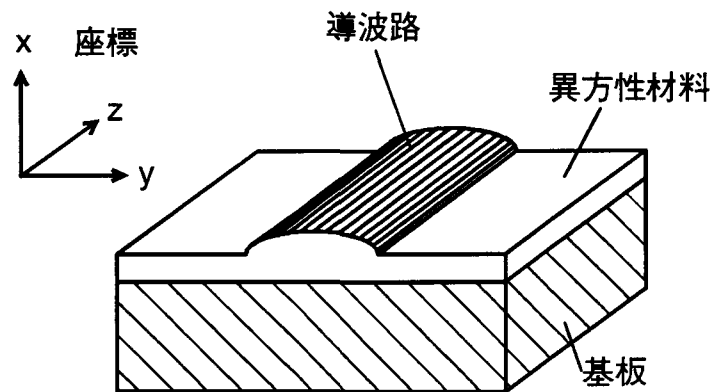


図 2.1 異方性導波路

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

ここで,

$$\nabla = \mathbf{i}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{i}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.2)$$

\mathbf{E} は電界ベクトル, \mathbf{H} は磁界ベクトル, j は虚数単位, ω は角周波数, \mathbf{i}_x , \mathbf{i}_y , \mathbf{i}_z , はそれぞれ, x 軸方向, y 軸方向, z 軸方向の単位ベクトルを表す. 異方性導波路を仮定しているため, 誘電率 ϵ および透磁率 μ はテンソル (3×3 のマトリックス) で表され, かつ z 軸方向に一様であるため, x と y の関数となる. ここで,

$$\nabla_t = \mathbf{i}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{i}_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (2.3)$$

を用いると, 式(2.2)は

$$\nabla = \nabla_t + \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.4)$$

で表され, 式(2.1)に代入すると,

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E} - \nabla_t \times \mathbf{H} \\ \mathbf{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \times \mathbf{E} &= -\nabla_t \times \mathbf{E} - j\omega\mu\mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

となる. 式(2.5)は次の列ベクトル ϕ

$$\phi = \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ j\mathbf{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ jH_x \\ jH_y \\ jH_z \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

を用いると[5], 次の式(2.7)となる.

$$j \frac{\partial}{\partial z} \Gamma \phi = \mathbf{L} \phi \quad (2.7)$$

ここで, 演算子 Γ および \mathbf{L} はそれぞれ式(2.8), 式(2.10)で表される 6×6 のマトリックスを表す.

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & j\hat{\mathbf{i}}_z \times \\ j\hat{\mathbf{i}}_z \times & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

但し, $\mathbf{0}$ は 3×3 の 0 マトリックスを表し,

$$j\hat{\mathbf{i}}_z \times = \begin{pmatrix} 0 & -j & 0 \\ j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

を表す. また,

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} \omega\epsilon & \nabla_t \times \\ \nabla_t \times & \omega\mu \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

但し,

$$\nabla_t \times = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \partial/\partial y \\ 0 & 0 & -\partial/\partial x \\ -\partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

を表す. すなわち, 解くべき光導波路の電磁界方程式は簡単な z の 1 次微分方程式(2.7)で与えられる.

次に, 演算子 \mathbf{L} と Γ に関し, n 番目の固有値を γ_n , 固有ベクトルを $\mathbf{v}_n(x,y)$ とすると,

$$\mathbf{L} \mathbf{v}_n = \gamma_n \Gamma \mathbf{v}_n \quad (2.12)$$

が成り立つ. この固有値と固有ベクトルを用いると, ϕ は, 任意の係数 b_n を用いて

$$\Phi(x, y, z) = \sum_n b_n \mathbf{v}_n(x, y) e^{-j\gamma_n z} \quad (2.13)$$

で与えられる。これは式(2.13)を式(2.7)に代入し、式(2.12)を用いることにより確かめられる。固有値 γ_n および固有ベクトル \mathbf{v}_n はそれぞれ、伝搬モードの伝搬定数および電磁界ベクトルを与える。伝搬モードが放射モードになると固有値は連続値 γ となり、式(2.13)の和は積分で与えられる。すなわち、放射モードまで含めた Φ は

$$\Phi(x, y, z) = \sum_n b_n \mathbf{v}_n(x, y) e^{-j\gamma_n z} + \int_{\gamma} b_{\gamma} \mathbf{v}_{\gamma}(x, y) e^{-j\gamma z} d\gamma \quad (2.14)$$

となる。第1項は導波モードを第2項は放射モードを示し、導波路を伝搬する電磁界はこれらのモードの和で表されることがわかる。

ここで、ディラックの表記法を用いると便利である。すなわち、ベクトル \mathbf{v}_n をケットベクトル $|n\rangle$ で書き表すと、式(2.12)は

$$\mathbf{L}|n\rangle = \gamma_n \Gamma|n\rangle \quad (2.15)$$

で表され、式(2.14)は

$$\Phi(x, y, z) = \sum_n b_n |n\rangle e^{-j\gamma_n z} + \int_{\gamma} b_{\gamma} |\gamma\rangle e^{-j\gamma z} d\gamma \quad (2.16)$$

で与えられる。

また、この表記法においては、ベクトル \mathbf{v}_n のエルミート共役 $\mathbf{v}_n^+ (= \{\mathbf{v}_n^*\}^t)$ 、*は複素共役、tは転地行列)はブラベクトル $\langle n|$ で表される。そして、2つの状態ベクトル $|m\rangle$ と $|n\rangle$ の内積は

$$\langle m|n\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}_m^+ \mathbf{v}_n dx dy \quad (2.17)$$

で定義され、状態ベクトル $|m\rangle$ と $|n\rangle$ との間の演算子 \mathbf{L} の行列要素は

$$\langle m|\mathbf{L}|n\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}_m^+ \mathbf{L} \mathbf{v}_n dx dy \quad (2.18)$$

で定義される。

2.2.2 エルミート性

Γ は式(2.8), (2.9)からわかるようにエルミート行列である. 今, 損失のない導波路を仮定すると, 誘電率テンソル ϵ と透磁率テンソル μ はエルミート行列となるため, 式(2.10), (2.11)から演算子 \mathbf{L} もエルミートとなる. すなわち

$$\Gamma^+ = \Gamma \quad (2.19)$$

$$\mathbf{L}^+ = \mathbf{L} \quad (2.20)$$

が成り立つ. 再び, 演算子 \mathbf{L} における, n 番目の固有値と固有ベクトルに関する式(2.15)を書く.

$$\mathbf{L}|n\rangle = \gamma_n \Gamma|n\rangle \quad (2.21)$$

式(2.21)の両辺に左からブラベクトル $\langle n|$ をかける.

$$\langle n|\mathbf{L}|n\rangle = \gamma_n \langle n|\Gamma|n\rangle \quad (2.22)$$

次に, 式(2.22)の両辺の複素共役をとると

$$\langle n|\mathbf{L}|n\rangle^* = \gamma_n^* \langle n|\Gamma|n\rangle^* \quad (2.23)$$

となる. ここで, $*$ は複素共役を示す. 式(2.19), (2.20)から式(2.23)は

$$\langle n|\mathbf{L}|n\rangle = \gamma_n^* \langle n|\Gamma|n\rangle \quad (2.24)$$

となる. 式(2.22)と式(2.24)を比較して

$$\gamma_n = \gamma_n^* \quad (2.25)$$

を得る. すなわち, γ_n は実数となる.

次に, 式(2.21)の両辺に $\langle m|$ を左からかける.

$$\langle m|\mathbf{L}|n\rangle = \gamma_n \langle m|\Gamma|n\rangle \quad (2.26)$$

同様に, m と n を入れ替えた

$$\langle n|\mathbf{L}|m\rangle = \gamma_m \langle n|\Gamma|m\rangle \quad (2.27)$$

も成り立つ. 式(2.27)の複素共役をとって

$$\langle n|\mathbf{L}|m\rangle^* = \gamma_m^* \langle n|\Gamma|m\rangle^* \quad (2.28)$$

となる. 更に, γ_m が実数であることと式(2.19), (2.20)を用いると式(2.28)は

$$\langle m | \mathbf{L} | n \rangle = \gamma_m \langle m | \mathbf{\Gamma} | n \rangle \quad (2.29)$$

となる。式(2.26)から式(2.29)を引くと

$$(\gamma_n - \gamma_m) \langle m | \mathbf{\Gamma} | n \rangle = 0 \quad (2.30)$$

となる。従って、 $\gamma_n \neq \gamma_m$ のとき

$$\langle m | \mathbf{\Gamma} | n \rangle = 0 \quad (2.31)$$

を得る。また、固有ベクトルを

$$\langle n | \mathbf{\Gamma} | n \rangle = 1 \quad (2.32)$$

になるように選ぶと、

$$\langle m | \mathbf{\Gamma} | n \rangle = \delta_{mn} \quad (2.33)$$

となり、規格直交性を表す。ここで、 δ_{mn} はクロネッカーのデルタである。

式(2.32)は固有モードの電磁界ベクトルを用いて表すと

$$\langle n | \mathbf{\Gamma} | n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2 \operatorname{Re}(\mathbf{E}_n \times \mathbf{H}_n^*) \cdot \mathbf{i}_z dx dy \quad (2.34)$$

となり、 z 軸方向に運ぶパワー（ポインティングベクトル）の 4 倍となっていることがわかる。

また、放射モードのような連続スペクトルの場合、式(2.33)は

$$\langle \gamma' | \mathbf{\Gamma} | \gamma \rangle = \delta(\gamma' - \gamma) \quad (2.35)$$

となり、規格直交性はディラックのデルタ関数を用いて表される。

2.2.3 摂動論

異方性をもつような複雑な導波路において 式(2.12)の固有方程式を解いて固有値および固有ベクトルを求めることは容易でない。しかしながら、解析が可能な光導波路（無摂動）にわずかな誘電率の変化（摂動）が加わった光導波路は、無摂動導波路系のモード間の結合として近似解析が可能である。この手法は量子力学で良く用いられる摂動論である[6]。磁気光学効果のような異方性の小さな導波路においては誘電率テンソルの非対角項を摂動と見なすことができる。摂動論の定式化に

は同じ結果を与える変分法[1] と変数変化法[2,3]があるが、ここでは変数変化法を用いる。

摂動系の誘電率テンソル $\boldsymbol{\epsilon}$ を無摂動系の誘電率テンソル $\boldsymbol{\epsilon}_0$ と摂動を表す誘電率テンソル $\boldsymbol{\epsilon}'$ の和とする。

$$\boldsymbol{\epsilon} = \boldsymbol{\epsilon}_0 + \boldsymbol{\epsilon}' \quad (2.36)$$

ここで、

$$\boldsymbol{\epsilon}_0 = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_x^2(x, y) & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2(x, y) & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2(x, y) \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

$$\boldsymbol{\epsilon}' = \epsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & \epsilon_{xy}(x, y) & \epsilon_{xz}(x, y) \\ \epsilon_{yx}(x, y) & 0 & \epsilon_{yz}(x, y) \\ \epsilon_{zx}(x, y) & \epsilon_{zy}(x, y) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

但し、 ϵ_0 は真空の誘電率を示す。また、無摂動系は複屈折性媒質とし、摂動の対角項は無摂動系に組み入れることにより 0 としている。誘電率テンソルのエルミート性により

$$\epsilon_{pq} = \epsilon_{qp}^* \quad (p, q \text{ は } x, y \text{ または } z) \quad (2.39)$$

が成り立つ。式(2.36)を式(2.10)に代入することにより、演算子 \mathbf{L} は無摂動の \mathbf{L}_0 と摂動の \mathbf{L}' の和となる。

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_0 + \mathbf{L}' \quad (2.40)$$

ここで、

$$\mathbf{L}_0 = \begin{pmatrix} \omega \boldsymbol{\epsilon}_0 & \nabla_t \times \\ \nabla_t \times & \omega \mu_0 \mathbf{I} \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

$$\mathbf{L}' = \begin{pmatrix} \omega \boldsymbol{\epsilon}' & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

である。 \mathbf{I} は 3×3 の単位マトリックスを表す。通常、光の波長においては透磁率

テンソルは真空の値 μ_0 の対角テンソルとなっている。

離散的な伝搬モードを考え、解がわかっている無摂動系の n 番目の固有値および固有ベクトルをそれぞれ、 β_n および $\mathbf{u}_n(x,y)$ とすると

$$\mathbf{L}_0 \mathbf{u}_n = \beta_n \Gamma \mathbf{u}_n \quad (2.43)$$

が成り立つ。ディラックの表記法を用い、 \mathbf{u}_n を改めてケットベクトル $|n\rangle$ で表すと、

$$\mathbf{L}_0 |n\rangle = \beta_n \Gamma |n\rangle \quad (2.44)$$

となる。この $|n\rangle$ を用いて、求めるべきベクトル ϕ は

$$\phi = \sum_n A_n(z) \mathbf{u}_n(x,y) = \sum_n A_n(z) |n\rangle \quad (2.45)$$

で与えられるとする。 $A_n(z)$ は z 軸方向に変化する各モードの振幅を表す。式(2.45)を式(2.7)に代入し、式(2.40)、(2.44)を用いると

$$\begin{aligned} j \sum_n \dot{A}_n \Gamma |n\rangle &= \sum_n A_n (\mathbf{L}_0 + \mathbf{L}') |n\rangle \\ &= \sum_n A_n (\beta_n \Gamma |n\rangle + \mathbf{L}' |n\rangle) \end{aligned} \quad (2.46)$$

を得る。ここで、 $\dot{\cdot}$ は z に関する微分を表す。式(2.46)の両辺に左から $\langle m|$ をかけると、

$$j \sum_n \dot{A}_n \langle m | \Gamma |n\rangle = \sum_n A_n (\beta_n \langle m | \Gamma |n\rangle + \langle m | \mathbf{L}' |n\rangle) \quad (2.47)$$

となる。式(2.33)を用いると

$$j \dot{A}_m = \beta_m A_m + \sum_n \langle m | \mathbf{L}' |n\rangle A_n \quad (2.48)$$

を得る。ここで、 \mathbf{L}' はエルミート行列であるため、

$$\langle n | \mathbf{L}' |m\rangle = \langle m | \mathbf{L}' |n\rangle^* \quad (2.49)$$

が成り立っている。式(2.48)はマトリックス表現を用いると

$$j \dot{\mathbf{A}} = \mathbf{R} \mathbf{A} \quad (2.50)$$

となる。ここで

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

また,

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \cdots \\ R_{21} & R_{22} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_1 + \langle 1 | \mathbf{L}' | 1 \rangle & \langle 1 | \mathbf{L}' | 2 \rangle & \cdots \\ \langle 2 | \mathbf{L}' | 1 \rangle & \beta_2 + \langle 2 | \mathbf{L}' | 2 \rangle & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

である。R の非対角項はモード間の結合の強さを表す。

式(2.50)の解は次のようにして得られる。マトリックス R の各固有ベクトルを列ベクトルとするマトリックス S を構成すると,

$$\mathbf{S}^{-1} \mathbf{R} \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \gamma_1 & 0 & \cdots \\ 0 & \gamma_2 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

が成り立つ。ここで γ_n は R の n 番目の固有値を表す。この S を用いて, 式(2.50)は対角化され, A(z) は変換マトリックス T(z) を用いて次のように求めることができる。

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{T}(z) \mathbf{A}(0) \quad (2.54)$$

ここで,

$$\mathbf{T}(z) = \mathbf{S} \begin{pmatrix} e^{-\gamma_1 z} & 0 & \cdots \\ 0 & e^{-\gamma_2 z} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \mathbf{S}^{-1} \quad (2.55)$$

であり, A(0) は $z = 0$ の初期値である。式(2.54)はモード間の変換を表す。式(2.54)から求められた A(z) を式(2.45)に代入することにより電磁界ベクトル ϕ が求まる。

ここで, $\langle m | \mathbf{L}' | n \rangle$ を陽に表すと

$$\langle m | \mathbf{L}' | n \rangle = \omega \varepsilon_0 \sum_{p,q} \iint E_{mp}^* \varepsilon_{pq} E_{nq} dx dy \quad (2.56)$$

である。ここで m および n はモード番号を、 p および q は電界の x, y または z 成分を表し、 E_{mp} はモード m における p 成分の電界を表す。

2.2.4 後退波の解析

後退波の電磁界は前進波の電磁界を用いて次のように解くことができる[7]。改めて、無摂動系における前進波の固有ベクトル $\mathbf{u}(x, y)$ を、次のように電磁界分布で表す。

$$\mathbf{u}(x, y) = \begin{pmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \\ E_z(x, y) \\ jH_x(x, y) \\ jH_y(x, y) \\ jH_z(x, y) \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

後退波の座標を (x_B, y_B, z_B) とすると、後退波は逆方向に進むので $x_B = x, y_B = -y, z_B = -z$ なる関係がある。無摂動系の誘電率テンソルは対角行列であるため、式(2.43)内の式操作により、無摂動系の後退波は前進波と同じ伝搬定数を持ち、その固有ベクトル $\mathbf{u}_B(x_B, y_B)$ は次式のようになることがわかる[8]。

$$\mathbf{u}_B(x_B, y_B) = \begin{pmatrix} E_x(x_B, -y_B) \\ -E_y(x_B, -y_B) \\ E_z(x_B, -y_B) \\ -jH_x(x_B, -y_B) \\ jH_y(x_B, -y_B) \\ -jH_z(x_B, -y_B) \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

また、テンソルの座標変換から座標系 (x_B, y_B, z_B) における摂動の誘電率テンソル ε'_B は

$$\boldsymbol{\epsilon}'_B = \epsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & -\epsilon_{xy}(x_B, -y_B) & -\epsilon_{xz}(x_B, -y_B) \\ -\epsilon_{yx}(x_B, -y_B) & 0 & \epsilon_{yz}(x_B, -y_B) \\ -\epsilon_{zx}(x_B, -y_B) & \epsilon_{zy}(x_B, -y_B) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

となる。従って、式(2.58)と式(2.59)を用いて、式(2.52)の \mathbf{R} の中の $\langle m | \mathbf{L}' | n \rangle$ に代入することにより、後退波のモード変換の様子が同様に式(2.54)で与えられる。

2.3 磁気光学導波路の近似式

2.3.1 非相反移相

行列 \mathbf{R} の非対角項が 0 のとき、モード間の結合がなくなり、それぞれのモードは単独で存在する。このとき、式(2.54)は簡単な式となり、モード m の振幅は

$$A_m(z) = A_m(0) e^{-jR_{mm}z} \quad (2.60)$$

となる。ここで、

$$R_{mm} = \beta_m + \langle m | \mathbf{L}' | m \rangle \quad (2.61)$$

である。従って、摂動系の伝搬定数は R_{mm} となり、無摂動系の β_m に摂動による増加分 $\langle m | \mathbf{L}' | m \rangle$ が足されたものとなる。

磁気光学導波路が y 軸方向の磁化成分を持つとき、摂動誘電率テンソル $\boldsymbol{\epsilon}'$ において純虚数の $\epsilon_0 \epsilon_{xz}$ の成分が誘起される。このとき前進波の伝搬定数の増加分は、式(2.57)の電磁界分布を用いて、式(2.56)から

$$\langle m | \mathbf{L}' | m \rangle_F = 2\omega\epsilon_0 \iint \text{Re}(\epsilon_{xz} E_x^* E_z) dx dy \quad (2.62)$$

となる。簡単のためスラブ導波路を考えると、 E_x は実数、 E_z は虚数で与えられるため、式(2.62)は 0 でない値を持つ。しかしながら、光学結晶のような相反性の媒質によりテンソル成分 ϵ_{xz} が誘起された場合、 ϵ_{xz} は実数であるため式(2.62)は 0 となり、その成分による伝搬定数の変化は生じない。

後退波においては、式(2.58)の電磁界分布と式(2.59)の誘電率テンソルを用いると、伝搬定数の増加分は

$$\langle m | \mathbf{L}' | m \rangle_B = -2\omega\epsilon_0 \iint \text{Re}(\epsilon_{xz} E_x^* E_z) dx dy = -\langle m | \mathbf{L}' | m \rangle_F \quad (2.63)$$

となる。従って、前進波と後退波で伝搬定数が異なる。これは山本らによって理論的に予想された非相反移相効果である[7]。今、

$$\Delta_N = \langle m | \mathbf{L}' | m \rangle_F \quad (2.64)$$

とし、前進波の伝搬定数を β_F 、後退波の伝搬定数を β_B とすると、

$$\beta_F = \beta_m + \Delta_N \quad (2.65)$$

$$\beta_B = \beta_m - \Delta_N \quad (2.66)$$

で与えられ、 $2\Delta_N$ は非相反移相量と定義される。

2.3.2 モード変換

磁気光学導波路において、垂直偏光を持つ導波モードと水平偏光を持つ導波モードとの間の変換のような2モード間の解析も容易に求めることができる。式(2.54)、(2.55)より、モード1と2の振幅は

$$\begin{pmatrix} A_1(z) \\ A_2(z) \end{pmatrix} = e^{-j\beta_a z} \begin{pmatrix} \cos \beta_c z - j \frac{\Delta}{\beta_c} \sin \beta_c z & -\frac{jK}{\beta_c} \sin \beta_c z \\ -\frac{jK^*}{\beta_c} \sin \beta_c z & \cos \beta_c z + j \frac{\Delta}{\beta_c} \sin \beta_c z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

となる。ここで、

$$\Delta = \frac{R_{11} - R_{22}}{2} \quad (2.68)$$

$$K = R_{12} = R_{12}^* \quad (2.69)$$

$$\beta_a = \frac{R_{11} + R_{22}}{2} \quad (2.70)$$

$$\beta_c = \sqrt{\Delta^2 + |K|^2} \quad (2.71)$$

である。 R_{11} および R_{22} はそれぞれ摂動系におけるモード1およびモード2の伝搬定数を表し、 Δ はそれらの伝搬定数の差の1/2を表す。 K は結合係数を表す。式(2.67)

から，モード 1 から 2 への変換率 T_{12} は

$$T_{12} = -\frac{jK^*}{\beta_c} \sin \beta_c z \quad (2.72)$$

で与えられる．パワーの変換効率 P_{12} は式(2.72)の絶対値の 2 乗で表され，

$$P_{12} = \frac{|K|^2}{\beta_c^2} \sin^2 \beta_c z \quad (2.73)$$

となる．従って $z = \pi/2\beta_c$ においてパワーの変換率が最大となり，

$$P_{12}|_{\max} = \frac{|K|^2}{\Delta^2 + |K|^2} \quad (2.74)$$

となる．式(2.74)から $\Delta = 0$ (位相整合) のとき完全変換 $P_{12} = 1$ が得られることがわかる．

ここで，前進波の結合係数を陽に表すと，式(2.56)から

$$K_F = \omega \epsilon_0 \iint (\epsilon_{xy} E_{1x}^* E_{2y} + \epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{2z} + \epsilon_{yz} E_{1y}^* E_{2z} + \epsilon_{xy}^* E_{1y}^* E_{2x} + \epsilon_{xz}^* E_{1z}^* E_{2x} + \epsilon_{yz}^* E_{1z}^* E_{2y}) dx dy \quad (2.75)$$

であり，後退波の結合係数は式(2.56)，(2.58)および(2.59)を用いて，

$$K_B = \omega \epsilon_0 \iint (\epsilon_{xy} E_{1x}^* E_{2y} - \epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{2z} - \epsilon_{yz} E_{1y}^* E_{2z} + \epsilon_{xy}^* E_{1y}^* E_{2x} - \epsilon_{xz}^* E_{1z}^* E_{2x} - \epsilon_{yz}^* E_{1z}^* E_{2y}) dx dy \quad (2.76)$$

で表される．

2.3.3 放射モード変換

摂動論を連続固有値 β を持つ放射モードまで拡張すると，電磁界ベクトル ϕ は式(2.45)の導波モードの離散和に放射モードの連続積分の項が加わる．すなわち，

$$\begin{aligned} \phi &= \sum_n A_n(z) \mathbf{u}_n(x, y) + \int A_\beta(z) \mathbf{u}_\beta(x, y) d\beta \\ &= \sum_n A_n(z) |n\rangle + \int A_\beta(z) |\beta\rangle d\beta \end{aligned} \quad (2.77)$$

で与えられる。モードの変換を表す式(2.48)は次の連立方程式

$$j \dot{A}_m = \beta_m A_m + \sum_n \langle m | L' | n \rangle A_n + \int_{\beta} \langle m | L' | \beta \rangle A_{\beta} d\beta \quad (2.78)$$

$$j \dot{A}_{\beta} = \beta A_{\beta} + \sum_n \langle \beta | L' | n \rangle A_n + \int_{\beta'} \langle \beta | L' | \beta' \rangle A_{\beta'} d\beta' \quad (2.79)$$

となる。放射モード同士の結合を無視し、ある導波モード（仮にモード 1 とする）と放射モードとの間の変換を表すと、式(2.78), (2.79)はそれぞれ

$$j \dot{A}_1 = (\beta_1 + \langle 1 | L' | 1 \rangle) A_1 + \int_{\beta} \langle 1 | L' | \beta \rangle A_{\beta} d\beta \quad (2.80)$$

$$j \dot{A}_{\beta} = \beta A_{\beta} + \langle \beta | L' | 1 \rangle A_1 \quad (2.81)$$

となる。ここで、次の振幅 $a_1(z)$ および $a_{\beta}(z)$ を用いる。

$$A_1(z) = a_1(z) e^{-j\beta_M z} \quad (2.82)$$

$$A_{\beta}(z) = a_{\beta}(z) e^{-j\beta z} \quad (2.83)$$

但し、

$$\beta_M = \beta_1 + \langle 1 | L' | 1 \rangle \quad (2.84)$$

$a_1(z)$ および $a_{\beta}(z)$ は緩やかに変化する振幅を表す。式(2.82), (2.83)を式(2.80), (2.81)に代入すると、

$$j \dot{a}_1(z) = \int_{\beta} K(\beta) a_{\beta}(z) e^{-j(\beta - \beta_M)z} d\beta \quad (2.85)$$

$$j \dot{a}_{\beta}(z) = K^*(\beta) a_1(z) e^{-j(\beta_M - \beta)z} \quad (2.86)$$

但し、

$$K(\beta) = \langle 1 | L' | \beta \rangle \quad (2.87)$$

を得る。式(2.85)と式(2.86)のモード方程式を解くことによって振幅 $a_1(z)$ が求められ、 $a_1(z)$ を用いて導波モードの光パワーは次式で与えられる。

$$P_1(z) = a_1^*(z) a_1(z) \quad (2.88)$$

しかしながら、このモード方程式は解析的に解くことはできない。Marcuse[9,10]や山本ら[11]は、カットオフから離れた放射モードへの変換について、導波モードのパワー減衰係数 2α を近似的に求めた。それらと導出方法が少し異なるが同じ結果を与える次の近似方法について述べる。

まず、式(2.88)の両辺を z で微分し、式(2.85)を代入すると、

$$\begin{aligned} \dot{P}_1(z) &= 2 \operatorname{Re}[a_1^*(z) \dot{a}_1(z)] \\ &= -2 \operatorname{Re}[ja_1^*(z) \int_{\beta} K(\beta) a_{\beta}(z) e^{-j(\beta-\beta_M)z} d\beta] \end{aligned} \quad (2.89)$$

を得る。また、式(2.86)を z で積分して $a_{\beta}(z)$ を求めると、

$$\begin{aligned} a_{\beta}(z) &= -jK^*(\beta) \int_0^z a_1(z) e^{-j(\beta_M-\beta)z} dz \\ &= K^*(\beta) a_1(z) \frac{e^{-j(\beta_M-\beta)z} - 1}{\beta_M - \beta} \end{aligned} \quad (2.90)$$

となる。但し、2式目において、 $a_1(z)$ を緩やかな変化をするとして積分の前に出した。式(2.90)を式(2.89)に代入すると、

$$\begin{aligned} \dot{P}_1(z) &= -2a_1^*(z) a_1(z) \operatorname{Re}[j \int_{\beta} |K(\beta)|^2 \frac{1 - e^{-j(\beta-\beta_M)z}}{\beta_M - \beta} d\beta] \\ &= -2P_1(z) \operatorname{Re}[\int_{\beta} |K(\beta)|^2 \frac{\sin(\beta - \beta_M)z}{\beta - \beta_M} d\beta] \end{aligned} \quad (2.91)$$

となる。この微分方程式を解くことにより、

$$P_1(z) = P_1(0) \exp\{-2 \int_0^z \operatorname{Re}[\int_{\beta} |K(\beta)|^2 \frac{\sin(\beta - \beta_M)z}{\beta - \beta_M} d\beta] dz\} \quad (2.92)$$

となり、導波モードの光パワー $P_1(z)$ が求まる。

導波路長は波長に比べ遙かに長いため、

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\sin(\beta - \beta_M)z}{\pi(\beta - \beta_M)} = \delta(\beta - \beta_M) \quad (2.93)$$

を用いてデルタ関数で近似すると、式(2.92)は更に簡単になり、

$$P_1(z) = P_1(0) e^{-2\alpha z} \quad (2.94)$$

但し,

$$2\alpha = 2\pi|K(\beta_M)|^2 \quad (2.95)$$

を得る. 従って, 導波モードの光パワー $P_1(z)$ はパワー減衰定数 2α で減衰することがわかる. ここで, 式(2.87)における前進波の結合係数 K_F を陽に表すと

$$K_F(\beta) = \omega\epsilon_0 \iint (\epsilon_{xy} E_{1x}^* E_{\beta y} + \epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{\beta z} + \epsilon_{yz} E_{1y}^* E_{\beta z} + \epsilon_{xy} E_{1y}^* E_{\beta x} + \epsilon_{xz} E_{1z}^* E_{\beta x} + \epsilon_{yz} E_{1z}^* E_{\beta y}) dx dy \quad (2.96)$$

となる. また, 後退波の結合係数 K_B は

$$K_B(\beta) = \omega\epsilon_0 \iint (\epsilon_{xy} E_{1x}^* E_{\beta y} - \epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{\beta z} - \epsilon_{yz} E_{1y}^* E_{\beta z} + \epsilon_{xy} E_{1y}^* E_{\beta x} - \epsilon_{xz} E_{1z}^* E_{\beta x} - \epsilon_{yz} E_{1z}^* E_{\beta y}) dx dy \quad (2.97)$$

となる.

2.4 まとめ

磁気光学導波路の動作を理論解析するための基本式を与えた. 演算子表現を用いることにより, 近似手法である摂動論(モード結合理論)が簡単な式で定式化されることを明らかにした. 更に, 本研究で扱う磁気光学導波路に特有な非相反移相, ファラデー回転に対応するモード変換および放射モード変換についての近似式を与えた.

参考文献

1. S. Yamamoto, Y. Koyamada, and T. Makimoto, J. Appl. Phys. **43**, 5090 (1972).
2. A. Yariv, IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 919 (1973).
3. D. Marcuse, Bell Syst. Tech. J., **54**, 985 (1975).
4. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (John Wiley & Sons, New York, 1984).
5. G. J. Gabriel and M. E. Brodwin, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-13**, 364 (1965).
6. L. I. Schiff, *Quantum Mechanics* (McGraw-Hill, New York, 1968).
7. S. Yamamoto and T. Makimoto, J. Appl. Phys. **45**, 882 (1974).

8. R. F. Harrington, *Time-harmonic Electromagnetic Fields* (McGraw-Hill, New York, 1961), 347.
9. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic, New York, 1974).
10. D. Marcuse, IEEE J. Quantum Electron. **QE-11**, 759 (1975).
11. S. Yamamoto, Y. Okamura, and T. Makimoto, IEEE J. Quantum Electron. **QE-12**, 759 (1976).

第3章 Ce 置換 YIG 磁気光学膜の形成

3.1 はじめに

本章では導波型光アイソレータ用の磁気光学膜について検討する。光通信に使用される長波長帯では光アイソレータ用の磁気光学材料として YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) や Y を Bi に置換した Bi 置換 IG (例として $(GdBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$) が使われている。表 3.1 に特性の一例を示す[1,2]。しかしながら、第 5 章、第 6 章で提案する導波型光アイソレータを実現するためには磁気光学効果の大きな膜が必要となる。Bi を多量に置換することにより磁気光学効果の増大を図ることができるが、熱平衡の液相エピタキシャル (LPE) 法による成長ではその置換量に限界があった。奥田ら[3]や五味ら[4]はメモリー (短波長帯) の用途として非平衡のスパッタ法を用い Y を Bi に完全置換した $Bi_3Fe_5O_{12}$ 膜を成長した。そして、美野ら[5]は長波長帯での使用を目的として $Bi_3Fe_5O_{12}$ 膜研究を行ったが、表 3.1 に示すように、ファラデー回転係数は増大したものの損失が高く光通信用への適用は困難であった。

表 3.1 各種磁気光学膜の特性

膜	波長 λ (μm)	ファラデー回転係数 θ_F ($^\circ/\text{cm}$)	損失 α (dB/cm)	性能指数 θ_F/α ($^\circ/\text{dB}$)	文献
$Y_3Fe_5O_{12}$	1.3	150	0.22	690	[1]
$(GdBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$	1.3	-1530	5.6	270	[2]
$Bi_3Fe_5O_{12}$	1.55	-3440	21	160	[5]

1985 年、C. Leycuras ら[6]によって、YIG の Y イオンに Ce イオンを置換することにより磁気光学効果が増大することが見いだされた。しかし、熱平衡の LPE 法を用いたため Ce の置換量がわずかで、それほど大きな磁気光学効果が得られな

かった。1988年、五味らは非平衡のスパッタ法を用いてCeイオンを多量に置換する方法を見だし、巨大な磁気光学効果を示す膜を成長させた[7]。図3.1に、ファラデー回転係数 θ_F および光吸収 α のスペクトルを示す。長波長でのファラデー回転係数は $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 膜より大きな値を示した。この増大は、 Ce^{3+} の関与した電荷遷移によるものと考えられている[8]。しかしながら、彼らは光磁気メモリー用を意識していたため、本研究で狙う光通信分野で使用される長波長領域の研究はなされなかった。光通信用で用いるためには磁気光学効果だけでなく光の伝搬損失も重要なファクターとなる。

本章では磁気光学効果が大きく伝搬損失の低いCe置換YIG磁気光学膜を得ることを目的として、形成条件の最適化を行う。微量の酸素を含むアルゴンガスをスパッタガスとして用い、スパッタ後、アニールを施すことにより伝搬損失の低減を図る[9]。更に、格子定数の大きな基板を用いることにより一層の伝搬損失の低減を狙う[10]。

3.2 形成条件

スパッタ法によりCe置換YIG膜をエピタキシャル成長した。使用した2極rfスパッタ装置の模式図を図3.2に示す。ゴミの付着を防ぐために基板を上部に、ターゲットを下部に配置した。形成パラメータを表3.2に示す。基板には近赤外で透明で、格子定数が 12.495\AA の $(\text{Gd,Ca})_3(\text{Ga,Mg,Zr})_5\text{O}_{12}$ ガーネット基板（以下、GCGMZG基板と呼称する）を用いた。ターゲットは CeO_2 、 Y_2O_3 、 Fe_2O_3 の粉末を1:1:2.5で混合し、焼結体 $(\text{Ce}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12.5})$ とした。スパッタガスとして、純アルゴンまたはアルゴンに微量の酸素（0.28 vol%または0.42 vol%）を混合したものを用いた。rfパワー密度は 0.7 W/cm^2 、形成速度は 2.1 nm/min とした。結晶化は約 $525\text{ }^\circ\text{C}$ の温度から始まり、色は茶色から緑色に変化した。従って、スパッタ中の基板温度は $550\text{ }^\circ\text{C}$ とした。スパッタ形成後、 $750\sim 850\text{ }^\circ\text{C}$ の窒素雰囲気中で

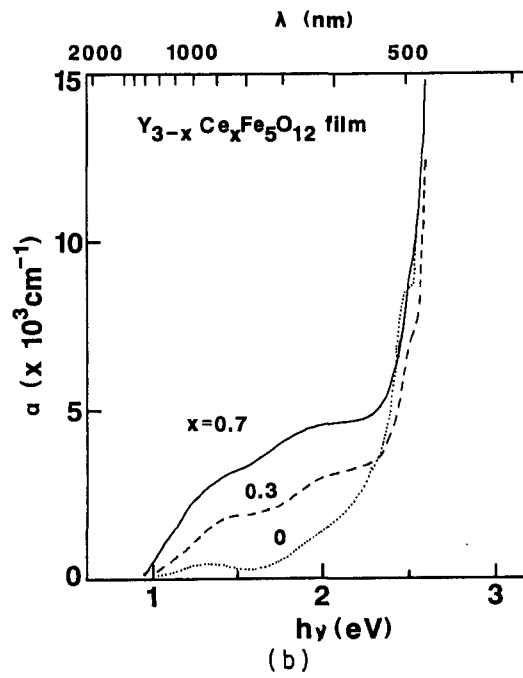
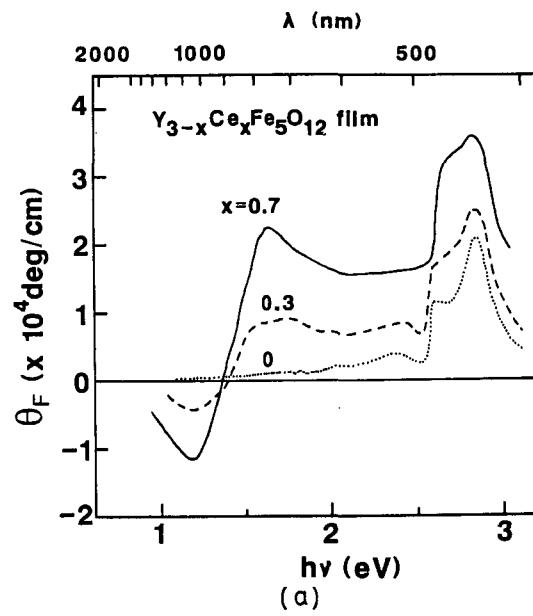


図 3.1 Ce 置換 YIG 膜の特性[7]

(a) ファラデー回転係数スペクトル

(b) 光吸収スペクトル

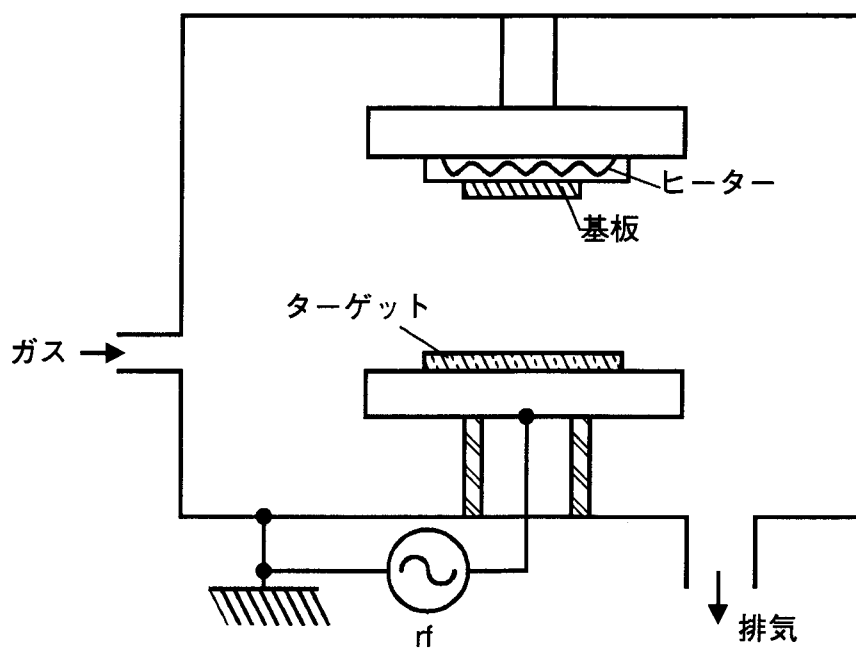


図 3.2 2 極 rf スパッタ装置

表 3.2 形成パラメータ

ターゲット	$\text{Ce}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12.5}$ ($\text{CeO}_2 + \text{Y}_2\text{O}_3 + 2.5\text{Fe}_2\text{O}_3$)
スパッタガス	$\text{Ar} + \text{O}_2$ (O_2 : 0, 0.28 or 0.42 vol %)
ガス圧	0.8 Pa
rf パワー密度	0.7 W/cm^2
形成速度	2.1 nm/min
基板温度	$550 \text{ }^\circ\text{C}$
基板	(111) $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Ga}, \text{Mg}, \text{Zr})_5\text{O}_{12}$
膜厚	$0.5 \text{ }\mu\text{m}$
アニール温度	$750, 800$ または $850 \text{ }^\circ\text{C}$ (N_2 中)
アニール時間	0~4 h

膜をアニールした。

3.3 特性評価法

導波型光アイソレータを形成する上で、磁気光学膜評価の重要なパラメータはファラデー回転係数と伝搬損失である。また、光導波路設計のために屈折率も重要なパラメータとなる。各パラメータの評価は光通信で用いられる波長 $1.55 \mu\text{m}$ において行った。膜の伝搬損失および屈折率を測定するためのプリズム結合法を図 3.3 に示す[11]。偏光したビーム光を入射プリズムより膜に導波させ、出射プリズムにより光を取り出し、受光素子により検出する。2個のプリズムの間隔 L を変えて光強度を測定することにより、伝搬損失を測定する。損失測定の際の伝搬モードは TE_0 モードまたは TM_0 モードとした。また、 TE_0 モードおよび TM_0 モードの導波の入射角を測定することにより膜の屈折率を測定した (m ライン分光法)。ファラデー回転係数は偏光面変調法を用いて測定した。更に、X線回折装置を用いて膜面に垂直な方向の格子定数 a_{film}^{\perp} の測定および振動試料型磁力計を用いて磁化の測定を行った。

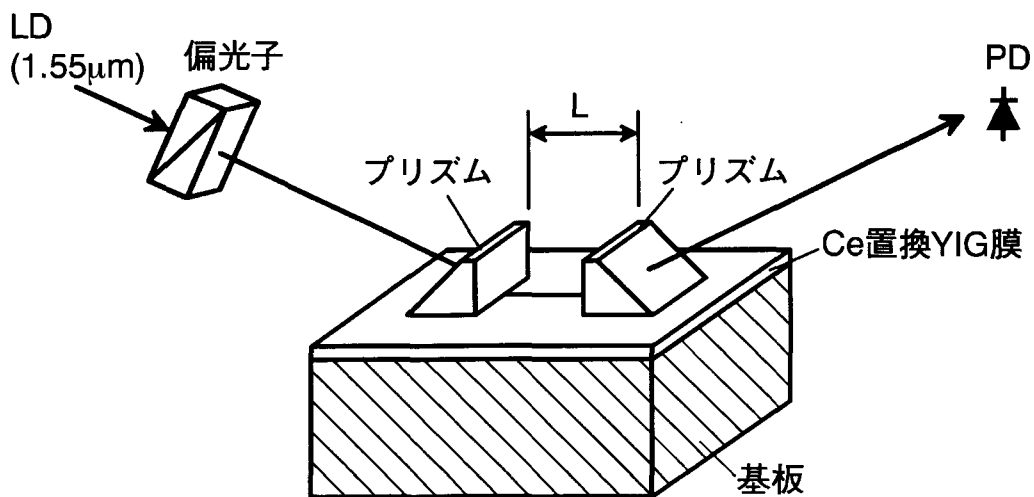


図 3.3 プリズム結合法

3.4 実験結果

形成した Ce 置換 YIG 膜の X 線回折パターンを図 3.4 に示す。上図はスパッタ形成後、下図はアニール後のパターンを示す。スパッタガスとして 0.28 vol%の酸素を含むアルゴンを用い、アニール温度 800 °C、アニール時間 30 分とした。膜の回折パターンピークが観察されるため、エピタキシャル成長していることがわかる。膜の格子定数は GCGMZG 基板より少し大きかった。また、アニールにより膜の格子定数は僅かに小さくなっている。

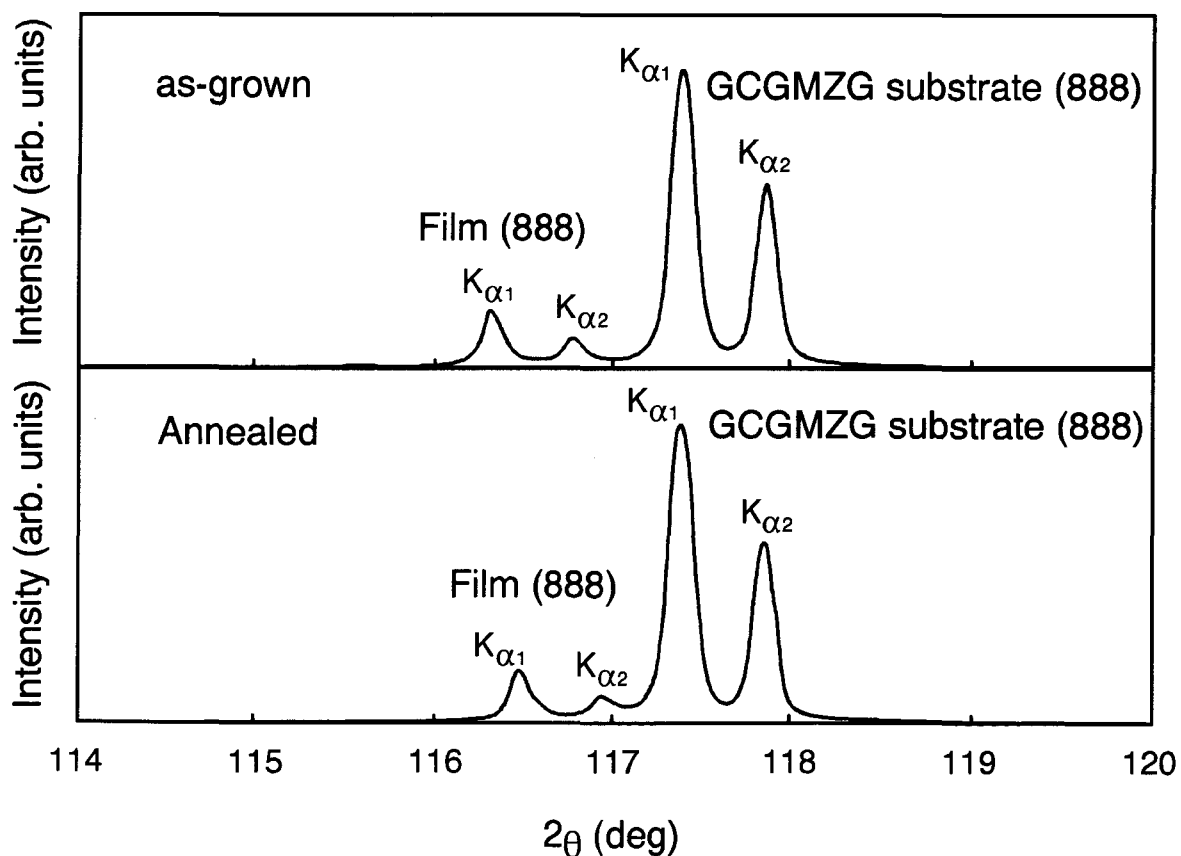


図 3.4 X 線回折パターン

スパッタガスとして 0.28 vol%の酸素を含むアルゴンを用いて形成した Ce 置換 YIG 膜を 750 °C, 800 °C および 850 °C でアニールしたときの TE₀ モードの伝搬損失を図 3.5 に示す. アニールによって伝搬損失が低減していることがわかる. 750 °C の温度におけるアニール効果は 0.5 時間で飽和し, それ以上行っても伝搬損失の変化は見られない. 一方, 800 °C および 850 °C におけるアニールでは 2 時間以上行くと伝搬損失が増加してくる. その増加の仕方は 850 °C の方が 800 °C より大きい. これより, アニール温度はもっとも低い伝搬損失が得られる 800 °C が最適であることがわかる.

スパッタガスとして, 純アルゴン, 0.28 vol%または 0.42 vol%の酸素を含むアルゴンを用いて形成した Ce 置換 YIG 膜を 800 °C でアニールしたときの TE₀ モードの伝搬損失を図 3.6 に示す. 純アルゴンで形成した膜は as-grown においては 283 dB/cm と高い伝搬損失を示しているが, アニールによって 16 dB/cm と大幅に低減していることがわかる. 微量酸素含むアルゴンを用いて形成した膜の伝搬損失は as-grown においても 20 dB/cm 程度と純アルゴンで形成した膜に比べ低く, アニールにより, 更に低減している. スパッタガスとして 0.28 vol%の酸素を含むアルゴンを用い, 800 °C で 0.5 から 1 時間アニールした膜において, 最も低い伝搬損失 13 dB/cm が得られた.

同じスパッタガスを用いて形成した膜を 800 °C でアニールしたときの屈折率の変化を図 3.7 に示す. 純アルゴンで形成した膜に比べ微量酸素を含むアルゴンで形成した膜は大きな屈折率を示し, アニールによっても屈折率の変化は小さかった.

更に, 同じ条件で形成した膜をアニールしたときのファラデー回転係数の変化を図 3.8 に示す. ファラデー回転係数はアニールによりあまり変化していない. また, 微量酸素を含むアルゴンで形成した膜は純アルゴンで形成した膜より大きなファラデー回転係数を示している.

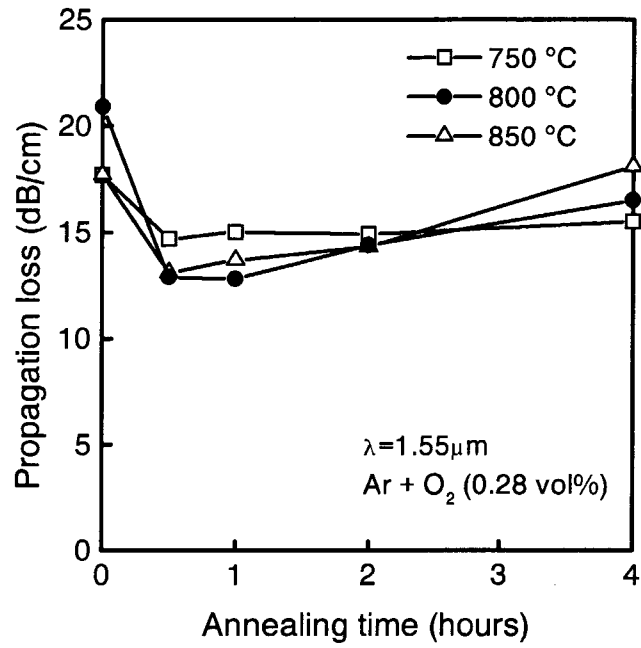


図 3.5 アニールによる伝搬損失変化 (アニール温度依存性)

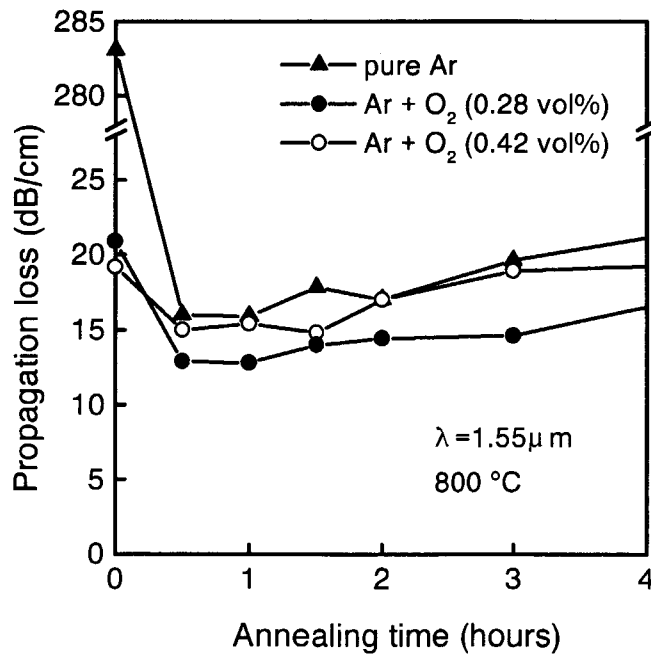


図 3.6 アニールによる伝搬損失変化 (スパッタガス依存性)

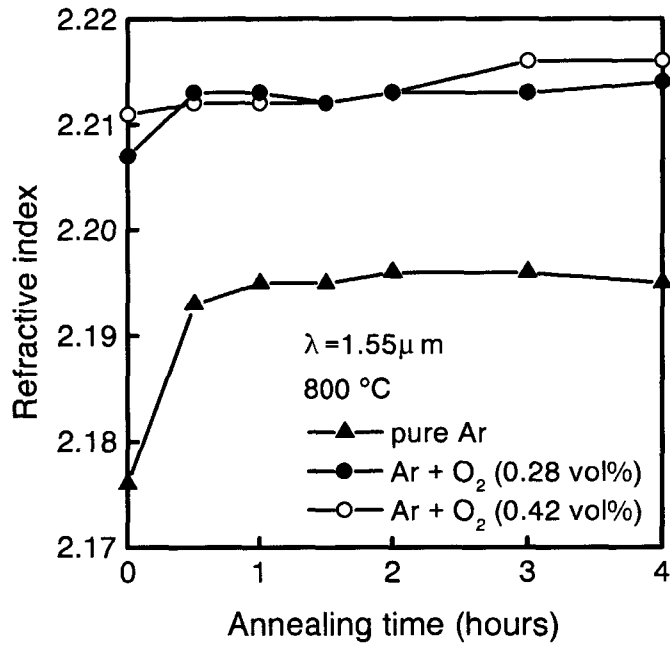


図 3.7 アニールによる屈折率変化

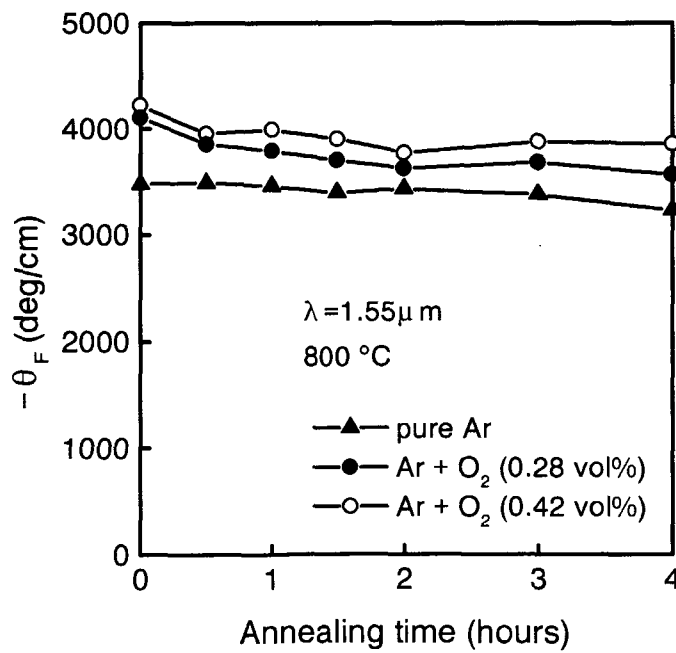


図 3.8 アニールによるファラデー回転係数変化

続いて、同じ条件で形成した膜をアニールしたときの格子不整合 ($a_{film}^{\perp} - a_{sub}$) を図 3.9 に示す。ここで、 a_{film}^{\perp} は膜面に垂直な方向の格子定数、 a_{sub} は基板の格子定数を示す。アニールにより格子不整合が小さくなっている。また、純アルゴンスパッタガスで形成した膜はアニールによる格子定数の変化が大きいことがわかる。

膜面に平行な磁化特性 $M_{//}$ および垂直な磁化特性 M_{\perp} を図 3.10 に示す。測定した Ce 置換 YIG 膜は 0.28 vol% の酸素を含むアルゴンを用いてスパッタし、800 °C で 0.5 時間アニールしたものである。面内方向では僅かな外部磁界で磁化が飽和しているため、強い面内磁化を示していることがわかる。これは磁気光学導波路デバイスを作製する上で容易に磁化を与えることができ、有利である。

これまで述べたように、アニールにより Ce 置換 YIG 膜の損失低減を図ることができる。これはアニールにより散乱損失が減少すると考えられる。一方、アニールによるファラデー回転係数の大きな変化は見られない。従って、スパッタガスとして 0.28 vol% の酸素を含むアルゴンを用い、800 °C で 0.5 時間アニールした最適条件において、性能指数（ファラデー回転係数を伝搬損失で割った値）300 %/cm と高い値が得られた。

スパッタガスとして純アルゴンを用いて形成した膜は、微量酸素を含むアルゴンガスを用いて形成した膜に比べ、伝搬損失が高く、屈折率が低く、ファラデー回転係数が小さい。また、アニールにより、伝搬損失、屈折率および格子定数が大きく変化している。更に、純アルゴンガスを用いて形成した膜はアニールにより膜厚が 5% 減少したが、微量酸素を含むアルゴンガスを用いて形成した膜においては膜厚の変化が見られなかった。このことから、スパッタガスとして、微量酸素を含むアルゴンガスを用いて形成した膜のほうが、純アルゴンガスを用いて形成した膜より、緻密で、結晶性が良いと考えられる。

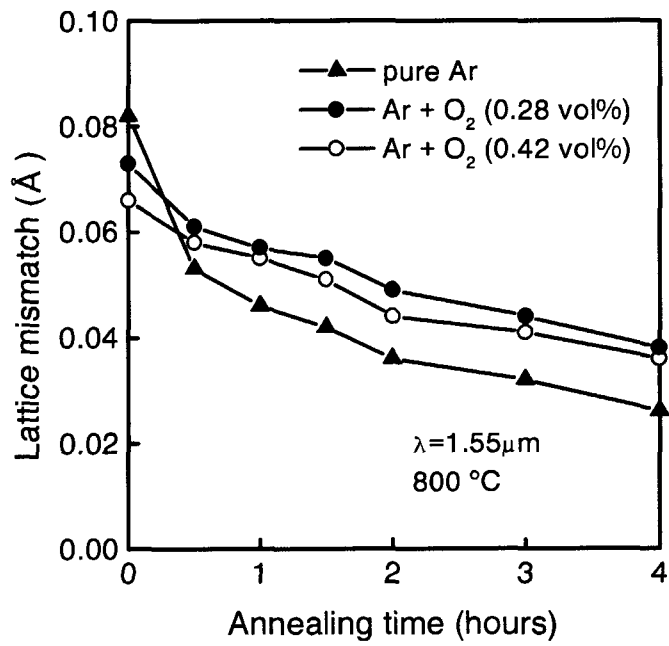
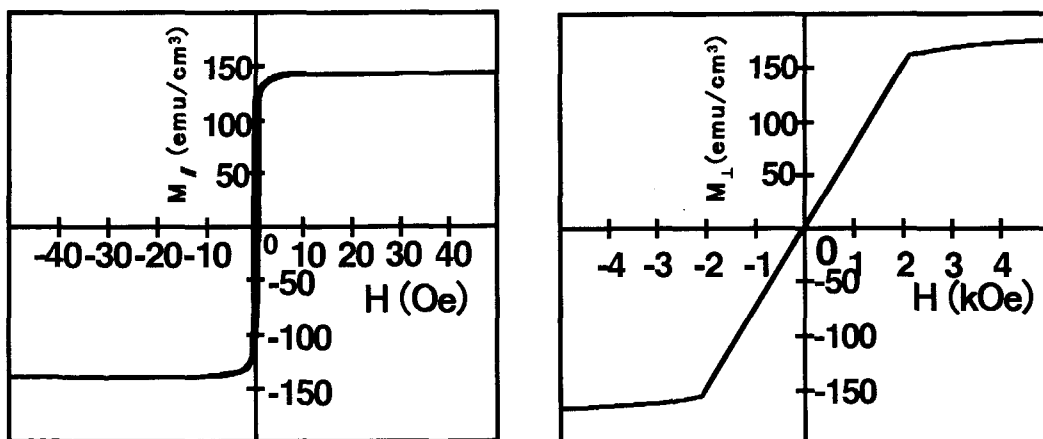


図 3.9 アニールによる格子定数の変化



(a) 面内磁化特性

(b) 垂直磁化特性

図 3.10 磁化特性

3.5 格子定数の大きな基板上への形成

前節では格子定数が 12.495\AA の GCGMZG 基板を用いた。しかしながら、Ce 置換 YIG 膜の格子定数は基板よりも大きく格子整合を取ることができなかった。そこで、本節では格子定数が 12.564\AA と大きな $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ ガーネット基板（以下、GSGG 基板と呼称する）を用いた。スパッタガスとして 0.28 vol% の酸素を含むアルゴンを用い、スパッタ形成後、窒素雰囲気中で $800\text{ }^\circ\text{C}$ 、0.5 時間のアニールを施した。その他の形成条件は表 3.2 と同じである。また、比較のため、同じ条件で GCGMZG 基板上にも Ce 置換 YIG 膜を形成した。

ICP 蛍光発光分析法で化学当量を分析した結果、GSGG 基板上に形成した膜は Ce : Y : Fe = 1.11 : 2.15 : 4.74、GCGMZG 基板上に形成した膜は Ce : Y : Fe = 1.09 : 2.13 : 4.78 となり、ほぼ同じ化学組成であった。両膜とも少し鉄がターゲット組成より少なかった。

GSGG 基板上および GCGMZG 基板上に形成した膜の X 線回折パターンを図 3.11 に示す。GCGMZG 基板上に形成した膜の面に垂直方向の格子定数は基板の格子定数より大きかったが GSGG 基板上に形成した膜の面に垂直方向の格子定数は基板の格子定数より小さくなった。これは膜固有の格子定数は GSGG 基板と GCGMZG 基板の格子定数の間の値であると考えられる。そのため、GSGG 基板上の膜では面方向には引っ張り応力が働いて、ポアソン比により膜の垂直方向に縮みが生じ、GCGMZG 基板上の膜では面方向に圧縮応力が働いて、ポアソン比により膜の垂直方向に伸びが生じたものと考えられる。膜の回折パターンピークから求められる格子定数を表 3.3 に示す。膜面に平行な方向の格子定数は基板と一致する仮定すると、固有の Ce 置換 YIG 膜の格子定数 a_{film} およびポアソン比 ν は次式で与えられる。

$$a_{film} = \frac{a_{film1}^\perp a_{sub2} - a_{film2}^\perp a_{sub1}}{(a_{film1}^\perp - a_{film2}^\perp) - (a_{sub1} - a_{sub2})} \quad (3.1)$$

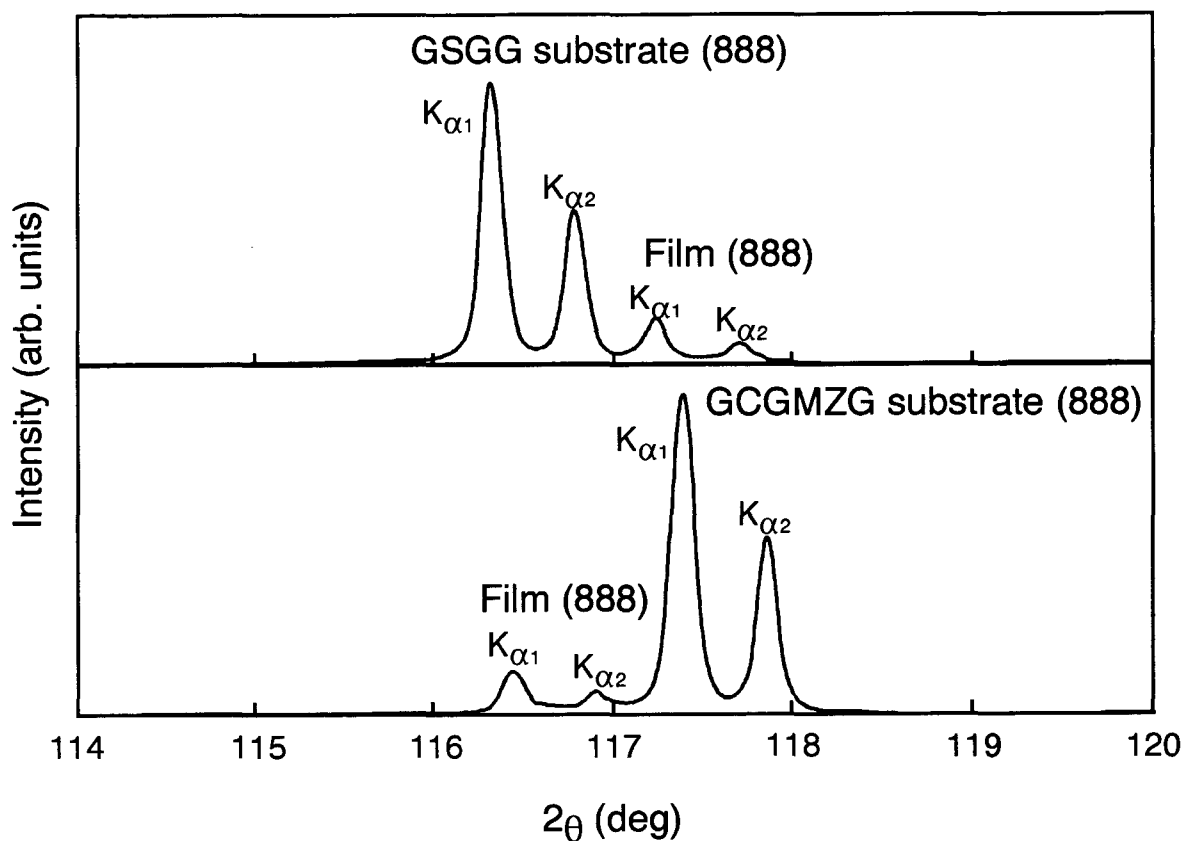


図 3.11 X線回折パターン

表 3.3 Ce 置換 YIG 膜の諸特性 ($\lambda = 1.55\mu\text{m}$)

	GSGG 上の Ce:YIG 膜	GCGMZG 上の Ce:YIG 膜
a_{sub}	12.564 Å (GSGG)	12.493 Å (GCGMZG)
a_{film}^{\perp}	12.503 Å	12.556 Å
伝搬損失 (TE ₀ モード)	9.7 dB/cm	14.0 dB/cm
伝搬損失 (TM ₀ モード)	5.8 dB/cm	10.5 dB/cm
屈折率	2.21	2.21
ファラデー回転係数	-3300 °/cm	-3800 °/cm

$$\nu = \frac{a_{film1}^{\perp} - a_{film2}^{\perp}}{(a_{film1}^{\perp} - a_{film2}^{\perp}) - 2(a_{sub1} - a_{sub2})} \quad (3.2)$$

ここで、 a_{sub1} および a_{sub2} はそれぞれ GSGG 基板および GCGMZG 基板の格子定数、 a_{film1}^{\perp} および a_{film2}^{\perp} はそれぞれ GSGG 基板上および GCGMZG 基板上に形成された膜の面に垂直方向の格子定数を表す。これらの式に表 3.3 の値を入れることにより、形成された Ce 置換 YIG 膜における固有の格子定数は 12.529 Å およびポアソン比は 0.27 であることがわかる。

プリズム結合法により TE₀ モードおよび TM₀ モードを Ce 置換 YIG 膜に励振したときの伝搬距離（プリズム間の距離）に対する出射光強度をそれぞれ図 3.12 および図 3.13 に示す。直線の傾きより伝搬損失が求まる。各モードの測定値を表 3.3 に示す。GSGG 基板上の膜の伝搬損失は TE₀ モードで 9.7 dB/cm、TM₀ モードで 5.8 dB/cm と GCGMZG 基板上の膜より両モードとも約 4 dB 低くなっている。この伝搬損失はこれまでの Ce 置換 YIG 膜の中で最も低い値である。TE₀ モードと TM₀ モードで伝搬損失が異なるのは、図 3.14 に示す光強度分布からわかるように、膜中への光の閉じこめ率が異なるためと考えられる。なお、屈折率は両基板上の膜とも 2.21 と変化はなかった。

測定した Ce 置換 YIG 膜のファラデー回転係数を表 3.3 に示す。GSGG 基板上の膜のファラデー回転係数は -3300 %/cm と GCGMZG 基板上の膜より絶対値で 500 %/cm 小さくなっている。しかしながら、伝搬損失が低いため、性能指数（ファラデー回転係数/伝搬損失）は TE₀ モードで 340 %/dB、TM₀ モードで 570 %/dB と高い値を示した。

GSGG 基板上および GCGMZG 基板上の Ce 置換 YIG 膜のファラデー回転係数スペクトルを図 3.15 に示す。波長 860 nm 付近 ($h\nu \sim 1.44$ eV) を中心としてパラ磁性タイプの分散を示していることがわかる。これは、磁気光学効果の増大を示す、テトラヘドラルサイトの Ce³⁺(4f) から Fe³⁺ への電荷遷移を表すものと考えられてい

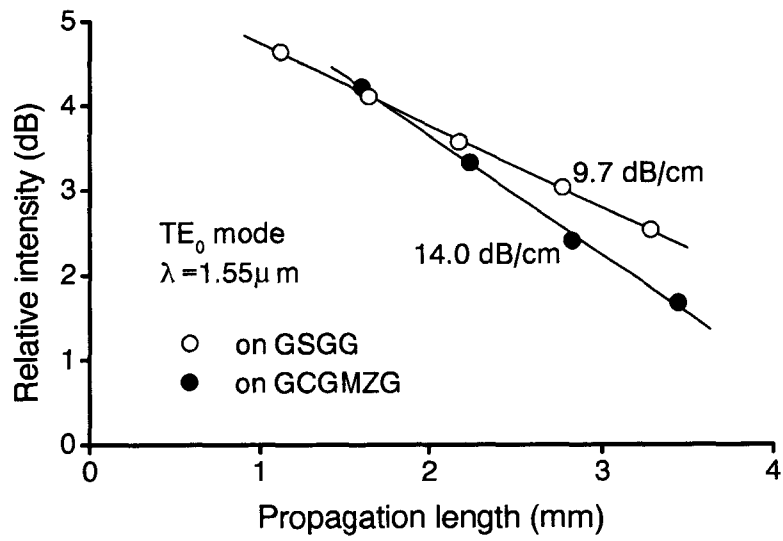


図 3.12 光強度の伝搬距離依存性 (TE₀モード)

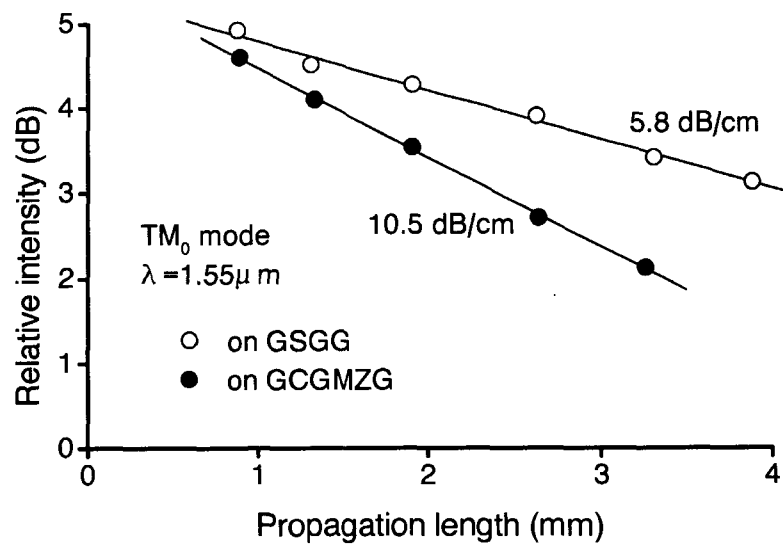


図 3.13 光強度の伝搬距離依存性 (TM₀モード)

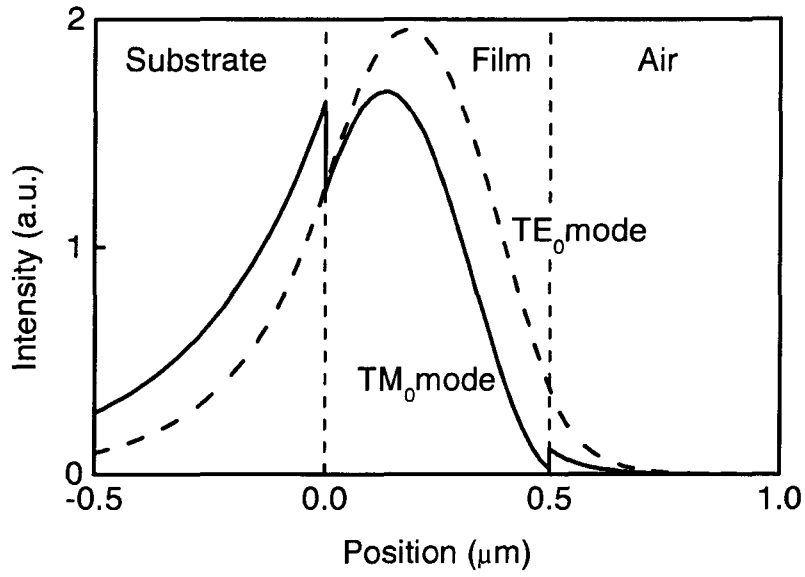


図 3.14 光強度分布

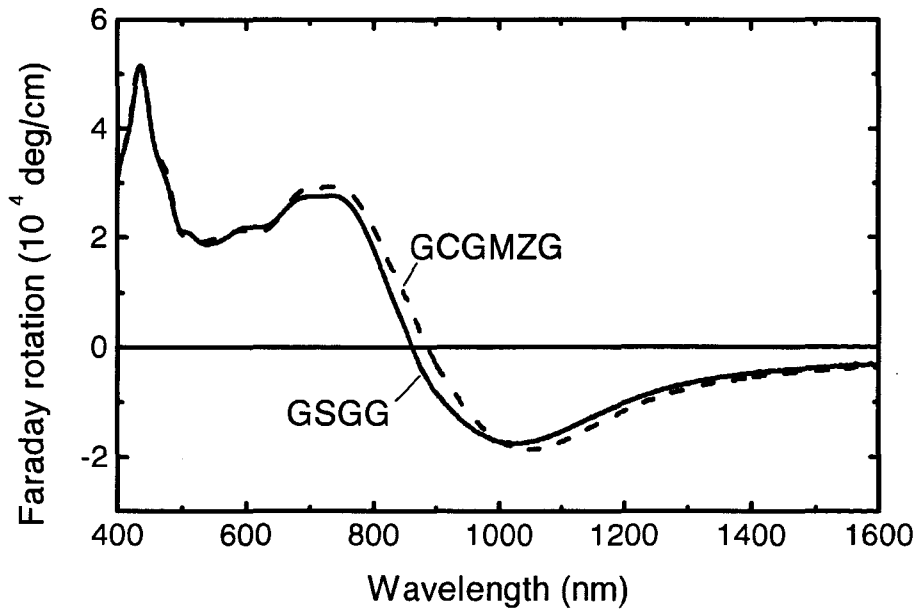


図 3.15 ファラデー回転係数スペクトル

る[8]. スペクトルの零クロスポイントは GSGG 基板上の膜の方が GCGMZG 基板上の膜より短波長側にシフトしている. そのために長波長側では GSGG 基板上の膜が GCGMZG 基板上の膜よりファラデー回転係数および損失が低くなったものと考えられる. なお, このシフトは格子歪みの違いからくるものと考えられる[12].

3.6 まとめ

磁気光学効果が大きく伝搬損失の低い Ce 置換 YIG 磁気光学膜を得るために形成条件の最適化を行った. スパッタ法により GCGMZG 基板の上に Ce 置換 YIG 膜をエピタキシャル成長させた. スパッタガスとして微量の酸素を含むアルゴンガスを用い, スパッタ後, アニールを施すことにより, 大きな磁気光学効果を保持したまま, 膜の損失を低減させた. その結果, 波長 1.55 μm , 膜厚 0.5 μm において, TE_0 モードの伝搬損失 13 dB/cm, ファラデー回転係数 -3900 $^\circ/\text{cm}$ が得られた. また, 導波型光アイソレータの作製において磁界印加が容易となる強い面内磁化特性が得られた. 更に, 格子定数の大きな GSGG 基板の上に Ce 置換 YIG 磁気光学膜をエピタキシャル成長させた. その結果, TE_0 モードで 9.7 dB/cm, TM_0 モードで 5.8 dB/cm と, 更に伝搬損失の低減が図れ, 高い性能指数が得られた. これにより Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波型光アイソレータに適用できる見通しを得た.

参考文献

1. 腰塚, 奥田, 林, 横山, 安藤, 電子技術総合研究所彙報, 第 48 巻, 448 (1984).
2. 日比谷, 応用物理, 第 55 巻, 109 (1986).
3. T. Okuda, T. Katayama, K. Satoh, T. Oikawa, H. Yamamoto and N. Koshizuka, Proc. Fifth Symposium on Magnetism and Magnetic Materials, Taipei, 61 (1989).
4. M. Gomi, K. Satoh and M. Abe, Proc. ICF-5, India, 919 (1989).
5. S. Mino, M. Matsuoka, A. Shibukawa and K. Ono, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L1823 (1990).
6. C. Leycuras, H. Le Gall, J. M. Desvignes, M. Guillot and A. Marchand, IEEE Trans. Magn. **MAG-21**, 1660 (1985).

7. M. Gomi, K. Satoh and M. Abe, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, L1536 (1988).
8. M. Gomi, H. Furuyama and M. Abe, J. Appl. Phys. **70**, 7065 (1991).
9. T. Shintaku and T. Uno, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 4689 (1996).
10. T. Shintaku, A Tate, and S. Mino, Appl. Phys. Lett. **71**, 1640 (1997).
11. R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*, in Springer Series in Optical Sciences Volume 33, edited by T. Tamir (Springer, Berlin, 1982)
12. S. Mino, A. Tate, T. Uno, A. Shibukawa and T. Shintaku, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 3154 (1993).

第 4 章 Ce 置換 YIG チャンネル導波路の作製

4.1 はじめに

本章では Ce 置換 YIG 磁気光学チャンネル導波路の作製方法およびその非相反特性について述べる。磁性ガーネット結晶の加工法として従来用いられていた熱リン酸によるウェットエッチング[1,2]やイオンビームによるスパッタエッチング[3-5]では加工精度や再現性に問題があった。特に、第 5 章と第 6 章で提案する導波型光アイソレータを作製するためには厳密なエッチング深さの制御が必要となってくる。本章では、新たに、 BCl_3 ガスを用いた反応性イオンエッチング法を導入することによりガーネット結晶の再現性の良い微細加工を可能とした。この方法を用いて、第 3 章で形成された Ce 置換 YIG 膜をリブ形状の導波路に加工する。次に、作製した導波路にレンズを用いて光を結合することにより、光の導波実験を行う。更に、改良した非相反移相量の測定法を用い、導波路での大きな磁気光学効果を確認する[6]。

4.2 リブ導波路の作製

4.2.1 導波路の加工

図 4.1 に示す Ce 置換 YIG 磁気光学チャンネル導波路を作製した。構造は作製が容易なリブ導波路とした。そのために、 BCl_3 ガスを用いた反応性イオンエッチング法を新たに検討した。このエッチング法は、平行性が良く腐食性の強い活性 Cl イオンを磁性ガーネット膜の面に垂直に入射させることにより、揮発性の反応塩化物を生成させる。従って、従来の方法に比べサイドエッチや生成物の再付着が少なく、精度や再現性に優れる。図 4.2 にガス圧を 1.3 Pa としたときの Ce 置換 YIG ($\text{CeY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$)、YIG ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) およびマスク材の Cr のエッチングレートを示す。Ce 置換 YIG と YIG はほぼ同じエッチングレートが得られ、Cr のエッチング

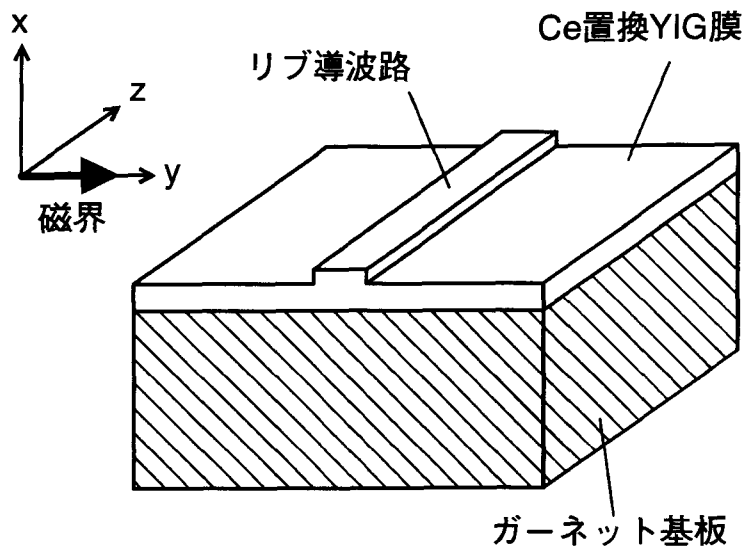


図 4.1 Ce 置換 YIG リブ導波路

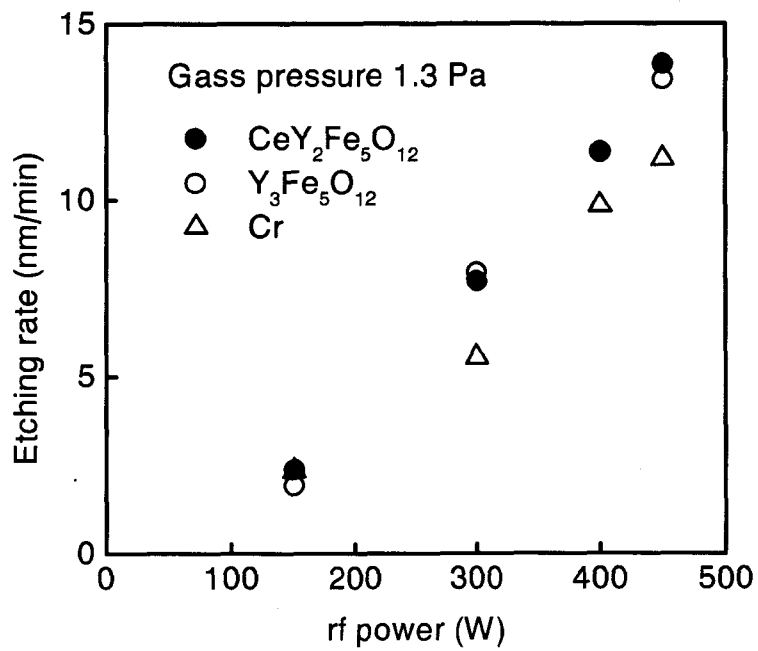


図 4.2 BCl_3 反応性イオンエッチング法によるエッチングレート

レートは少し遅いことがわかる。導波路の作製にはマスクとの大きな選択比 1.4 が得られる rf パワー 300 W を使用することとした。

図 4.3 に Ce 置換 YIG 導波路の作製行程を示す。まず、(111) $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 基板（格子定数 12.383 \AA 、以下、GGG 基板と呼称する）上に rf スパッタにより Ce 置換 YIG 膜をエピタキシャル成長させた（図 4.3 (a)）。形成した Ce 置換 YIG 膜の膜厚は $0.52 \mu\text{m}$ 、波長 $1.55 \mu\text{m}$ において、ファラデー回転角は $-4800 \text{ }^\circ/\text{cm}$ 、 TE_0 モードの伝搬損失は $20 \sim 25 \text{ dB/cm}$ 、屈折率は 2.21 であった。伝搬損失および屈折率はルチルを用いたプリズム結合法から求めた。なお、GGG 基板の屈折率は 1.93 である。第 3 章では格子不整合が小さく、伝搬損失の低い Ce 置換 YIG 膜が得られた GCGMZG 基板や GSGG 基板について検討を行ったが、ここでは、実験のため、伝搬損失は高いが磁気光学効果の大きな Ce 置換 YIG 膜が得られた GGG 基板を用いた。次に、導波路を作製するため、フォトリソグラフィによるリフトオフ技術を用いてパターン化した Cr マスクを膜表面に形成した（図 4.3 (b)）。続いて、 BCl_3 ガスを用いた反応性イオンエッチング法を用い、Ce 置換 YIG 膜をエッチングした（図 4.3 (c)）。最後に、Cr マスクを硝酸セリウムアンモニウムで溶かし洗浄することによりリブ導波路を作製した（図 4.3 (d)）。リブの高さは $0.17 \mu\text{m}$ 、リブの幅は $3.5 \mu\text{m}$ とした。光を導波させるために、磁気光学導波路の端面をダイシングソーで切断し、両端を研磨した。

図 4.4 は走査型電子顕微鏡 (SEM) で観察したリブ導波路を示す。スムーズな導波路側面をしていることがわかる。

4.2.2 光の導波実験

図 4.5 に示す測定系を用いて、端面結合法による光の導波実験を行った。波長 $1.55 \mu\text{m}$ の半導体レーザの平行光を偏光子に通し、第 1 レンズで絞りを、導波路に端面結合する。次に、導波路から出射した光を第 2 レンズに通し、赤外線 TV カメラ

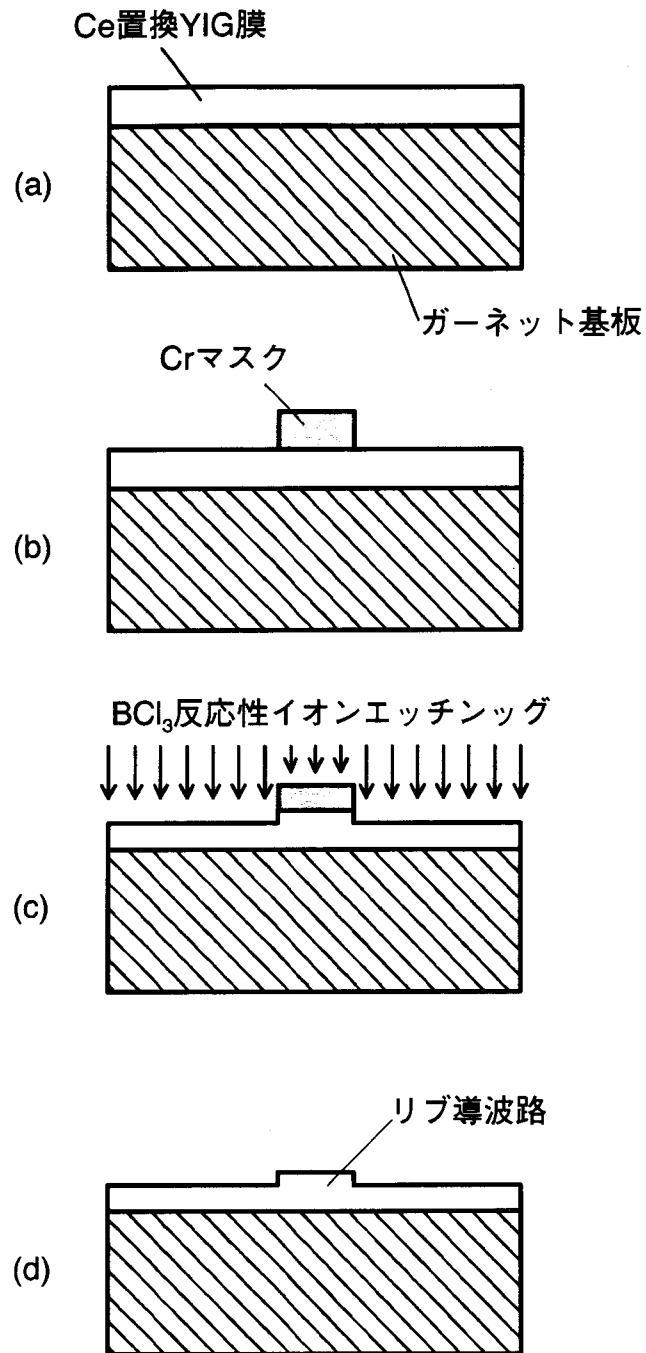


図 4.3 Ce 置換 YIG 導波路の作製工程

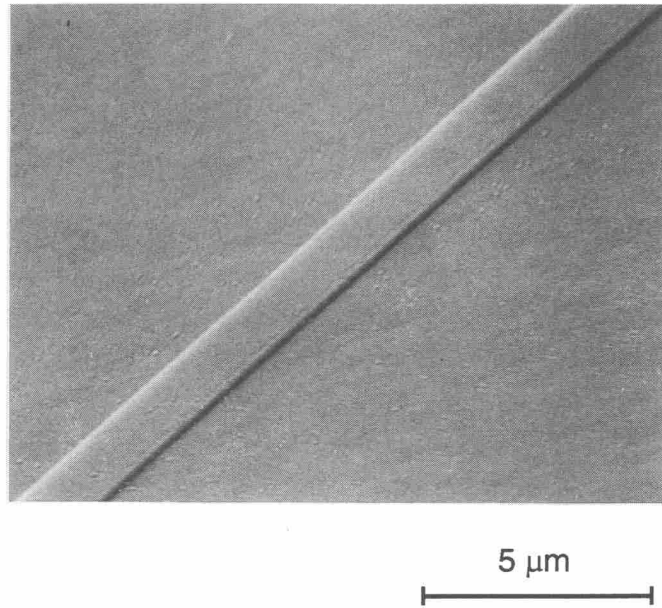


図 4.4 Ce 置換 YIG 導波路

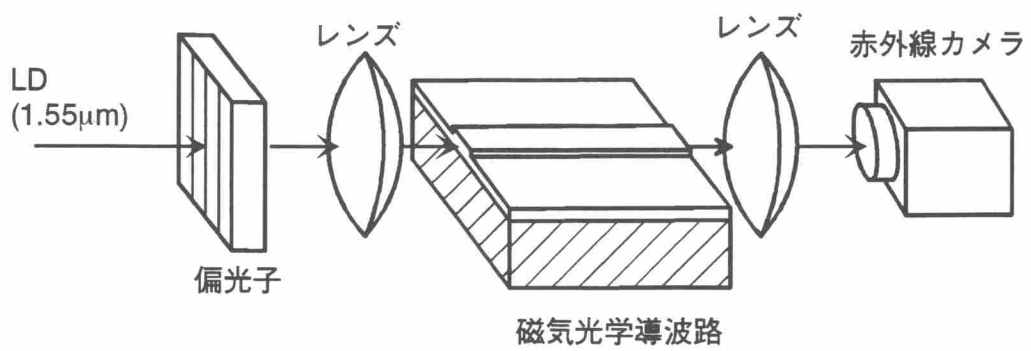


図 4.5 光導波確認の実験系

で観察する。導波路には垂直偏光の E_{11}^x モードが励振される。ここで、3次元導波路における伝搬モードの表し方として Marcatili の表記法を用いた[7]。すなわち、 E_{pq}^x モードは垂直偏光の TM-like モードを、 E_{pq}^y モードは水平偏光の TE-like モードを表し、 p は x 軸方向電界成分の山の数を、 q は y 軸方向電界成分の山の数を表す。

図 4.6 に導波路出射端から観察されたニアフィールドパターンを示す。光が導波路中にきれいに閉じ込められていることがわかる。

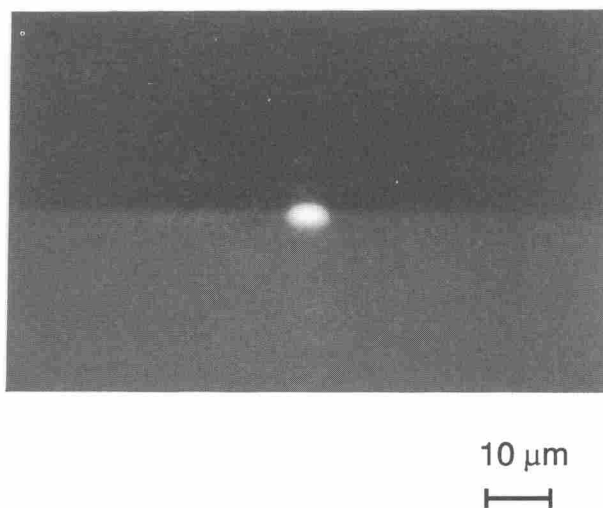


図 4.6 ニアフィールドパターン

4.3 磁気光学効果

4.3.1 非相反移相

図 4.1 の磁気光学導波路において y 軸方向に外部磁界をかけると、導波路を伝搬する垂直偏光の伝搬定数が前進波と後退波で異なる現象が生じる[8-10]。これは 2.3.1 節で述べた非相反移相を表す。式(2.62)~(2.66)から、前進波の位相定数 β_F お

よび後退波の位相定数 β_B は

$$\beta_F = \beta_1 + \Delta_N \quad (4.1)$$

$$\beta_B = \beta_1 - \Delta_N \quad (4.2)$$

ここで,

$$\Delta_N = \frac{2\omega\epsilon_0 \iint_M \text{Re}(\epsilon_{xz} E_x^* E_z) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2 \text{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy} \quad (4.3)$$

で与えられる。 β_1 は非摂動系（磁気光学効果が無いとした式(2.37)の対角項から求まる導波路）の位相定数、 ω は角周波数、 ϵ_0 は真空の誘電率、*は複素共役、 E_x 、 E_y および E_z はそれぞれ電界の x 、 y および z 成分、 H_x および H_y は磁界の x および y 成分、 Re は実数部、 \iint_M は磁気光学領域での積分を表わす。なお、規格化されていない電磁界分布においても成り立つよう式(4.3)の分母を入れた。誘電率テンソルの非対角項 ϵ_{xz} はファラデー回転角 θ_F から

$$\epsilon_{xz} = 2jn\theta_F / k_0 \quad (4.4)$$

で与えられる。ここで、 j は虚数単位、 n は磁気光学膜の屈折率、 k_0 は真空の波数（ $=2\pi/\lambda$ ）を表わす。前進波と後退波の位相定数の差（ $\beta_F - \beta_B = 2\Delta_N$ ）は非相反移相量と定義される。

図 4.7 の実線は GGG 基板の上に Ce 置換 YIG 膜を形成したときのスラブ導波路における非相反移相量（ $\beta_F - \beta_B = 2\Delta_N$ ）の膜厚依存性を計算した結果である。波長 1.55 μm 、膜のファラデー回転係数 -4800 $^\circ/\text{cm}$ 、膜の屈折率 2.21、基板の屈折率 1.93 を仮定した。膜厚 0.48 μm のとき最大非相反移相量 22.9 rad/cm となる。

外部磁界の方向を反転すると、 θ_F の符号が反転し、式(4.3)の Δ_N の符号が反転する。従って、式(4.1)、(4.2)からわかるように、後退波の位相定数 β_B は磁界方向を反転したときの前進波の位相定数で表わすこともできる。非相反移相量の測定においては、次節で述べるように、磁界方向を反転する方が正確な測定ができる。

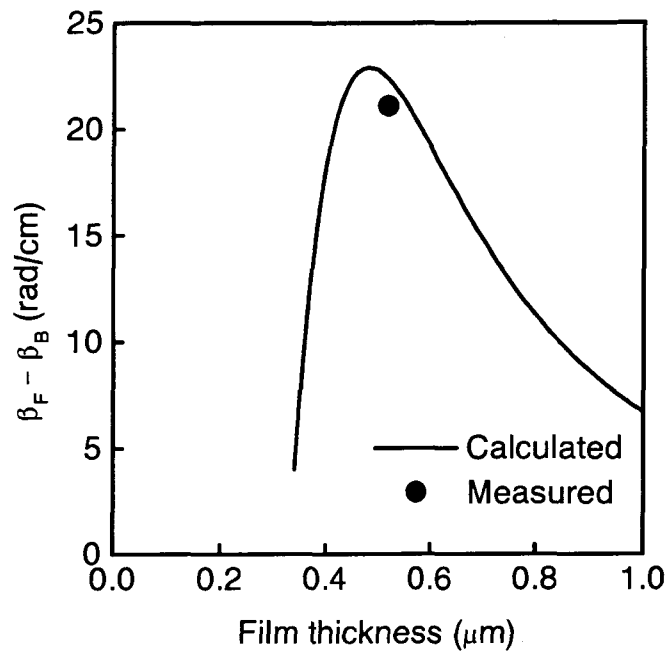


図 4.7 非相反移相量の膜厚依存性

4.3.2 非相反移相量の測定法

前節で述べたように、光の伝搬方向を変える代わりに外部磁界の方向を反転することによっても非相反移相量を測定することができる。磁気光学導波路中を伝搬する光の進行方向を変えることにより非相反移相量を測定する方法は、前進波と後退波で導波路への光の結合状態が異なってくるため、正確な測定値を得ることが困難である。従って、ここでは、外部磁界の方向を反転し、磁気光学導波路から出射した光の位相の変化を測定することにより非相反移相量を測定する方法について述べる。また、導波路の端面に無反射コートが施されていないとき、その端面で光の多重反射が起きるため、出射光の位相が変わる可能性がある。そのため、まず、非相反非相反移相量を測定する上で、多重反射の影響を考察しておくことは重要である。

図 4.8 は磁気光学導波路の端面で光が多重反射を起こしたときの透過、反射および位相の状態を示す。導波路中を前進波は位相定数 $\beta_1 + \Delta_N$ で、後退波は位相定数

$\beta_1 - \Delta_N$ で伝搬する。図ではさらに減衰定数 α を仮定している。 A_i は入射波の複素振幅, A_r は反射波の複素振幅, A_t は透過波の複素振幅を示す。 r は導波路から空気への反射係数, t は導波路から空気への透過係数, t' は空気から導波路への透過係数を示す。 L は導波路の長さである。光の多重反射の理論[11]を適用すると, 導波路から出射する光の透過振幅 A_t は

$$A_t = \frac{t' A_i}{1 - r^2 e^{-2(\alpha + j\beta_1)L}} e^{-[\alpha + j(\beta_1 + \Delta_N)]L} \quad (4.5)$$

となる。外部磁界が変化することは Δ_N が変化することであるから, 式(4.5)からわかるように, 出射振幅 A_t の位相の変化はそのまま $\Delta_N L$ の変化となっており, 反射の影響を受けないことがわかる。従って, 外部磁界の方向を反転したときの出射光の位相の変化は $2\Delta_N L = (\beta_F - \beta_B)L$ となり, この変化を測ることにより非相反移相量が得られる。

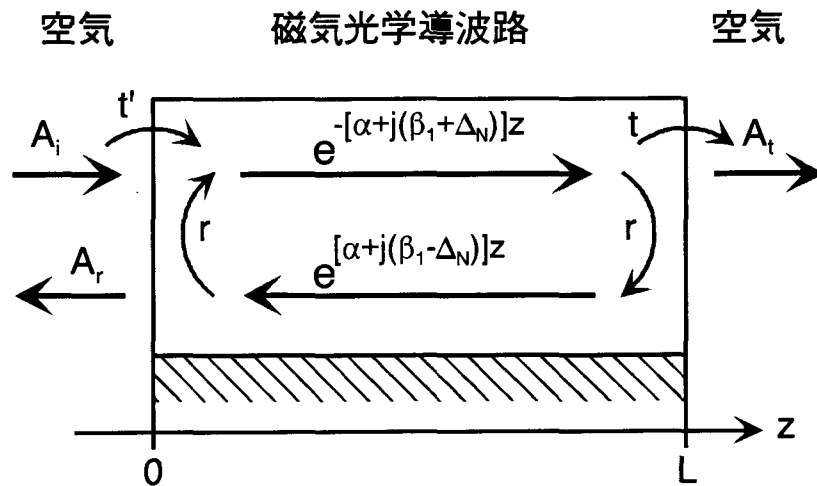


図 4.8 非相反移相と多重反射

次に, 出射光の偏光解析を行うことにより, 非相反移相量を測定する方法について述べる。図 4.9 に測定系を示す。波長 $1.55\mu\text{m}$ の半導体レーザからの平行光は第

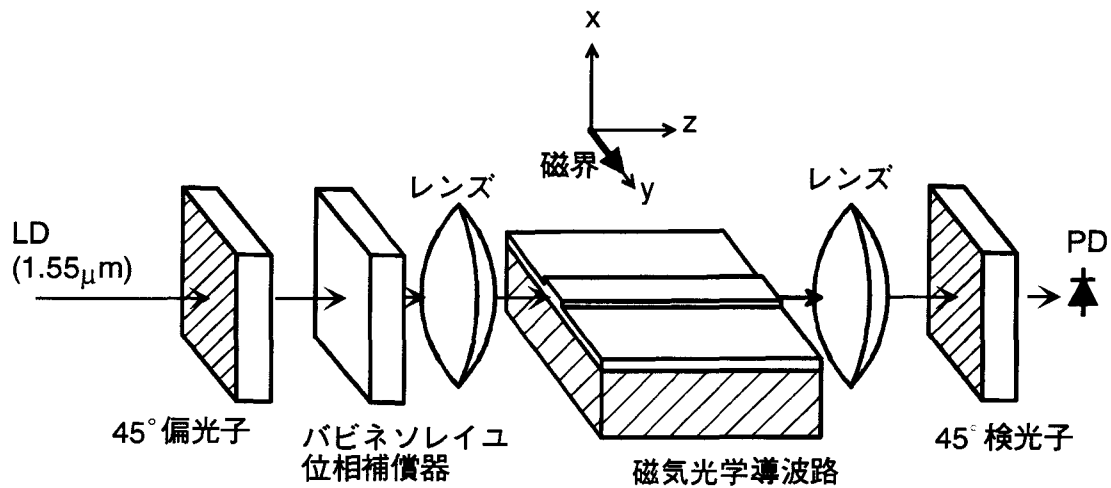


図 4.9 非相反移相量の測定系

1 レンズにより集光され、磁気光学導波路に端面結合される。導波路からの出射光は第 2 レンズにより平行光となり、Ge ホトダイオードで受光される。コイルを用い、導波路の y 軸方向に磁界がかけられている。第 1 レンズの前に x 軸に対して 45° の偏光角度となるよう偏光子が、続いて、バビネソレイユ位相補償器がセットされている。この偏光子により導波路に垂直偏光の E_{11}^x モードと水平偏光の E_{11}^y モードを同時に励振している。補償器は入射する垂直偏光と水平偏光の位相差を変える。第 2 レンズと受光器の間に x 軸に対して 45° の偏光を角度となるように検光子がセットされている。

導波路から出射する光の偏光状態は次のジョーンズベクトルで表される。

$$J = \begin{pmatrix} A_x(x,y)e^{j\phi} \\ A_y(x,y) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

式(4.6)の上の項は垂直偏光の複素電界分布を、下の項は水平偏光の複素電界分布を表す。 $A_x(x,y)$ と $A_y(x,y)$ はほぼ正の関数（裾の部分で負になることもあり得る）を表し、 ϕ は垂直偏光と水平偏光の位相差を表す。磁界は E_{11}^y モードの位相には変化を与えず、 E_{11}^x モードの位相のみに変化を与える。従って、 ϕ の変化は E_{11}^x モードの位

相の変化を直接表すことになる。導波路を出射した光は偏光の傾きが 45° の検光子を通るため、受光部での光強度 I_o は

$$\begin{aligned} I_o &= \iint \left| A_x(x,y)e^{j\phi} \cos(\pi/4) + A_y(x,y) \sin(\pi/4) \right|^2 dx dy \\ &= \iint \left\{ \frac{1}{2}(A_x^2 + A_y^2) + A_x A_y \cos\phi \right\} dx dy \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。ここで、

$$I_a = \iint \frac{1}{2}(A_x^2 + A_y^2) dx dy \quad (4.8)$$

$$I_b = \iint A_x A_y dx dy \quad (4.9)$$

と置くと、

$$I_o = I_a + I_b \cos\phi \quad (4.10)$$

で表される。

位相 ϕ を測定するために、 I_a と I_b をまず測定しなければならない。もし、受光部における振幅 $A_x(x,y)$ と $A_y(x,y)$ が同じ分布であれば、 $I_a = I_b$ となり簡単になるが、必ずしもそうならない。図 4.10 は簡単のためスラブ導波路の TM_0 モードと TE_0 モードの電界分布を計算したものである。 E_x^{TM} は TM_0 モードの x 成分電界、 E_y^{TE} は TE_0 モードの y 成分電界を示す。波長 $1.55 \mu\text{m}$ 、膜の屈折率 2.21 、基板の屈折率 1.93 、膜厚 $0.5 \mu\text{m}$ を仮定した。非相反移相効果はカットオフの近くで大きくなり、その条件においては図に示すように TM_0 モードと TE_0 モードの電界分布も異なってくる。従って I_a と I_b は同じではない。従来の測定法では平面波を仮定し、同じ分布であるとしていたため、誤差が生じる[12]。

I_a と I_b を求めるため、図 4.9 に示すバビネソレイユ位相補償器を用いた。補償器により、位相 ϕ を変化させ、 I_o の最大値 I_{\max} および最小値 I_{\min} を求める。これから、 I_a および I_b は

$$I_a = (I_{\max} + I_{\min})/2 \quad (4.11)$$

$$I_b = (I_{\max} - I_{\min})/2 \quad (4.12)$$

で与えられる。得られた I_a および I_b を式(4.10)に代入することにより、光強度 I_o の変化による位相 ϕ の変化は次式の関係

$$\phi = \cos^{-1}[(I_o - I_a)/I_b] \quad (4.13)$$

で与えられる。外部磁界を正方向にかけたときの光強度を I_+ とし、式(4.13)の I_o に代入して得られる位相を ϕ_+ 、負方向にかけたときの光強度を I_- とし、同様に式(4.13)に代入して得られる位相を ϕ_- とする。また、導波路長を L とすると、非相反移相量 $(\beta_F - \beta_B)$ は

$$\beta_F - \beta_B = (\phi_+ - \phi_-)/L \quad (4.14)$$

で求められる。

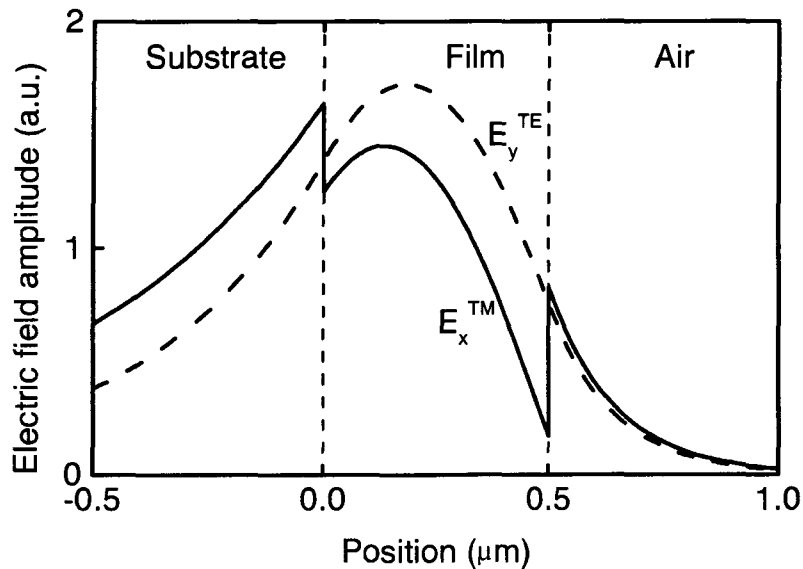


図 4.10 電界振幅分布

E_x^{TM} : TM_0 モードの電界の x 成分

E_y^{TE} : TE_0 モードの電界の y 成分

4.3.3 測定結果

図 4.9 に示す測定系を用いて、Ce 置換 YIG 導波路の非相反移相量を測定した。図 4.11, 図 4.12 は、それぞれ、導波路長 3.0 mm および 4.5 mm としたときの印加磁界に対する光強度の変化を示す。非相反移相は印加磁界の増大とともに大きくなり、光強度は式(4.10)の \cos 関数に従って変化する。膜は面内磁化を持つため、光強度は 10 Oe でほぼ飽和している。図 4.12 の曲線は、図 4.11 に比べ導波路が長いので、 \cos 関数の折り返しが多くなっている。各導波路長における非相反移相量は、式(4.13)を用いて、印加磁界+15 Oe のときの光強度から求められる位相 ϕ と印加磁界-15 Oe から求められる位相 ϕ の差 $\phi - \phi$ で求められる。

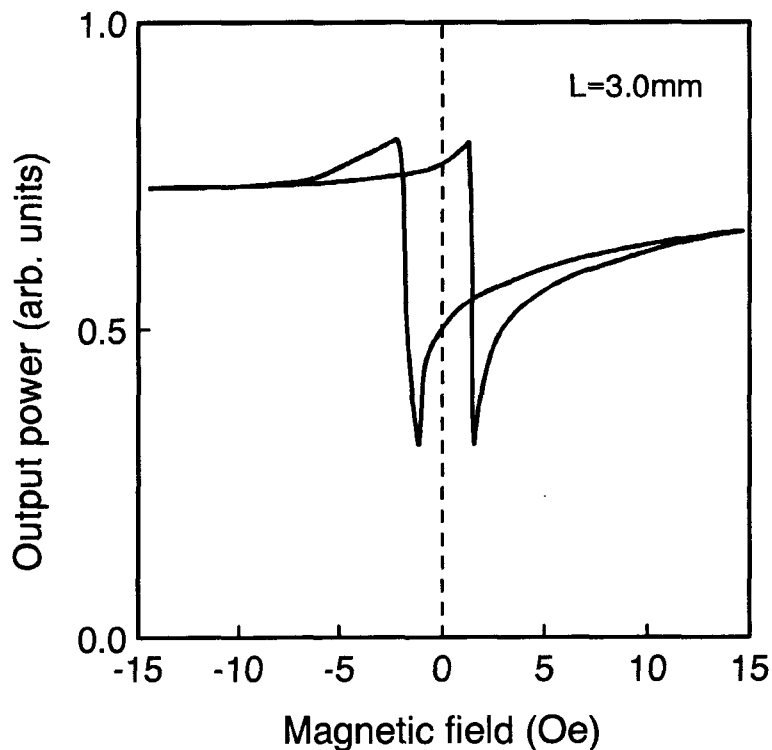


図 4.11 光強度の磁界依存性 (導波路長 3 mm)

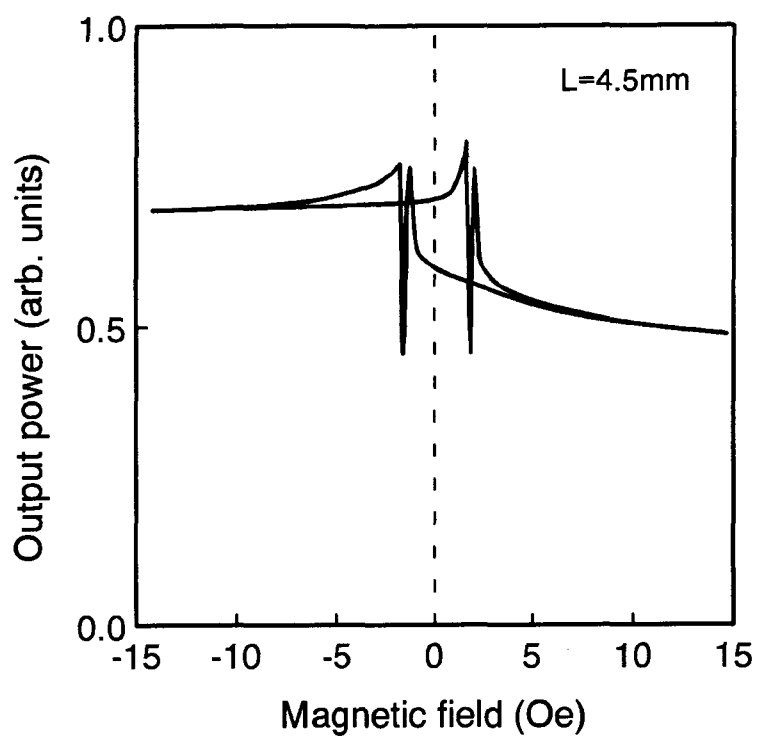


図 4.12 光強度の磁界依存性（導波路長 4.5 mm）

図 4.13 に測定した導波路長と $\phi_f - \phi_B$ の関係を示す。測定値はほぼ直線に乗っており、測定法の妥当性を示している。最小二乗法から求められる直線の傾きから非相反移相量 ($\beta_f - \beta_B$) は 21.1 rad/cm となる。図 4.7 には、この値を黒丸で示した。実験値と計算値はほぼ一致している。実験値が少し小さいのはリブ構造による磁気光学領域の減少部分から生じたものと考えられる。なお、得られた非相反移相量はこれまで報告された中での最大を示す。

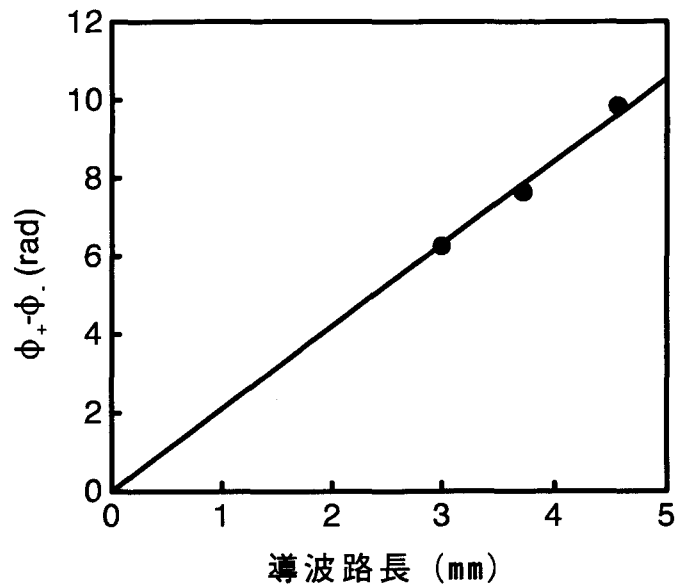


図 4.13 非相反位相の導波路長依存性

4.4 まとめ

大きな磁気光学効果を持つ Ce 置換 YIG 膜を用いてリブ構造の磁気光学チャネル導波路を作製した。BCl₃ ガスを用いた反応性イオンエッチング法を用いることにより、これまで困難であったガーネット結晶の高精度で再現性の良い加工を可能とした。

導波路における磁気光学効果として、磁気光学導波路特有の非相反移相効果を測定した。そのため、まず、導波路端面の反射が非相反移相量の測定に影響を与えないことを理論的に証明した。次に、改良した非相反移相量の測定法について述べた。最後に、この測定法を用いて、作製した Ce 置換 YIG リブ導波路を測定し、波長 1.55 μm において非相反移相量 21.1 rad/cm を得た。この値はこれまで報告された値の中で最大である。

参考文献

1. Y. Okamura, M. Ishida, and S. Yamamoto, *Appl. Opt.* **23**, 124 (1984).
2. N. Sugimoto, Y. Katoh and A. Tate, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2744 (1993).
3. E. Pross, W. Tolksdorf and H. Dammann, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 682 (1988).
4. R. Wolfe, R. A. Lieberman, V. J. Fratello, R. E. Scotti and N. Kopylov, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 426 (1990).
5. S. Kaewsuriyathumrong, T. Mizumoto, H. Mak and Y. Naito: *IEEE J. Lightwave Tech.*, **8**, 177 (1990).
6. T. Shintaku, T. Uno and M. Kobayashi, *J. Appl. Phys.* **74**, 4877 (1993).
7. E. A. J. Marcatili, *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2071 (1969).
8. S. Yamamoto and T. Makimoto, *J. Appl. Phys.* **45**, 882 (1974).
9. T. Mizumoto and Y. Naito, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **MTT-30**, 922 (1982).
10. Y. Okamura, H. Inuzuka, T. Kikuchi and S. Yamamoto: *IEEE J. Lightwave Tech.* **4**, 711 (1986).
11. See, for example, M. Born and E. Wolf, *Principles of optics* (Pergamon, New York, 1975), Sec. 7.6.1.
12. H. Inuzuka, Y. Okamura, and S. Yamamoto, *J. Appl. Phys.* **64**, 1575 (1988).

第5章 高次導波モード変換型光アイソレータ

5.1 はじめに

本章では、非相反高次導波モード変換を用いたシンプルなチャネル構造の導波型光アイソレータを提案し、その動作原理、設計法、作製および特性について述べる[1,2]。本素子は、垂直偏光基本モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま導波し、後退波は水平偏光高次導波モードに変換することにより、一方向性モード変換器を構成し、アイソレータ動作をする。第4章で述べた加工法を用いてCe置換YIG磁気光学膜を導波路加工することにより素子を作製する[3]。先端を球加工しレンズ機能を持たせた先球偏波保存シングルモードファイバを用いて、作製した素子に垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55 \mu\text{m}$ ）を導波させ、非相反高次導波モード変換現象を観察する。更に、素子の出射端に先球偏波保存シングルモードファイバを結合させ水平偏光高次導波モードを除去することにより、アイソレーションを測定する。

5.2 動作原理

図5.1に高次導波モード変換型光アイソレータの構成を示す。ガーネット基板の上に磁気光学リブ導波路が形成されている。光の伝搬方向（導波路方向）を z 軸に、基板面に垂直な方向を x 軸にとる。外部磁界は y - z 面内で y 軸方向または y 軸から角度 θ の方向にかけられている。3次元導波路における伝搬モードの表し方としてMarcatiliの表記法を用いる[4]。図5.1に示すように、このアイソレータは、垂直偏光の基本導波 E_{11}^x モード（1つ山の x 成分電界分布）の前進波は磁気光学導波路中をそのまま伝搬するが、 E_{11}^x モード後退波は水平偏光の高次導波 E_{12}^y モード（2つ山の y 成分電界分布）に変換される。

図5.2はこのアイソレータ動作を実現するために必要な E^y モードおよび E^x モー

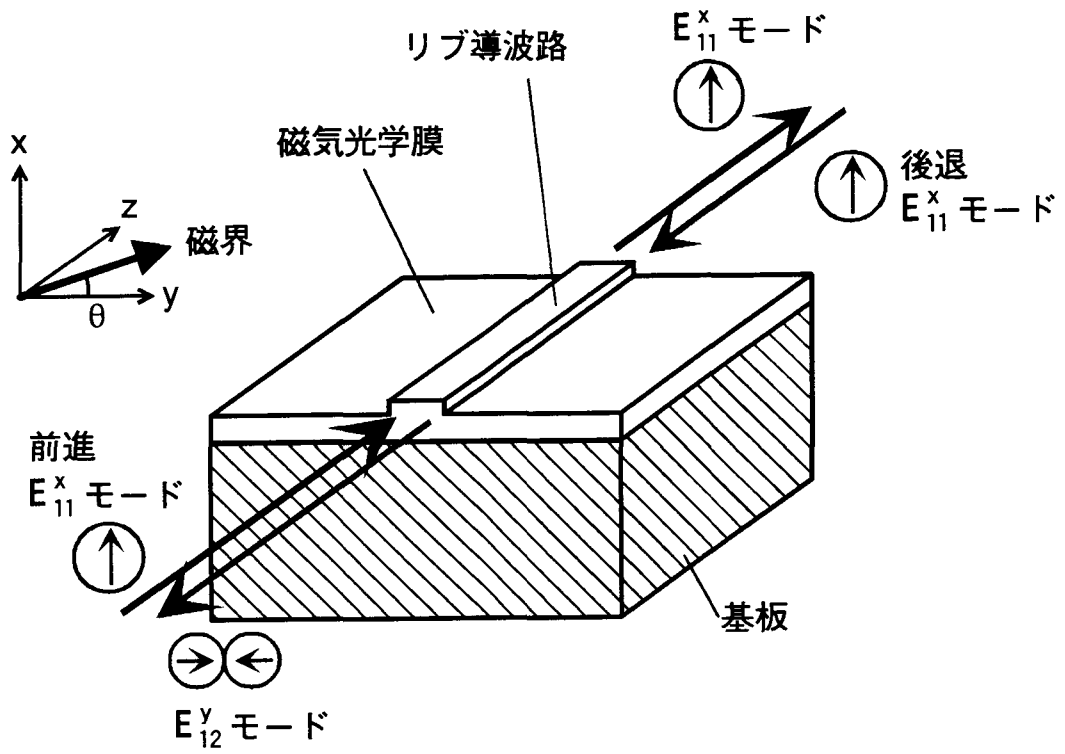


図 5.1 アイソレータの構造

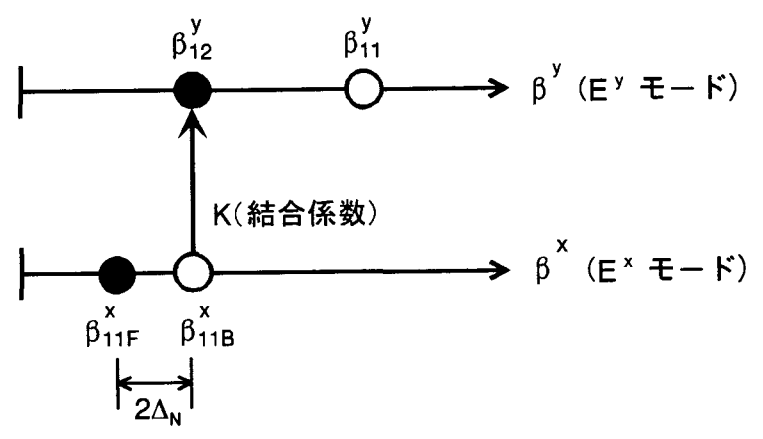


図 5.2 位相定数と変換の関係

下の伝搬定数と変換の関係を示す。 β_{11}^y および β_{12}^y はそれぞれ基本 E_{11}^y モードおよび高次 E_{12}^y モードの伝搬定数を表す。 β_{11F}^x および β_{11B}^x はそれぞれ基本 E_{11}^x モードの前進波および後退波の伝搬定数を表す。 y 軸方向磁界成分による磁気光学導波路の非相反移相効果[5]により、 E^x モードの伝搬定数が前進波と後退波で異なってくるため、 $\beta_{11F}^x \neq \beta_{11B}^x$ となっている。 一般に 2 次元のスラブ導波路では構造複屈折により TE モードの伝搬定数は TM モードの伝搬定数より大きく、カットオフに近いほどその差が大きくなる。 第 4 章で述べたように大きな非相反移相効果が得られるよう膜厚をカットオフ近くに選ぶと、スラブ導波路では TM モードと TE モードの位相整合を取ることができない。 しかしながら、3 次元構造のリブ導波路においては膜厚、リブ幅およびリブ高さを調節することにより基本 E_{11}^x モードと高次 E_{12}^y モードとの位相整合を取ることができる。 図 5.2 では後退波の E_{11}^x モードと E_{12}^y モードが位相整合条件 $\beta_{11B}^x = \beta_{12}^y$ を満足するよう構成している。 K は E_{11}^x モードから E_{12}^y モードへの結合係数を表す。

このとき、2.3.2 節の式(2.73)から導波路長 L における高次モードへの光パワーの変換効率 P_{12} は次式で与えられる。

$$P_{12} = [|K|^2 / (\Delta^2 + |K|^2)] \sin^2(\sqrt{\Delta^2 + |K|^2} L) \quad (5.1)$$

ここで、前進波においては

$$\Delta = |\beta_{12}^y - \beta_{11F}^x|/2 = |\beta_{11B}^x - \beta_{11F}^x|/2 = \Delta_N \quad (5.2)$$

$$K = K_F \quad (5.3)$$

となる。 $2\Delta_N$ は非相反移相量を表し、 K_F は前進波の結合係数を表す。 後退波においては

$$\Delta = |\beta_{12}^y - \beta_{11B}^x|/2 = 0 \quad (5.4)$$

$$K = K_B \quad (5.5)$$

となる。 K_B は後退波の結合係数を表す。 アイソレータ動作を実現するためには、前進波においては全く変換が起きないように $P_{12} = 0$ となり、後退波においては完全

な変換が起きるよう $P_{12} = 1$ とならなければならない。そのために次の式(5.6)および式(5.7)の条件を満足す必要がある。

$$\sqrt{\Delta_N^2 + |K_F|^2} L = \pi + m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (5.6)$$

$$|K_B|L = \pi/2 + n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (5.7)$$

$m = n = 0$ のとき導波路中を伝搬する光における E_{11}^x モードから高次 E_{12}^y モードへの光パワーの移行率を図 5.3 に示す。このように、 E_{11}^x モード前進波は位相不整合 $\beta_{11F}^x \neq \beta_{12}^y$ によりモード変換を起こさないでそのまま導波路端から出射するが、 E_{11}^x モード後退波は位相整合 $\beta_{11B}^x = \beta_{12}^y$ により高次 E_{12}^y モードに完全に交換される。これは E_{11}^x モード動作のアイソレータとなる。

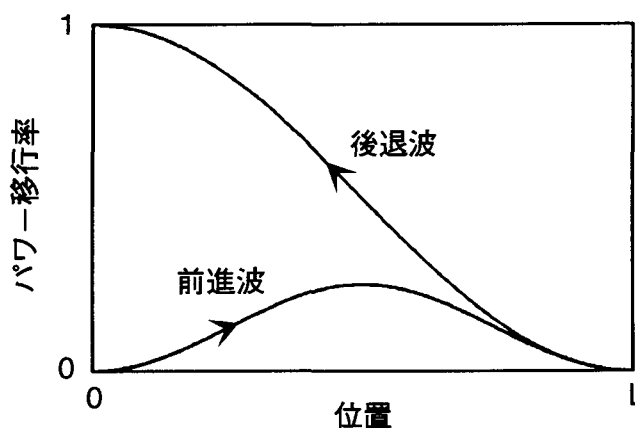


図 5.3 光パワーの移行

光学異方性が y - z 平面に磁化ベクトルをもつ磁気光学効果だけで与えられる場合、誘電率テンソルの非対角項は次の式(5.8), (5.9)で与えられる要素だけとなる。

$$\varepsilon_{xy} = -j(2n\theta_F/k_0) \sin\theta \quad (5.8)$$

$$\varepsilon_{xz} = j(2n\theta_F/k_0) \cos\theta \quad (5.9)$$

ここで、 θ_F は磁気光学膜のファラデー回転係数、 k_0 は真空の波数、 θ は磁化ベクト

ルの y 軸からの角度を表す. なお, コットン・ムートン効果は小さいので無視した. また, Δ_N は

$$\Delta_N = 2\omega\varepsilon_0(2n\theta_F/k_0)\cos\theta\iint_M \text{Im}(E_{1z}^*E_{1x})dxdy \quad (5.10)$$

となる. ここで, \iint_M は磁気光学領域断面での積分, ω は角周波数, ε_0 は真空の誘電率を表す. E_{1x} および E_{1z} はそれぞれ E_{11}^x モードの x および z 方向の電界成分を表し, 式(2.34)により規格化されているものとする. 前進波の結合係数 K_F は微少項を無視すると式(2.75)より

$$\begin{aligned} K_F &= -j\omega\varepsilon_0(2n\theta_F/k_0)[\sin\theta\iint_M E_{1x}^*E_{2y}dxdy - \cos\theta\iint_M E_{1x}^*E_{2z}dxdy] \\ &= j\omega\varepsilon_0(2n\theta_F/k_0)\cos\theta\iint_M E_{1x}^*E_{2z}dxdy \end{aligned} \quad (5.11)$$

となる. ここで, E_{2y} および E_{2z} はそれぞれ高次 E_{12}^y モードの y および z 方向の電界成分を表し, 式(2.34)により規格化されているものとする. 第1式の第1項は x 軸に関して偶対称分布を持つ E_{11}^x モードと奇対称分布を持つ E_{12}^y モードとの交換積分であるため 0 となる. スラブ導波路における TE モードは z 成分の電界を持たないが, チャンネル導波路における E^y モードは z 成分の電界を持つ. 従って, E_{2z} は小さいが存在し, $\theta = 0$ においても結合係数が存在する. 式(2.76)から同様に後退波の結合係数 K_B は

$$K_B = -j\omega\varepsilon_0(2n\theta_F/k_0)\cos\theta\iint_M E_{1x}^*E_{2z}dxdy \quad (5.12)$$

となる. 従って,

$$|K_F| = |K_B| \quad (5.13)$$

が成り立っている. もし, 歪み誘導等による光学異方性 (誘電率テンソルの非対角項) が同時に存在する場合は式(5.11)~(5.13)が成り立たず, $\theta = \pm\pi/2$ においても結合係数はかならずしも 0 ではない.

図 5.4 は, 更に高次の E_{13}^y モードへ変換するアイソレータを実現するための位相条件を示す. β_{13}^y は高次 E_{13}^y モードの伝搬定数を表す. 後退波の E_{11}^x モードと E_{13}^y モードが位相整合条件 $\beta_{11B}^x = \beta_{13}^y$ を満足し, 更に, 式(5.6)および式(5.7)と同様の E_{11}^x モー

ドと E_{13}^y モードについての条件式を満足している。従って、 E_{12}^y モードへの変換のときと同じように、 E_{11}^x モード前進波は位相不整合 $\beta_{11F}^x \neq \beta_{13}^y$ によりモード変換を起こさないでそのまま導波路端から出射するが、 E_{11}^x モード後退波は位相整合 $\beta_{11B}^x = \beta_{13}^y$ により高次 E_{13}^y モードに変換される。同様に E_{11}^x モード動作のアイソレータとなる。

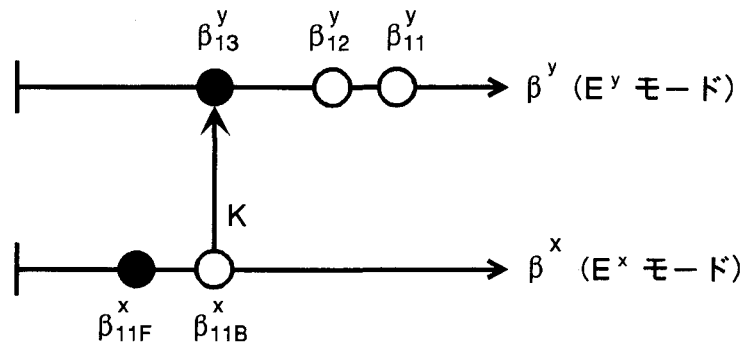
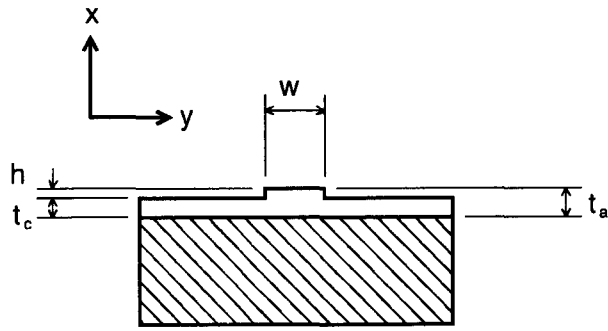


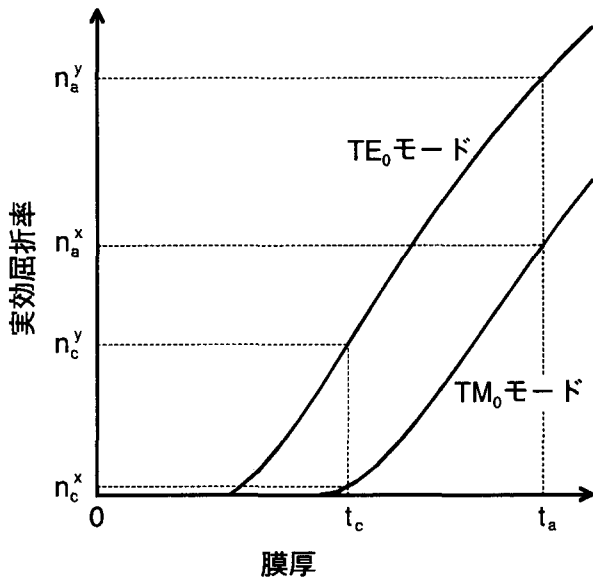
図 5.4 位相定数と変換の関係

5.3 素子設計

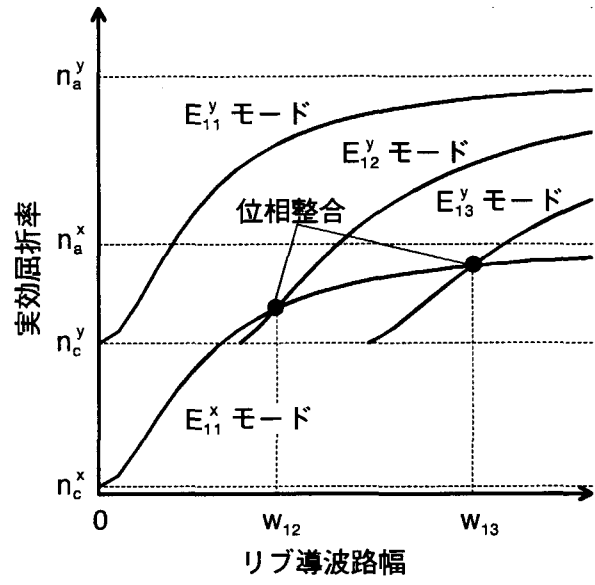
等価屈折率法を用いて図 5.2, 5.4 の位相整合条件を満たすための導波路設計方法について述べる。図 5.5(a)にリブ導波路断面を示す。 t_a はリブ導波路におけるコア部の膜厚、 t_c はクラッド部の膜厚を示す。リブの高さを h とするとこれらには $t_c = t_a - h$ の関係がある。リブ導波路の E^y モードおよび E^x モードの伝搬定数（または伝搬定数を真空の波数で割った実効屈折率）を求めるために、まず、 x 軸方向に基板、膜、空気を有する 3 層スラブ導波路の分散曲線（実効屈折率と膜厚の関係）を求める（図 5.5(b)）。これらの曲線から膜厚 t_a における TE_0 モードおよび TM_0 モードの実効屈折率を求め、それぞれを E^y モードのコア部の等価屈折率 n_a^y および E^x モードのコア部の等価屈折率 n_a^x とする。また、膜厚 t_c における TE_0 モードおよ



(a)



(b)



(c)

図 5.5 アイソレータの設計

び TM_0 モードの実効屈折率を求め、それぞれを E^y モードのクラッド部の等価屈折率 n_c^y および E^x モードのクラッド部の等価屈折率 n_c^x とする。次に、 y 軸方向に、コアの屈折率を n_a^y 、クラッドの屈折率を n_c^y とする 3 層スラブ導波路を考え、 TM_0 モード、 TM_1 モードおよび TM_2 モードの分散曲線（実効屈折率と幅の関係）を求めることにより、それぞれを E_{11}^y モード、 E_{12}^y モードおよび E_{13}^y モードの分散曲線とすることができる（図 5.5(c)）。同様に、コアの屈折率を n_a^x 、クラッドの屈折率を n_c^x とする 3 層スラブ導波路を考え、 TE_0 モードの分散曲線を求めることにより、 E_{11}^x モードの分散曲線とすることができる（図 5.5(c)）。

導波路構造のパラメータは次のようにして決定する。まず、最大非相反移相量が得られるようにカットオフの近くで t_a の値を決める（図 4.7 参照）。次に t_c を決めなければならないが、 t_c が大きいと n_c^y は n_a^x より大きくなるため、 E^y 導波モードの実効屈折率が E^x 導波モードの実効屈折率より常に大きくなり、位相整合を取ることができない。従って、図 5.5(b)に示すように、 n_c^y が n_a^x より小さくなるように t_c の値を決める。最後に、設定した t_a 、 t_c から得られるコア部およびクラッド部の等価屈折率から図 5.5(c)に示す E^y モードおよび E^x モードの分散曲線を描き、 E_{11}^x モードと E_{12}^y モードの位相整合点の幅 w_{12} あるいは E_{11}^x モードと E_{13}^y モードの位相整合点の幅 w_{13} を決定する。

図 5.6 は Ce 置換 YIG 導波路で E_{11}^x モードから E_{12}^y モードへ非相反変換するアイソレータを実現するためのリブ幅と高さの関係を示したものである。波長を $1.55\mu\text{m}$ 、基板、磁気光学膜および空気の屈折率をそれぞれ 1.93、2.22 および 1 とした。磁気光学膜の膜厚 t_a をパラメータとし、最大非相反移相量が得られる $0.47\mu\text{m}$ および少し大きな値の $0.5\mu\text{m}$ について設計した。リブを高くすると幅は広がっている。しかしながら、リブ幅の取り得る範囲は狭く、高精度加工が要求されることがわかる。例として、膜厚を $0.47\mu\text{m}$ 、リブの高さを $0.2\mu\text{m}$ とするとリブ幅は $1.9\mu\text{m}$ となる。

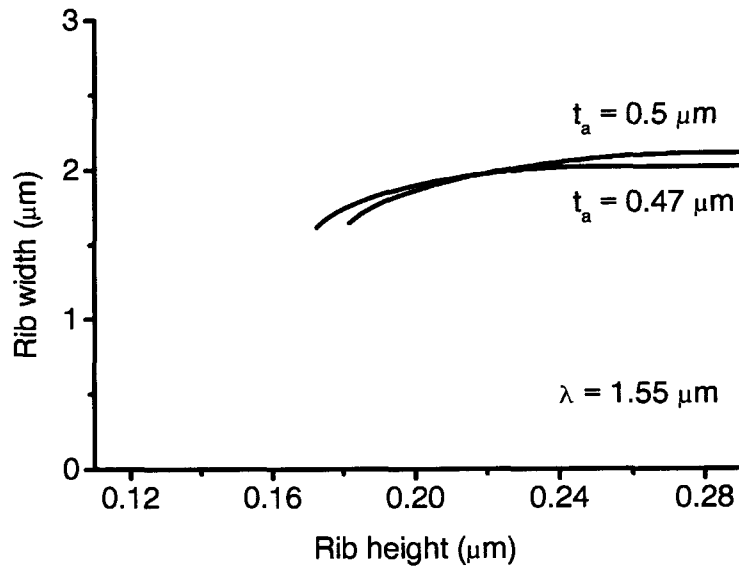


図 5.6 設計例 (非相反 E_{12}^y モード変換)

5.4 アイソレータ動作の実証

図 5.1 に示す導波型光アイソレータを作製した。まず、格子定数 12.495 \AA , (111) 方位の GCGMZG 基板の上に厚さ 0.46 μm の Ce 置換 YIG ($\text{CeY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) 磁気光学膜をスパッタにより形成した。波長 1.55 μm においてファラデー回転係数は -4500 °/cm で面内磁化膜であった。m ライン測定による屈折率は 2.22, プリズム結合法の測定による TM_0 モードの伝搬損失は 14 dB/cm であった。 BCl_3 ガスを用いた反応性イオンエッチングを用いて, Ce 置換 YIG 磁気光学膜をリブ形状に加工した。リブの高さは 0.17 μm , リブの幅は 1.9 μm であった。最後に, 光を端面結合するため, ダイシングソーでリブに垂直に導波路を切断し, 両端を研磨した。導波路長は 3.15 mm であった。

図 5.7 に磁気光学導波路における非相反変換現象を観察する実験系を示す。外部共振器を有するチューナブル半導体レーザから出た波長 1.55 μm の光を, 積層偏光子(Lamipol)[6]により偏光を規定し, 偏波保存シングルモード (SM) ファイバ

に入射する。ファイバからの出射光は先端が先球加工されているためレンズ効果により絞られ、磁気光学導波路の端面に結合し、 E_{11}^x モード光を励振する。導波路から出射した光をレンズを通し赤外線カメラで観察する。導波路にはコイルにより磁界を y 軸方向 ($\theta = 0^\circ$) にかけて、コイルの電流方向を変えることにより磁界を反転させている。

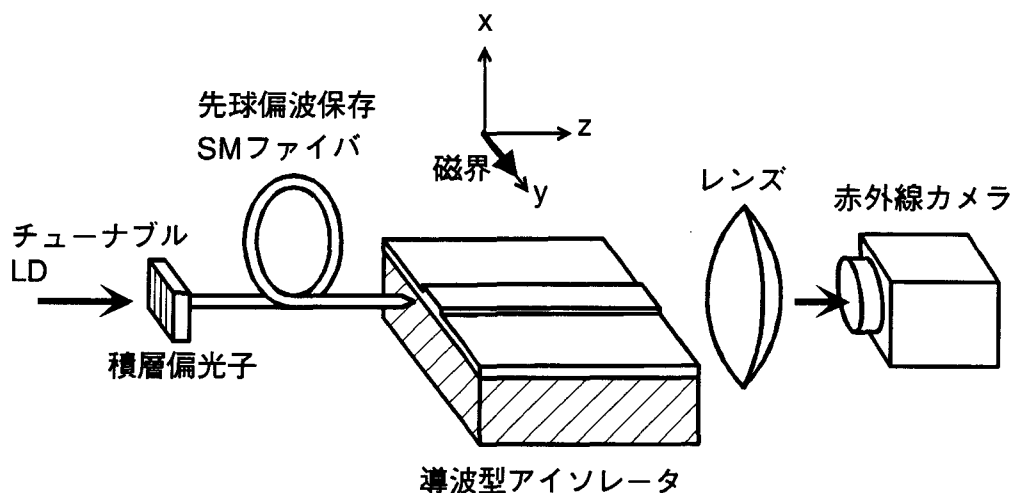
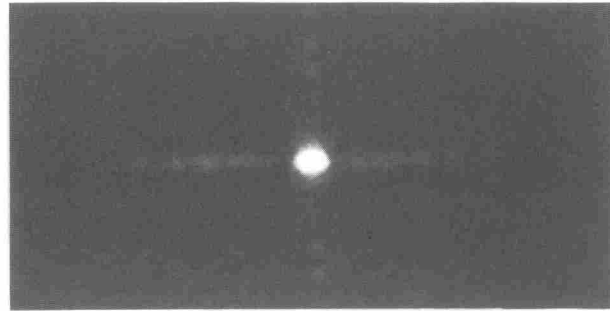


図 5.7 非相反変換現象の観察実験系

図 5.8 は波長 $1.550 \mu\text{m}$ の光を導波したときの導波路出射端におけるニアフィールドパターンを示す。理論的に等価であり、簡単であるため、光の伝搬方向を変える代わりに外部磁界の方向を変えて観察している。図 5.8(a)は -50 Oe の磁界を y 軸方向にかけたとき（前進波と等価）のニアフィールドパターンを示す。基本 E_{11}^x モードの 1 つ山が観察され、高次導波モードに変換しないでそのまま導波していることがわかる。ここで、大きさ 50 Oe の磁界は Ce 置換 YIG 膜の面内磁化を飽和させるのに十分な値であった。図 5.8(b)は $+50 \text{ Oe}$ の磁界を y 軸方向にかけたとき（後退波と等価）のニアフィールドパターンを示す。高次導波 E_{12}^y モードの 2



(a)

10 μm
┌───┐



(b)

10 μm
┌───┐

図 5.8 ニアフィールドパターン

(a) 磁界 $H_y = -50$ Oe (前進波に対応), E_{11}^x モード.

(b) 磁界 $H_y = +50$ Oe (後退波に対応), E_{12}^y モード.

つの山を観察することができる。この光は検光子により水平偏光であることを確認した。従って、後退波は基本 E_{11}^x モードから高次導波 E_{12}^y モードに変換していることがわかる。なお、導波路を導波する光の方向を変えても同じニアフィールドパターンが観察されることも確認した。

図 5.9 はアイソレーション特性を求めるための測定系を示す。導波路への光の結合方法は図 5.7 と同じである。導波路から出射した光は先球偏波保持ファイバに結合され、ホトダイオード (PD) で検出される。高次モードは偏波保持ファイバで受けることにより除去される。

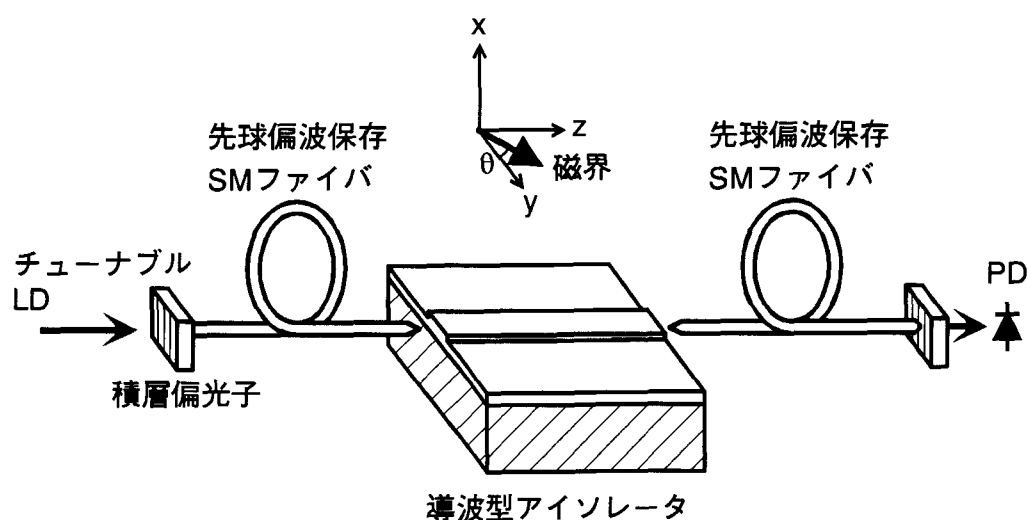


図 5.9 アイソレーションの測定系

図 5.10 は波長 $1.550 \mu\text{m}$ において、 y 軸方向の外部磁界に対する光パワーの変化を示す。50 Oe の外部磁界は十分磁化を飽和していることがわかる。外部磁界を正方向にかけたときと負方向にかけたときの光パワーの比でアイソレーションを求めることができる。ここでは、外部磁界が +50 Oe と -50 Oe における光パワーの比をアイソレーションとした。

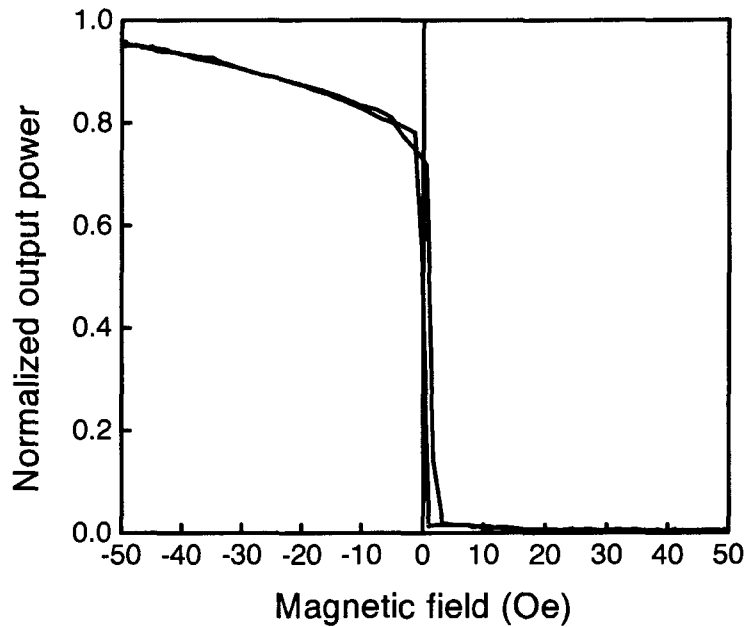


図 5.10 外部磁界による光強度の変化

図 5.11 にアイソレーションの波長特性を示す。黒丸は外部磁界の方向 $\theta = 0^\circ$ のときのアイソレーションを示す。波長 $1.550 \mu\text{m}$ で最大値 24 dB が得られている。しかしながら、波長が 1 nm 変化するとアイソレーションが 10 dB 下がり、帯域は狭く波長に敏感であった。これは、位相整合がはずれ、後退波 E_{11}^x モードから高次 E_{12}^y モードの変換が起きなくなるためと考えられる。外部磁界の方向を y 軸方向から傾けることによりアイソレーション特性が短波長側で改善した。図 5.11 に示す白丸は外部磁界角度 θ を最適にしたときのアイソレーション特性を示す。白四角はそのときの外部磁界の角度 θ を示す。改善される理由は、短波長側では β_{11B}^x が β_{12}^y より大きくなるが、外部磁界方向を傾けることにより非相反位相量が減少し、 β_{11B}^x が小さくなるため、位相整合条件 $\beta_{11B}^x = \beta_{12}^y$ に近づけることができるためと考えられる。

なお、導波路を導波する光の方向を変えても同じ実験結果が得られることも確認した。また、 $\theta = \pm 90^\circ$ においても高次導波 E_{12}^y モードへの変換現象が見られたため、

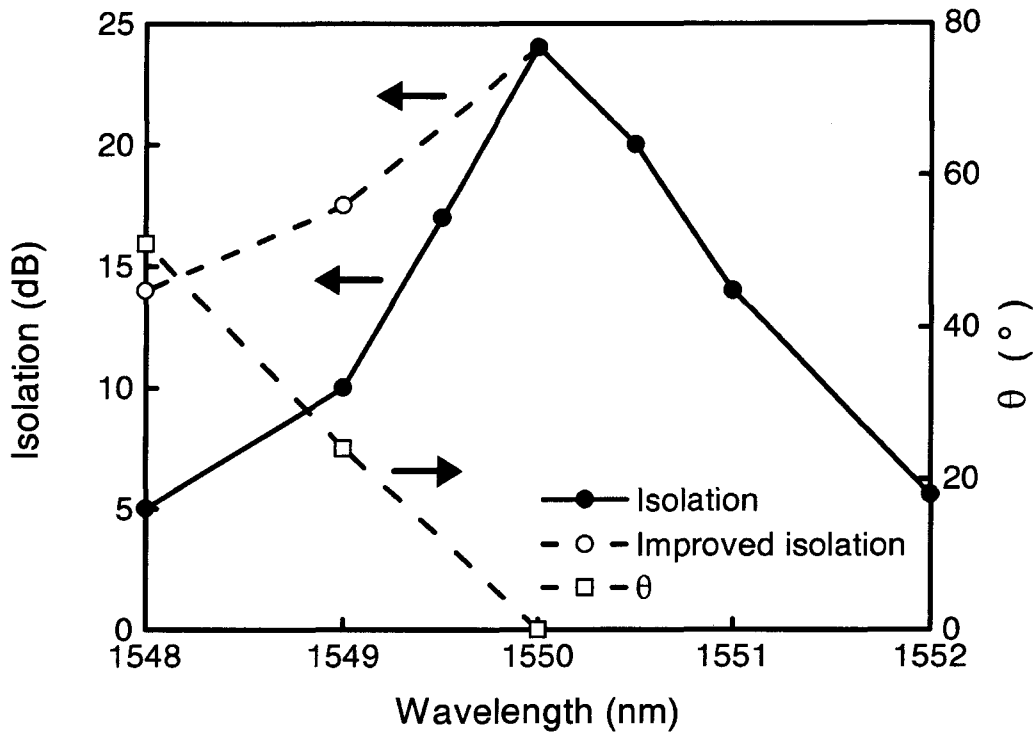


図 5.11 アイソレーションの波長特性

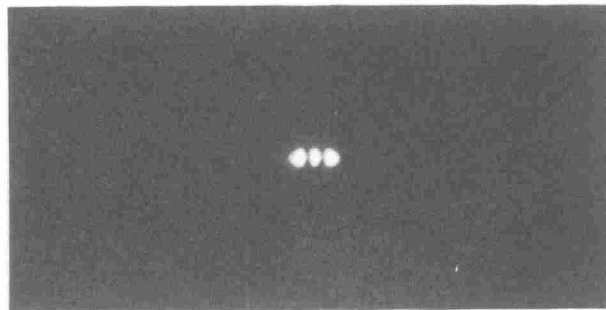
磁気光学効果以外にも歪み等による光学異方性が結合係数 K に関与している可能性がある。

導波路幅を $4.0 \mu\text{m}$ と広くすることにより, E_{11}^x モードから E_{13}^y モードへの非相反変換も観察された. 図 5.12(a)は $\theta = 50^\circ$ の方向に 50 Oe の磁界をかけたとき (前進波と等価) のニアフィールドパターンを示す. 幅が広いため, パターンは少し横長の基本 E_{11}^x モードとなったが, 高次導波モードへの変換は起きていない. 図 5.12(b)は $\theta = 130^\circ$ の方向に 50 Oe の磁界をかけたとき (後退波と等価) のニアフィールドパターンを示す. 変換が小さかったため観察には水平偏光子を用いて垂直偏光の E_{11}^x モードを除去した. 変換効率は 10% と小さかったが, 3 つの山が観察され, 高次導波 E_{13}^y モードへの変換を確認することができた.



(a)

10 μm
|-----|



(b)

10 μm
|-----|

図 5.12 ニアフィールドパターン

(a) 磁界方向 $\theta = 50^\circ$ (前進波に対応), E_{11}^x モード.

(b) 磁界方向 $\theta = -130^\circ$ (後退波に対応),

垂直偏光子使用, E_{13}^y モード.

5.5 まとめ

非相反高次導波モード変換を用いたシンプルなチャンネル構造の導波型光アイソレータを提案し、その動作を実証した。本素子は、垂直偏光の基本導波 E_{11}^x モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま伝搬するが、 E_{11}^x モードの後退波は水平偏光の高次導波 E_{12}^y モードに変換することにより一方向性モード変換器を構成し、アイソレータ動作をする。まず、素子設計を行い、次に、Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより素子を作製した。垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55 \mu\text{m}$ ）を作製した素子に導波させた結果、非相反高次導波モード変換現象を観察した。更に、アイソレーションを測定した結果、帯域は狭いが、これまで報告されたモノリシック導波型光アイソレータより 10 dB 以上高い値 24 dB が得られた。

参考文献

1. T. Shintaku, Fifth Optoelectronics Conference (OEC'94) Technical Digest, Makuhari, 15B4-1 (1994).
2. T. Shintaku, Appl. Phys. Lett. **66**, 2789 (1995).
3. T. Shintaku, T. Uno and M. Kobayashi, J. Appl. Phys. **74**, 4877 (1993).
4. E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Tech. J. **48**, 2071 (1969).
5. S. Yamamoto and T. Makimoto, J. Appl. Phys. **45**, 882 (1974).
6. S. Kawakami, Appl. Opt. **22**, 2426 (1983).

第6章 放射モード変換型光アイソレータ

6.1 はじめに

本章では非相反放射モード変換を用いた導波型光アイソレータを提案し，その動作原理，設計法，作製および特性について述べる．第5章のアイソレータと同じようにシンプルなチャンネル構造を持つ．本素子は，垂直偏光基本モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま導波し，垂直偏光基本モードの後退波は水平偏光放射モードに変換され光が導波路の外に漏洩することによりアイソレータ動作する．カットオフ構造の違いにより，タイプ1[1,2]とタイプ2[3]の2つのタイプを提案する．第4章で述べた加工法を用いて Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより提案した素子を作製する[4]．先球偏波保存シングルモードファイバを用いて，作製した素子に垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55 \mu\text{m}$ ）を導波させ，非相反放射モード変換現象を観察する．更に，素子の出射端に偏光保存の無い通常のシングルモードファイバを結合させ放射モードを除去することにより，アイソレーションを測定する．

6.2 動作原理

6.2.1 タイプ1

図6.1に放射モード変換型光アイソレータの基本構成を示す．ガーネット基板上に磁気光学リブ導波路が形成されている．光の伝搬（導波路）方向を z 軸に，基板に垂直な方向を x 軸にとる．外部磁界は y 軸方向または y 軸から角度 θ の方向にかけられている．3次元導波路における伝搬モードの表し方として Marcatili の表記法を用いる[5]．図6.1に示すように，このアイソレータは，垂直偏光の基本 E_{11}^x モード前進波は磁気光学導波路中をそのまま伝搬するが， E_{11}^x モード後退波は水平偏光の E^y 放射モードに変換され，導波路からスラブ部に漏洩することにより動作す

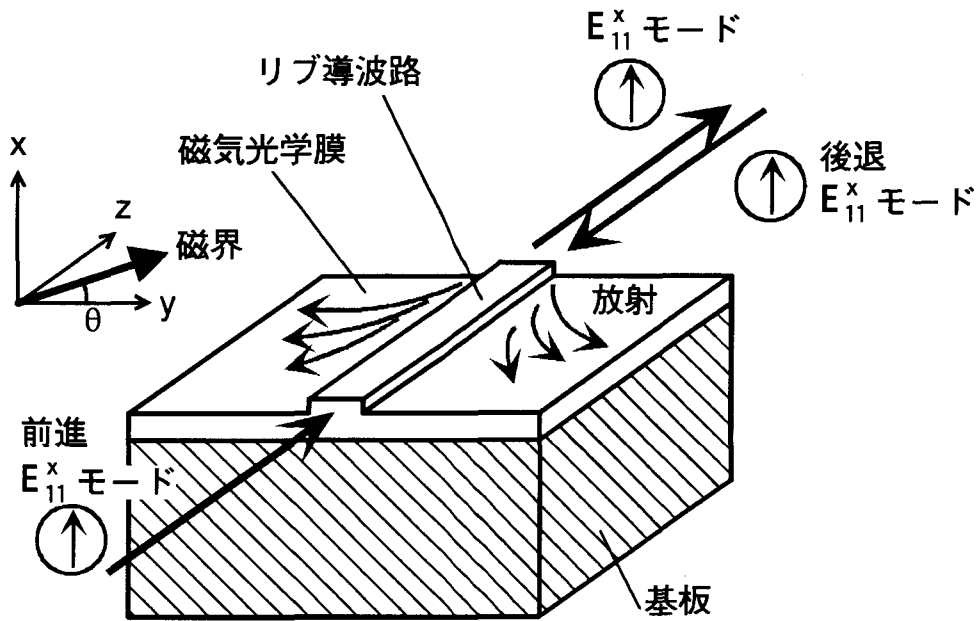


図 6.1 放射モード変換型アイソレータ

る。カットオフ構造の違いによりタイプ1とタイプ2の2つタイプがある。

図 6.2 はタイプ 1 のアイソレータ動作を実現するために必要な E^y モードおよび E^x モードの伝搬定数と変換の関係を示す。 β_{11}^y は E_{11}^y モードの伝搬定数を表し、 β_{11F}^x および β_{11B}^x はそれぞれ E_{11}^x モードの前進波および後退波の伝搬定数を表す。磁気光学導波路の y 軸方向磁化成分による非相反移相効果により $\beta_{11F}^x \neq \beta_{11B}^x$ である。 β_c^x および β_c^y はそれぞれ E^x モードおよび E^y モードのカットオフを表し、 β_r^y は E^y 放射モードを表す。一般にスラブ導波路では構造複屈折により TE モードの伝搬定数は TM モードの伝搬定数より大きく、カットオフに近いほどその差が大きくなる。従って、リブ導波路の膜厚、リブ幅およびリブ高さを調節することにより $\beta_{11B}^x < \beta_c^x < \beta_{11F}^x$ なる条件を実現することができる。 K は E_{11}^x モードから E^y 放射モードへの結合係数を表し、磁気光学や歪み誘導による光学異方性によって誘起される。このような伝搬

定数の関係になっているため、伝搬定数 β_{11F}^x を持つ E_{11}^x モードの前進波は位相不整合 $\beta_c^y < \beta_{11F}^x < \beta_{11}^y$ により E_{11}^y モードとも E^y 放射モードとも結合せずそのまま導波路中を伝搬する。一方、 β_{11B}^x を持つ E_{11}^x モードの後退波は $\beta_{11B}^x < \beta_c^y$ の条件から、位相整合 $\beta_{11B}^x = \beta_R^y$ を満たす β_R^y をもつ E^y 放射モードが必ず存在するため、結合係数 K によって E^y 放射モードに変換される。この放射モードはリブチャネル外のスラブ部分に漏洩する。このように、偏光子を必要としない E_{11}^x モードのアイソレータとして動作する。

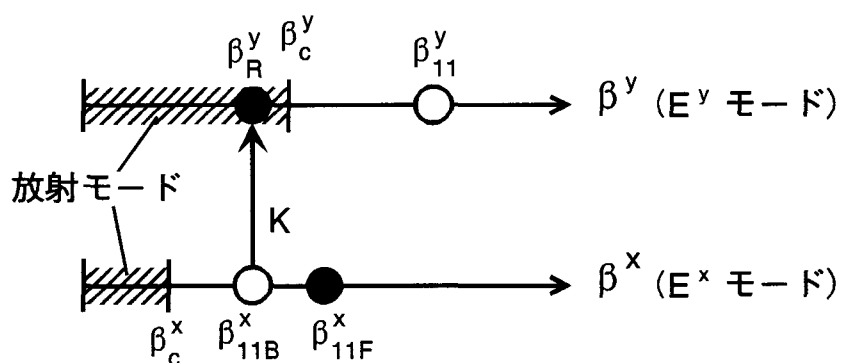


図 6.2 位相定数と変換の関係

2.3.3 節から、放射モード変換により減衰する E_{11}^x モードの光パワー $P(z)$ は次式で与えられる [7-9].

$$P(z) \approx P(0)e^{-2\alpha z} \quad (6.1)$$

ここで、パワー減衰定数 2α は

$$2\alpha = 2\pi |K(\beta_M)|^2 \quad (6.2)$$

である。 β_M は磁気光学効果のもと（摂動系）での E_{11}^x モードの伝搬定数、関数 $K(\beta)$

は E_{11}^x モードから伝搬定数 β を持つ E^y 放射モードへの結合係数を示す。この式はカットオフから離れた放射モード変換を表すため、タイプ 1 の解析においては誤差があるが、ある程度、数値的に現象を理解できる。前進波および後退波の E_{11}^x モードの伝搬定数は

$$\beta_M = \begin{cases} \beta_{11F}^x = \beta_1 + \Delta_N & (\text{前進波}) \\ \beta_{11B}^x = \beta_1 - \Delta_N & (\text{後退波}) \end{cases} \quad (6.3)$$

ここで、

$$\Delta_N = 2\omega\epsilon_0 \iint_M \text{Re}(\epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{1z}) dx dy \quad (6.4)$$

で与えられる。 Δ_N は非相反移相効果による伝搬定数の変化分を表す。また、前進波の結合係数 K_F は式(2.96)から

$$K_F(\beta) = \begin{cases} 0 & (\beta > \beta_c^y) \\ \omega\epsilon_0 \iint_M (\epsilon_{xy} E_{1x}^* E_{\beta y} + \epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{\beta z} + \epsilon_{yz} E_{1y}^* E_{\beta z} + \epsilon_{xy}^* E_{1y}^* E_{\beta x} + \epsilon_{xz}^* E_{1z}^* E_{\beta x} + \epsilon_{yz}^* E_{1z}^* E_{\beta y}) dx dy & (0 < \beta < \beta_c^y) \end{cases} \quad (6.5)$$

で表され、後退波の結合係数 K_B は式(2.97)から

$$K_B(\beta) = \begin{cases} 0 & (\beta > \beta_c^y) \\ \omega\epsilon_0 \iint_M (\epsilon_{xy} E_{1x}^* E_{\beta y} - \epsilon_{xz} E_{1x}^* E_{\beta z} - \epsilon_{yz} E_{1y}^* E_{\beta z} + \epsilon_{xy}^* E_{1y}^* E_{\beta x} - \epsilon_{xz}^* E_{1z}^* E_{\beta x} - \epsilon_{yz}^* E_{1z}^* E_{\beta y}) dx dy & (0 < \beta < \beta_c^y) \end{cases} \quad (6.6)$$

で表される。ここで、 \iint_M は磁気光学領域断面での積分、 ω は角周波数、 ϵ_0 は真空の誘電率を表す。 E_{1x} 、 E_{1y} および E_{1z} はそれぞれ伝搬定数 β_1 を持つ E_{11}^x モードの x 、 y および z 方向の電界成分を表し、式(2.34)により規格化されているものとする。 $E_{\beta x}$ 、 $E_{\beta y}$ および $E_{\beta z}$ はそれぞれ伝搬定数 β を持つ E^y 放射モードの x 、 y および z 方向の電界成分を表し、式(2.35)によって規格化されているものとする。従って、前進波においては $\beta_{11F}^x > \beta_c^y$ より $K_F(\beta_{11F}^x) = 0$ となり、パワーは減衰せずに進むが、後退波

においては $K_B(\beta_{11B}^x) \neq 0$ であるためパワー減衰定数が $2\pi|K_B(\beta_{11B}^x)|^2$ で減衰する。

光学異方性が y - z 平面に磁化ベクトルをもつ磁気光学効果だけで与えられる場合、誘電率テンソルの非対角項は次の式(6.7), (6.8)で与えられる要素だけとなる。

$$\varepsilon_{xy} = -j(2n\theta_F/k_0)\sin\theta \quad (6.7)$$

$$\varepsilon_{xz} = j(2n\theta_F/k_0)\cos\theta \quad (6.8)$$

ここで、 θ_F は磁気光学膜のファラデー回転子、 k_0 は真空の波数、 θ は磁化ベクトルの y 軸からの角度を表す。なお、コットン・ムートン効果は小さいので無視した。

このとき、 Δ_N は

$$\Delta_N = 2\omega\varepsilon_0(2n\theta_F/k_0)\cos\theta \iint_M \text{Im}(E_{0z}^* E_{0x}) dx dy \quad (6.9)$$

で与えられ、後退波の結合係数 K_B は

$$K_B(\beta) = -j\omega\varepsilon_0(2n\theta_F/k_0)[\sin\theta \iint_M E_{1x}^* E_{\beta y} dx dy + \cos\theta \iint_M E_{1x}^* E_{\beta z} dx dy] \quad (0 < \beta < \beta_c^y) \quad (6.10)$$

で与えられる。ここで、微少項は無視した。スラブ導波路における TE モードは z 成分の電界を持たないが、チャンネル導波路における E^y モードは z 成分の電界を持つ。従って、 $E_{\beta z}$ は $E_{\beta x}$ に比べて小さいが存在し、 $\theta = 0$ においても式(6.10)の第 2 項より結合係数が存在する。

6.2.2 タイプ 2

タイプ 2 の放射モード変換型光アイソレーターはタイプ 1 と同じ動作をするがカットオフ条件が異なる。動作原理を説明するために、 E^y モードおよび E^x モードの伝搬定数と変換の関係を図 6.3 に示す。基本 E_{11}^x モードの前進波の伝搬定数 β_{11F}^x および後退波の伝搬定数 β_{11B}^x を両方とも E^y モードのカットオフ β_c^y より小さくなるよう構成すると ($\beta_{11F}^x < \beta_{11B}^x < \beta_c^y$)、前進波および後退波の E_{11}^x モードは両方とも放射 E^y モードと位相整合をしている。アイソレータ動作をするためには前進波の結合係数 K_F はほぼ 0 となり、後退波の結合係数 K_B は大きな値をとるよう設計す

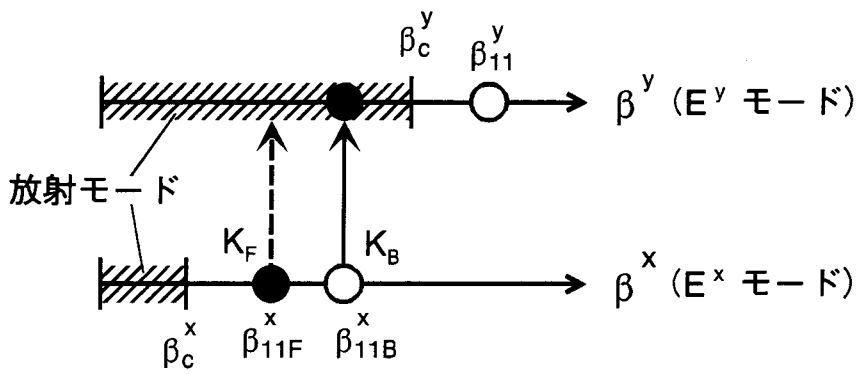


図 6.3 位相定数と変換の関係

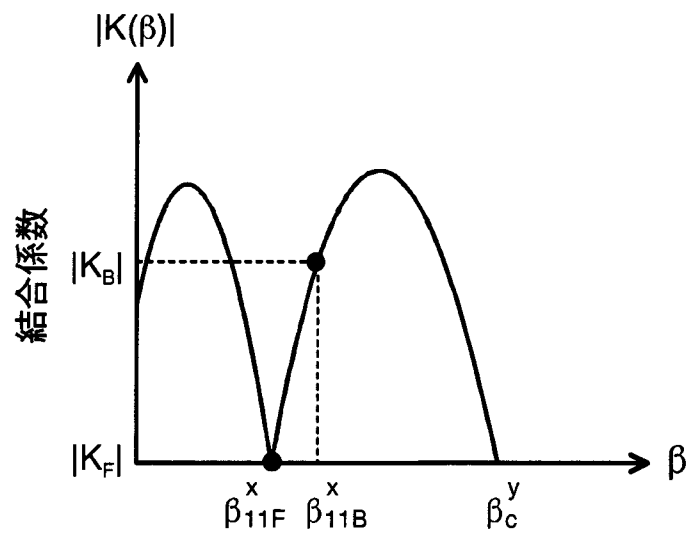


図 6.4 放射モード変換の結合係数

る．一般に結合係数は前進波と後退波で同じ関数ではないが，光学異方性が y 軸方向の磁化ベクトルによる磁気光学効果だけとすると，その絶対値は式(6.5)～(6.8)より，

$$|K_F(\beta)| = |K_B(\beta)| = \left| \omega \varepsilon_0 (2n\theta_F/k_0) \iint_m E_{1x}^* E_{\beta z} dx dy \right| \quad (6.11)$$

となり，同じ関数で表される．この関数を $|K(\beta)|$ とし，伝搬定数 β について描くと，図 6.4 に示すように 0 となるところが存在する[9]．前進波の伝搬定数をその値に設定することにより

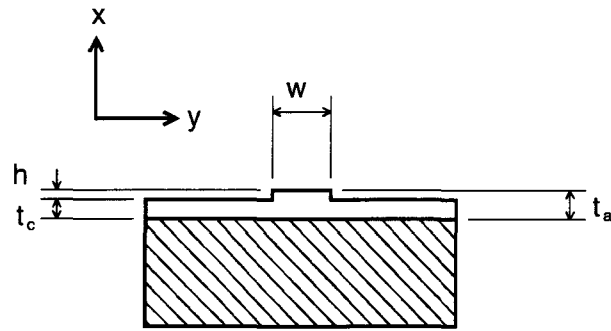
$$|K_F(\beta_{11F}^x)| = 0 \quad (6.12)$$

$$|K_B(\beta_{11B}^x)| \neq 0 \quad (6.13)$$

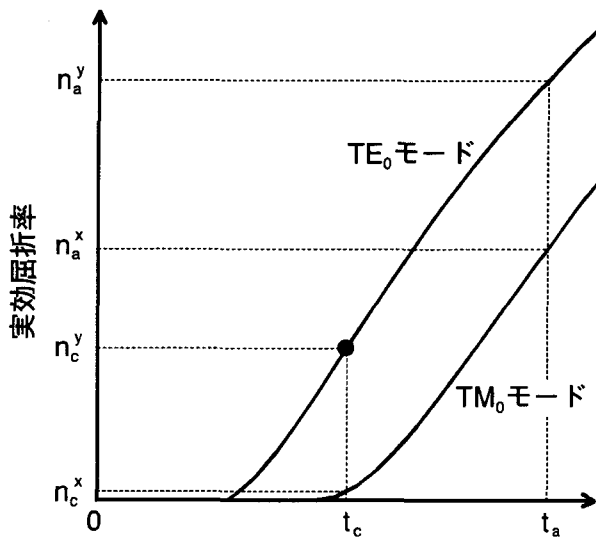
とすることができ，アイソレータ動作を実現できる．もし，磁気光学効果以外に歪み誘導等による光学異方性（誘電率テンソルの非対角項）が同時に存在する場合においても，式(6.11)は成り立たないが K_F および K_B は β の関数であるため同様に式(6.12)，(6.13)を満足させることができる．

6.3 素子設計

等価屈折率法を用いて図 6.2 の位相整合条件を満たすためのタイプ 1 の導波路設計方法について述べる．図 6.5(a)にリブ導波路断面を示す． t_a はリブ導波路におけるコア部の膜厚， t_c はクラッド部の膜厚， h はリブの高さを示す．5.3 節と同様に，リブ導波路の E^y モードおよび E^x モードの分散曲線（実効屈折率と膜厚の関係）を求める．まず，基板，膜，空気有する 3 層スラブ導波路における TE_0 モードおよび TM_0 モードの分散曲線から E_{11}^y モードおよび E_{11}^x モードのそれぞれコア部（膜厚 t_a ）の等価屈折率 n_a^y および n_a^x とクラッド部（膜厚 t_c ）の等価屈折率 n_c^y および n_c^x を求める（図 6.5(b)）．次に，得られたコア部およびクラッド部の等価屈折率を有する 3 層スラブ導波路から TM_0 モードおよび TE_0 モードの分散曲線を求め，それぞれを E_{11}^y モードおよび E_{11}^x モードの分散曲線とすることができる（図 6.5(c)）．

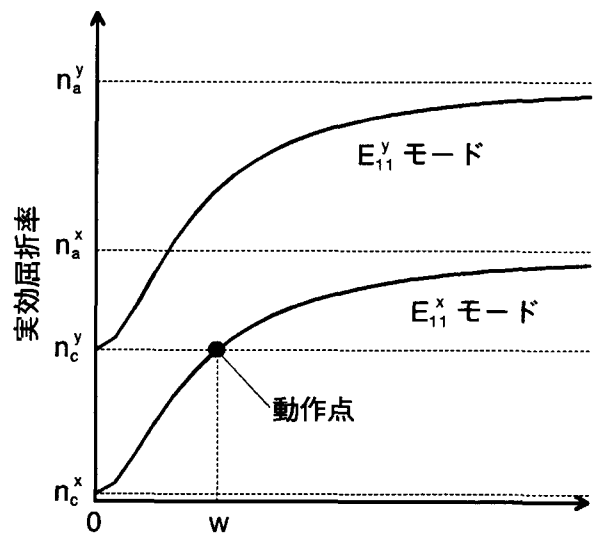


(a)



膜厚

(b)



リブ導波路幅

(c)

図 6.5 アイソレータの設計 (タイプ 1)

導波路構造のパラメータは次のようにして決定される。まず、最大非相反移相量を得られるように t_a の値をカットオフの近くで決める (図 4.7 参照)。次に、 t_c により E_{11}^y モードおよび E_{11}^x モードのカットオフ値が決まるため、図 6.5(b)から n_c^y が n_a^x より小さくなるように t_c の値を決める。最後に、図 6.5(c)から E_{11}^x モードの実効屈折率が n_c^y になるように w を決める。

図 6.6 は Ce 置換 YIG 導波路でタイプ 1 のアイソレータを実現するためのリブの高さと幅の関係を示したものである。設計は波長 $1.55\mu\text{m}$ において基板、膜および空気の屈折率をそれぞれ 1.93, 2.22 および 1 とした。膜厚 t_a をパラメータとし、最大非相反移相量を得られる $0.47\mu\text{m}$ および少し大きな値の $0.5\mu\text{m}$ について設計した。リブの幅を増大させるとリブの高さは減少する。図 5.6 に示した高次導波モード変換型光アイソレータの設計と比べると、リブ幅の取り得る範囲が広いこと、設計の余裕があることがわかる。例として、膜厚を $0.47\mu\text{m}$ 、リブの高さを $0.16\mu\text{m}$ とするとリブ幅は $2.0\mu\text{m}$ となる。

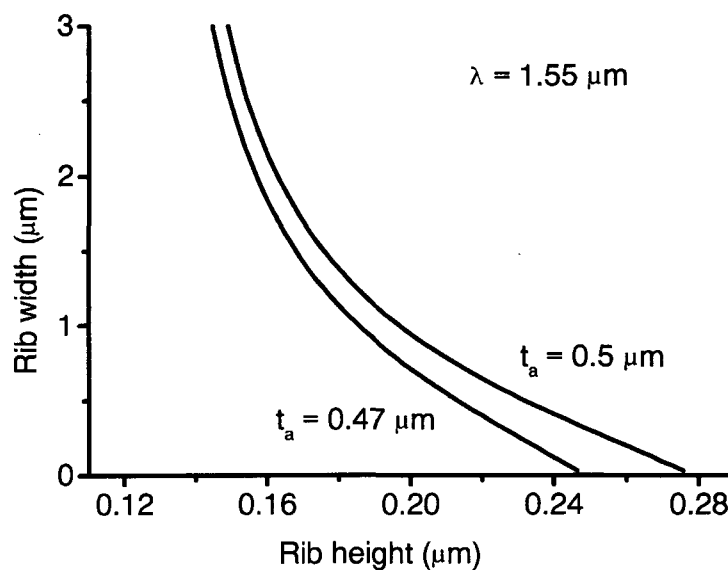


図 6.6 設計例 (タイプ 1)

タイプ 2 においては E_{11}^x モードの伝搬定数が前進波および後退波とも E^y モードの cutoff より小さくする必要がある。そのため、図 6.5(b)において $n_c^y > n_a^x$ となるようリブの高さを低く (t_c を厚くする) 設定するか、または、図 6.5(c)において E_{11}^x モードの実効屈折率が n_c^y より小さくなるように狭い w を設定する。素子の作製においては、狭いリブ幅を形成するより低いリブを形成する方が容易である。

6.4 アイソレータ動作の実証

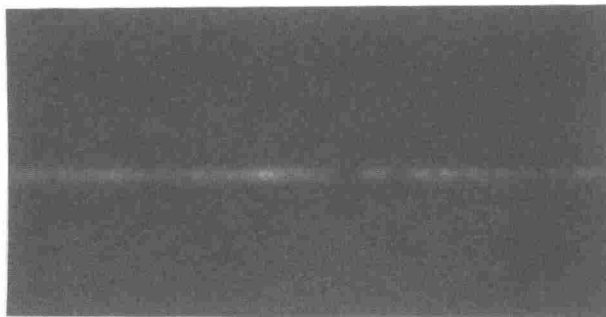
タイプ 1 のシングルモード導波型光アイソレータを作製した。まず、格子定数 12.495 \AA 、(111)方位の GCGMZG 基板上に厚さ 0.49 \mu m の Ce 置換 YIG ($\text{CeY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) 磁気光学膜をスパッタにより形成した。波長 1.55 \mu m においてファラデー回転係数は $-4500 \text{ }^\circ/\text{cm}$ で面内磁化膜であった。m ライン測定による屈折率は 2.22, プリズム結合法の測定による伝搬損失は TM モードにおいて 14 dB/cm , TE モードにおいて 18 dB/cm であった。BCl₃ ガスを用いた反応性イオンエッチングを用いて、磁気光学膜をリブ形状に加工した。リブの高さは 0.16 \mu m , リブの幅は 2 \mu m であった。光を端面結合するため、ダイシングソーでリブに垂直に導波路を切断し、両端を研磨した。導波路長は 4.5mm であった。

図 5.7 の測定系を用いて、作製した導波型光アイソレータに波長 1.536 \mu m , 垂直偏光の基本 E_{11}^x モード光を導波したときの導波路出射端におけるニアフィールドパターンを図 6.7 に示す。理論的に等価であり簡単であるため、光の伝搬方向を変える代わりに磁界の方向を変えている。図 6.7(a)は y 軸方向の磁界 $H_y = +50 \text{ Oe}$ をかけたとき (前進波と等価) のニアフィールドパターンを示す。導波路中に閉じこめられた基本 E_{11}^x モード光が観察され、放射モードに変換しないでそのまま導波していることがわかる。ここで、大きさ 50 Oe の磁界は Ce 置換 YIG 膜の面内磁化を飽和させるのに十分な値であった。図 6.7(b)は y 軸方向の磁界 $H_y = -50 \text{ Oe}$ をかけたとき (後退波と等価) のニアフィールドパターンを示す。光は放射して、導波



(a)

10 μm
┌───┐



(b)

10 μm
┌───┐

図 6.7 ニアフィールドパターン (タイプ 1)

(a) 磁界 $H_y = +50$ Oe (前進波に対応), E_{11}^x モード

(b) 磁界 $H_y = -50$ Oe (後退波に対応), E^y 放射モード

路外の膜中に漏洩している。この放射光は検光子により水平偏光であることを確認した。従って、後退波は基本 E_{11}^x 導波モードから E^y 放射モードに変換していることがわかる。なお、導波路を導波する光の方向を変えても同じニアフィールドパターンが観察されることも確認した。

図 6.8 はアイソレーション特性を求めるための測定系を示す。導波路への光の結合方法は図 5.9 と同じである。導波路から出射した光は偏光保存の無い通常の先球シングルモード (SM) ファイバに結合され、フォトダイオード (PD) で検出される。放射モード光は SM ファイバで受けることにより除去される。

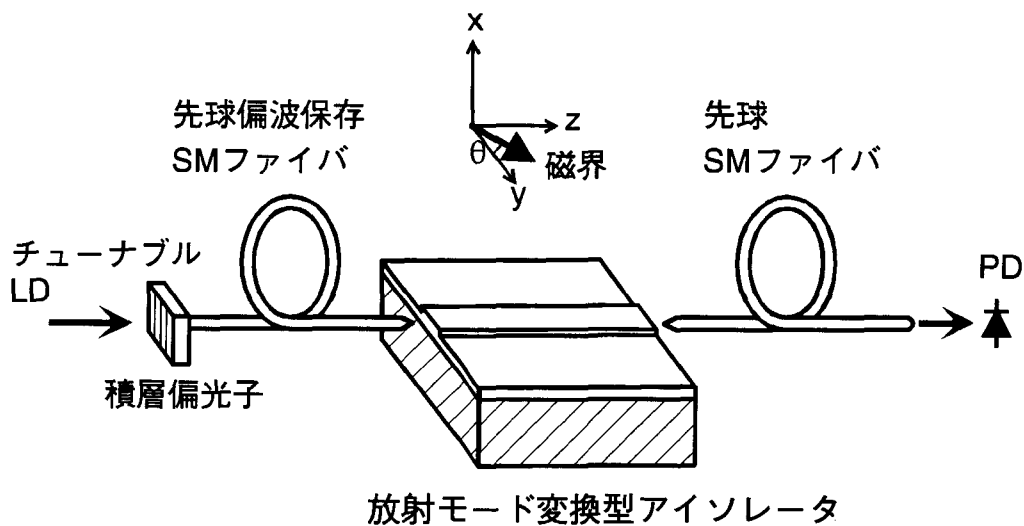


図 6.8 アイソレーションの測定系

図 6.9 は、波長 $1.536 \mu\text{m}$ において、 y 軸方向の印加磁界に対する光パワーの変化を示す。50 Oe の外部磁界は十分磁化を飽和していることがわかる。磁界を正方向にかけたときと負方向にかけたときの光パワーの比でアイソレーションを求めることができる。ここでは、磁界が +50 Oe と -50 Oe における光パワーの比をアイソ

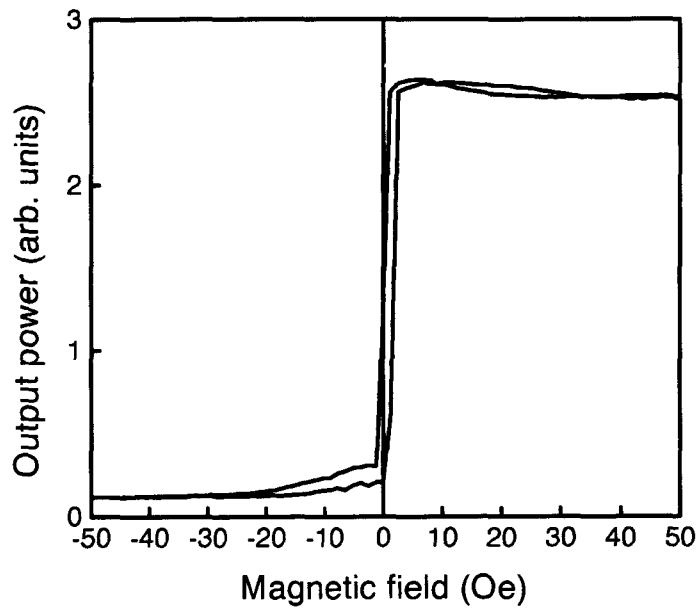


図 6.9 磁界による光強度変化

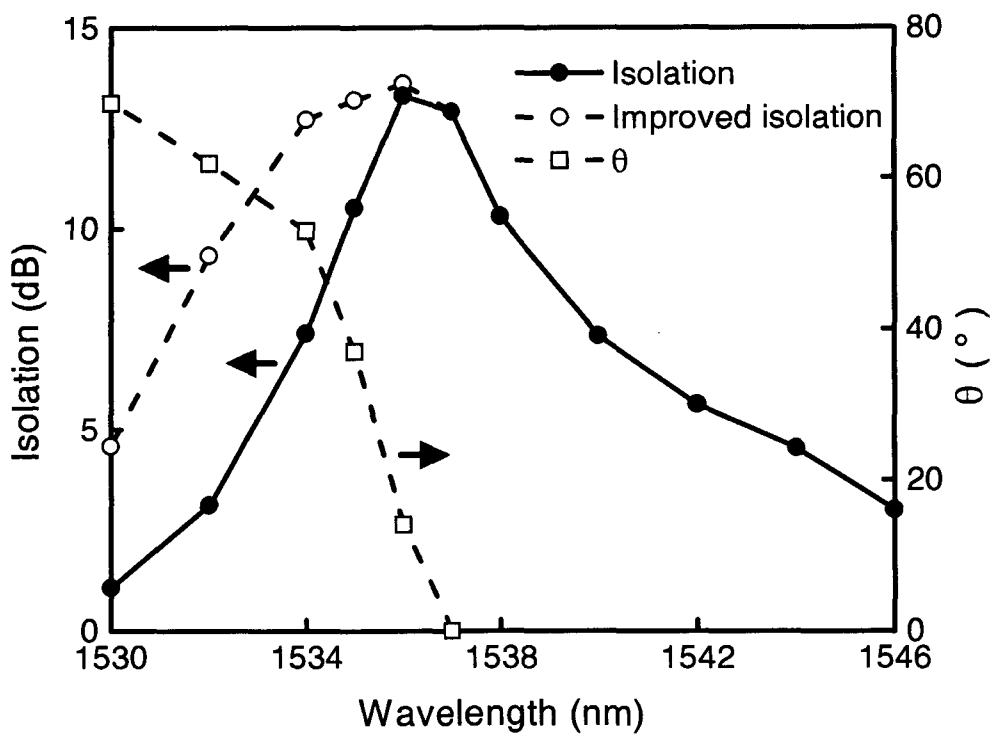


図 6.10 アイソレーションの波長特性 (タイプ 1)

レーションとした。

図 6.10 はアイソレーションの波長特性を示す。黒丸は印加磁界の方向 $\theta = 0^\circ$ のときのアイソレーションを示す。波長 $1.536 \mu\text{m}$ で最大値 13.3 dB が得られている。波長の短い方では、後退波導波モードの伝搬定数 β_{11B}^x がカットオフ β_c^y よりも大きくなり、 E^y 放射モードと結合しなくなる。反対に、波長が長くなると前進波導波モードの伝搬定数 β_{11F}^x がカットオフ β_c^y よりも小さくなり、 E^y 放射モードに結合しやすくなる。これがアイソレーション低下の原因と考えられる。印加磁界の方向を少し y 軸から z 軸方向に傾けることにより短波長側でアイソレーション特性を少し改善することができる。図 6.10 の白丸は印加磁界角度 θ を最適にしたときのアイソレーション特性を示す。白四角はそのときの印加磁界角度 θ を示す。改善される理由は磁界の角度を z 軸方向に傾けることにより z 軸方向の磁化成分が現れ、式(6.10)から結合係数 K が増えたためと考えられる。なお、導波路を導波する光の方向を変えても同じ実験結果が得られることも確認した。

更に、タイプ 2 の導波型光アイソレータを作製した。Ce 置換 YIG リブ導波路のパラメータは膜厚 $0.47 \mu\text{m}$ 、リブの高さ $0.11 \mu\text{m}$ 、リブ幅 $2.2 \mu\text{m}$ 、導波路長 4.1 mm であった。放射モードと位相整合するようにリブを低くした。

波長 $1.535 \mu\text{m}$ の光を導波したときの出射導波路端におけるニアフィールドパターンを図 6.11 に示す。図 6.11(a)は y 軸方向の磁界 $H_y = -50 \text{ Oe}$ をかけたとき（前進波と等価）のニアフィールドパターンを示す。タイプ 1 と同様に導波路中に閉じこめられた基本 E_{11}^x モード光が観察され、放射モードに変換しないでそのまま導波していることがわかる。図 6.11(b)は y 軸方向の磁界 $H_y = 50 \text{ Oe}$ をかけたとき（後退波と等価）のニアフィールドパターンを示す。 E^y 放射モードに変換し、光は大きく減衰しているためほとんど観察されない。また、放射モードに変換するための印加磁界の方向がタイプ 1 とは反対になっていることがわかる。図 6.12 は波長 $1.535 \mu\text{m}$ における y 軸方向の印加磁界に対する光パワーの変化を示す。タイプ 1



(a)

10 μm
└────────┘



(b)

10 μm
└────────┘

図 6.11 ニアフィールドパターン (タイプ 2)

(a) 磁界 $H_y = -50$ Oe (前進波に対応), E_{11}^x モード

(b) 磁界 $H_y = +50$ Oe (後退波に対応), E^y 放射モード

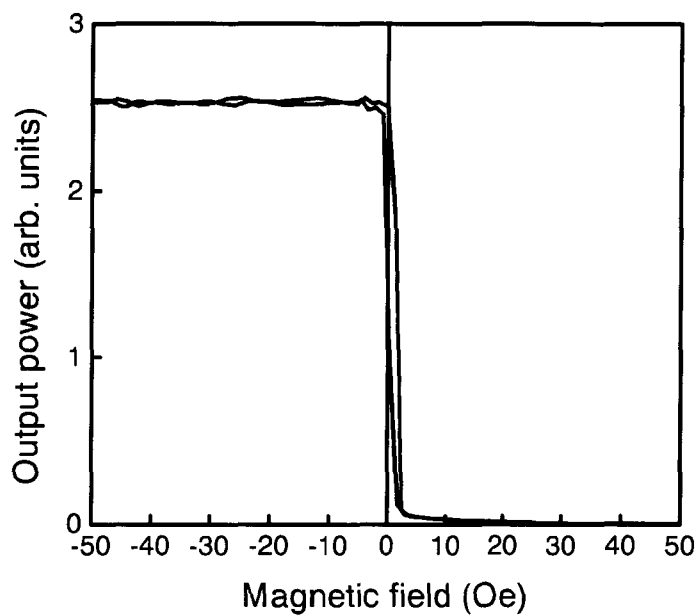


図 6.12 磁界による光強度変化

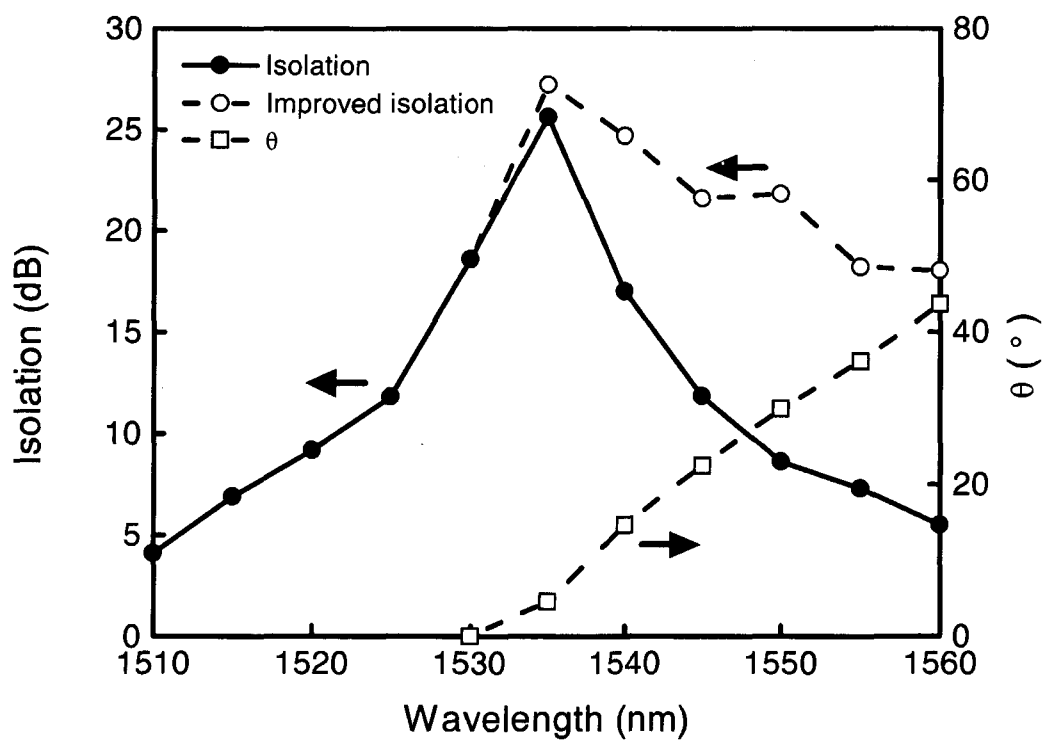


図 6.13 アイソレーションの波長特性 (タイプ 2)

とは磁界が逆で大きな減衰が起きている。図 6.13 はアイソレーションの波長特性を示す。黒丸は印加磁界角度 $\theta=0^\circ$ のときのアイソレーションを示す。波長 $1.535\ \mu\text{m}$ でピーク値 $25.6\ \text{dB}$ が得られている。印加磁界の方向を y 軸から z 軸方向に傾けることにより長波長側でのアイソレーション特性を改善することができる。図 6.13 の白丸は印加磁界角度 θ を最適にしたときのアイソレーション特性を示す。白四角はそのときの印加磁界角度 θ を示す。波長 $1.535\ \mu\text{m}$, $\theta=4.6^\circ$ において最高値 $27\ \text{dB}$ が得られている。また、印加磁界角度の調整によりアイソレーション $20\ \text{dB}$ 帯域が $20\ \text{nm}$ 以上と広帯域になっていることがわかる。特性が改善される理由は、後退波では z 軸方向磁化成分の増加による結合係数 K_B が増加し、前進波では非相反移相の減少により結合係数 $K_F = 0$ の位相に近づくためと考えられる。タイプ 2 はタイプ 1 より高アイソレーションで広帯域な特性が得られている。

なお、タイプ 1 およびタイプ 2 とも、導波路を導波する光の方向を変えても同じ実験結果が得られることを確認した。また、磁気光学効果以外の歪み等による光学異方性が結合係数 K に関与している可能性もある。

高次導波モード変換型光アイソレータや放射モード変換型光アイソレータは垂直偏光 E_{11}^s モードのアイソレータとして動作するが、水平偏光の E_{11}^h モードに対してはアイソレータ動作をしない。従って、図 1.2 に示した構成において、ファイバからの 90° 異なる偏光のモード光は LD 光源に戻る。LD 光源は 90° 異なる偏光の戻り光に対してあまり敏感でないが、安全のためには水平偏光のモード光を除去した方が良いであろう。本アイソレータの導波路上に薄い金属膜を装荷することにより、薄膜偏光子となり、水平偏光のモード光を除去することができる [10]。薄膜偏光子の研究は実用に向けての今後の課題である。

6.5 まとめ

非相反放射モード変換を用いたシンプルなチャネル構造の導波型光アイソレータ

を提案し、その動作を実証した。本アイソレータは、垂直偏光の導波 E_{11}^x モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま伝搬するが、 E_{11}^x モードの後退波は水平偏光の E^y 放射モードに変換し、光が導波路外のスラブ部に漏洩することにより動作する。カットオフ構造の違いによりタイプ1とタイプ2の2つのタイプを提案した。

まず、素子設計を行い、次に、Ce置換YIG磁気光学膜を導波路加工することにより素子を作製した。垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55\ \mu\text{m}$ ）を作製した素子に導波させた結果、非相反な放射モード変換現象を観察した。更に、アイソレーションを測定した結果、タイプ1において $13.3\ \text{dB}$ 、タイプ2においてこれまで報告されたモノリシック導波型光アイソレータの中での最高値 $27\ \text{dB}$ が得られた。また、タイプ2においてはタイプ1や高次導波モード変換型アイソレータよりも広帯域となり、印加磁界方向の調整によりアイソレーション $20\ \text{dB}$ の帯域 $20\ \text{nm}$ が得られた。

参考文献

1. T. Shintaku and T. Uno, ECOC/IOOC'91, Paris, TuC4-4 (1991).
2. T. Shintaku and T. Uno, J. Appl. Phys. **76**, 8155 (1994).
3. 新宅, 1994 信学秋季大会, C-166 (1994)
4. T. Shintaku, T. Uno and M. Kobayashi, J. Appl. Phys. **74**, 4877 (1993).
5. E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Tech. J. **48**, 2071 (1969).
6. S. Yamamoto and T. Makimoto, J. Appl. Phys. **45**, 882 (1974).
7. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic, New York, 1974).
8. D. Marcuse, IEEE J. Quantum Electron. **QE-11**, 759 (1975)
9. S. Yamamoto, Y. Okamura, and T. Makimoto, IEEE J. Quantum Electron. **QE-12**, 759 (1976).
10. K. H. Rollke and W. Sohler, IEEE J. Quantum Electron. **QE-13**, 141 (1977).

第 7 章 結論

本研究では，モノリシック構造の光アイソレータを実現するため，大きな磁気光学効果を持つ Ce 置換 YIG 膜の形成技術および導波路化技術を確立し，新たに提案したシンプルなチャンネル構造を持つ導波型光アイソレータの検討を行った。

第 2 章では，磁気光学導波路の動作を理論解析するための基本式を検討した。以下に結果をまとめる。

(1) 演算子表現を用いることにより，近似手法である摂動論（モード結合理論）が簡単な式で定式化されることを明らかにした。

(2) 本研究で扱う磁気光学導波路に特有な非相反移相，ファラデー回転に対応するモード変換および放射モード変換についての近似式を与えた。

第 3 章では，磁気光学効果の大きな Ce 置換 YIG 膜の形成条件の最適化を行った。これまで，Ce 置換 YIG 膜は短波長のメモリー用として研究されたため，光通信で用いる長波長帯での検討はなされていなかった。特に通信では伝搬損失が問題となる。以下に結果をまとめる。

(1) 膜の格子定数に近い $(\text{Gd,Ca})_3(\text{Ga,Mg,Zr})_5\text{O}_{12}$ ガーネット基板を用い，スパッタ法により Ce 置換 YIG ($\text{CeY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) 膜をエピタキシャル成長させた。スパッタガスとして微量の酸素を含むアルゴンガスを用い，スパッタ後，アニールを施した。この方法により，大きな磁気光学効果を保持したまま，膜の損失が大きく低減することを見いだした。波長 $1.55 \mu\text{m}$ において，最適化する前の伝搬損失 283 dB/cm (TE_0 モード) に比べ 13 dB/cm と大幅な低減が見られた。また，Bi 完全置換した $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 膜より大きなファラデー回転係数 $-3900 \text{ }^\circ/\text{cm}$ が得られた。

(2) 格子定数の大きな $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ ガーネット基板へ Ce 置換 YIG 膜

をスパッタエピタキシャル成長させることにより，更に損失が低減することを見いだした．その結果， TE_0 モードで 9.7 dB/cm， TM_0 モードで 5.8 dB/cm と伝搬損失が低減し，高い性能指数が得られた．

(3) 形成した膜は磁界の印加が容易な強い面内磁化特性を示し，導波型光アイソレータの作製に有利であることがわかった．

これらの結果から，Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波型光アイソレータに適用できる見通しが得られた．

第 4 章では，第 3 章で形成した Ce 置換 YIG 膜のリブ導波路加工および導波路での磁気光学効果の測定について検討した．以下に結果をまとめる．

(1) これまで困難であったガーネットの高精度で再現性の良い加工を可能とするため，新たに BCl_3 ガスを用いた反応性イオンエッチング法が有効であることを見だし，Ce 置換 YIG 導波路の高精度加工を実現した．作製した導波路に光を端面結合させ，基本モードの導波を確認した．

(2) 導波路での磁気光学効果である非相反移相量の測定法について検討を行った．導波路端面反射の影響を理論的に検討し，更に，従来の測定法を改良することにより，精度の高い非相反移相量測定法を確立した．

(3) Ce 置換 YIG リブ導波路を測定し，波長 1.55 μm においてこれまで報告された最大の非相反移相量 21.1 rad/cm が得られた．

第 5 章では，非相反高次導波モード変換を用いたシンプルなチャネル構造の導波型光アイソレータを提案し，動作実験を行った．以下に結果をまとめる．

(1) 垂直偏光基本導波モードの前進波は変換せず磁気光学導波路をそのまま伝搬するが，垂直偏光基本導波モードの後退波は水平偏光の高次導波モードに変換する新しい原理の導波型光アイソレータを提案し，設計

を行った。

(2) Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより導波型光アイソレータを作製した。作製したアイソレータに垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55 \mu\text{m}$ ）を導波させ、非相反高次導波モード変換現象を観察することにより、アイソレータ動作を実証した。

(3) これまで報告されたモノリシック導波型光アイソレータより 10 dB 以上高いアイソレーション 24 dB が得られた。

第 6 章では、非相反放射モード変換を用いた同じくシンプルなチャネル構造の導波型光アイソレータを提案し、動作実験を行った。以下に結果をまとめる。

(1) 垂直偏光基本導波モードの前進波は磁気光学導波路をそのまま伝搬するが、垂直偏光基本導波モードの後退波は水平偏光の放射モードに変換され光が導波路外に漏洩する新しい原理の導波型光アイソレータを提案し、設計を行った。カットオフ構造の違いによりタイプ 1 とタイプ 2 の 2 つのタイプを示した。

(2) Ce 置換 YIG 磁気光学膜を導波路加工することにより導波型光アイソレータを作製した。作製したアイソレータに垂直偏光基本モードの光（波長 $1.55 \mu\text{m}$ ）を導波させ、非相反な放射現象を観察することにより、アイソレータ動作を実証した。

(3) タイプ 1 においてアイソレーション 13.3 dB, タイプ 2 においてこれまで報告されたモノリシック導波型光アイソレータの中で最高のアイソレーション 27 dB が得られた。更に、タイプ 2 において広帯域となり、印加磁界方向の調整によりアイソレーション 20dB の帯域 20 nm が得られた。

以上、述べたように、本研究では、新しい導波型光アイソレータを提

案し，その動作を実証した．従来のものはチャネル構造のものではなく，特性もアイソレーション 13 dB と低いものであった．本研究により導波型光アイソレータの 1 つの方向を示したものと考える．

本研究を更に発展させるための今後の課題は以下の通りである．

- (1) 高次導波モードまたは放射モードに変換する結合係数の定量化．
- (2) 水平偏光を除去する薄膜偏光子の開発．

謝辞

本研究をまとめるにあたり、終始御指導を賜りました大阪大学大学院基礎工学研究科山本錠彦教授に謹んで感謝の意を表します。また、貴重な御教示を頂きました大阪大学大学院基礎工学研究科小林哲郎教授、岡村康行教授に深く感謝の意を表します。更に、有益な御討論、御助言を頂いた大阪大学大学院基礎工学研究科蒲生健次教授、小林猛教授、奥山雅則教授、岡本博明教授、大阪大学レーザー核融合研究センター西原功修教授、大阪大学極限科学研究センター高井幹夫教授に深謝致します。

本研究を進めるにあたって、多大な御指導と御鞭撻を賜った新日本製鉄（株）岩崎裕顧問（元 NTT 光エレクトロニクス研究所長）、古川電気工業（株）光技術研究所内田直也所長（元 NTT 光エレクトロニクス研究所光複合研究部長）、NTT アドバンステクノロジー（株）池上徹彦社長（前 NTT 基礎技術総合研究所長）、NTT 基礎技術総合研究所伊澤達夫所長、大阪工業大学石尾秀樹教授（元 NTT 伝送システム研究所光通信研究部長）、東京大学工学系研究科青山友紀教授（前 NTT 光エレクトロニクス研究所長）、神奈川工科大学宇野武彦教授（元 NTT 光エレクトロニクス研究所主幹研究員）、NTT エレクトロニクス（株）光デバイス事業部中原基博部長（元 NTT 光エレクトロニクス研究所光複合研究部長）、帝人製機（株）航空油機事業部横浜開発センター小林盛男所長（元 NTT 光エレクトロニクス研究所グループリーダー）、NTT アドバンステクノロジー（株）ファイバオプティクス事業部杉田悦治部長（元 NTT 境界領域研究所電子デバイス研究部長）、NTT 光エレクトロニクス研究所橋本国生所長、セコム（株）センシングシステム研究室杉井清昌特別室長（元 NTT 光エレクトロニクス研究所光材料研究部長）、NTT アドバンステクノロジー株式会社総合企画本部平塚廣明部長（前 NTT 光エレクトロニクス研究所光材料研究部長）、NTT 基礎総合研究所河内正夫部長、NTT 光エレクトロニクス研究所材料研究部小澤口治樹部長、光複合研究部宮哲雄部長、加藤雄二郎主

幹研究員に深く感謝いたします。

そして、研究者としての基礎を御教授頂いた広島電機大学大坂之雄教授（元広島大学教授）、広島大学広瀬全孝教授、東京理科大学武者利光教授（元東京工業大学教授）に改めて感謝の意を表します。

また、研究当初から有益な御助言を頂いた東京工業大学水本哲弥助教授、電子技術総合研究所安藤功兒主任研究官、北陸先端科学技術大学院大学五味学教授に心より感謝いたします。

本研究を遂行していく上で、NTT 光エレクトロニクス研究所の多くの方々の御協力と激励を賜りました。首藤啓三主任研究員、坂口茂樹主幹研究員、久保田英志主幹研究員、立川吉明主任研究員、竹内義明主任研究員、館彰之主幹研究員、高木章宏主任研究員、杉本直登主任研究員、美野真司主任研究員、下小園真研究主任に感謝の意を表します。

本研究は、多くの方々のご支援によりはじめて成し得たものであり、ここに厚くお礼申し上げます。

最後に、陰で支えてくれた妻に感謝します。

発表論文

学術誌発表論文

1. T. Shintaku and T. Uno, "Directional coupler type optical circulator", Trans. IECE Japan, E73, 474 (1990).
2. T. Shintaku, T. Uno, and M. Kobayashi, "Magneto-optic channel waveguides in Ce-substituted yttrium iron garnet", J. Appl. Phys., **74**, 4877 (1993).
3. S. Mino, A. Tate, T. Uno, T. Shintaku and A. Shibukawa, "Structure and lattice deformation of Ce-substituted yttrium iron garnet film prepared by RF sputtering", Jpn. J. Appl. Phys. 32, 3154 (1993).
4. S. Mino, A. Tate, T. Uno, T. Shintaku and A. Shibukawa, "Properties of Ce-substituted yttrium iron garnet films containing indium prepared by RF-sputtering", Jpn. J. Appl. Phys., 32, L994 (1993).
5. T. Shintaku and T. Uno, "Optical waveguide isolator based on nonreciprocal radiation", J. Appl. Phys. **76**, 8155 (1994).
6. T. Shintaku, "Integrated optical isolator based on nonreciprocal higher-order mode conversion", Appl. Phys. Lett. **66**, 2789 (1995).
7. N. Sugimoto, Y. Katoh, A. Tate, T. Shintaku, H. Terui and A. Shibukawa, "Preparation of magneto-optic single-mode buried channel waveguide of lanthanum- and gallium-substituted yttrium iron garnet", Jpn. J. Appl. Phys. 34, 3113 (1995).
8. A. Tate, T. Uno, S. Mino, A. Shibukawa, and T. Shintaku, "Crystallinity of Ce substituted YIG films prepared by RF sputtering", Jpn. J. Appl. Phys., 35, 3419 (1996).
9. T. Shintaku and T. Uno, "Preparation of Ce-substituted yttrium iron garnet

- films for magneto-optic waveguide devices", Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 4689 (1996).
10. T. Shintaku, "Electromagnetic-field propagation based on Maxwell's propagation operator", Opt. Lett. **21**, 1727 (1996).
 11. T. Shintaku, A Tate, and S. Mino, "Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on $Gd_2Sc_2Ga_3O_{12}$ garnet substrates by sputter epitaxy", Appl. Phys. Lett. **71**, 1640 (1997).
 12. T. Shintaku, Y. Tachikawa, N. Sugimoto and H. Kozawaguchi, "Polarisation-independent optical isolator based on anti-symmetric field conversion", Electron. Lett. **33**, 1723 (1997).

国際会議

1. T. Shintaku and T. Uno, "Radiation-mode-converted optical waveguide isolator", ECOC/IOOC 91, TuC4-4 (1991).
2. T. Uno and T. Shintaku, "Effects of post treatment on the magneto-optical Ce substituted YIG epitaxial films", Proceedings of The sixth International Conference on Ferrites (ICF6), Tokyo and Kyoto, Japan, 1601 (1992).
3. T. Uno and T. Shintaku, "Effects of post treatment on the Faraday rotation spectra of Ce substituted YIG epitaxial films", Proceedings of The sixth International Conference on Ferrites (ICF6), Tokyo and Kyoto, Japan, 1605 (1992).
4. N. Sugimoto, Y. Kato, A. Tate, T. Shintaku and A. Shibukawa, "Magneto-optic buried channel waveguides prepared using ion beam etching", Proceedings of The sixth International Conference on Ferrites (ICF6), Tokyo and Kyoto, Japan, 1609 (1992).

5. T. Shintaku, "Higher-order-mode-converted optical waveguide isolator", OEC'94, 15B4-1 (1994).
6. T. Shintaku, N. Sugimoto, M. Shimokozono, A. Tate, E.Kubota, H. Kozawaguchi, M. Ishii and Y. Inoue, "Waveguide polarization-independent circulator using Mach-Zehnder interferometer", IOOC-ECOC97, Vol. 5 - Post Deadline Papers, 57 (1997).
7. T. Shintaku, "Integrated nonreciprocal devices for application in optical communication systems" (Invited), MRS 1998 Spring Meeting, Symposium M: Integrated Magneto-optics — Materials and Devices (1998).