

人工磁気格子を用いた

光磁気体積ホログラフィに関する研究

(Magneto-optical volumetric holography with artificial magnetic lattices)

2015 年 9 月

博士（工学）

磯谷 亮介

豊橋技術科学大学

Date of Submission:

平成 27 年 9 月 25 日

Department 電気・電子情報工学専攻	Student ID Number 学籍番号	第 071003 号	Supervisors 指導教員	中村 雄一 高木 宏幸
Applicant's name 氏名	磯 谷 亮 介			

Abstract  
論文内容の要旨 (博士)

Title of Thesis 博士学位論文名	人工磁気格子を用いた光磁気体積ホログラフィに関する研究 (Magneto-optical volumetric holography with artificial magnetic lattices)
----------------------------	--

(要旨 1,200 字程度)

書き換えが可能なホログラムの候補として、磁化の向きで情報を記録する磁気ホログラムがある。磁性酸化物を記録媒体として用いた磁気ホログラムは、材料としての長期安定性に優れ、遮光も不要であるといった利点を有する。これまでに磁気ホログラムの記録・再生には成功しているが、回折効率が低いため、再生像が暗く、不明瞭であった。磁気ホログラムの回折効率は、媒体の磁気光学 (MO) 効果の1つである偏光面回転角の大きさ、およびホログラムの書き込み深さに依存する。本研究では、回折効率を向上させ明瞭な像を得ることを目的とし、人工的な磁気構造を導入した記録媒体を提案し、明瞭な磁気ホログラムを記録する手法について検討した。

1. 光マイクロキャビティを装荷した磁気ホログラムメディア

磁性フォトニック結晶 (MPC) はフォトニック結晶の欠陥層として磁性層を導入した構造で、光共振器の原理で光が磁性層に局在することでMO効果を増大できる。このMPCを磁気ホログラムの記録媒体として用い、MPC構造を適切に設計することで、回折効率を単層膜の2倍以上に向上できることを計算により示した。このときの磁気フリンジの形状を詳細に調べた結果、ホログラムの書き込み深さも増加しており、光の局在による偏光面回転角の向上と書き込み深さの増大が回折効率向上に寄与していることが分かった。また実験的にも、MPC媒体を用いることで、同じ厚さの単層膜よりも明瞭な磁気ホログラムの再生像が得られることを示した。

2. 多層膜構造による磁気フリンジ形状の制御と明瞭化

従来の記録媒体は、熱磁気記録時における表面近傍の熱拡散の結果、隣接する磁気フリンジが繋がるため、磁気フリンジの実効的な書き込み深さが制限されていた。実効的な書き込み深さを増大させる手法として、熱拡散層を挿入し、過度な熱を拡散させる多層膜構造を提案し、本来の干渉縞形状を維持できる構造の設計指針を明らかにした。本構造を用いることで磁気ホログラムの書き込み深さを大幅に向上でき、回折効率を2倍以上向上できることを数値計算により示した。さらに、前述したMPC構造と組み合わせることで、MO効果の増大と書き込み深さの増加を両立させることができ、回折効率が一桁向上可能であることを計算により示した。

3. ハイブリッド方式による磁気ホログラム計算手法

これまでの検討で、高い回折効率を得るための記録媒体の構造を明らかにした。次のステップとして、計算により変調像をコリニア光学系で記録・再生し、明瞭な像を得る条件を検討するために、回折理論と有限要素法を融合させたハイブリッド計算手法を提案した。本手法を用いることで、従来、巨大なメモリ空間が必要なため実現困難であった、計算機上での変調光を用いた磁気ホログラムの記録・再生に成功し、記録パターンを与えたときの磁気ホログラムの挙動を知ることができるようになった。

本論文で述べたナノ構造を導入したホログラフィック媒体およびその解析手法は、磁気ホログラムのデータストレージ技術などへの応用に大きく貢献するものと考えられる。

Date of Submission:

September 25th, 2015

Department of Electrical and Electronic Information Engineering		Student ID Number	071003	Supervisors	Yuichi Nakamura
Applicant's name	Ryosuke Isogai				Hiroyuki Takagi

## Abstract

Title of Thesis	Magneto-optical volumetric holography with artificial magnetic lattices
-----------------	---

Magnetic hologram is a candidate of rewritable hologram, where holograms consist of magnetization directions. Magnetic holograms with stable magnetic oxides have advantages of such as long-term stability of the materials and unnecessary of light shielding. We have successfully demonstrated writing and reconstructing magnetic hologram, while the observed reconstructed image was dark and unclear because of its low diffraction efficiency. The diffraction efficiency of magnetic holograms depends on the magneto-optic (MO) effect and the depth of recorded hologram. In this study, nano-structured holographic media with artificial magnetic lattices were proposed to record clear magnetic fringes and to improve the diffraction efficiency of magnetic holograms for bright and clear reconstructed images.

### 1. Magnetic holographic media with optical microcavities

A magneto-phonic crystal (MPC) is an artificial magnetic lattice where a magnetic film is sandwiched between two Bragg mirrors and acts as an optical cavity to enhance the MO effect. The diffraction efficiency of MPC holographic media was twice as high as that of a monolayer magnetic film. Through the investigations on the calculated shapes of magnetic fringes, the depth of recorded hologram was found to be increased and contributes to achieve high diffraction efficiency in MPC media in addition to the enhancement of the MO effect. I also demonstrated experimentally a bright reconstruction image of the magnetic hologram recorded in MPC media in comparison with the monolayer film.

### 2. Achievement of well-defined magnetic fringes with multilayered structures

In usual magnetic holographic media, the effective depth of recorded hologram is limited because of connections of magnetic fringes near the medium surface by thermal diffusion in writing process. In order to increase the effective hologram depth, the multilayered structure composed of magnetic garnet and thermal diffusive layers was proposed, and the principle for designing the multilayered structure which can maintain original shapes of fringes was established. The improvement of effective depth of recorded hologram with this multilayered structure resulted in high diffraction efficiency more than double compared to the usual monolayer film. Finally, the diffraction efficiency of the multilayered structure combined with aforementioned MPC media was improved to one order larger than that of the monolayer film in consequence of the enhanced MO effect and the deep magnetic fringes.

### 3. Hybrid calculation with the combination of diffraction theory and finite element method

As a next step following the improving of diffraction efficiency, the conditions to achieve clear reconstruction images of magnetic holograms should be clarified for collinear interference system. However, an extremely large number of meshes required to describe the collinear holography is a crucial issue to perform such a simulation. Therefore, I proposed a hybrid calculation method by combining diffraction theory and finite element method. The recording and reconstruction process of magnetic hologram was successfully performed on a computer, and this method enables us to predict the behavior of collinear magnetic holography.

The magnetic holographic media with magnetic artificial lattices and the analytical technique mentioned in this thesis are expected to contribute the development in the field of magnetic holography.

# 目次

1 序論 .....	4
1.1 はじめに .....	4
1.2 光ディスク技術の背景 .....	5
1.2.1 光ディスクの種類と特徴 .....	5
1.2.2 ホログラムメモリ .....	6
1.3 磁気ホログラムメモリ .....	9
1.3.1 磁気光学効果 .....	10
1.3.2 磁気ホログラムメモリの記録材料 .....	11
1.3.3 磁気ホログラムの記録原理 .....	13
1.3.4 磁気ホログラムの再生原理 .....	14
1.3.5 磁気ホログラムの相対回折効率 .....	15
1.3.6 磁気ホログラムの理論 .....	16
1.3.7 ホログラムの記録・再生光学系 .....	18
1.4 ナノ構造光学媒体 .....	22
1.4.1 フォトニック結晶 .....	22
1.4.2 磁性フォトニック結晶 .....	22
1.5 研究の概要 .....	24
第2章 光マイクロキャビティを装荷した磁気ホログラム媒体 .....	29
2.1 はじめに .....	29
2.2 マトリクスアプローチ法による光学特性の解析 .....	30
2.2.1 マトリクスアプローチ法 .....	30
2.2.2 使用した物性パラメータ .....	35
2.2.3 磁性フォトニック結晶媒体の基本的な振る舞い .....	36
2.3 有限要素法を用いた磁気フリンジ形状および回折効率の解析手法 ...	41
2.3.1 磁気ホログラムの計算モデル .....	42
2.3.2 単層膜への磁気ホログラム記録のシミュレーション .....	58
2.4 磁性フォトニック結晶媒体の相対回折効率 .....	62
2.4.1 偏光面回転角及び相対回折効率の膜厚依存性 .....	62
2.4.2 磁性フォトニック結晶媒体における相対回折効率の向上原理 ....	65
2.4.3 多ペアの誘電体多層膜を装荷した媒体の回折効率 .....	81
2.4.4 透過率と回折強度 .....	83



2.5	磁気ホログラムの絶対回折効率と構造依存性 .....	84
2.5.1	媒体の透過率を考慮した絶対回折効率 .....	84
2.5.2	磁性フォトニック結晶媒体の絶対回折効率 .....	85
2.5.3	ガーネット材料の物性が絶対回折効率に与える影響 .....	87
2.6	コリニア光学系を用いた磁性フォトニック結晶媒体への記録・再生 .....	90
2.6.1	磁性フォトニック結晶媒体の作製と評価 .....	90
2.6.2	コリニア干渉方式を用いた実験系 .....	91
2.6.3	磁性フォトニック結晶媒体の再生品質 .....	93
2.7	まとめ .....	95
第3章	多層膜構造による磁気フリンジ形状の制御と明瞭化 .....	98
3.1	はじめに .....	98
3.2	記録エネルギー密度が回折効率に与える影響 .....	99
3.3	熱拡散制御のための多層膜媒体 .....	104
3.4	多層膜媒体中の熱拡散挙動の解析 .....	107
3.4.1	表面のみに熱拡散層を導入した多層膜媒体 .....	107
3.4.2	複数の熱拡散層を導入した多層膜媒体 .....	111
3.4.3	熱収支に基づいた多層膜媒体の温度変化の解析 .....	113
3.4.4	有限要素法を用いた多層膜構造の熱解析 .....	117
3.5	多層膜媒体の設計方針の検討 .....	122
3.5.1	各層の膜厚が磁気フリンジの広がりを与える影響 .....	122
3.5.2	高温領域の温度と適切な膜厚の組み合わせの決定 .....	124
3.5.3	多層膜構造の設計例 .....	128
3.5.4	熱拡散層挿入によるガーネット膜中の電界分布変化 .....	130
3.5.5	熱拡散層挿入によるガーネット膜中の電界分布変化の抑制 .....	135
3.6	多層膜媒体の相対回折効率評価 .....	138
3.6.1	多層膜媒体の相対回折効率の有限要素法による評価 .....	138
3.6.2	多層膜媒体の作製と実験的評価 .....	142
3.7	多層膜構造を導入した磁性フォトニック結晶 .....	147
3.7.1	多層膜構造を導入する際の光学的条件 .....	147
3.7.2	多層膜構造を導入した磁性フォトニック結晶媒体の設計方法 .....	149
3.7.3	相対回折効率の計算による評価 .....	151
3.8	まとめ .....	154
第4章	回折理論と有限要素法を組み合わせたハイブリッド方式による磁気 フリンジ計算手法 .....	156

4.1	はじめに .....	156
4.2	磁気ホログラムのシミュレーションの課題 .....	156
4.3	有限要素モデルの光の進行方向への分割と接合方法 .....	161
4.3.1	分割計算における各領域の接合 .....	163
4.3.2	分割モデルを用いたコリニア計算に関する検証 .....	174
4.4	フレネル-キルヒホッフ回折理論を用いた光の集光状態の計算 .....	176
4.4.1	フレネル-キルヒホッフ回折理論とレンズの位相変換 .....	176
4.4.2	フレネル-キルヒホッフ回折理論による集光状態の計算と検証 ..	179
4.5	回折理論と有限要素法を組み合わせたハイブリッド計算 .....	182
4.5.1	コリニア磁気ホログラフィの記録過程のシミュレーション .....	183
4.5.2	コリニア磁気ホログラフィの再生過程のシミュレーション .....	188
4.5.3	コリニア磁気ホログラフィの振る舞い .....	194
4.6	まとめ .....	196
第 5 章	総括 .....	198
	謝辞 .....	200
付録 A	磁性材料の基本的特性 .....	201
付録 B	光吸収が磁性フォトニック結晶の透過率に与える影響 .....	205
付録 C	多層膜媒体の膜厚ずれに関する検討 .....	208
付録 D	複素電界の引継結果に重なり領域の厚さが与える影響 .....	213
	研究業績 .....	214

# 1 序論

## 1.1 はじめに

近年、情報通信技術は飛躍的に発展し、3D 技術、クラウドコンピューティング等、従来では考えられないほど膨大なデータを扱う技術が普及し始めている。その中で、我々の社会に流通する情報量は爆発的に増加しており、これらの情報をいかに保存し活用するかが、極めて重要な課題となっている<sup>1,2)</sup>。既存の記録媒体に対する大容量化も活発に進められている一方で、新しい技術に焦点を当て、記録媒体の大幅な高性能化を図る研究も進められている。ハードディスクドライブにおける高周波アシスト記録、熱アシスト記録や、光ディスクにおける二光子吸収記録技術等がその例である<sup>3-5)</sup>。

その中でも、我々の研究グループでは、光ディスクの一種であるホログラムメモリに着目し研究を行ってきた<sup>6-13)</sup>。ホログラムメモリは、数 kB～数 100 kB 程度の情報を持たせた変調光を干渉させ、その干渉状態（ホログラム）を体積的にメディアに記録する手法である。一度に大量の情報を扱えるため高速で、かつ三次元的な記録が可能なことから 1 TB/disk を超える高記録密度が実現できる<sup>14)</sup>。しかし、主な記録材料である感光材（たとえばフォトリソ）は書き換えができないという課題があった<sup>15,16)</sup>。

書き換えが可能なホログラムの候補として、磁性材料を用いた磁気ホログラムがある<sup>17-20)</sup>。磁気ホログラムは安定な磁性酸化物を記録媒体として用いるため長期安定性に優れ、遮光も不要であるといった利点を有する。これまでに、我々の研究グループでは、単層の磁性ガーネット膜を用いた磁気ホログラムの記録・再生には成功しているが、回折効率が低いため、再生像が暗く、不明瞭であった<sup>21,22)</sup>。磁気ホログラムの回折効率は、媒体の磁気光学効果およびホログラムの書き込み深さに依存することが分かっている<sup>23,24)</sup>。これら二つのファクターを向上できる、低い光損失および高い磁気光学効果を有する磁性材料を探索することも一つの手段ではあるが、このような材料探索には非常に多くの時間を要する。そこで、材料の変更を伴わずに媒体のホログラム記録特性を向上させることを目的とし、本論文では磁性ガーネット媒体に種々のナノ構造を導入した記録媒体を提案した。ナノ構造の導入により、ホログラム媒体の特性を向上させることができれば、作製プロセスの変更のみで高性能な磁気ホログラム媒体が実現できる。このような技術は、磁気ホログラフィ技術のデータス

トレージ応用に大きく寄与するものと考えられる。本章では、本研究の背景と、本研究を進めるにあたり必要となる物理現象および技術について述べる。

## 1.2 光ディスク技術の背景

情報の記録は、情報理論の視点からみると、一次記憶（主記憶装置）と二次記憶（補助記憶装置）に大別できる。一次記憶は、CPU等の演算素子が直接アクセスすることのできる記憶装置で、特にアクセス速度が重視される。高速性が要求されることから一般的に半導体デバイスが用いられ、代表的な素子にはダイナミックランダムアクセスメモリ（DRAM）、スタティックランダムアクセスメモリ（SRAM）等がある<sup>25)</sup>。一方で、これらは常に電源の供給を必要とし、一般的に長期記憶には向かない。

本論文にて研究対象とするのは、二次記憶である。一次記憶と比べて記憶容量に比重を置いたものが多く、安価に数百 GB～TB の記憶領域を提供できる。これら二次記憶には、光ディスク（CD, DVD, Blu-ray）、磁気ディスク（HDD）、光磁気ディスク（MO, MD）、半導体メモリ（SSD）等が挙げられる<sup>26)</sup>。中でも、光を用いた記録技術は、埃や指紋が付着することによる読み出しエラーの増加が少なく、取扱いの簡便さやメディアの製造コストが低い等の特徴から、リムーバブルメディアとして広く普及している。

### 1.2.1 光ディスクの種類と特徴

光ディスクは、その取扱いの簡便さ、大量生産性の高さ、一枚あたりの製造コストの安さ等により、幅広い分野においてソフトウェアデータの保管媒体として普及している。様々な光ディスクがこれまでに開発されてきたが、その目的は一貫して大容量化である。表 1.2.1-1 に代表的な光ディスクを挙げる<sup>5)</sup>。

第一世代と呼称される最初の規格の光ディスクは、1980 年代に開発・販売された CD（compact disc）であることはよく知られている。このときの容量は 12 cm ディスクで最大 700 MB 程度であり、情報技術の発達に伴い、さらなる記憶容量の拡張が急務となっていた。光ディスクの記録密度は、一般的に半導体レーザーの波長で決まる。これはディスク上の二点分解能が光源の波長に依存するためであり、分解能を向上させデータの密度を向上させるためには、波長を短くすることが最も基本的な方法である。CD に用いられている光源の波長

は 780 nm であり，これより短い 650 nm の赤色レーザーを用いたものが，第 2 世代に区分される DVD (digital versatile disc) である．続いて，さらなる光源の短波長化を行ったのが第 3 世代の BD (blu-ray disc) であり，405 nm の半導体レーザーを利用している．光源の短波長化に併せて，短波長光を効率的に利用するために，対物レンズの開口数 (NA) も向上されている．しかし，光ディスクが第 3 世代に達した今，波長を短くすることで記憶容量を向上させる試みは限界にきている．これは，さらに波長の短い紫外線では光学部品の光吸収が急激に増加すること，そしてこれ以上レンズの開口数（開口数は空気中で 1 が最大値）を高めることが困難であるためである．

一方で，ビッグデータ技術の普及等，情報通信技術は留まることなく発展し続けており，依然として記録密度の高い記録媒体が望まれている．光を用いた記録媒体では，BD に次ぐ次世代の光媒体として，近接場光を用いた超解像度記録，二光子吸収法を用いた体積記録，そして光の干渉を利用したホログラムメモリ (hologram memory) 等が研究されている<sup>27)</sup>．中でも原理的に大容量，高転送レートを実現できるホログラムメモリにおいて，様々な記録材料を対象として活発に研究が行われている<sup>28-30)</sup>．

表 1.2.1-1 代表的な光ディスク

名称	光源の波長	レンズの開口数	記憶容量
CD	780 nm	0.45	700 MB
DVD	650 nm	0.65	17 GB (両面 2 層)
BD	405 nm	0.85	128 GB (4 層)

## 1.2.2 ホログラムメモリ

ホログラムメモリは，光の干渉・回折現象を利用したホログラフィと呼ばれる技術を応用した記録媒体である．ホログラフィは，光の振幅および位相状態を干渉縞の形で記録し，それを再生する技術である<sup>31-36)</sup>．当初，ホログラフィは，ある物体から反射・放射してきた光の波面を記録する目的に使われていた．物体に光を照射すると，光はその物体を二次光源として，振幅・位相が変調された二次波が生じる．我々はこの波を観察することで，物体が三次元空間上に存在を知ることができる．この二次波に加え，参照光と呼ばれる光をホログラムの記録媒体に照射することで，二本の光が干渉し，その干渉縞が記

録媒体に保存される．この干渉縞，もしくは記録された干渉縞をフリンジ（fringes）もしくはホログラム（hologram）と呼ぶ．

記録対象として物体からの光ではなく，空間的に変調した光信号を用い，その光の振幅・位相状態をホログラムとして記録することで，データストレージ技術として応用したものがホログラムメモリである．この変調した光を信号光と呼び，一般的に二次元にデータが配列されたページデータと呼ばれる形態で情報を保存する（図 1.2.2-1）．このページデータは一度の光照射により記録されるため，瞬時にページデータに含まれるデータ列が記録でき，高い転送レートが期待できる．また，記録時に立体的な干渉縞が記録されるため，媒体の体積を有効に利用した記録を行うことができる．加えて，同一箇所に複数スポットの記録ができる多重記録という手法もあり，1 TB/disk を超える記録密度を実現できることが報告されている<sup>14)</sup>．

このように，ホログラムメモリは高い記録密度，高い転送レートを実現することが可能であることから，次世代の光ディスク技術として注目されている．

ホログラムメモリの特筆すべき利点は以下の通りである．

#### (1) 多重性

ホログラフィは，信号光に参照光を干渉させることで，参照光の強度分布や位相分布に依存した周波数や縞方向をもつ干渉縞が形成される．これらの干渉縞は，参照光の条件を変化させることで，同一平面に重ねて記録することができる．その結果，一定の領域に複数のホログラムを多重できるため，ホログラムメモリの記録密度を大きく向上させることができる<sup>37-39)</sup>．フォトポリマを用いた例では，同一点に 8000 個ものホログラムを多重できることが報告されている<sup>14)</sup>．

#### (2) 冗長性

ホログラムは，信号光と参照光が干渉する広い領域において，信号光の情報が干渉縞という形で記録される．すなわち，信号光上の一点の情報は，干渉領域にわたって分散して記録されているといえる．したがって，記録されたホログラムの一部が欠損したとしても，再生結果に影響を与えにくい．この特徴はホログラムメモリの堅牢性を支持する．

ホログラフィに必要とされる要素技術を以下に列挙する．

(1) コヒーレント光源

光の干渉を利用しているため，光源にはコヒーレント光を必要とする．最も一般的なコヒーレント光はレーザーにより実現できる．

(2) 高解像度な記録材料

光の干渉を利用するホログラムは，光の波長オーダーの微細な周期分布をもつ．一般的なホログラムでは，1 mm あたり数千周期の空間周波数を有する．したがって，ホログラムの記録材料には，干渉縞を高い解像度で記録できることが要求される．

我々の研究グループでは，これまで感光材料の一種であるフォトポリマを用いたホログラムメモリの研究を遂行してきた．2005 年には，フォトポリマを用いたホログラムメモリドライブのプロトタイプ（図 1.2.2-2）を作製する等，実用に値する成果を得ることができている<sup>14)</sup>．

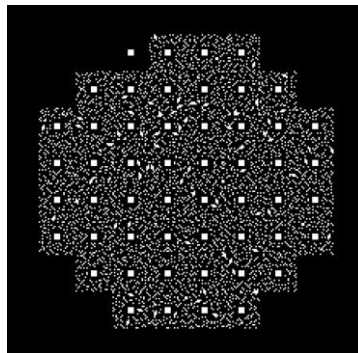


図 1.2.2-1 ページデータの例．



図 1.2.2-2 ホログラムメモリドライブのプロトタイプ．

### 1.3 磁気ホログラムメモリ

前節で述べたように，ホログラムの記録には光の干渉状態を忠実に保存できる記録媒体が不可欠である．これまで，ホログラムの記録材料として主に用いられてきたのは，感光材料の一種であるフォトポリマである<sup>15-16)</sup>．フォトポリマは光重合の原理を用いて，光強度の分布に対応した構造変化（モノマ→ポリマ）を伴い，屈折率の分布として光の干渉状態を記録することができる．フォトポリマは高い再生効率（回折効率；以降で詳細に述べる）を示す一方で，記録の際に生じる構造変化が不可逆であるため，書き換えができないという課題があった．

その中で，書き換えが可能なホログラム媒体に関する研究が活発に行われている．書き換えが可能な材料としてフォトリフラクティブ（photorefractive）結晶<sup>29)</sup>やフォトクロミック（photochromic）材料<sup>30)</sup>等が挙げられる．これらの代表的な材料の特徴を表 1.3-1 に列挙した．これらの材料の中でも本論文では，遮光が不要で，かつ信頼性の高い磁気記録による材料・記録安定性に優れる磁性材料に着目した．磁気媒体を用いたホログラムを磁気ホログラムと呼び，形成されるホログラムは磁化状態の分布として表現される．

表 1.3-1 代表的なホログラム記録材料．

	フォト ポリマ <sup>34)</sup>	磁性材料	フォト リフラクティブ	フォト クロミック <sup>40)</sup>
回折効率	～ 80%	> 0.01%	> 10% <sup>29)</sup>	> 10% <sup>41)</sup>
書き換え	×	○	○	○
透過率	◎	○	◎	○
遮光	必要	不要	必要	必要
材料安定性	×	○	○	○
記録安定性	○	○	一カ月程度	○
記録保持	構造変化	磁化分布	電荷分布	構造変化



### 1.3.1 磁気光学効果

磁気ホログラムは、磁気光学（MO; magneto-optic）効果により再生される．MO 効果は、図 1.3.1-1 のように、磁性体中を透過または反射する光の偏光面が回転する現象である<sup>42)</sup>．透過光に対しての偏光面回転をファラデー回転、反射光に対しての回転をカー回転と呼ぶ．

MO 効果は、磁化された磁性体において、光の右円偏光および左円偏光に対して、その屈折率が異なることにより生じる．左右円偏光の屈折率差により、左右円偏光に位相ずれが生じ、結果として偏光面の回転につながる．磁気ホログラムは一般的にファラデー回転を利用するため、ここではファラデー回転について述べる．

強磁性体のファラデー回転は、磁化の方位と大きさによって定まる．偏光面は磁化方位に対して時計回りに回転し、その回転角  $\theta_F$  は、

$$\theta_F = F \frac{M}{M_S} l \quad (1.3.1-1)$$

で示される．ここで、 $F$  はファラデー回転係数、 $M$  は光の進行方向に対する磁性体の磁化の大きさ、 $M_S$  は磁性体の飽和磁化、 $l$  は試料長さを示す．

MO 効果の回転方向は、上述のように、光から見た磁化の方位によって回転方向が一意に定まる．すなわち、媒体へ入射させる光の進行方向によって、光の偏光面の回転特性が異なる．これを非相反性と呼称する．同じく偏光面回転を伴う現象である旋光性とは異なり、MO 効果特有の非相反性により、一度透過させた光を逆方向に再び透過させると、二倍の偏光面回転角が得られる．

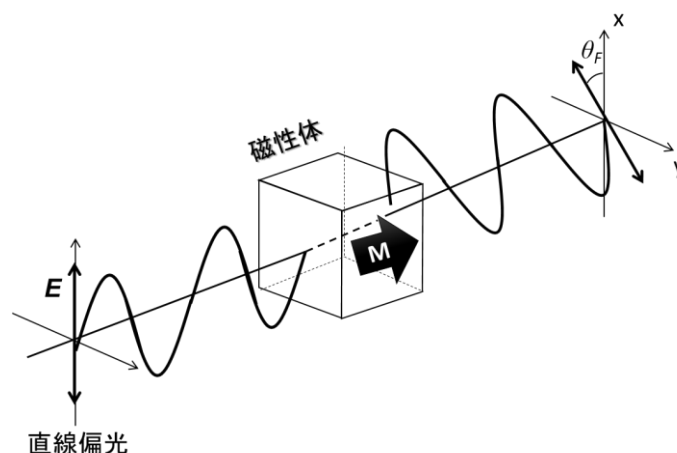
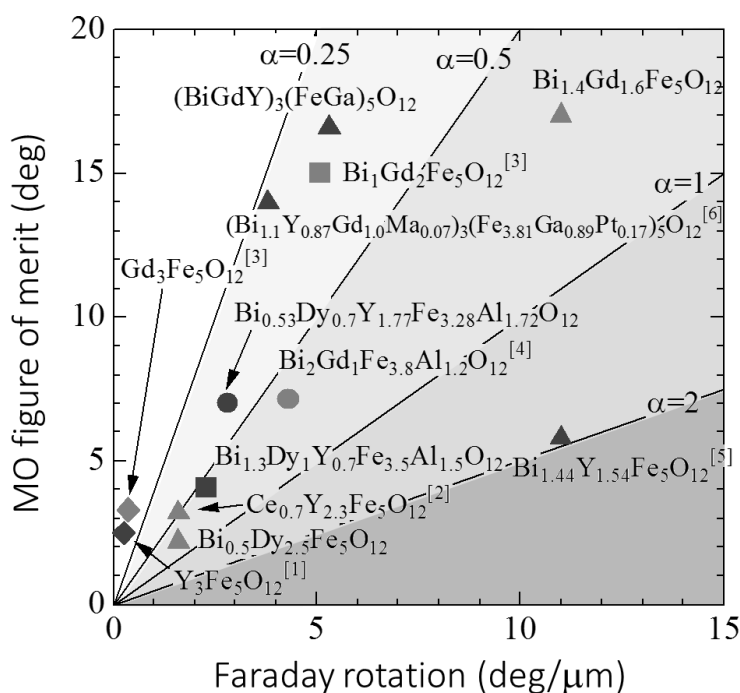


図 1.3.1-1 磁性体によるファラデー効果．

### 1.3.2 磁気ホログラムメモリの記録材料

磁気ホログラムの記録媒体としてよく用いられてきたのは、**TbFeCo** 系のアモルファス希土類遷移金属合金薄膜であるが<sup>43-45)</sup>、本研究では体積的にホログラムを記録するために、厚膜化が可能な、透光性を有するガーネット系材料を記録材料として用いる。図 1.3.2-1 に、様々な文献で報告されている磁性ガーネットの **MO** 特性を示す。



- (1) **LPE**, F.J. Kahn et al, Phys. Rev. **186**, 891, (1969)  
S. Wittekoek et al, AIP Conf. Proc. **18**, 122, (1974)
- (2) **RF diode sputter**, **GGG**, M. Gomi et al, J. J. Appl. Phys, **27** (8), 1536, (1988)
- (3) **Polycrystalline bulk**, H. Takeuchi, J. J. Appl. Phys, **14** (12), 1903, (1975)
- (4) **RF sputter**, **Glass**, M. Gomi et al, J. Appl. Phys. **57** (1), 3888, (1985)
- (5) **LPE**, J.-P. Krumme et al, J. Appl. Phys. **66** (9), 4393, (1985)
- (6) **LPE**, J.H Park : Doctoral dissertation, Toyohashi University of Technology (2004)
- \* (1) **LPE**, provided by FDK
- \* (2) **Gel coating**, **GGG**, provided by Nagaoka University of Technology

図 1.3.2-1 種々のガーネット材料の **MO** 特性。

中でも、我々は透光性と MO 効果の大きさに優れる、イットリウム鉄ガーネット (YIG) に Bi, Dy および Al を置換した BiDyAl:YIG 膜を記録材料に用いている<sup>46,47)</sup>。BiDyAl:YIG 膜は成膜後に熱処理を施しており、多結晶の膜として用いる。走査型電子顕微鏡を用いて観察した BiDyAl:YIG の断面像を図 1.3.2-2 に示す。最大 50 nm 程度の結晶粒により膜が構成されていることが見てとれる。また、BiDyAl:YIG 膜は結晶粒間の磁気的な結合が弱く、結晶粒個々が独立して磁化状態を有することも報告されている<sup>48,49)</sup>。以上の点を考えると、一つ一つの結晶粒が光の干渉縞の情報を持ち、1 mm あたり最大 20,000 本の空間分解能を期待できる。干渉縞 1 本の幅を結晶粒 10 個で保持すると仮定すると、2000 linepairs/mm の空間周波数の磁気ホログラムが記録できる。これは、後述するコリニア光学系で形成される 1500 linepairs/mm の磁気ホログラムを十分に記録できる分解能である。

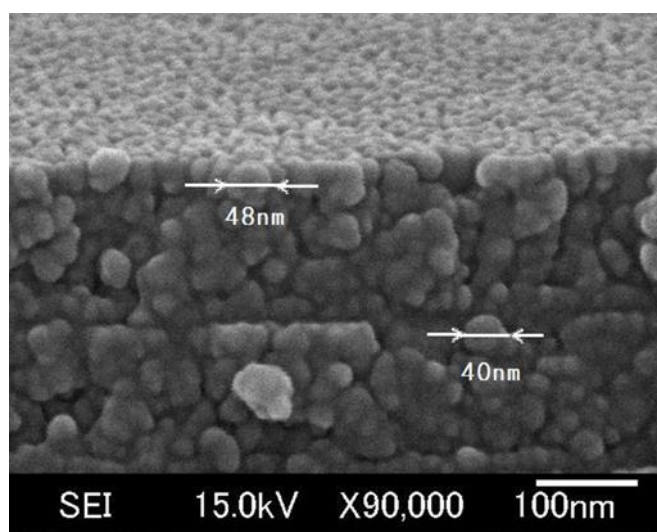


図 1.3.2-2 走査型電子顕微鏡を用いて観察した BiDyAl:YIG 膜の断面観察像。

### 1.3.3 磁気ホログラムの記録原理

磁気ホログラムの記録には熱磁気記録の原理を用いる<sup>50)</sup>。図 1.3.3-1 に磁気ホログラムの記録過程を示す。記録前に磁化方位を垂直方向に一様に揃えた後、参照光および信号光を照射し干渉させる。このとき、干渉により生じた強度分布に応じて材料に吸収される光のエネルギー量が異なるため、干渉の結果強め合った部分の温度が相対的に上昇する。その際、磁性体のキュリー温度を超えた領域の磁化が消失し、冷却過程において周囲の浮遊磁界や外部磁界により、消磁された領域の磁化が反転する。その結果、光の干渉縞に対応した磁化分布が形成される。これを磁気ホログラムと呼ぶ。

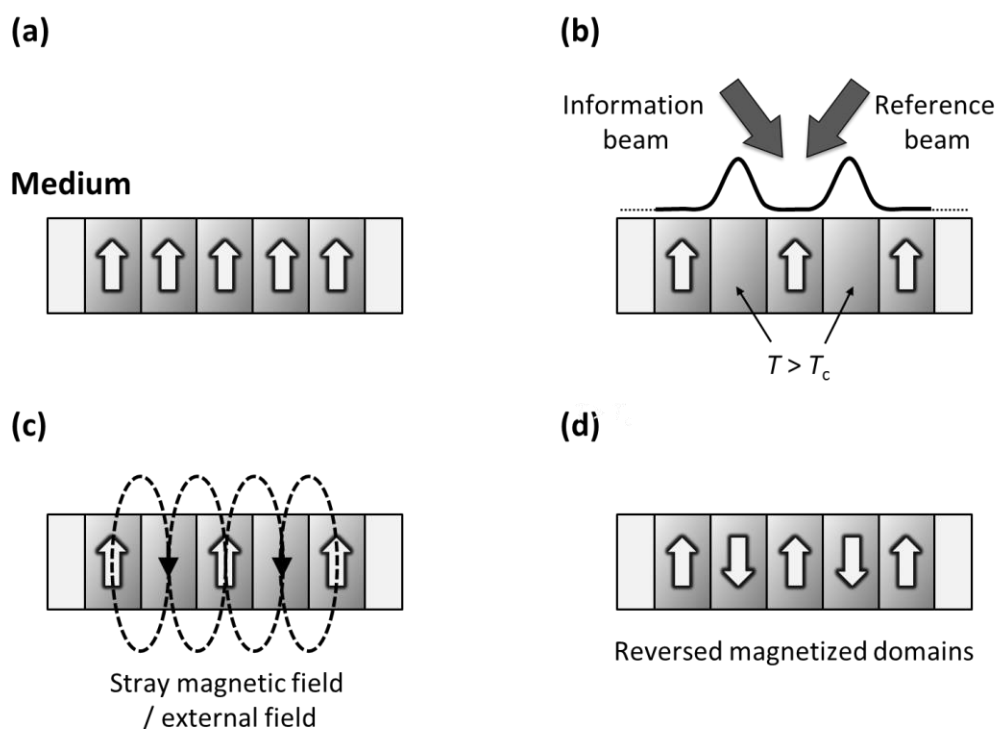


図 1.3.3-1 磁気ホログラムの記録過程。一様に垂直に磁化した媒体に(a)，参照光および信号光を照射しキュリー温度を超えた領域が消磁(b)，浮遊磁界もしくは外部磁界が消磁領域に印加され磁化反転し (c)，光の干渉縞に対応した磁化分布が形成される(d)。

### 1.3.4 磁気ホログラムの再生原理

磁気ホログラムの再生には、1.3.1 項で述べた MO 効果を用いる。図 1.3.4-1 に磁気ホログラムの再生過程を示す。磁気ホログラムに直線偏光の光を入射すると、MO 効果は磁化の方位に従いその回転方向が変わるため、磁気ホログラムの磁化方向の分布に応じて光の偏光状態が変調される。MO 効果によって生じる y 成分に着目すると、逆の磁化方向の領域を通過した光の電界ベクトルは、同じく逆方向を向いていることが分かる。ここで、電界ベクトルが逆ということは、互いに位相が  $180^\circ$  ずれていることを意味するため、磁気ホログラムは y 成分を取り出すと 2 値の位相格子を形成しているといえる。したがって、一般的な位相ホログラムと同様の原理により磁気ホログラムが再生できる<sup>18-24)</sup>。

磁気ホログラムには、MO 効果で生じた偏光成分のみが回折に寄与するという特徴がある。したがって、回折光は入射光に対して偏光面が  $90^\circ$  回転する。このため、記録媒体の後段に、透過軸が入射光と直交する角度に設定（クロスニコル配置）した偏光子を挿入することで、再生光のみを取り出すことができる。これにより、ノイズの原因となる回折に寄与しない透過光や外部からの迷光を遮断する効果が得られる。

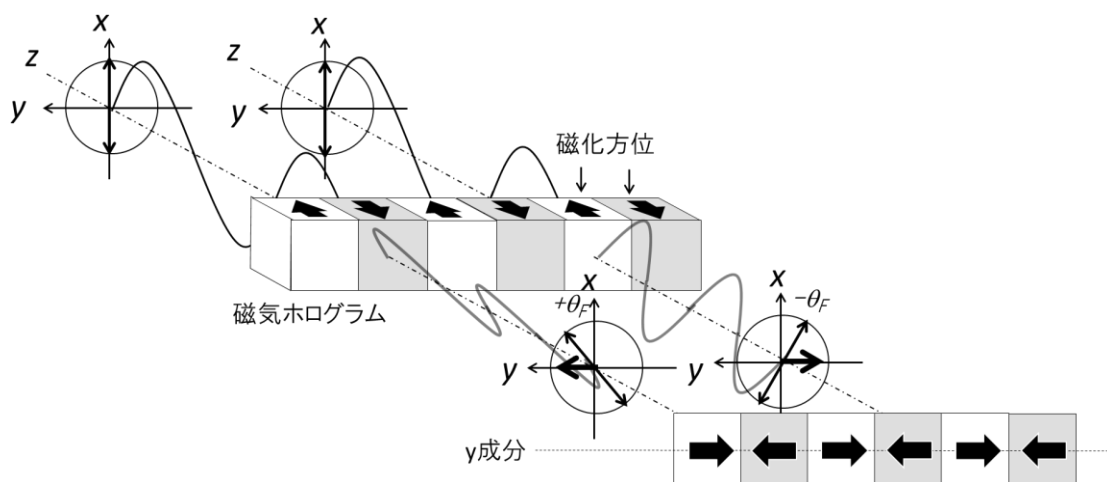


図 1.3.4-1 磁気ホログラムの再生過程。

### 1.3.5 磁気ホログラムの相対回折効率

磁気ホログラムは，これまで相対回折効率という指標を用いて評価されてきた<sup>23,24)</sup>．相対回折効率  $\eta_r$  は透過光強度に対する回折光強度の比率であり，以下のように表される．

$$\eta_r = \frac{I_1}{I_t} \approx \frac{I_1}{I_0 + I_1} \quad (1.3.5-1)$$

ここで， $I_1$  は 1 次回折光の強度， $I_0$  は 0 次透過光の強度， $I_t$  は記録媒体を透過した光の全強度である．ここで，2 次以上の次数をもつ回折光の強度は 0 次や 1 次と比べて極めて小さいため無視している．図 1.3.5-1 に関連する光束の配置を示す．

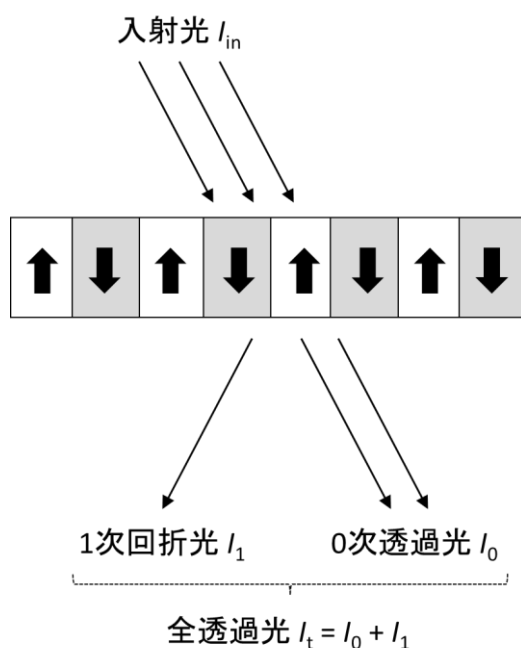


図 1.3.5-1 磁気ホログラムの再生に寄与する光束．

### 1.3.6 磁気ホログラムの理論

本項では，磁気ホログラムの再生理論について述べる<sup>23)</sup>．図 1.3.6-1 のように，周期  $r$  で逆向きの磁区がデューティー比  $s/r$  で無限に続く磁気回折格子を考える．この磁気回折格子に対し， $x$  方向に振動する偏光面を持つ光を入射する．このときの光の進行方向は  $+z$  方向である．1.3.1 項で述べたように，ファラデー一回転の方向は磁化の向きに依存する．各々の磁区の磁化が飽和している ( $M = M_s$ ) と仮定すると， $+z$  方向の磁化をもつ領域を透過した光は  $\theta_{F+} = +Fd$  の偏光面回転を， $-z$  方向の磁化をもつ領域を透過した光は  $\theta_{F-} = -Fd$  の偏光面回転が与えられる．ここで， $F$  はファラデー回転係数， $d$  は磁気回折格子の厚さを示す．また，透過光は磁化に関わらず一定の減衰率  $\exp(-\alpha d)$  の吸収を受ける．ここで， $\alpha$  は材料の光吸収係数を示す．

MO 効果によって変調を受ける  $y$  方向成分と，均一である  $x$  成分それぞれについて磁気ホログラムの透過関数  $\tau_y(y), \tau_x(y)$  を以下のように定義する．

$$\begin{aligned}\tau_y(y) &= p(y) \exp(-\alpha d/2) \sin Fd \\ \tau_x(y) &= \exp(-\alpha d/2) \cos Fd\end{aligned}\tag{1.3.6-1}$$

式中の  $p(y)$  は周期関数であり，

$$p(y) = \text{sgn}\{[y - (nr + s/2)][y - ([n + 1]r - s/2)]\}\tag{1.3.6-2}$$

と定義した<sup>23)</sup>．ここで， $n$  は  $nr \leq x \leq (n + 1)r$  を満たす整数であり， $\text{sgn}$  関数は次のように表される．

$$\text{sgn}(t) = \begin{cases} +1 & (t \geq 0) \\ -1 & (t < 0) \end{cases}\tag{1.3.6-3}$$

したがって，式(1.3.6-2)は位置  $y$  における磁化の正負 ( $+1, -1$ ) を返す．

式(1.3.6-1)に示すように， $x$  成分の透過関数  $\tau_x(y)$  は位置  $y$  に依存しないため， $x$  成分の透過光は磁気回折格子の影響を受けないといえる．したがって， $x$  成分はすべて回折に寄与せず，0 次透過光として現れる．一方で， $y$  成分の透過関数  $\tau_y(y)$  は磁気回折格子の分布を反映しており，回折に寄与する成分である．透過関数  $\tau_y(y)$  をフーリエ級数展開すると，

$$\tau_y(y) = \exp(-\alpha d/2) \sin Fd \left[ \frac{2s - r}{r} + \frac{4}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \sin \frac{\pi m s}{r} \cos \frac{2\pi m y}{r} \right]\tag{1.3.6-4}$$

と表現できる．上式より求めた 0 次透過光の強度  $I_0$  および 1 次回折光の強度  $I_1$

は，入射光強度  $I_{\text{in}}$  を用いて下記の通りに表せる．

$$I_0 = \left( \frac{2s - r}{r} \right)^2 e^{-\alpha d} \sin^2(Fd) I_{\text{in}} \quad (1.3.6-5)$$

$$I_1 = \frac{4}{\pi^2} e^{-\alpha d} \sin^2 \frac{\pi s}{r} \sin^2(Fd) I_{\text{in}}$$

ゆえに，磁気ホログラムの相対回折効率  $\eta_r$  の理論式は次のように求められる．

$$\eta_r = \frac{I_1}{I_t} = \frac{4}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi s}{r} \sin^2 Fd \quad (1.3.6-6)$$

ここで， $I_t = \exp(-\alpha d) I_{\text{in}}$  は全透過光の強度である．上式はより簡単に，相対回折効率  $\eta_r$  とファラデー回転係数  $F$  および磁気回折格子の厚さ  $d$  の関係として，

$$\eta_r \propto \sin^2 Fd \approx F^2 d^2 \quad (1.3.6-7)$$

もしくは，単位膜厚あたりのファラデー回転角  $\hat{\theta}_F$  を用いて，

$$\eta_r \propto \sin^2 \hat{\theta}_F d \approx \hat{\theta}_F^2 d^2 \quad (1.3.6-8)$$

と表記できる．最右辺は  $Fd$  もしくは  $\hat{\theta}_F d$  が十分に小さいと仮定したときの近似式である．式(1.3.6-7)および式(1.3.6-8)より，磁気ホログラムの相対回折効率は，ファラデー回転係数および磁気回折格子の厚さの二乗に比例することが分かる．したがって，高い相対回折効率を得るためには，この二つのパラメータを増加させることが重要である．

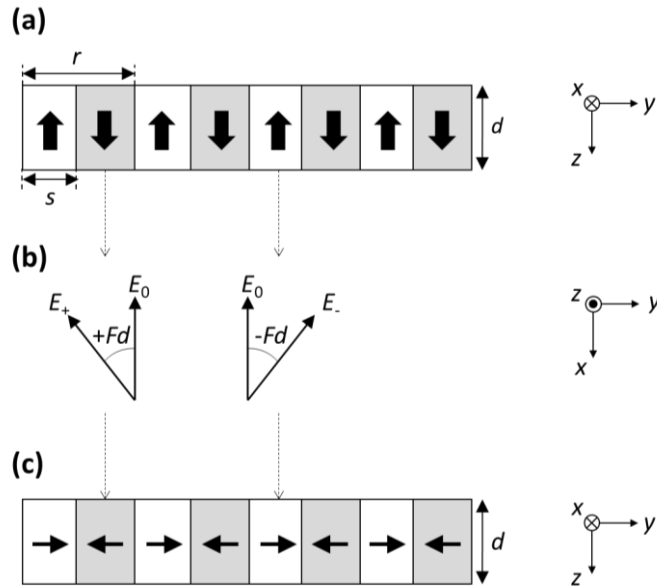


図 1.3.6-1 磁気回折格子の理論モデル．



### 1.3.7 ホログラムの記録・再生光学系

本項では、ホログラムを記録・再生する光学系について述べる．ここでは、ホログラムの記録・再生系としてよく使われている二光束光学系およびコリニア光学系について説明する<sup>51-53)</sup>．

#### A) 二光束光学系

図 1.3.7-1 (a) に示す二光束光学系は、二本の光ビームを傾けて入射し、記録媒体上で干渉させることでホログラムを形成する．光学系が簡便であり、無変調光に対しては、単純な縞形状の干渉縞が得られることが知られている．

図 1.3.7-1 (b) に示すように、二本の光束がある軸に対して対称に伝搬しているとき、形成される干渉縞は対称軸に対して垂直に生じる．この干渉縞の方向や周期は、光の波長や伝搬方向によって定まる．光の波数ベクトル  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$  と、形成される干渉縞の波数ベクトル  $\mathbf{k}_{\text{grating}}$  は次の関係をもつ<sup>35)</sup>．

$$\mathbf{k}_{\text{grating}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \quad (1.3.7-1)$$

ここで、干渉縞の波数ベクトル  $\mathbf{k}_{\text{grating}}$  の方向は干渉縞の周期の生じる方向を表しており、大きさは干渉縞の周期  $\Lambda$  と関係づけられ、

$$|\mathbf{k}_{\text{grating}}| = 2\pi/\Lambda \quad (1.3.7-2)$$

と記述できる．

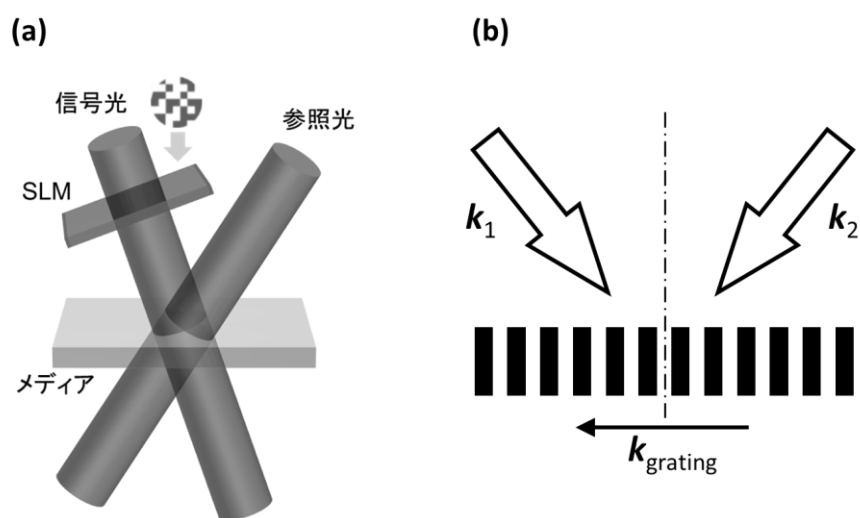


図 1.3.7-1 二光束干渉の(a)模式図と(b)形成される干渉縞．

## B) コリニア光学系

図 1.3.7-2 (a) にコリニア系の模式図を示す．図に示すように，コリニア系は同軸にある信号光と参照光を対物レンズで絞りを，互いに干渉させ，図 1.3.7-2 (b) のような干渉縞を形成する<sup>52)</sup>．一軸で干渉を行うため振動に強く，DVD や Blu-ray 等の従来の光ディスクの光学配置と共通していることから，従来のピックアップ機構等を流用できることが利点である．

コリニア光学系を用いた記録の一つに四輝点法がある．これは，Tan らが提案した，デジタルミラーデバイス (DMD) から得られる回折光を利用した手法をベースとしている<sup>52)</sup>．DMD は，光を空間的に変調する MEMS ミラーが周期的に配列した構造である．この周期配列は一種の回折格子のように振る舞うため，DMD の反射光には多数の回折光が含まれる．図 1.3.7-3 (a) に示すように，これらの回折光一つ一つが DMD により変調された像である．

図 1.3.7-3 (b) に示すように，DMD に入射角度  $\psi_0$  で光を照射した際に生じる回折光の角度  $\psi_1$  は次式にて表される．

$$a \sin \psi_0 - a \sin \psi_1 = m\lambda \quad (1.3.7-3)$$

ここで， $a = 9.67 \mu\text{m}$  は DMD のミラーの周期， $m$  は回折の次数， $\lambda$  は光の波長である．我々の構築する光学系では，入射角度を  $\psi_0 = 24.36^\circ$  としている．本配置を用いた際の，代表的な次数の出射角度  $\psi_1$  を表 1.3.7-1 に示す．

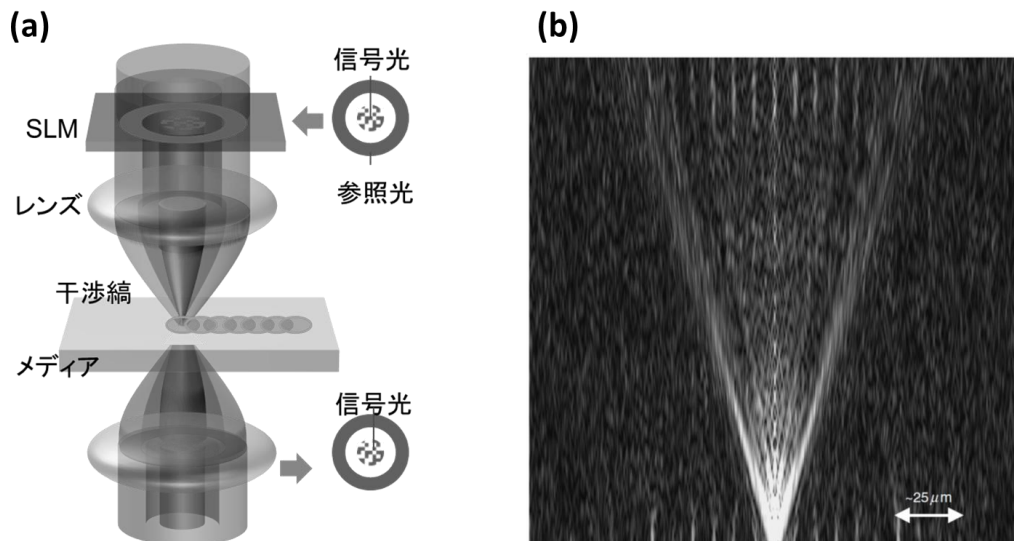


図 1.3.7-2 コリニア記録の(a)模式図と(b)焦点付近に形成される干渉縞．

(b)は計算により求めた干渉縞である<sup>52)</sup>．

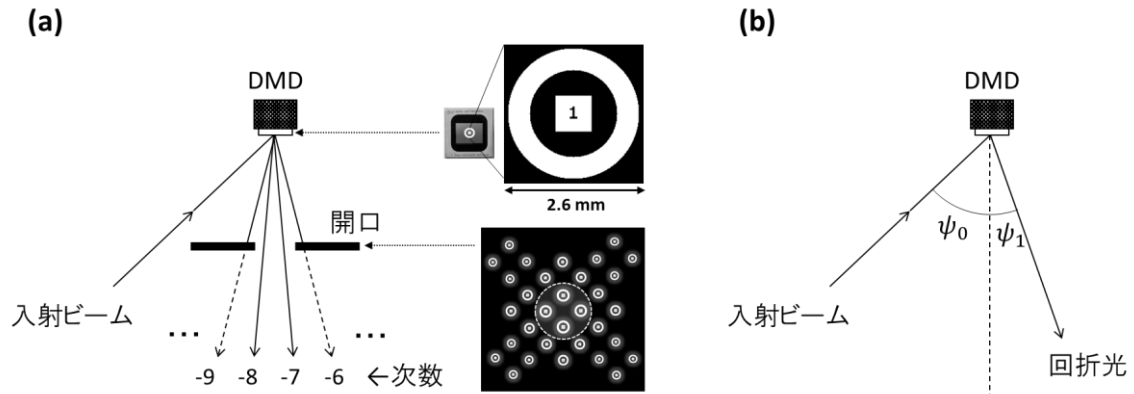


図 1.3.7-3 DMD から生じる回折光.

表 1.3.7-1 DMD からの回折光の出射角度.

$m$	-5	-6	-7	-8	-9	-10
$\psi_1$	$7.90^\circ$	$4.73^\circ$	$1.58^\circ$	$-1.58^\circ$	$-4.73^\circ$	$-7.90^\circ$

これらの回折光のうち一輝点だけを開口により取り出し、記録再生に用いる一輝点法が一般的ではあるが、Tan らは回折光のうち上下左右 4 つの輝点を取り出し、記録・再生に利用する方法を提案している<sup>54)</sup> (図 1.3.7-3 (a)). DMD のミラーの傾き角等も踏まえ、回折光の強度が強く、かつ 4 輝点全てで同一強度が得られる光学配置が提案されており、そのとき使用する回折次数が -7, -8 とされている. 二次元の回折格子であるため、縦横それぞれに生じる次数 -7 および次数 -8 の回折光の合計 4 つの回折光を開口により取り出す. 4 つの回折光を利用することで、光強度の強い領域に複数の輝点が配置され、光強度分布を平均化でき、記録効率を高めることができるのが四輝点法の利点である. 図 1.3.7-4 (a) に示すように、4 つに分離している回折光は、レンズ二つから成る 4f 光学系を用いることで結像面や CCD 観察面では 1 つの像として再生される.

四輝点法では、各輝点は面内で異なる位置に集光する. 集光位置では、各輝点が同一面上の異なる位置で一点に集光するために、各輝点は各々が独立して干渉する. 一方で、数百  $\mu\text{m}$  デフォーカスさせた場合においては、図 1.3.7-4 (b) に示すように、集光しきらない状態において四輝点が互いに重なりあい、輝点同士が干渉する現象がみられる. その結果、各輝点同士の参照光および信号光

が干渉し、ホログラムが形成される．このように，各輝点が互いに干渉することを利用した記録・再生手法が四輝点法である．本論文では，四輝点法を用いて磁気ホログラムの記録・再生を行った．

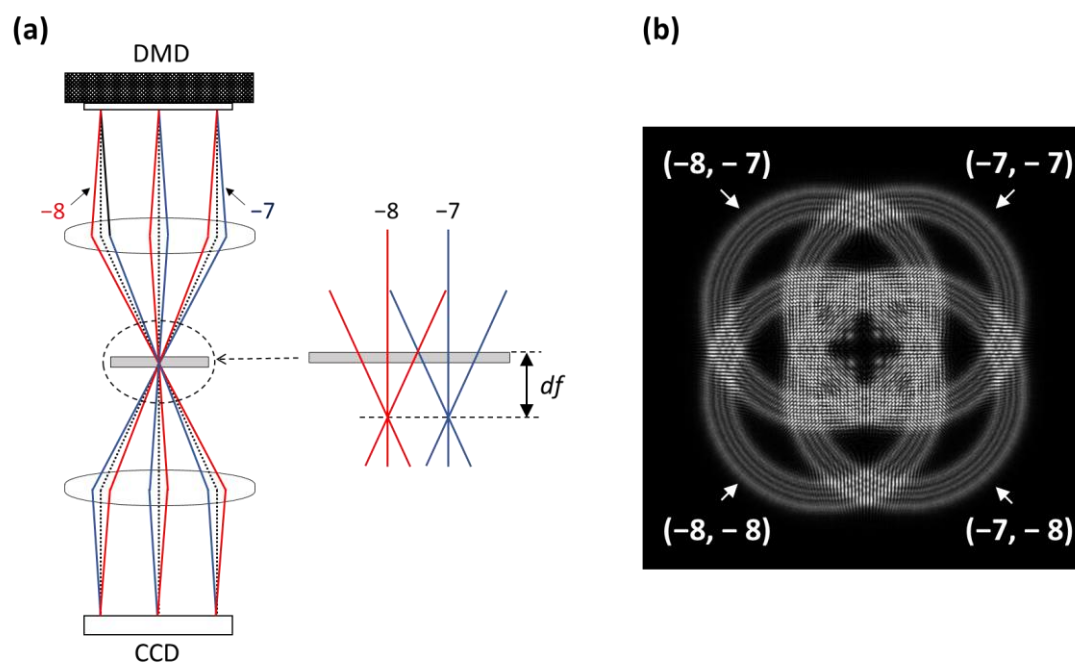


図 1.3.7-4 四輝点法を利用したコリニアホログラフィ．(a) DMD の回折光の光路，および (b) 記録媒体表面における四輝点の重なり合い．

## 1.4 ナノ構造光学媒体

本研究では，光の波長オーダーの構造を導入したホログラムの記録媒体について検討する．本章では，本論文にて最も重要な，磁性体を導入した光学多層膜構造である人工磁気格子と呼称する構造群について述べる．

### 1.4.1 フォトニック結晶

フォトニック結晶（photonic crystals）は屈折率の異なる材料を，光の波長スケールの周期で規則正しく配列させた構造体である<sup>55)</sup>．屈折率が1次元的に変化するフォトニック結晶を1次元フォトニック結晶と呼び，次元が増えるごとに2次元フォトニック結晶，3次元フォトニック結晶と呼称する．フォトニック結晶は，フォトニックバンドギャップと呼ばれる光が伝搬しない波長帯域をもつ．フォトニック結晶に含まれる材料の屈折率や周期により，フォトニックバンドギャップが発現する中心波長や幅を制御することができる．これは，人工的な構造体であるフォトニック結晶の大きな特徴であるといえる．

また，フォトニック結晶の規則配列の中に，規則性を乱す欠陥をもたせることで，この欠陥部分に光を局在させることができる．ファブリペロー共振の原理で，欠陥層の光路長に対応した特定波長の光のみが透過する現象がみられる．

フォトニック結晶は，人工的に各種特性を自在に操作できるという特徴から，様々な光デバイスへの応用が試みられている．現在広く利用されている例としては，光吸収が少なく高い反射率の誘電体多層膜ミラーや，2次元フォトニック結晶中に線欠陥を導入することで，その部分に光を局在させた，高い伝搬効率を持つ光ファイバーや光導波路等がある．

### 1.4.2 磁性フォトニック結晶

磁性フォトニック結晶（magnetophotonic crystal; MPC）は，磁性体を含んだフォトニック結晶のことである<sup>56-58)</sup>．1.3.1項で述べたように，MO効果は非相反性を有しており，光の伝搬方向に依存して逆方向に偏光面が回転する．従って，フォトニック結晶中に磁性体の欠陥層を導入することで，光が磁性体中を繰り返し往復するためファラデー効果が増大される．

我々の研究室では，BiDyAl:YIG の両側に，SiO<sub>2</sub> と Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> から成る誘電体多層膜が 5 ペア配置された一次元磁性フォトニック結晶を置換型ガドリニウムガリウムガーネット (substituted gadolinium gallium garnet; SGGG) 基板上に形成し，図 1.4.2-1 に示すように，同じ膜厚の約 10 倍のファラデー回転角を報告している<sup>54)</sup>．本論文では，この構造を SGGG/(T/S)<sup>5</sup>/BiDyAl:YIG/(S/T)<sup>5</sup> のように表記する．ここで，S は SiO<sub>2</sub> を，T は Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の膜を示しており，スラッシュ '/' で区切ることによって積層構造を表現する．上付きの数字は括弧内の構造が指定回数だけ繰り返されることを示している．

MPC の欠陥層の膜厚は，ファブリペローの共鳴条件を満たすため，下記の共鳴膜厚  $d_{\text{res}}$  であることが要求される．

$$d_{\text{res}} = m \frac{\lambda}{2n} \quad (1.4.2-1)$$

このとき，共振器内の光の位相が揃い，共鳴現象により MO 効果が増大する．

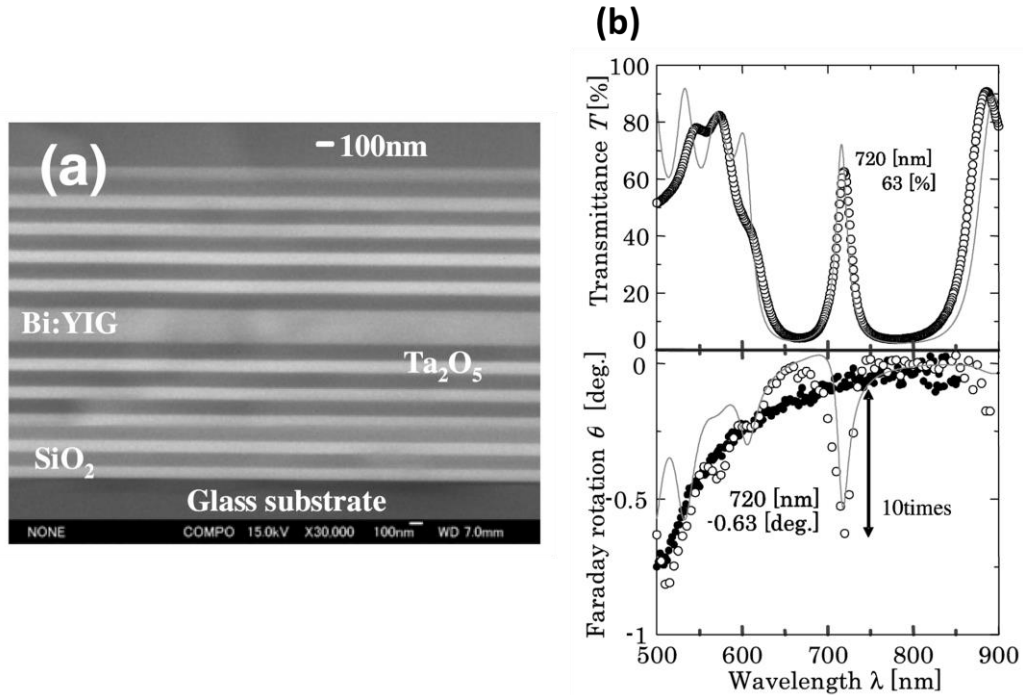


図 1.4.2-1 ビスマス置換型イットリウム鉄ガーネット (BiDyAl:YIG) を用いた一次元磁性フォトニック結晶の (a) 断面 SEM 像 および (b) 透過率および偏光面回転角波長スペクトル．

## 1.5 研究の概要

本論文は、磁性体を含むナノ構造を導入した媒体、人工磁気格子を用いた記録媒体を提案し、磁気ホログラムの回折効率を向上させる手法について議論したものである。磁気ホログラムの回折効率は、媒体の磁気光学効果およびホログラムの書き込み深さに依存することが分かっており、本研究においてもこれらに着目し、ホログラムの記録・再生特性を向上させることを目的とした。

ホログラムの記録・再生光学系として、1.3.7 項で述べた二光束干渉方式およびコリニア干渉方式を用いている。主に媒体の評価のために、形成された干渉縞の理解が容易で回折効率の測定に適する二光束干渉方式を、ページデータの再生や像評価にはコリニア干渉方式を用いた。これらの記録・再生に用いた光の波長は本論文通して 532 nm としている。

第 1 章では、本研究の背景となるホログラフィや、その応用としてのホログラムメモリについて述べた。また、本研究の中心に位置する、人工磁気格子構造の特徴およびそれらが利用する基礎現象について概説した。

第 2 章では、磁性フォトリック結晶を導入したホログラム記録媒体について、その原理および振る舞いを明らかにした。磁性フォトリック結晶メディアは、磁気光学効果と書き込み深さの両方が向上でき、回折効率を 2 倍以上に向上させることができた。また実験的にも、MPC 媒体を用いることで、同じ厚さの単層膜よりも明瞭な磁気ホログラムの再生像が得られることを示した。

第 3 章では、これまでの記録媒体の課題であった、表面近傍における磁気フリンジのつぶれに着目し、このつぶれを抑制できる、熱拡散層を導入した積層構造を提案した。本積層媒体を用いて、本来の干渉縞形状を維持できる積層構造の設計指針、基礎的特性を明らかにした。

第 4 章では、回折理論と有限要素法を融合させたハイブリッド計算手法を提案し、ナノ構造体の集光場中における光学応答を調べる手法を提案した。本手法を用いることで、計算機上で変調光を用いた磁気ホログラムの記録・再生に成功し、記録パターンを与えたときの磁気ホログラムの挙動を知ることができるようになった。

第 5 章では全章を通した総括と、今後の課題について述べた。

## 参考文献

- 1) J. F. Gantz, D. Reinsel, C. Chute, W. Schlichting, J. McArthur, S. Minton, I. Xheneti, A. Toncheva, and A. Manfrediz, “The Expanding Digital Universe,” *IDC White Paper* (2007).
- 2) 喜連川 優, “情報爆発のこれまでとこれから,” 電気情報通信学会誌 **94**, 662 (2011).
- 3) M. A. Seigler, W. A. Challener, E. Gage, N. Gokemeijer, G. Ju, B. Lu, K. Pelhos, C. Peng, R. E. Rottemayer, X. Yang, H. Zhou, and T. Rausch, “Integrated Heat Assisted Magnetic Recording Head,” *IEEE Trans. Magn.* **44**, 119 (2008).
- 4) J. -G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, “Microwave Assisted Magnetic Recording,” *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008).
- 5) 秋葉雅温, “次世代光メモリとシステム技術,” シーエムシー出版社 (2009).
- 6) P. J. van Heerden, “Theory of optical information storage in solids,” *Appl. Opt.* **2**, 393 (1963).
- 7) A. L. Mikaelian and V. I. Bobrinev, “Holographic memory devices,” *Opto-Electron.* **2**, 193 (1970).
- 8) Y. Takeda, “Hologram memory with high quality and high information storage density,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **11**, 656 (1972).
- 9) L. D’auria, J. Huignard, and E. Spitz, “Holographic read-write memory and capacity enhancement by 3-D storage,” *IEEE Trans. Magn.* **9**, 83 (1973).
- 10) H.-Y. S. Li and D. Psaltis, “Three-dimensional holographic disks,” *Appl. Opt.* **33**, 3764 (1994).
- 11) J. H. Hong, I. McMichael, T. V. Chang, Q. Christian, and E. G. Paek, “Volume holographic memory systems: techniques and architectures,” *Opt. Eng.* **34**, 2193 (1995).
- 12) H. Coufal, D. Psaltis, and G. T. Sincerbox, “Holographic Data Storage,” Springer (2000).
- 13) H. Horimai and X. Tan, “Holographic information storage system: today and future,” *IEEE Trans. Magn.* **43**, 943 (2007).
- 14) 井上光輝, “ホログラムを用いた超高密度光メモリ,” *JISTEC REPORT* **76**, 9 (2010).
- 15) D. H. Close, A. D. Jacobson, J. D. Margerum, R. G. Brault, and F. J. McClung, “Hologram recording on photopolymer materials,” *Appl. Phys. Lett.* **14**, 159



- (1969).
- 16) D. A. Waldman, H. -Y. S. Li, and E. A. Cetin, “Holographic recording properties in thick films of ULSH-500 photopolymer,” *Proc. SPIE* **3291**, 89 (1998).
  - 17) G. Fan, K. Pennington, and J. H. Greiner, “Magneto-optic hologram,” *J. Appl. Phys.* **40**, 974 (1969).
  - 18) R. S. Mezrich, “Magnetic holography,” *Appl. Opt.* **9**, 2275(1970).
  - 19) R. S. Mezrich, “Reconstruction effects in magnetic holography,” *IEEE Trans. Magn.* **6**, 537 (1970).
  - 20) M. Tanaka, T. Ito, and Y. Nishimura, “Diffraction efficiency of magnetic hologram,” *IEEE Trans. Magn.* **8**, 523 (1972).
  - 21) Y. Nakamura, H. Takagi, P. B. Lim, and M. Inoue, “Magnetic volumetric hologram memory with magnetic garnet,” *Opt. Exp.* **22**, 16439 (2014).
  - 22) Y. Nakamura, H. Takagi, P. B. Lim, and M. Inoue, “Effect of recording condition on the diffraction efficiency of magnetic hologram with magnetic garnet films,” *J. Appl. Phys.* **116**, 103106 (2014).
  - 23) H. M. Haskal, “Polarization and efficiency in magnetic holography,” *IEEE Trans. Magn.* **6**, 542–545 (1970).
  - 24) 堀米秀嘉, 井上 明, 見山友祐, 藤井壽崇, 鈴木新一, 草鹿履一郎, 徳島忠夫, “非晶質 TbFe 薄膜を用いた磁気ホログラフィによる高記録密度,” 日本応用磁気学会誌 **8**, 109 (1984).
  - 25) 角南 英夫, “半導体メモリ,” コロナ社 (2008).
  - 26) 日本規格協会, “JIS ハンドブック 情報記録媒体 2013,” 日本規格協会 (2013).
  - 27) 三橋 慶喜, “超高密度記録光ディスク技術の動向,” 電子情報通信学会誌 **83**, 353 (2000).
  - 28) F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, “Holographic storage in lithium niobate,” *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223 (1968).
  - 29) K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis, “Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals,” *Nature* **393**, 665 (1998).
  - 30) G. T. Sincerbox, “Holographic storage—the quest for the ideal material continues,” *Opt. Mat.* **4**, 370 (1995).
  - 31) D. A. Gabor, “A New Microscopic Principle,” *Nature* **161**, 777 (1948).
  - 32) 辻内順平, “ホログラフィー,” 裳華房 (1997).
  - 33) 久保田敏弘, “ホログラフィ入門 –原理と実際–,” 朝倉書店 (1995).

- 34) 辻内順平, “ホログラフィー材料・応用便覧,” エヌ・ティー・エス (2007).
- 35) P. ハリハラン, “ホログラフィーの原理,” オプトロニクス社 (2004).
- 36) 志村 努, “ホログラフィックメモリーのシステムと材料,” シーエムシー出版 (2012).
- 37) G. A. Rakuljic, V. Leyva, and A. Yariv, “Optical data storage using orthogonal wavelength multiplexed volume holograms,” *Opt. Lett.* **17**, 1471 (1992).
- 38) K. Curtis, A. Pu, and D. Psaltis, “Method for holographic storage using peristrophic multiplexing,” *Opt. Lett.* **19**, 993 (1994).
- 39) D. Psaltis, M. Levene, A. Pu, G. Barbastathis, and K. Curtis, “Holographic storage using shift multiplexing,” *Opt. Lett.* **20**, 782 (1995).
- 40) 畑野 秀樹, 田中 寛, 山路 崇, 伊藤 善尚, 松下 元, “デジタルホログラムメモリー用記録材料の開発,” *Pioneer R&D* **11**, 73 (2005).
- 41) D. Kermisch, “Efficiency of Photochromic Gratings,” *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1202 (1971).
- 42) 佐藤 勝昭, “光と磁気 改訂版,” 朝倉書店 (2007).
- 43) D. Chen, G. Otto, and F. Schmit, “MnBi films for magnetooptic recording,” *IEEE Trans. Magn.* **9**, 66 (1973).
- 44) 松原 三人, 桂川 卓, 山田 博章, “一様強度分布のレーザビームによる非晶質磁性膜へのホログラム記録再生特性,” *テレビジョン学会誌* **44**, 1356 (1999).
- 45) 中村 慶久, “垂直磁気記録の最新技術,” シーエムシー出版 (2013).
- 46) S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, and P. F. Bongers, “Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV,” *Phys. Rev. B* **12**, 2777 (1975).
- 47) H. L. Gall, M. Guillot, A. Marchand, Y. Nomi, M. Artinian, and J. M. Desvignes, “Faraday rotation in bismuth substituted iron garnets,” *J. Magn. Soc. Jpn.* **11**, 235 (1987).
- 48) 水戸 慎一郎, 豊橋技術科学大学 博士学位論文 (2012).
- 49) S. Mito, H. Sakurai, H. Takagi, A. V. Baryshev, and M. Inoue, “Polycrystalline magnetic garnet films comprising weakly coupled crystallites for piezoelectrically-driven magneto-optic spatial light modulators,” *J. Appl. Phys.* **111**, 07A519 (2012).

- 50) R.S Mezrich, "CURIE-POINT WRITING OF MAGNETIC HOLOGRAMS ON MnBi," *Appl. Phys. Lett.* **14**, 132 (1969).
- 51) H. Horimai, X. Tan, and J. Li, "Collinear holography," *Appl. Opt.* **44**, 2575 (2005).
- 52) H. Horimai, and X. Tan, "Advanced collinear holography," *Opt. Rev.* **12**, 90 (2005).
- 53) T. Okawa, H. Takahashi, P. B. Lim, H. Horimai, and M. Inoue, "Characteristic of collinear magnetic hologram with magnetic garnet films," *IWHM 2007*, 27P21, Penag, Malaysia (2007).
- 54) 譚 小地, オプトウエア, 光情報記録装置, 記録方法, 再生装置及び再生方法 特開 2007-122800. 2007-05-17.
- 55) C. V. D. Mee, P. Contu, and P. Pintus, "One-dimensional photonic crystal design," *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **111**, 214 (2010).
- 56) M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, and A. Granovsky, "Magnetophotonic crystals," *J. Phys. D* **39**, R151 (2006).
- 57) A. M. Grishin, S. I. Khartsev, "All-garnet magneto-optical photonic crystals," *J. Magn. Soc. Jpn.* **32**, 140 (2008).
- 58) M. Levy, "Normal modes and birefringent magnetophotonic crystals," *J. Appl. Phys.* **99**, 073104 (2006).

## 第2章 光マイクロキャビティを装荷した磁気ホログラム媒体

### 2.1 はじめに

前章で述べたように、磁性ガーネット単層膜を用いた磁気ホログラムの回折効率は低く、データストレージ技術等へ応用するためには、回折効率の向上、ひいては再生像の輝度を向上させる必要がある。1.3.6 項の磁気ホログラムの理論で示した通り、理想的な磁気回折格子の回折効率は、

- 媒体のファラデー回転角
- 磁気回折格子の書き込み深さ

の二つの要因によって決定される<sup>1,2)</sup>。そのため、磁気ホログラムの回折効率を向上させるためには、上述した回転角および書き込み深さを増加させることが重要となる。

本章では、これらのうち、ファラデー回転角を向上させることに着目し、1.4.2 項で述べた磁性フォトニック結晶（MPC）を磁気ホログラム媒体として適用した結果について報告する。MPC は光共振器の一種であり、欠陥層の膜厚、誘電体多層膜の層数、および入射角度等によって光学特性が大きく変化する。この光学特性の変化に伴い、ホログラムの記録・再生特性にも影響を与えられられる。したがって、これらの構造パラメータがホログラム媒体としての特性に与える影響も含め、MPC 媒体の特性を総合的に評価する。

本章では MPC 媒体の性質について検討を行った。MPC 媒体の基礎的な光学特性を調べるためにマトリクスアプローチ法を、回折効率や斜め入射時のファラデー回転角等を調べるために有限要素法をそれぞれ用いた。これらの具体的な計算手法について、2.2 節および 2.3 節にて述べる。これらの計算手法を用いて MPC 媒体の相対回折効率向上の原理を解明した結果を 2.4 節で述べる。2.5 節では、絶対回折効率という観点から MPC 媒体の構造が回折効率に与える影響を述べる。2.6 節では、実際に MPC 媒体を作製し、コリニア光学系を用いて記録・再生を行った結果について述べる。

## 2.2 マトリクスアプローチ法による光学特性の解析

### 2.2.1 マトリクスアプローチ法

MPC 構造のような人工磁気格子の光学特性を計算する手法はいくつか存在するが<sup>3-5)</sup>、その中でも本節では行列を用いて高速に多層膜の光学特性を計算できるマトリクスアプローチ法 (matrix approach method) について述べる<sup>3)</sup>。

図 2.2.1-1 に示すような、空間中において  $z = z_0$  から  $z = z_0 + \Delta z$  まで均質な媒体が存在するモデルを考える。ここでは、膜の厚さ方向を  $z$  軸としている。このとき、複素屈折率  $N$  の媒質中を進行および後退する光の状態は、その光がもつ電界と磁界のベクトル成分により表すことができる。特に、規格化された電界  $\mathbf{e} = \epsilon_0 \mathbf{E}$  および磁界  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/c$  を用いることで、媒質中の光の状態を表す状態ベクトル  $\boldsymbol{\tau}$  を以下のように定義できる。

$$\boldsymbol{\tau}(z, t) = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix} e^{i(\omega t \pm \beta z)} = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ \mp N e_y \\ \pm N e_x \end{bmatrix} e^{i(\omega t \pm \beta z)} \quad (2.2.1-1)$$

ここで、最右辺はマクスウェル方程式を用いて導出できる<sup>3)</sup>。 $\beta \Delta z$  は媒質中の位相遅れを表し、

$$\beta \Delta z = \frac{2\pi}{\lambda} N \Delta z \quad (2.2.1-2)$$

とした。 $\lambda$  は光の波長、 $N$  は媒質の複素屈折率を示す。すなわち、

$$N = n + i\kappa \quad (2.2.1-3)$$

である。ここで、 $n$  は媒体の屈折率、 $\kappa$  は媒体の消衰係数を示す。

ここで、ある位置 ( $z = z_0$ ) を規定し、そこから  $\Delta z$  だけ進んだ位置 ( $z = z_0 + \Delta z$ ) における状態ベクトルは、遷移マトリクス  $\Phi$  を用いて以下の通りに表せるとする。

$$\boldsymbol{\tau}(z_0 + \Delta z, t) = \Phi \times \boldsymbol{\tau}(z_0, t) \quad (2.2.1-4)$$

遷移マトリクスは，材料の誘電率テンソルと光の波長により定義できる．以下に代表的な遷移マトリクスについて述べる．

### (1) 等方性誘電体

式(2.2.1-5)の誘電率テンソル $\tilde{\epsilon}$  で表現される等方性媒質の誘電体を考える．

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_D & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_D & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_D \end{bmatrix} \quad (2.2.1-5)$$

導出過程は省略するが，この場合の遷移マトリクス $\Phi$ は，

$$\Phi = \begin{bmatrix} \cos(\beta\Delta z) & 0 & 0 & -i\frac{1}{N}\sin(\beta\Delta z) \\ 0 & \cos(\beta\Delta z) & i\frac{1}{N}\sin(\beta\Delta z) & 0 \\ 0 & iN\sin(\beta\Delta z) & \cos(\beta\Delta z) & 0 \\ -iN\sin(\beta\Delta z) & 0 & 0 & \cos(\beta\Delta z) \end{bmatrix} \quad (2.2.1-6)$$

である<sup>3)</sup>．

### (2) 磁性体

式(2.2.1-7)の誘電率テンソル $\tilde{\epsilon}$ で表現される磁性体を考える．

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{XX} & \epsilon_{XY} & 0 \\ -\epsilon_{XY} & \epsilon_{XX} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{ZZ} \end{bmatrix} \quad (2.2.1-7)$$

この場合の遷移マトリクス $\Phi$ は，右円偏光，左円偏光の二成分に分解でき，

$$\Phi = \begin{bmatrix} \cos \delta_+ & -i \cos \delta_+ & \frac{1}{N_+} \sin \delta_+ & -i \frac{1}{N_+} \sin \delta_+ \\ i \cos \delta_+ & \cos \delta_+ & i \frac{1}{N_+} \sin \delta_+ & \frac{1}{N_+} \sin \delta_+ \\ -N_+ \sin \delta_+ & i N_+ \sin \delta_+ & \cos \delta_+ & -i \cos \delta_+ \\ -i N_+ \sin \delta_+ & -N_+ \sin \delta_+ & i \cos \delta_+ & \cos \delta_+ \end{bmatrix} \quad (2.2.1-8)$$

$$+ \begin{bmatrix} \cos \delta_- & i \cos \delta_- & -\frac{1}{N_-} \sin \delta_- & -i \frac{1}{N_-} \sin \delta_- \\ -i \cos \delta_- & \cos \delta_- & i \frac{1}{N_-} \sin \delta_- & -\frac{1}{N_-} \sin \delta_- \\ N_- \sin \delta_- & i N_- \sin \delta_- & \cos \delta_- & i \cos \delta_- \\ -i N_- \sin \delta_- & -N_- \sin \delta_- & -i \cos \delta_- & \cos \delta_- \end{bmatrix}$$

と表される<sup>3)</sup>．ここで， $\delta_+, \delta_-$  は左右円偏光それぞれにおける位相遅れを表し，

$$\delta_+ = \beta_+ \Delta z = \frac{2\pi}{\lambda} N_+ \Delta z, \quad \delta_- = \beta_- \Delta z = \frac{2\pi}{\lambda} N_- \Delta z \quad (2.2.1-9)$$

である．ここで， $\lambda$ は進行（後退）する光の波長， $N_+$ および $N_-$ はそれぞれ，光の右円偏光および左円偏光に対する複素屈折率を示す．

左右円偏光の屈折率とファラデー回転角 $\theta_F$ は、次のように関連づけられる<sup>4)</sup>。

$$\theta_F = -\frac{\omega}{2c}(N_+ - N_-)l = -\frac{\pi\Delta n l}{\lambda} \quad (2.2.1-10)$$

ここで、 $\omega = 2\pi c/\lambda$  は光の角周波数、 $c$  は光速、 $l$  はファラデー効果を有する媒体の長さ、 $\Delta n = N_+ - N_-$  は左右円偏光の屈折率差である。また、

$$N_+ = N + \Delta n, \quad N_- = N - \Delta n \quad (2.2.1-11)$$

である。単位膜厚あたりのファラデー回転角 $\hat{\theta}_F$ を用いると、式(2.2.1-10)は、

$$\hat{\theta}_F = -\frac{\omega}{2c}(N_+ - N_-) = -\frac{\pi\Delta n}{\lambda} \quad (2.2.1-12)$$

と記述できる。上式を用いることで、膜厚等の形状パラメータに依存せず、材料固有の物性として MO 効果を導入することができる<sup>6)</sup>。

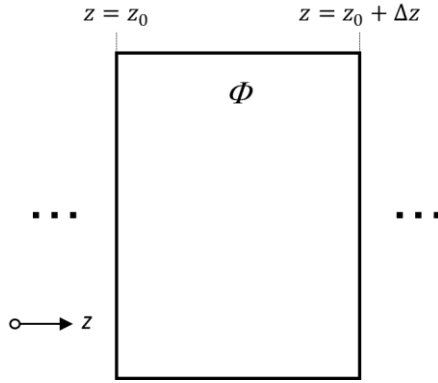


図 2.2.1-1 単層膜モデルと遷移マトリクス。

さらに、図 2.2.1-2 に示すような多層膜構造において、出射した光の状態ベクトルは、各層の遷移マトリクス  $\Phi_i$  ( $i = 1 \sim n$ ) を用いて、

$$\begin{aligned}\tau_{\text{out}}(z_{\text{out}}, t) &= \Phi_n \times \Phi_{n-1} \times \cdots \times \Phi_2 \times \Phi_1 \times \tau_{\text{in}}(z_{\text{in}}, t) = \Phi \tau_{\text{in}}(z_{\text{in}}, t) \\ \therefore \Phi &= \Phi_n \times \Phi_{n-1} \times \cdots \times \Phi_2 \times \Phi_1\end{aligned}\quad (2.2.1-13)$$

と表せる．このように、多層膜構造にも一つの遷移マトリクス  $\Phi$  を定義することができ、その値は全ての遷移マトリクス  $\Phi_i$  の積から求められる．

以上より、任意の多層膜構造に光を入射したときの、任意の位置  $z$  における光の状態ベクトルを求めることができる．この状態ベクトルから、構造体の各種光学特性を導き出すことができる．

はじめに、入射光および出射光の状態ベクトルを

$$\begin{aligned}\tau_{\text{in}}(z, t) &= A_x \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ N_{\text{in}} \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta_{\text{in}}(z - z_{\text{in}}))} + A_y \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -N_{\text{in}} \\ 0 \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta_{\text{in}}(z - z_{\text{in}}))} \\ &\quad + R_x \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -N_{\text{in}} \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta_{\text{in}}(z - z_{\text{in}}))} + R_y \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ N_{\text{in}} \\ 0 \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta_{\text{in}}(z - z_{\text{in}}))}\end{aligned}\quad (2.2.1-14)$$

$$\tau_{\text{out}}(z, t) = T_x \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ N_{\text{out}} \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta_{\text{out}}(z - z_{\text{out}}))} + T_y \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -N_{\text{out}} \\ 0 \end{bmatrix} e^{i(\omega t - \beta_{\text{out}}(z - z_{\text{out}}))}\quad (2.2.1-15)$$

と表す．ここで、 $A_x$  および  $A_y$  は  $x$  方向および  $y$  方向に振動する入射電界成分の振幅値、 $R_x$  および  $R_y$  は反射電界成分の振幅値、 $T_x$  および  $T_y$  は透過電界成分の振幅値を示す．また、 $N_{\text{in}}$  および  $N_{\text{out}}$  はそれぞれ入射側および出射側媒質の複素屈折率を示す．



多層膜の遷移マトリクスを

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi_{00} & \cdots & \phi_{03} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{30} & \cdots & \phi_{33} \end{bmatrix} \quad (2.2.1-16)$$

としたとき，以下の式により状態ベクトルの各変数が求まる．

$$\begin{bmatrix} R_x \\ R_y \\ T_x \\ T_y \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \phi_{00} - N_{in}\phi_{03} & \phi_{01} + N_{in}\phi_{02} & -1 & 0 \\ \phi_{10} - N_{in}\phi_{13} & \phi_{11} - N_{in}\phi_{12} & 0 & -1 \\ \phi_{20} - N_{in}\phi_{23} & \phi_{21} - N_{in}\phi_{22} & 0 & N_{out} \\ \phi_{30} - N_{in}\phi_{33} & \phi_{31} - N_{in}\phi_{32} & -N_{out} & 0 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} A_x(\phi_{00} + N_{in}\phi_{03}) + A_y(\phi_{01} - N_{in}\phi_{02}) \\ A_x(\phi_{10} + N_{in}\phi_{13}) + A_y(\phi_{11} - N_{in}\phi_{12}) \\ A_x(\phi_{20} + N_{in}\phi_{23}) + A_y(\phi_{21} - N_{in}\phi_{22}) \\ A_x(\phi_{30} + N_{in}\phi_{33}) + A_y(\phi_{31} - N_{in}\phi_{32}) \end{bmatrix} \quad (2.2.1-17)$$

このとき反射率 $R$ および透過率 $T$ は，

$$R = \frac{|R_x|^2 + |R_y|^2}{|A_x|^2 + |A_y|^2}, \quad T = \frac{|N_{out}|}{|N_{in}|} \cdot \frac{|T_x|^2 + |T_y|^2}{|A_x|^2 + |A_y|^2} \quad (2.2.1-18)$$

で求められる．また， $x$ 方向に振動する単位強度の直線偏光（ $A_x = 1, A_y = 0$ ）を考えると，ファラデー回転角 $\theta_F$ およびカー回転角 $\theta_K$ は，

$$\theta_F = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{2\text{Re}[T_y/T_x]}{1 - |T_y/T_x|^2} \right), \quad \theta_K = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{2\text{Re}[R_y/R_x]}{1 - |R_y/R_x|^2} \right) \quad (2.2.1-19)$$

で表現される．ここで， $\text{Re}$ は複素数の実数成分のみを取り出す関数である．

マトリクスアプローチ法は，多層膜構造に光を垂直に入射した場合に有用な手法で，行列計算により高速に媒体の光学特性を計算できる．

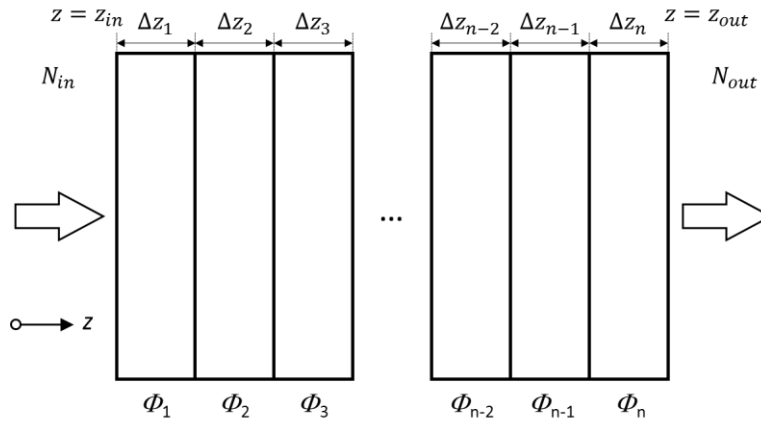


図 2.2.1-2 多層膜の計算モデル．

## 2.2.2 使用した物性パラメータ

表 2.2.2-1 に、本論文を通して、マトリクスアプローチ法で光学特性を計算する際に使用した光学パラメータを示す．ここでは、本研究でホログラムの記録再生に用いた波長 532 nm の物性値を列挙している．下記パラメータはすべて、式(2.2.1-11)および式(2.2.1-12)を用いて、マトリクスアプローチ中で使う左右円偏光それぞれの屈折率として導入できる．

SGGG, SiO<sub>2</sub>, および Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の光学特性はエリプソメトリーによる実験値であり, BiDyAl:YIG は透過率からのフィッティングおよび MO 測定装置で計測した実験値から光学特性を導出している（付録 A 参照のこと）．Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の光学特性は文献(7)より引用したものである．

表 2.2.2-1 マトリクスアプローチ計算で使用した物性パラメータ．

	SGGG	BiDyAl:YIG	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> <sup>7)</sup>	SiO <sub>2</sub>	Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>
屈折率 $n$	2.1	2.1	1.77	1.45	2.16
消衰係数 $\kappa$	0	0.019	0	0	0
単位膜厚あたりの ファラデー回転角 $\hat{\theta}_F$ (deg/ $\mu\text{m}$ )	-	2.26	-	-	-

ここに示すものはすべて波長 532 nm における値である．

### 2.2.3 磁性フォトリック結晶媒体の基本的な振る舞い

本章全体にわたり必要となる磁性フォトリック結晶の基礎的特性について述べる．本項で述べる計算結果は，2.2.1 項で述べたマトリクスアプローチ法を用いて計算したものである．

#### 2.2.3.1 欠陥層の膜厚と共鳴の次数の関係

1.4.2 項で述べたように，MPC 媒体は欠陥層の光学膜厚が光の半波長と一致するとき共鳴条件を満たし，共振器として作用する．この考えは媒体に垂直に光を入射することを前提としており，磁気ホログラムの記録・再生時のような，媒体に傾きをもって光を入射する際には，それを考慮した共鳴条件を満たす必要がある．図 2.2.3.1-1 に入射角度  $\psi_0$  で光を入射させた際の MPC 媒体中の光線の挙動を示す．光線が斜めに入射することを考慮した光の一往復分の光路差  $l$  は図中の ABC で示される線分の長さとなる．すなわち，

$$l = 2dn \cos \psi_G \quad (2.2.3.1-1)$$

ここで， $\psi_G$  はガーネット膜中での光線の進行角度， $d$  は欠陥層の厚さ， $n$  は欠陥層の屈折率を示している．空气中より角度  $\psi_0$  で入射された光線は，誘電体多層膜およびガーネット膜の各界面において屈折する．そのためガーネット膜中の光線の進行角度  $\psi_G$  は入射角  $\psi_0$  とは異なっている．スネルの法則を用いて，ガーネット膜中での光線の進行角度  $\psi_G$  を求めると，

$$\sin \psi_G = \frac{n_0}{n_G} \sin \psi_0 \quad \therefore \psi_G = \sin^{-1} \left( \frac{n_0}{n_G} \sin \psi_0 \right) \quad (2.2.3.1-2)$$

と示される．ここで， $n_0$  は空気の屈折率， $n_G$  はガーネット材料の屈折率を示す．誘電体多層膜中でも屈折が起こるが，ガーネット膜内の進行角度は，入射角度およびガーネットの材料の屈折率のみで定まる．

光路差  $l$  が波長の整数倍となる条件で，ガーネット膜内で多重反射している光線と新たに入射される光線の位相が揃い，ガーネット膜内で定常的に共鳴する．この条件を満たす膜厚を共鳴膜厚  $d_{\text{res}}$  と呼称し，次のように定義する．

$$d_{\text{res}} = m \frac{\lambda}{2n \cos \psi_G} \quad (2.2.3.1-3)$$

ここで，式中の  $m$  は共鳴の次数， $\lambda$  は光の波長を示す．

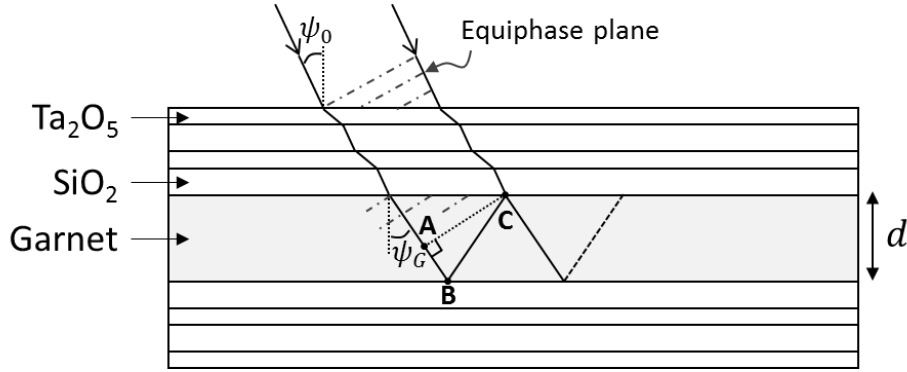


図 2.2.3.1-1 MPC 媒体中の光線の振る舞い．光の一往復分の光路差  $l$  は図中の ABC で示される線分の長さである．

以上の議論では，ミラーで反射される光の位相が変化しないことを前提としている．金属ミラー等の表面反射が支配的であるミラーでは位相変化は極めて小さいが，一方で誘電体多層膜のような位相干渉を利用したミラーでは僅かながら反射光の位相ずれが生ずる．ミラーによる位相ずれ  $\delta_M$  が存在するとき，図 2.2.3.1-1 における ABC で示される光路差  $l$  は，B 点および C 点における反射での位相ずれを取り入れ，

$$l = 2dn \cos \psi_G + 2 \cdot \frac{\delta_M}{2\pi} \lambda \quad (2.2.3.1-4)$$

と記述できる．各変数はこれまでに説明したものと同様である．

ミラーによる位相ずれがない場合と同様に，光路差  $l$  が波長の整数倍となる条件が共鳴条件であるため，共鳴膜厚  $d_{\text{res}}$  は次のように定義できる．

$$d_{\text{res}} = \left( m - 2 \cdot \frac{\delta_M}{2\pi} \right) \frac{\lambda}{2n \cos \psi_G} = m' \frac{\lambda}{2n \cos \psi_G} \quad (2.2.3.1-5)$$

すなわち，次数  $m$  の条件がミラーの位相ずれにより僅かに変化する．式 (2.2.3.1-5) を満たせば，その他の光学特性は位相ずれのない場合と同様である．

ただし，誘電体多層膜であっても，一般的に反射光の位相ずれは十分小さく，式 (2.2.3.1-3) が成り立つことが多い．特に光の入射角度が垂直に近い場合には，位相ずれは無視できる．このような理由から本論文では，特に必要のない限り，ミラーの位相ずれを考えない共鳴膜厚である式 (2.2.3.1-3) を用いた．

図 2.2.3.1-2 および図 2.2.3.1-3 に、次数  $m$  を変化させたときの、MPC および単層膜の波長 532 nm における透過率およびファラデー回転角の変化を示す。これらの結果はマトリクスアプローチ法で垂直入射の光線に対して計算したものである。斜め入射であっても基本的な挙動は垂直入射と変わらない。図中の丸のプロットは MPC が式(2.2.3.1-3)の共鳴条件を満たすときの値を示す。MPC は、透過率およびファラデー回転角ともに次数が整数の場合に極大値をとることが分かる。ここからも分かるように、MPC 媒体で大きなファラデー回転角を得るには、ガーネットの膜厚を共鳴膜厚として設計することが重要である。次数を増加させると共鳴膜厚でのファラデー回転角が増加する一方で、透過率は減少する。これは、ガーネットの総膜厚が増えることから、共振器内の光路長が増加することで光吸収も増加するためである。

MPC における MO 効果の増大は、共鳴現象による欠陥層内での光の局在作用によるものと理解される。したがって、同じ膜厚の単層膜と比較すると、MPC は大きなファラデー回転角を示す一方で、透過率は低い。また、単層膜は膜厚の増加に比例してファラデー回転角が増加する傾向を示しているが、MPC では、膜厚の増加に対して、次数の低い領域では増加量が大きく、厚くなるに従い増加量は減少し、最終的には単層膜と同程度の傾きに落ち着く。これは、欠陥層での吸収により MPC の共鳴の  $Q$  値が減少し、共振器としての効果が弱まるためであると考えられる（付録 B 参照）。

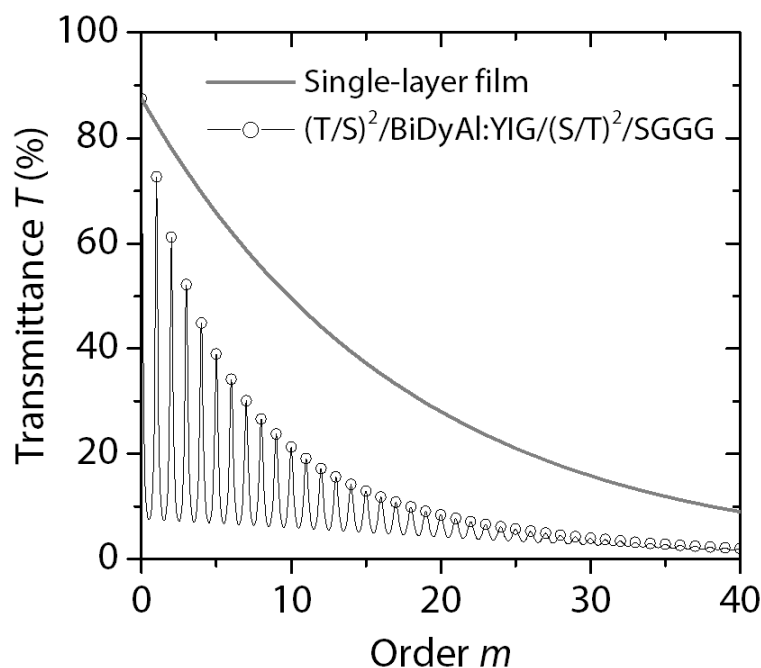


図 2.2.3.1-2 MPC 媒体および単層膜の透過率の共鳴次数依存性。

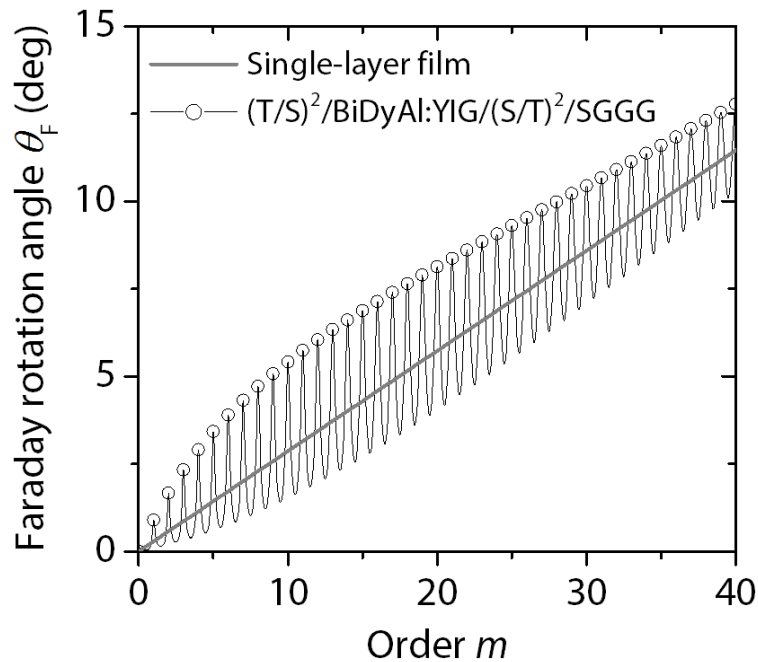


図 2.2.3.1-3 MPC 媒体および単層膜のファラデー回転角の共鳴次数依存性.

### 2.2.3.2 誘電体多層膜の層数が光学特性に与える影響

MPC 媒体に装荷する誘電体多層膜の層数を変化させると、ガーネット膜を挟むミラーの反射率が変化することと同等の効果を得る．そのため、共振器の光閉じ込め効果が増減する．閉じ込め効果が増えることは光路長の増加を意味するため、誘電体多層膜の層数を増加させることで、より高いファラデー回転角が得られると期待できる．

図 2.2.3.2-1 および図 2.2.3.2-2 に、ガーネット膜厚を  $1.267 \mu\text{m}$  ( $m = 10$ ) で一定として、誘電体多層膜の層数を変化させた場合の透過率およびファラデー回転角の変化をそれぞれ示す．誘電体多層膜の層数を増加させると閉じ込め効果の増大により、ファラデー回転角が増大し、透過率が減少していく様子が見られる．このとき、ファラデー回転角は 6 ペア (12 層) 以上において飽和することが分かる．これは、ガーネット膜内での光吸収が増大するため、多重反射による位相干渉の効果が小さくなるためである (付録 B 参照)．このように、磁性体を含む MPC 構造のような、吸収性の材料を含む光共振器構造では、誘電体多層膜の層数を増やしても、必ずしも光学特性が向上するとは限らない．

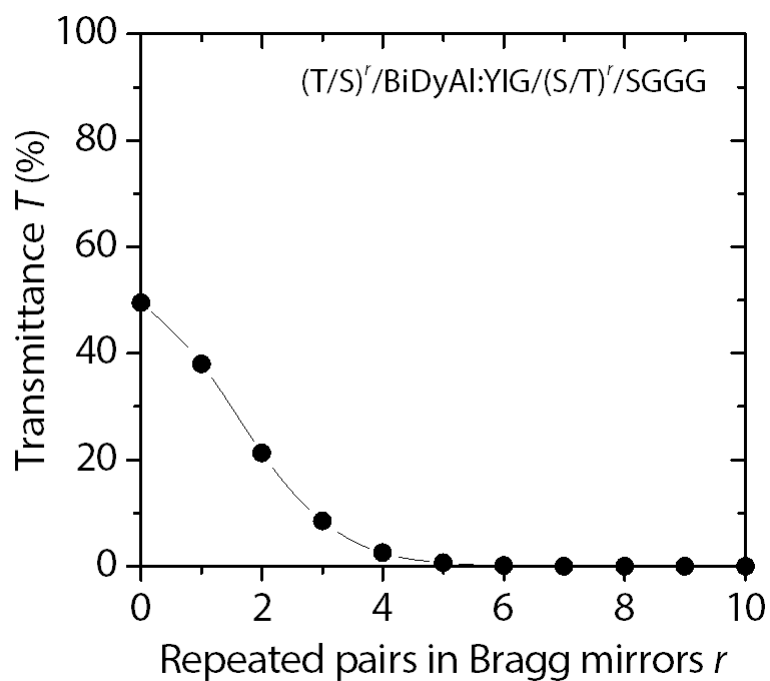


図 2.2.3.2-1 誘電体多層膜の層数が MPC の透過率に与える影響.

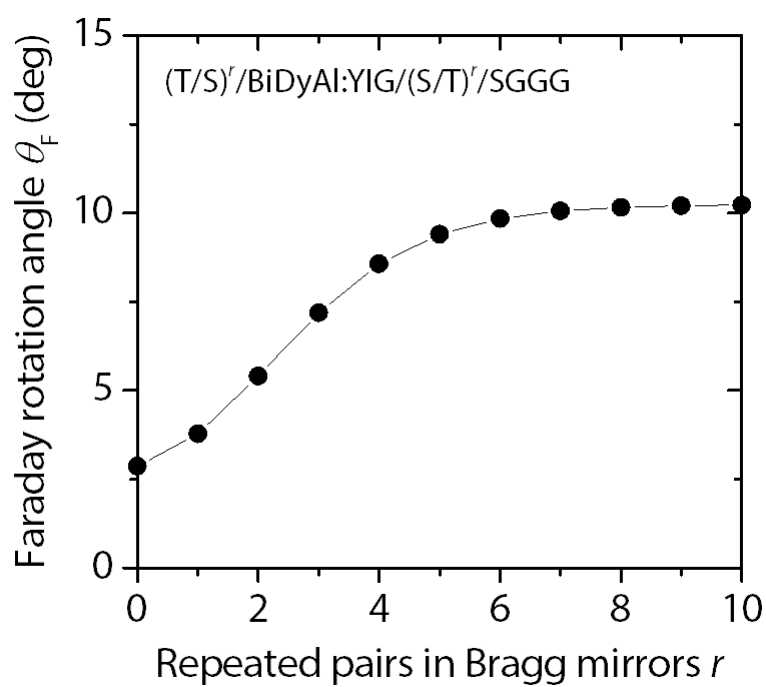


図 2.2.3.2-2 誘電体多層膜の層数が MPC のファラデー回転角に与える影響.

## 2.3 有限要素法を用いた磁気フリンジ形状および回折効率の解析手法

前節のマトリクスアプローチ法を用いることで、光学多層膜中における一次元の光の伝搬特性を計算することができ、人工磁気格子媒体の基本的な光学的振る舞いについて理解することができる。マトリクスアプローチ法は一次元の周期構造を短時間で計算できる有用な方法ではあるが、ホログラム媒体としての特性を計算するためには、ホログラムの形成に重要な光の波数ベクトル ( $k$  ベクトル) を考慮した二次元空間での計算を行う必要がある。これは、形成されるホログラムが光の  $k$  ベクトルに依存し、その状態が変わるからである。

二次元の光の解析を行うための手法として、モーメント法 (MoM; Method of Moments), FDTD (Finite-Difference Time-Domain) 法, FDFD (Finite-Difference Frequency-Domain) 法, 有限要素法 (FEM; Finite Element Method) 等がある<sup>8-11)</sup>。磁気ホログラムの解析のためには、電磁波解析だけでなく、熱磁気記録過程をシミュレーションする熱計算, 磁化反転過程をシミュレーションする磁界計算を総合的に行う, マルチフィジックス解析が必須となる。そこで本研究では、これらマルチフィジックス解析との親和性の高い FEM を用いて、ホログラム媒体の回折効率を含めた各種特性の評価を行った。計算に使用したソフトウェアはスウェーデン COMSOL AB 社製の COMSOL Multiphysics v4.3a である。本ソフトウェアはモジュールという形で電磁界計算, 熱計算, 磁界計算を導入でき、計算して得た物理量を次の計算ステップへと引き継ぐことで、複数の物理にまたがる計算を一括で行うことができる。



## 2.3.1 磁気ホログラムの計算モデル

本論文で行う磁気ホログラフィのシミュレーションは，現実の物理現象と関連付けて，下記の計算ステップから構成されている．

1. ホログラム記録時の電磁界計算（2.3.1.2）
2. 光吸収による温度分布を算出する熱計算（2.3.1.3）
3. レーザー照射後の熱拡散を記述する熱計算（2.3.1.4）
4. 前ステップで得た温度分布の時間変化より磁化反転分布を決定（2.3.1.5）
5. ホログラム再生時の電磁界計算（2.3.1.6）
6. 前ステップで得られた電界分布より回折効率を算出（2.3.1.7）

上記のフローと，引き継ぐパラメータをまとめた計算の概念図を図 2.3.1-1 に示す．本項では，例として厚さ  $3\ \mu\text{m}$  の磁性ガーネット単層膜に記録エネルギー密度  $P = 110\ \text{mJ}/\text{cm}^2$  で記録した場合を取り上げ，各ステップの詳細と併せて以降（2.3.1.2～2.3.1.7）にて述べる．

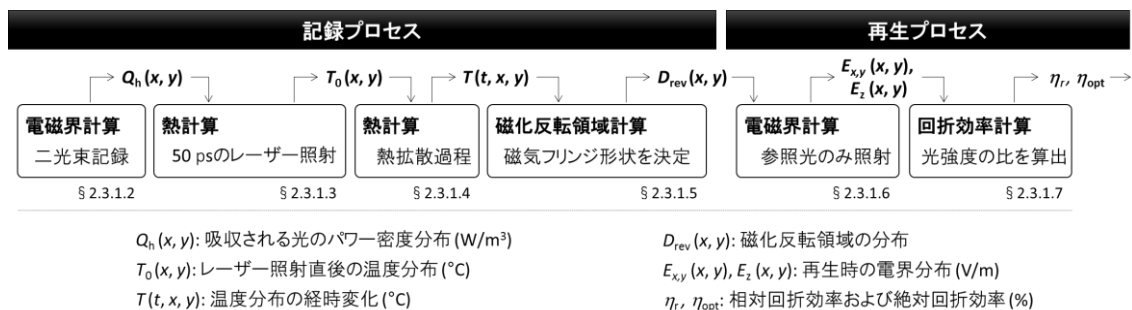


図 2.3.1-1 FEM を用いた磁気ホログラム形成過程の計算手順．

### 2.3.1.1 計算で使した物性パラメータ

表 2.3.1.1-1 に、有限要素法を用いてホログラム媒体の特性・性能を評価する際に利用した、材料の物性パラメータを示す。屈折率、消衰係数、単位膜厚あたりの回転角は光学パラメータであり、主に電磁界計算にて使用し、熱伝導率、密度、熱容量は熱計算において使用した。

各材料の光学特性の出典は 2.2.2 項を参照のこと。熱特性に関して、SGGG は文献(12)、BiDyAl:YIG は文献(13)、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> は文献(14)、SiO<sub>2</sub> は文献(15)、Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> は文献(16,17)より引用した。

表 2.3.1.1-1 有限要素計算で使した物性パラメータ。

	SGGG	BiDyAl:YIG	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SiO <sub>2</sub>	Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>
屈折率 $n$	2.1	2.1	1.77	1.45	2.16
消衰係数 $\kappa$	0	0.019	0	0	0
回転角 $\hat{\theta}_F$ (deg/ $\mu\text{m}$ )	-	2.26	-	-	-
熱伝導率 (W/cm-K)	7.05	7.00	1.80	1.38	0.20
密度 (kg/m <sup>3</sup> )	7080	5170	3000	2203	8180
熱容量 (J/kg-K)	382	570	800	703	140

### 2.3.1.2 ホログラム記録時の電磁界計算

本計算ステップは、媒体上に照射された 2 本のビームの干渉により、どのような電界分布（二光束干渉縞）が形成されるかを計算するためのものである。本論文における電磁界計算では、有限要素法を用いて下記の時間調和な固有振動数（time-harmonic and eigenfrequency）問題の基本方程式を解くことで複素電界  $\mathbf{E}$  の解を求めた。

$$\nabla \times \mu_r^{-1}(\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left( \epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (2.3.1.2-1)$$

ここで、 $\mu_r$  は比透磁率テンソル、 $k_0$  は真空中の光の波数ベクトル、 $\epsilon_r$  は比誘電率テンソル、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $\omega$  は真空中の光の角周波数、 $\sigma$  は電気伝導率テンソルを示す。各パラメータの詳細は以降で述べる。

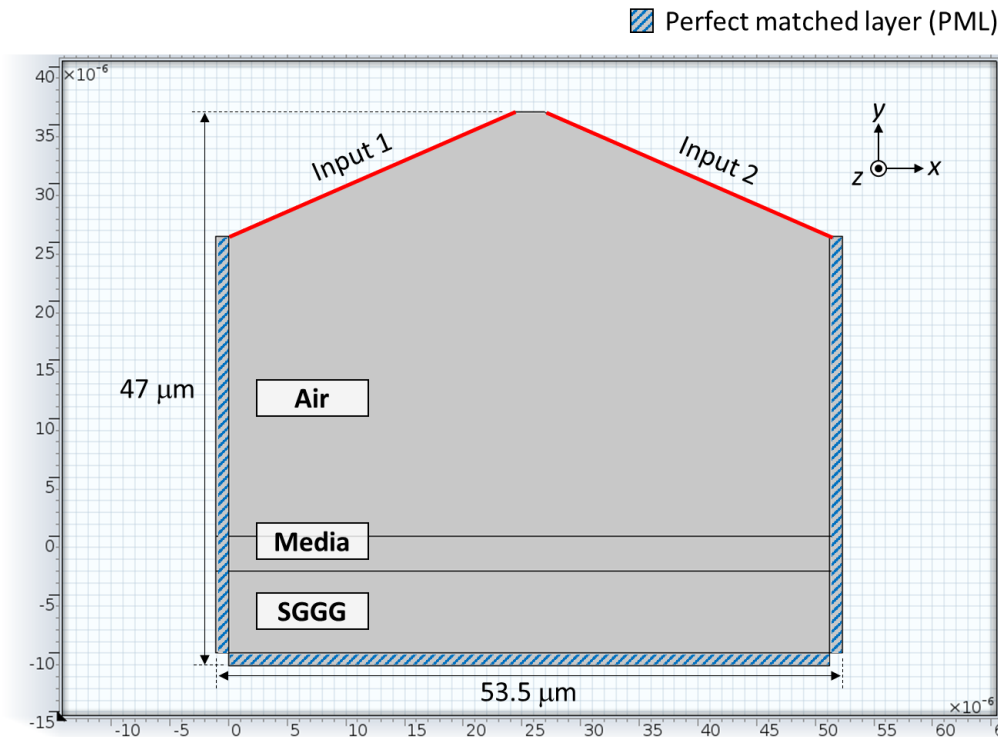


図 2.3.1.2-1 ホログラム記録時の電磁界計算モデル.

図 2.3.1.2-1 に、本計算で用いる計算モデルを示す．基本構造は空気/記録媒体/SGGG 基板の 3 つの領域から構成されており，この例では記録媒体は厚さ  $3\ \mu\text{m}$  のガーネット（BiDyAl:YIG）の単層膜としている．図中に青色の斜線で示されている領域は，境界条件として完全整合層（PML; perfect matched layer）を与えた部分であり，入射した電磁波が反射せずに吸収されるように複素誘電率を調整した領域である．すなわち，PML に入射した光は事実上無限遠方まで伝搬したことと同義であり，PML の導入によって，その面の方向に無限遠の長さを仮定したことに相当し，そこに入射した光はこのモデル領域に反射しないため，その後は影響を与えない．

モデル上部の傾斜を持たせた境界線(図中の赤線で示す)は，水平より  $23.516^\circ$  傾けている．この値は自由空間中に  $1500\ \text{linepairs/mm}$  の干渉縞を形成する角度となっており，我々の使用するコリニア系において使用する対物レンズ（ $\text{NA} = 0.55$ ）で集光される光の最大入射角度と一致させている（詳細は 2.6 節を参照）．Input 1 および Input 2 より入射させた光は媒体面直方向に対し  $23.516^\circ$  の角度をもって記録媒体表面（ $y = 0$ ）で互いに干渉する．ここで，Input 1 および Input 2 面における複素電界  $E_1$  および  $E_2$  はガウス分布とし，以下の式で表される．

$$E_1 = \sqrt{\frac{P_0}{2}} \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{c\epsilon_0}} \times \exp\left\{-\frac{(x - a\lambda \cos \theta / 2)^2}{2 \times \sigma^2}\right\} \quad (2.3.1.2-2)$$

$$E_2 = \sqrt{\frac{P_0}{2}} \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{c\epsilon_0}} \times \exp\left\{-\frac{(x - [b\lambda + a\lambda \cos \theta + a\lambda \cos \theta / 2])^2}{2 \times \sigma^2}\right\} \quad (2.3.1.2-3)$$

$$P_0 = 2P_{\text{ave}}/t_p \quad (2.3.1.2-4)$$

ここで、 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$  は真空中の光速、 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ m}^{-3}\text{kg}^{-1}\text{s}^4\text{A}^2$  は真空の誘電率、 $x \text{ (m)}$  はモデル上の原点をゼロとした  $x$  軸上の位置、 $a = 50$ ,  $b = 0.1a \cos \theta$  はモデルの形状を定めるパラメータ、 $\lambda = 532 \text{ nm}$  は光の波長、 $\theta = 23.156^\circ$  は光の入射角度、 $\sigma = 6.1 \text{ um}$  はガウシアンビームのビーム径、 $t_p = 50 \text{ ps}$  はレーザーのパルス幅を示す。種々のパラメータが存在しているが、これらの数式が表しているのは、エネルギー  $P_{\text{ave}}$  のガウシアンビームが **Input** の線分の中点を最大値（ガウス分布の原点）として、ビーム径  $2\sigma$  で広がっている様子を示している。また、入射する光は波長  $532 \text{ nm}$  となるように  $z$  軸方向に振動している。

材料パラメータとして、電気伝導率、比誘電率、比透磁率、熱伝導率、密度、および熱容量を指定している。熱伝導率、密度、および熱容量は表 2.3.1.1-1 で示した値をそのまま用いている。本論文で扱う材料は絶縁体であるため電気伝導率は全ての材料で 0、また光の振動数に磁化は応答できないため比透磁率は全ての材料で 1 としている<sup>6)</sup>。比誘電率はテンソルで指定しており、非磁性体の比誘電率テンソル  $\epsilon_r^{(\text{iso})}$  は、

$$\epsilon_r^{(\text{iso})} \equiv \begin{pmatrix} \epsilon_r' & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r' & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r' \end{pmatrix} \quad (2.3.1.2-5)$$

ここで、 $\epsilon_r' = (n + i\kappa)^2$  は対角成分の複素誘電率を示す。一方で、磁性体の比誘電率テンソル  $\epsilon_r^{(\text{ani})}$  は、

$$\epsilon_r^{(\text{ani})} \equiv \begin{pmatrix} \epsilon_r' & +\epsilon_r'' & 0 \\ -\epsilon_r'' & \epsilon_r' & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r' \end{pmatrix} \quad (2.3.1.2-6)$$

ここで、 $\epsilon_r''$  は非対角成分の複素比誘電率であり、

$$\epsilon_r'' = -iN\Delta N = n\Delta\kappa + \kappa\Delta n + i(\kappa\Delta\kappa - n\Delta n) \quad (2.3.1.2-7)$$

と表される。また、 $N = n + i\kappa$ ,  $\Delta N = \Delta n + i\Delta\kappa$  であり、本論文では材料による

円二色性は無視できるとし，左右円偏光の消衰係数差  $\Delta\kappa = 0$  としている<sup>6)</sup>．各変数の詳細は 2.2.1 項を参照のこと．

メッシュは，空気および基板部分では最小  $\lambda/8$ ，最大  $\lambda/6$  のサイズで構成されており，媒体部分では最小  $\lambda/15$ ，最大  $\lambda/10$  のサイズで構成されている．

実際に，記録エネルギー密度  $P = 110 \text{ mJ/cm}^2$  の光を照射し，図 2.3.1.2-1 のモデルを計算した．ここで，記録エネルギー密度は，二本の光束（参照光および信号光）の総エネルギー密度を示す．計算結果より，式(2.3.1.2-8)で定義される複素電界のノルム成分  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$  を図 2.3.1.2-2 に示す．ただし，

$$|\mathbf{E}_{\text{norm}}| = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2 \quad (2.3.1.2-8)$$

であり， $E_x, E_y, E_z$  は  $x, y, z$  方向の複素電界ベクトルを示す．図より，入力ポートから入射されたガウシアンビームが，媒体表面近傍において互いに干渉していることが分かる．このとき，入射ビームの  $k$  ベクトルは  $y$  軸を中心に対称であるため，媒体中には  $x$  方向に周期をもつ縦縞の干渉縞が形成されている．

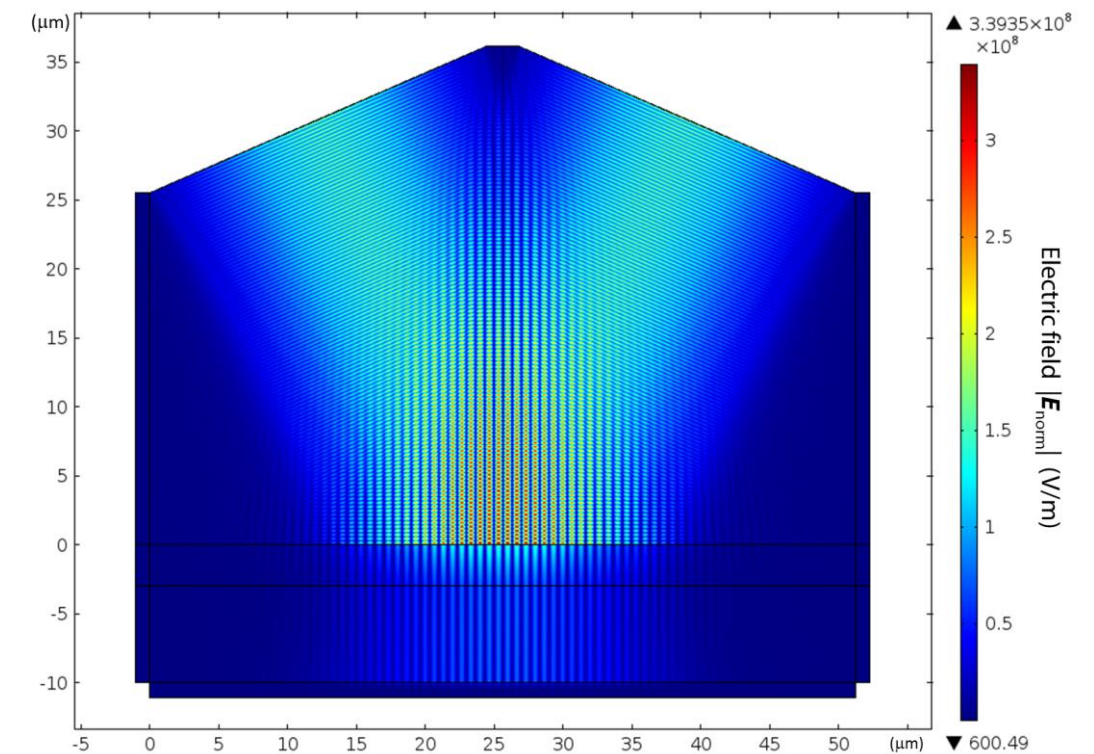


図 2.3.1.2-2 ホログラム記録時の電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$  の計算例．

### 2.3.1.3 レーザー照射による温度上昇の計算

前項では二本の光ビームを媒体に照射した際の干渉状態を計算した．それに続く本計算ステップは，光照射により形成された干渉縞の電界強度に対応した材料の光吸収をモデル化したものであり，光の吸収パワー密度を熱計算モデルの熱源として引き継ぐことで，媒体内の温度上昇を計算する．

具体的には，前項の結果である複素電界分布から換算した光の全消失パワー密度（total power dissipation density / absorbed energy density），すなわち材料に与えた消衰係数に応じて吸収されるパワー密度， $Q_h$  (W/m<sup>3</sup>) を求める． $Q_h$  は以下のように示される．

$$Q_h = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}^*) + \frac{1}{2} \text{Re}(i\omega \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^*) \quad (2.3.1.3-1)$$

ここで， $\mathbf{J}$  は電流密度， $\mathbf{E}$  は電界， $\mathbf{B}$  は磁束密度， $\mathbf{H}$  は磁界， $\text{Re}$  は複素数の実部と取り出す関数を示す．これらの物理量はマクスウェル方程式を用いて，電磁界計算の解である  $\mathbf{E}$  から導くことができる．

図 2.3.1.3-1 に，前項の計算モデルにおける全消失パワー密度分布を示す．消衰係数の値を設定したガーネット層のみに光エネルギー吸収があり，損失が生じていることが分かる．また，損失の分布は形成される干渉縞の電界強度分布と対応しており，図に示す損失分布に応じて，媒体の各部分で損失が熱に変換される結果，温度上昇が生じる．

なお，本項および次項の熱計算に用いる実際の計算モデルには，計算時間の削減のため，前項の計算モデルにおいて媒体から上下方向に離れた部分を省き，熱の発生および拡散に関わる記録媒体周辺のみを切り出した形とした．図 2.3.1.3-2 にその熱計算モデルを示す．モデルの周囲の境界条件としては断熱条件（thermal insulation）を設定しているが，熱の発生・拡散過程を正確に表現するために，干渉縞の熱源のある領域に比べ，大きめの空間をとっている．本熱計算モデルにおける熱源としては，先に記述したように，電界計算で得られた光の全消失パワー密度  $Q_h$  を指定した．これにより，電界計算で求めた消失パワー密度分布がそのまま本熱計算モデルの熱源となり，図 2.3.1.3-1 で示したようなストライプ状の干渉縞に対応した熱源が形成されることになる．

本論文における熱計算では，有限要素法を用いて下記の時間依存のある熱伝導方程式を解くことで温度の時間変化  $T(t)$  の解を求めた．

$$\rho C_p \frac{\partial T(t)}{\partial t} - \nabla \cdot \{k_H \nabla T(t)\} = Q \quad (2.3.1.3-2)$$

ここで， $\rho$  は密度， $C_p$  は一定圧力の下での熱容量， $k_H$  は熱伝導率， $Q$  は内部発熱のエネルギーを示す．前述した  $Q_h$  を  $Q$  に代入することにより，光による昇温を表現できる．計算にあたり，実験で使用するレーザーのパルス幅が 50 ps であることから， $t = 0$  から 50 ps までの時間は熱源として  $Q_h$  を与え，一定時間レーザーにより加熱される状態を表現し，全体が室温で均一温度にあるという初期条件から， $t = 0$  以降の熱拡散方程式を解き，レーザー照射による媒体内およびその近傍の温度分布の時間変化を計算した．

図 2.3.1.3-3 に，レーザー照射終了時点の  $t = 50$  ps における温度分布を示す．光の干渉状態を引き継いだストライプ状の温度分布に加え，媒体表面付近ではわずかではあるが熱拡散による温度分布の広がりが見られる．この図において，媒体中の最高温度は 479.2°C であり，BiDyAl:YIG のキュリー温度（150°C）を十分に超え，磁気フリンジを形成できる温度上昇であることが分かる．

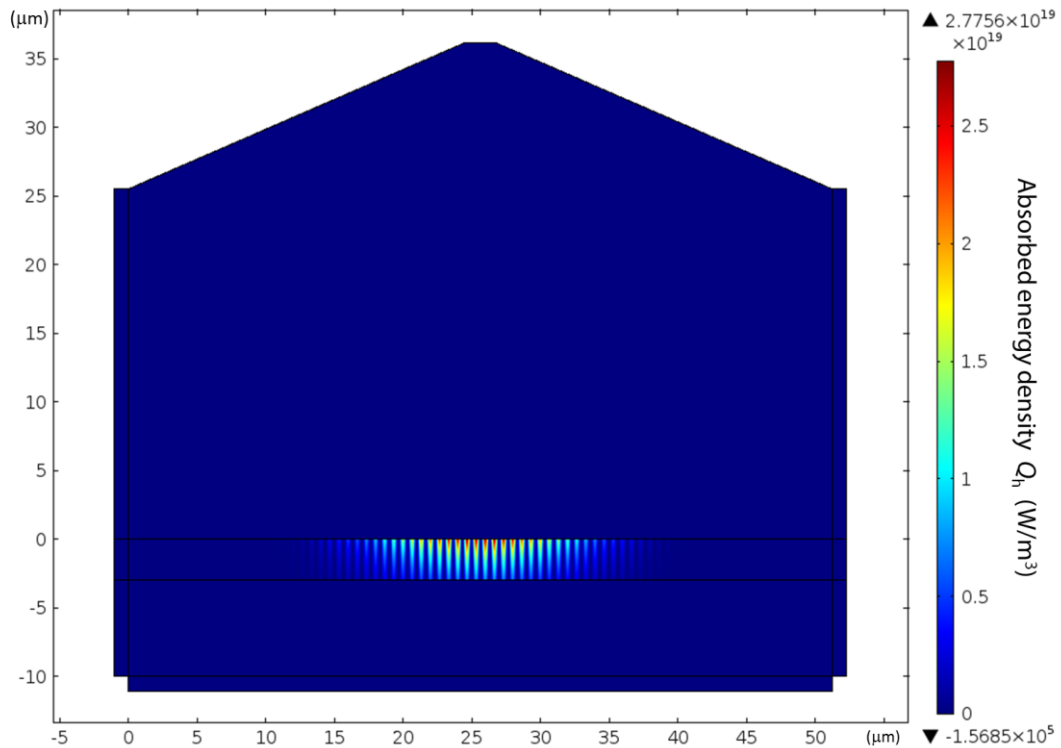


図 2.3.1.3-1 ホログラム記録時の全消失パワー密度分布  $Q_h$  の例．

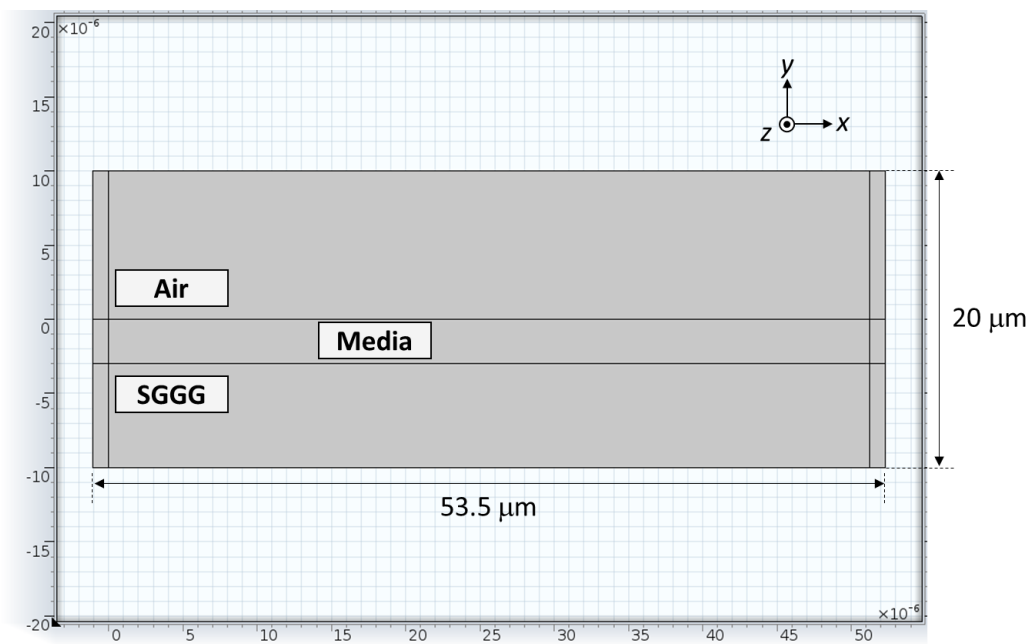


図 2.3.1.3-2 磁気ホログラムの熱計算モデル.

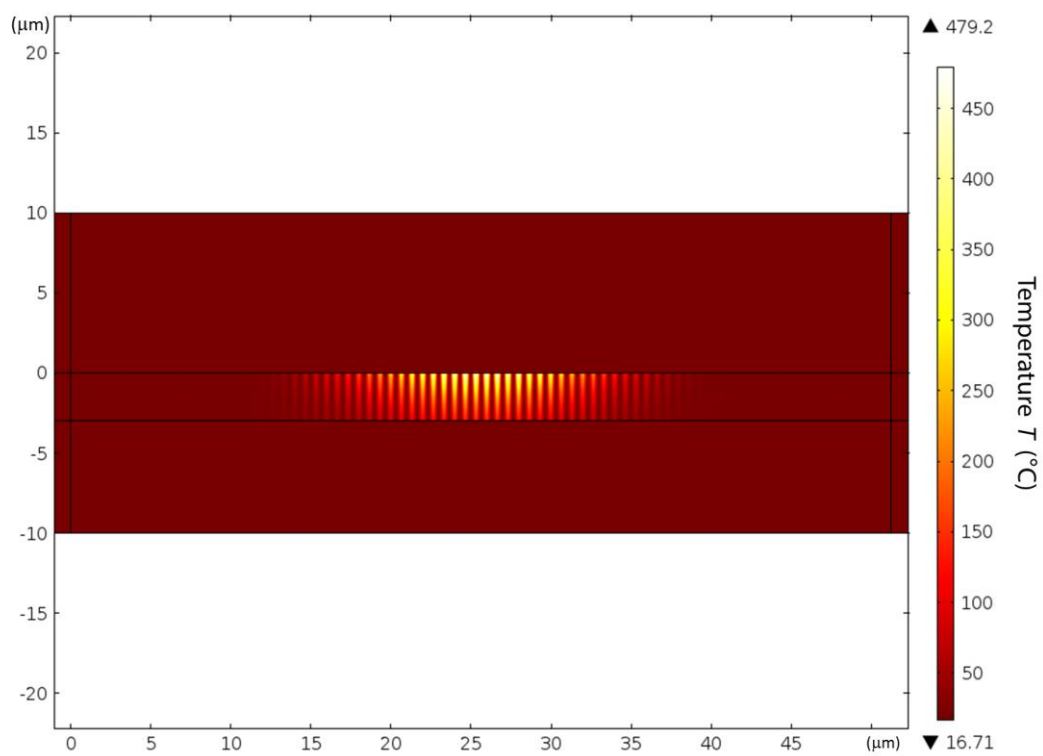


図 2.3.1.3-3 レーザー照射直後の温度分布.



#### 2.3.1.4 レーザー照射終了後の熱拡散の計算

50 ps のレーザー照射後，発生した熱は加熱部から，より低温な周りの空間に拡散する．本ステップでは，レーザー加熱による熱源がない ( $Q = 0$ ) 点が異なるだけで，基本的に前項と同じ熱伝導方程式を解き，熱拡散の結果，高温領域の温度がキュリー温度 ( $150^{\circ}\text{C}$ ) よりも十分に低くなる  $2\ \mu\text{s}$  程度までの温度分布の時間変化を計算する．ガーネット膜の温度分布の時間変化を図 2.3.1.4-1 に示す．図中の黒色の線で囲まれた部分がキュリー温度以上である領域であり，この領域が磁化反転する．時間経過に伴い，特に膜表面近傍の高温な表面付近では熱拡散により干渉縞とは異なる均一な高温領域が形成され，これが磁気フリンジの“つぶれ”を生ずる．その後，更なる熱拡散により高温部全体の温度が低下し，この例では，レーザー照射直後から  $700\ \text{ns}$  でキュリー温度を超える部分がなくなった．

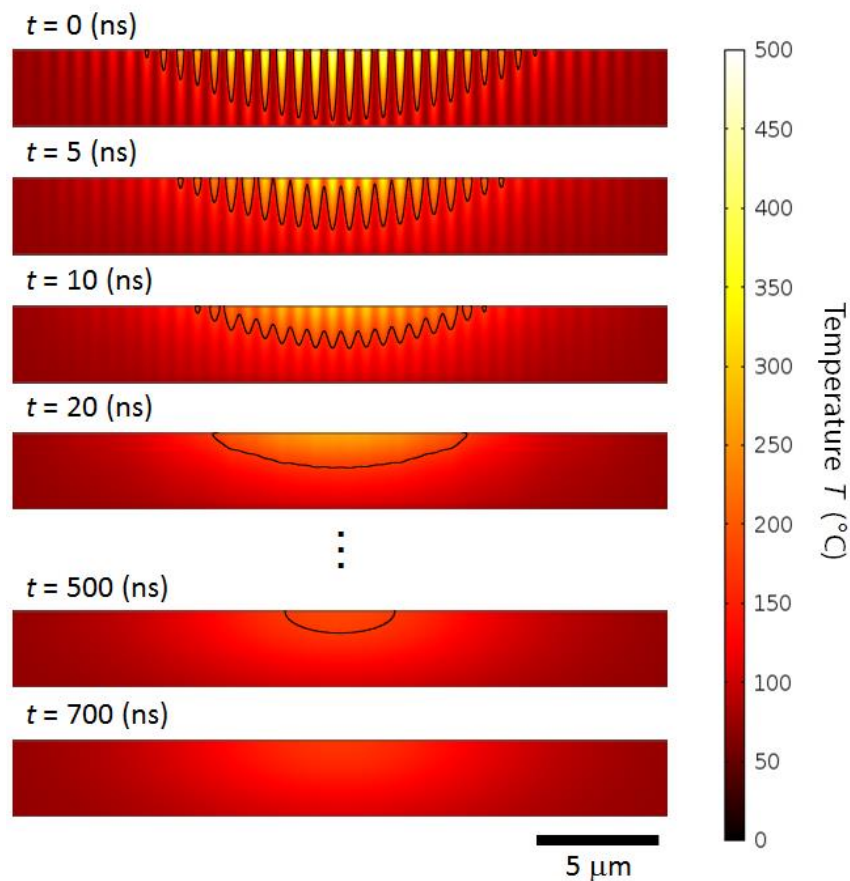


図 2.3.1.4-1 レーザー照射後のガーネット層の温度分布の時間変化．黒色の線はキュリー温度 ( $150^{\circ}\text{C}$ ) を示す．なお，レーザー照射直後を  $t = 0$  としている．

### 2.3.1.5 磁化反転領域の決定

前項で得られた温度分布の時間変化より，磁化反転領域を決定する．温度分布が時間変化する過程において，一度でもキュリー温度（BiDyAl:YIG 膜については  $150^{\circ}\text{C}$ ）以上を経験した領域を，磁化が反転する領域と仮定し，その磁化反転領域の分布を定めた．このとき，実験に用いる BiDyAl:YIG 膜が垂直磁化膜であることを踏まえ，磁化は膜面に対して垂直方向にのみ向くと仮定した．すなわち，飽和磁化値を  $M_s$  とすれば，磁化の方向は膜垂直方向に  $+M_s$ ，もしくは  $-M_s$  の二状態しかとらないことを意味する．加えて本計算では，磁化反転に要する時間は無視し，一瞬でもキュリー温度を超えているならば磁化が反転すると仮定している．これは，磁化が ps オーダーの非常に高速な応答を示すことが報告されており<sup>18)</sup>，磁化反転に要する時間が熱の経時変化と比べて十分に無視できるためである．

例として磁化消失領域の形状を図 2.3.1.5-1 に示す．レーザー照射終了時を  $t = 0$  とし各時間  $t$  において，それまでに一度でもキュリー温度を超えた部分を濃いグレーの領域で示している． $t = 0$  においては，図 2.3.1.2-2 に示した干渉縞形状に応じて，光の強度が強い領域で熱消磁されており，明瞭な熱消磁領域が維持されている．その後， $t = 0$  で形成された高温部からの熱拡散の影響により，時間経過に伴い表面付近で干渉縞同士が繋がるつぶれが生じており，最終的に  $t = 95 \text{ ns}$  の時点において磁化消失領域の総深さの半分程度まで干渉縞の情報が消失していることが分かる．熱拡散自体は  $95 \text{ ns}$  以降も続き全体が均一温度になるまで続くが，キュリー温度を超える領域は既に熱消磁している領域内での変化にとどまり，新たな磁化消失領域は生じない．したがって，レーザー照射直後  $95 \text{ ns}$  で磁化消失領域は決定される．この後，領域全体が一様な温度になるまで熱拡散は進行するが， $t = 700 \text{ ns}$  において媒体のどの場所においても温度がキュリー温度を下回った．この冷却過程において，磁化消失領域は浮遊磁界等により磁化反転して，二値の磁化状態から成る磁気フリンジを形成すると考えられるため，このように一度でもキュリー温度を超えた領域を磁化反転領域として，その形状を決定した．

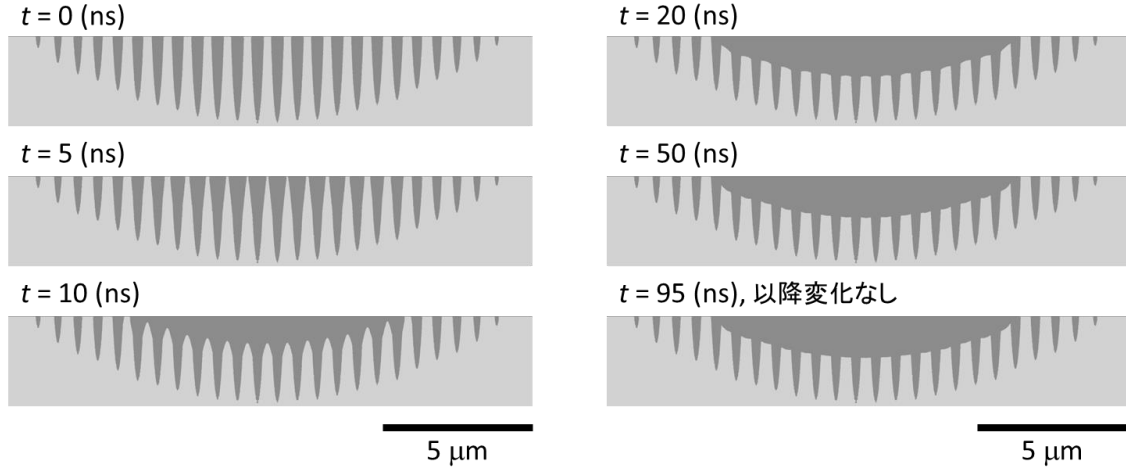


図 2.3.1.5-1 磁化消失領域の例．濃いグレーの領域が磁化消失したことを示す．冷却時に磁化反転し磁気フリンジを形成する．時間はレーザー照射終了時を  $t = 0$  としている．

### 2.3.1.6 ホログラム再生時の電磁界計算

前項で決定した磁化反転分布を磁性層に適用し，磁気ホログラムの再生過程をシミュレーションする．モデルの基本的な構造は記録時と同様であるが，図 2.3.1.6-1 に示すように，回折光と透過光を分離するために，記録媒体後段の空間を大きくとっている．

記録された磁化状態は，材料の誘電率テンソルを操作することによって表現した．具体的には，式(2.3.1.6-1)のように誘電率テンソルの非対角成分の符号を入れ替えることで，磁気光学効果の観点から考えると磁化が反転したことと同義な操作を施した．

$$\varepsilon_r = \begin{pmatrix} \varepsilon_r' & +\varepsilon_r'' & 0 \\ -\varepsilon_r'' & \varepsilon_r' & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r' \end{pmatrix} \leftrightarrow \varepsilon_{\text{rev}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_r' & -\varepsilon_r'' & 0 \\ +\varepsilon_r'' & \varepsilon_r' & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r' \end{pmatrix} \quad (2.3.1.6-1)$$

ここで， $\varepsilon_r$  を磁化反転しない場合の誘電率テンソル， $\varepsilon_{\text{rev}}$  を磁化反転した後の誘電率テンソルとし， $\varepsilon_r'$  は誘電率テンソル中の対角成分， $\varepsilon_r''$  は非対角成分である．磁気材料の誘電率テンソル  $\varepsilon_{\text{rev}}$  の分布を前項で決定した磁化消失領域に対応させることで，磁気フリンジを表現した．

ホログラムの再生には Input 1 のみから，記録時と同様に， $23.516^\circ$ の角度をもって光を入射する．入射光の複素電界  $E_1$  はガウス分布をとり，次の式により

表される．

$$E_1 = \sqrt{\frac{P_r}{2}} \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{c\epsilon_0}} \times \exp\left\{-\frac{(x - a\lambda \cos \theta / 2)^2}{2 \times \sigma^2}\right\} \quad (2.3.1.6-2)$$

ここで， $P_r = 1.5 \times 10^6$  とした．入射した光は波長 532 nm で， $z$  軸方向に振動している．再生時の電界強度は本論文を通して， $7284.72 \text{ V}^2/\text{m}^2$  で統一している．

前項までで記録した磁気ホログラムを再生した際の電界分布  $|E_{\text{norm}}|$  を図 2.3.1.6-2 に，図 2.3.1.6-3 (a)–(c)に電界強度の  $x, y, z$  成分を示す．入射光および透過光の大半は  $z$  成分に表れており，偏光面回転が生じない成分は回折に寄与しないという磁気ホログラムの原理に従った結果となっている．また，回折光は  $x, y$  成分に表れており，磁気光学効果によって偏光面回転が生じた成分が干渉・回折し，回折光を形成していることが分かる．ここで，回折光が  $x, y$  成分の両方に現れるのは，光が斜めに伝搬しているため，振動面（ $z$  軸方向）と伝搬方向に垂直な  $x, y$  成分に偏光面回転が生じるからである．

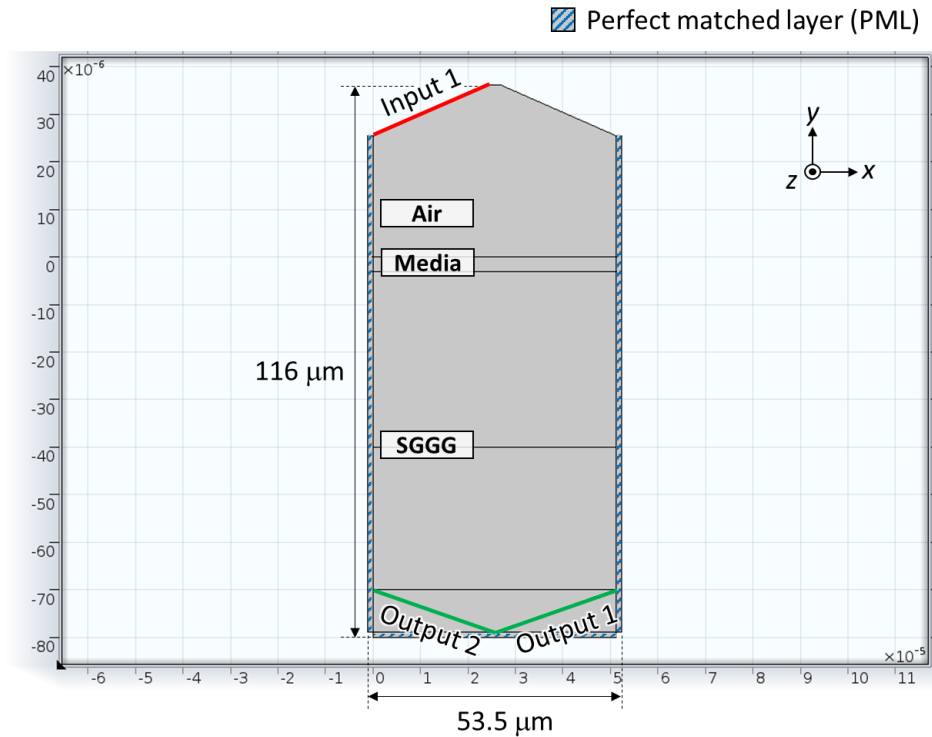


図 2.3.1.6-1 ホログラム再生時の電磁界計算モデル．

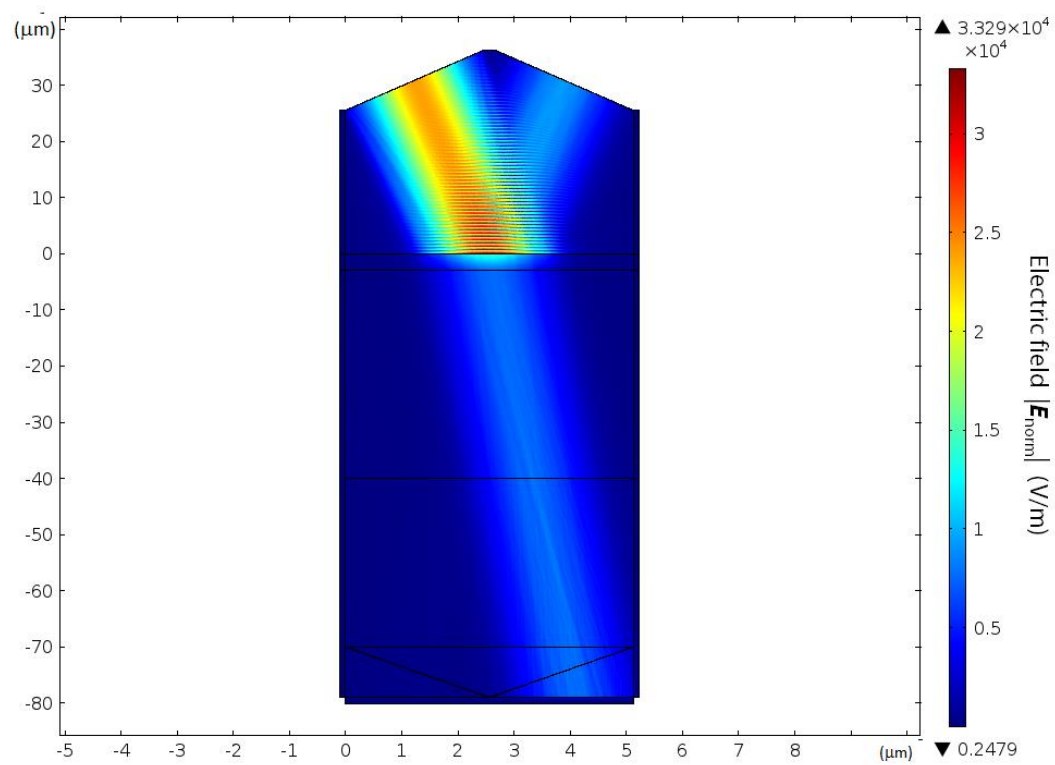


図 2.3.1.6-2 磁気ホログラムを再生した際の電界分布  $|E_{\text{norm}}|$ .

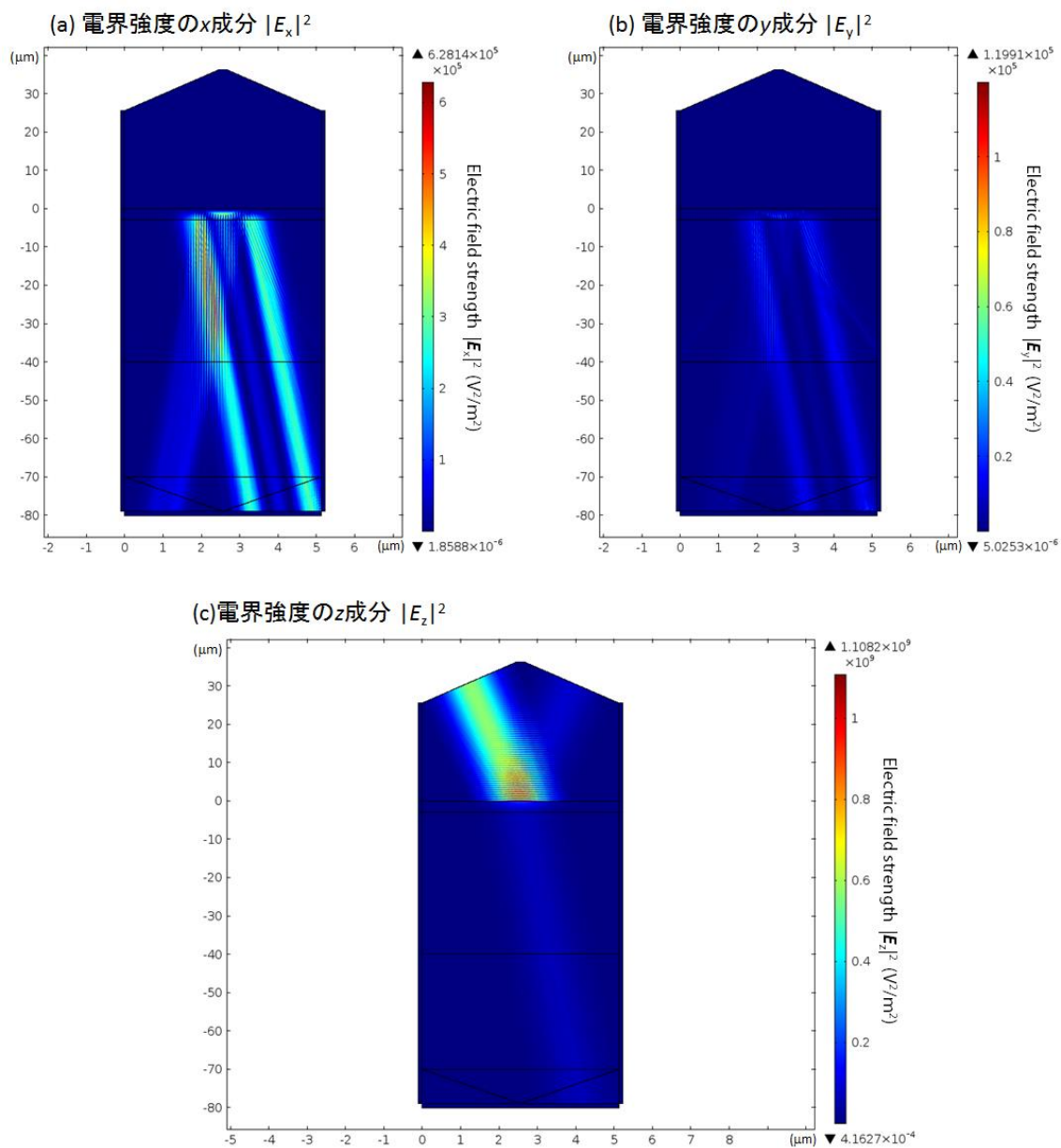


図 2.3.1.6-3 記録した磁気ホログラムを再生した際の電界強度.

(a)  $x$  成分  $|E_x|^2$ , (b)  $y$  成分  $|E_y|^2$ , (c)  $z$  成分  $|E_z|^2$ .

### 2.3.1.7 回折効率の算出

図 2.3.1.6-1 に示した計算モデルの Output 1 および Output 2 面上における位置  $s$  の電界強度の分布を図 2.3.1.7-1 および 2.3.1.7-2 にそれぞれ示す．これらは、参照光を照射したときに得られた透過光および回折光の電界強度を示している．

Output 1 における透過光の  $z$  成分（図 2.3.1.7-1 (b)）にはガウス分布的な強度プロファイルが得られた．それに対し、媒体の持つ MO 効果により生じた  $x$  成分はガウス形状を維持していない．これは、 $x$  成分のうち、図 2.3.1.5-1 に示した幅  $16\ \mu\text{m}$  程度の磁気ホログラムを通過した中央部分 ( $s = 10 \sim 20\ \mu\text{m}$  の範囲) の光は回折し、再生光の形成に寄与するため、その分のエネルギーが局所的に失われたからである．Output 2 においては、 $x$  成分に見られるのが磁気ホログラムの再生による回折光で、やや崩れてはいるがガウス形状をしている．再生光のプロファイルが崩れる要因としては、干渉縞が二値の磁気ホログラムに変換されるときに量子化誤差や磁気フリンジのつぶれ等が考えられる．Output 2 には  $z$  成分がほぼ見られず、 $s > 25\ \mu\text{m}$  において Output 1 に到達する透過光の端の部分が検出されているのみである．これらの強度分布の中で、回折効率を求めるために用いるのは、Output 2 の  $x$  成分（回折光）および Output 1 の  $z$  成分（透過光）である．

これらの強度プロファイルを積分することで、光強度を取得し、1 次回折光の強度（Output 2）および 0 次回折光（透過光）の強度（Output 1）の比率から相対回折効率を計算する．ここで、線分全域 ( $s = 0 \sim 28\ \mu\text{m}$ ) にわたる積分値に、空間インピーダンスの逆数を掛けることで光強度を求めた．すなわち、光強度  $I$  は計算により得られた電界強度  $|\mathbf{E}|^2$  を用いて、

$$I = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_0^{28\ \mu\text{m}} |\mathbf{E}|^2 ds \quad (2.3.1.7-1)$$

として求めることができる．ここで、 $\epsilon_0, \mu_0$  はそれぞれ真空の誘電率と透磁率である．

Output 2 では  $x$  成分の強度を，Output 1 では  $z$  成分のみを積分して，その光強度を求めた．これは媒体を透過した光に対して偏光子を挿入したのと同様の効果である．すなわち，相対回折効率  $\eta_r$  は，

$$\eta_r = I_x^{(\text{output2})} / I_z^{(\text{output1})} \quad (2.3.1.7-2)$$

である．また，絶対回折効率  $\eta_{\text{opt}}$  の算出には一回折光の強度(Output 2)と入射光における電界強度  $|\mathbf{E}_{\text{in}}|^2 = 7285 \text{ V}^2/\text{m}^2$  との比率を用いた．

$$\eta_{\text{opt}} = I_x^{(\text{output2})} / I_{\text{in}} \quad (2.3.1.7-3)$$

ここで， $I_{\text{in}}$  は入射光における電界強度  $|\mathbf{E}_{\text{in}}|^2$  を光強度に換算した値である．

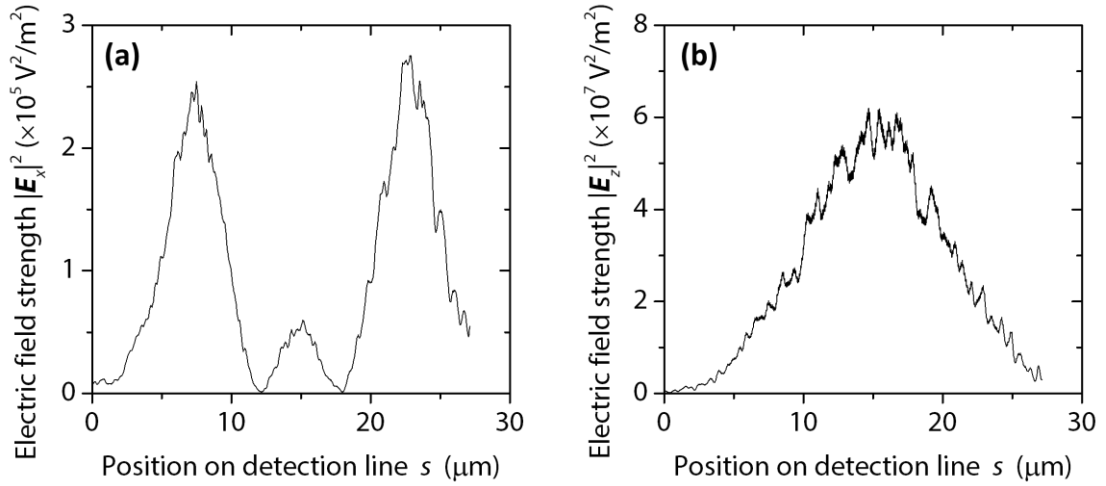


図 2.3.1.7-1 Output 1 における電界強度．(a)  $x$  成分  $|\mathbf{E}_x|^2$ ，(b)  $z$  成分  $|\mathbf{E}_z|^2$ ．

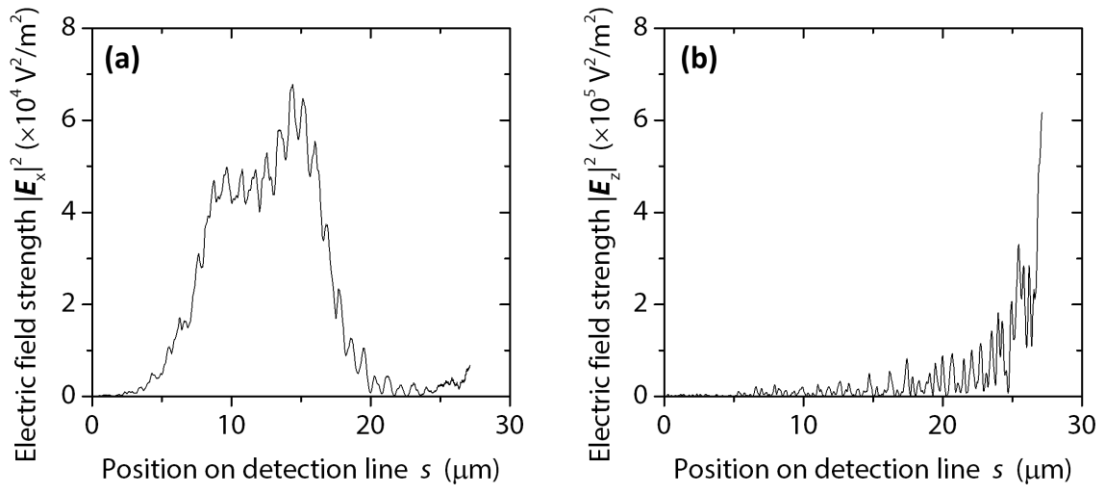


図 2.3.1.7-2 Output 2 における電界強度．(a)  $x$  成分  $|\mathbf{E}_x|^2$ ，(b)  $z$  成分  $|\mathbf{E}_z|^2$ ．



## 2.3.2 単層膜への磁気ホログラム記録のシミュレーション

本項では，前項で述べた計算手法を用いて，磁性ガーネット単層膜に磁気ホログラムを記録・再生した際の基礎的特性について述べる．ここでは，記録時に照射する光のエネルギー密度およびガーネット膜の膜厚が回折効率に与える影響について議論する．

### 2.3.2.1 記録エネルギー密度が相対回折効率に与える影響

図 2.3.2.1-1 に，厚さ  $3.9\text{ }\mu\text{m}$  の BiDyAl:YIG 単層膜に二光束干渉法を用いて磁気ホログラムを記録した際の相対回折効率を，図 2.3.2.1-2 に，各記録エネルギー密度のときの磁化反転領域の分布を示す．

図 2.3.2.1-2 に示すように，記録エネルギー密度が  $40\text{ mJ/cm}^2$  以下のときは，磁性膜中にキュリー温度以上にまで加熱される領域が存在しないため，記録エネルギー密度の大きさに関わらず回折光は生じない（図中 領域 A）．記録エネルギー密度が  $40\text{ mJ/cm}^2$  以上で相対回折効率は急峻に立ち上がる．この領域では磁気フリンジが形成され，かつその深さが記録エネルギー密度に応じて増加しているため，相対回折効率は記録深さの二乗に比例して増加する（領域 B，1.3.6 項参照）．さらに記録エネルギー密度を増加させていくと，約  $70\text{ mJ/cm}^2$  以上で相対回折効率は飽和する傾向を示す（領域 C）．これは，2.3.1.5 項で述べたように，熱磁気記録時に表面で生ずる熱が拡散し，表面付近の磁気フリンジがつぶれ，実効的な書き込み深さが増えないためである．より詳細な検討は，第 3 章でフリンジのつぶれを抑制し回折効率を向上させる手法と共に述べる．

このように，熱磁気記録方式にて形成する磁気ホログラムは，最大の相対回折効率を示す記録エネルギー密度が媒体によって決まる．本論文を通して，特に記述のない限り，回折効率として示す数値は，最大の回折効率を示す最適な記録エネルギーにおけるものとする．

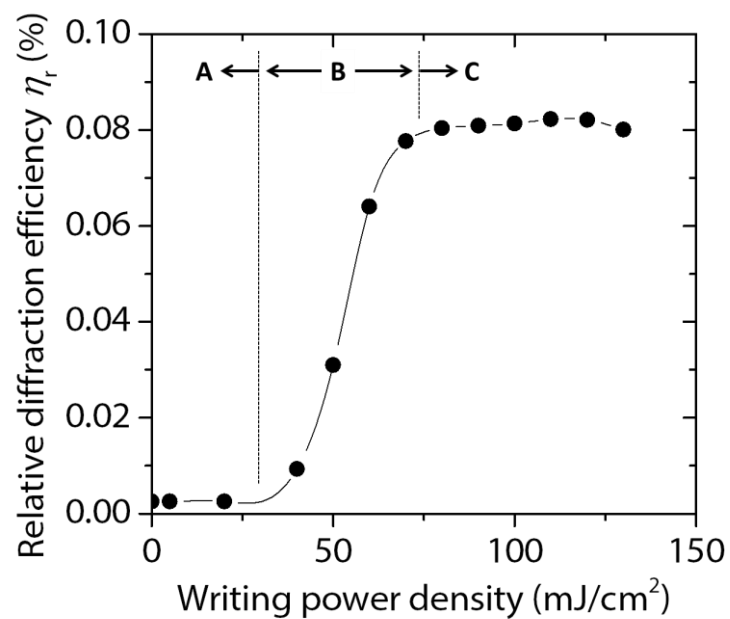


図 2.3.2.1-1 記録エネルギー密度が相対回折効率に与える影響．図中の領域 **A**, **B**, **C** は図 2.3.2.1-2 の領域と対応している．

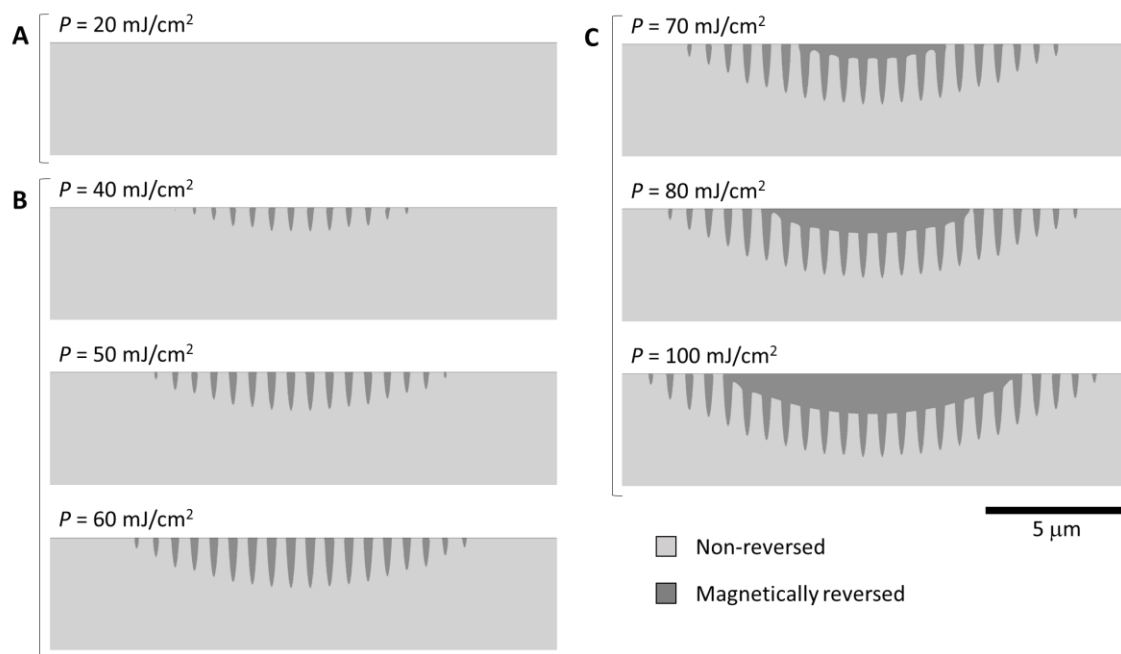


図 2.3.2.1-2 記録エネルギー密度  $P$  と磁化反転領域の対応．図中 **A** は磁気フリンジなし，**B** は線型的に回折効率が向上する領域，**C** は飽和領域である．

### 2.3.2.2 ガーネット膜厚が相対回折効率に与える影響

図 2.3.2.2-1 に、ガーネット膜厚を変化させたときの相対回折効率の値を示す。なお、記録エネルギー密度は  $80 \text{ mJ/cm}^2 \sim 120 \text{ mJ/cm}^2$  の範囲で変化させており、膜厚が増加するにしたがって、より深く磁気フリンジを書き込むために必要な記録エネルギー密度も増加している。図のように、ガーネット膜厚が  $2 \text{ }\mu\text{m}$  までは膜厚の増加と共に直線的に回折効率が增加するが、それ以上では回折効率が飽和することが分かる。

この原因を調べるため、図 2.3.2.2-2 に各膜厚のときの磁化反転領域の形状を評価した結果を示す。ガーネット膜厚が  $2 \text{ }\mu\text{m}$  以下の薄い領域では、前項で述べた熱拡散による実効的な記録深さの制限よりも、ガーネットの膜厚で磁気ホログラムの記録深さが制限されている。したがって、ガーネット膜厚を増加させるに従い、書き込み深さが大きくなり、相対回折効率は増加する。一方で、 $1.9 \text{ }\mu\text{m}$  程度までガーネット膜厚が厚くなると、前項で述べた熱拡散による磁気フリンジ同士が繋がる現象が生じていることが分かる。この磁気フリンジの“つぶれ”により実効的な記録深さが制限されるため、ガーネット膜厚を増加させても記録深さは増加せず、相対回折効率が飽和すると考えられる。

1.3.6 項で述べたように磁気ホログラムの回折効率は、MO 効果の大きさと記録深さによって決定される。そのため、熱拡散により記録深さが制限される単層膜では、MO 効果の大きな材料を探索することが、現状考えられる唯一の回折効率を向上させる方法であるが、MO 効果の大きな材料の探索は容易ではない。しかし単層の磁性膜ではなく、磁性膜を誘電体ミラーで挟んだ多層膜構造（磁気光学マイクロキャビティ構造）を有する磁性フォトニック結晶（MPC）とすることで MO 効果を増大させることが可能である。次節でその効果について検討する。

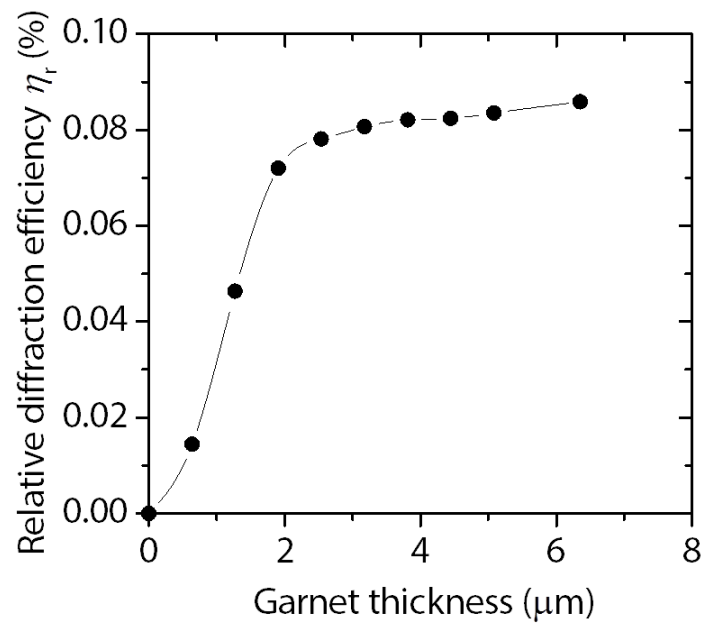


図 2.3.2.2-1 ガーネット膜厚と相対回折効率の関係．

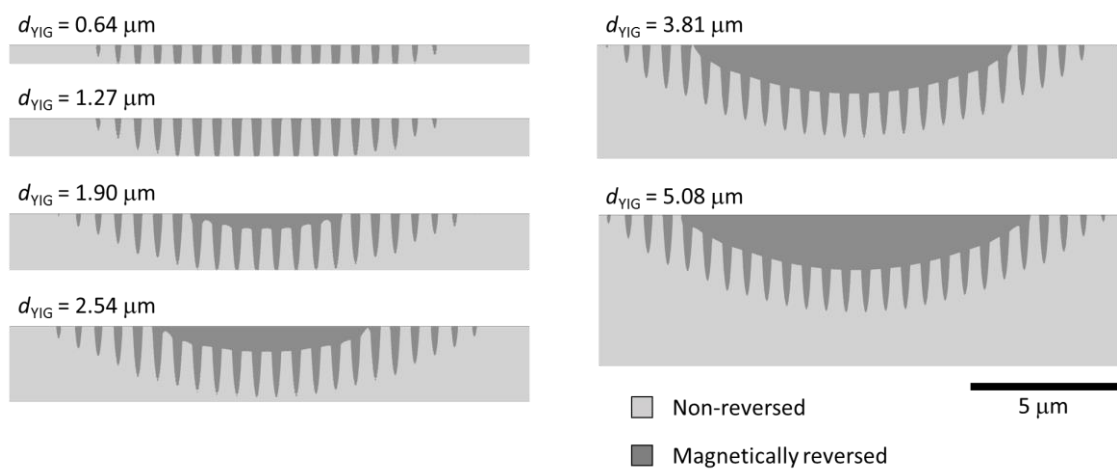


図 2.3.2.2-2 異なるガーネット膜厚  $d_{YIG}$  が磁化反転領域の形状に及ぼす影響．

## 2.4 磁性フォトリック結晶媒体の相対回折効率

本節では、磁性フォトリック結晶（MPC）を用いた記録媒体の記録・再生特性について、相対回折効率の観点から議論を進める。すでに述べたように、MPC媒体を用いることでMO効果が増大しファラデー回転角が増加することから、回折効率の向上が期待できる。

本節では、単層膜において十分な回折効率を得られる  $3\text{ }\mu\text{m}$  以上のガーネット膜を用い、それに MPC 構造を導入した際の影響について述べる。本節では特に、MPC 媒体中での光の振る舞い、形成される磁気フリンジの形状に着目し、MPC 媒体の回折効率向上のメカニズムを明らかにすることに重きを置いた。

### 2.4.1 偏光面回転角及び相対回折効率の膜厚依存性

図 2.4.1-1 に、ガーネット膜厚  $3.9\text{ }\mu\text{m}$  近傍における MPC 媒体の偏光面回転角の膜厚  $d_{\text{YIG}}$  依存性を示す。ここで、図中に 1-pair MPC および 2-pair MPC と表記されているものは、それぞれ誘電体多層膜のペア数が 1 ペアおよび 2 ペアの媒体を示している（表 2.4.1-1）。

単層膜の偏光面回転角は図中の膜厚範囲でほぼ変化せず、 $8.5\sim 9.0^\circ$ の値を示している。膜厚の増加に伴い偏光面回転角が徐々に増加しているのは、膜厚増加分の光路長の増加による純粋な偏光面回転角増大のためである。一方で、MPC 媒体においては、偏光面回転角が膜厚に強く依存しており、 $3.88\text{ }\mu\text{m}$  近辺で最大値を示すことが分かった。この膜厚は MPC 媒体の次数  $m = 30$  に対応する共鳴膜厚に一致しており、光が磁性層に局在することによる MO 効果の増大の結果であると考えられる。図 2.2.3.1-3 に示したように、この膜厚範囲から外れた膜厚においても次数  $m$  に対応する膜厚で極大値をとっている。また、誘電体多層膜のペア数を増加させることによって光の閉じ込め効果を高くすることができるため、結果として 1 ペアに比べ、2 ペアの MPC の方が大きな偏光面回転角を示している。2 ペアの MPC の共鳴膜厚における偏光面回転角は  $11^\circ$ であり、同じ膜厚の単層膜と比較して 30%程度大きな偏光面回転角を示している。

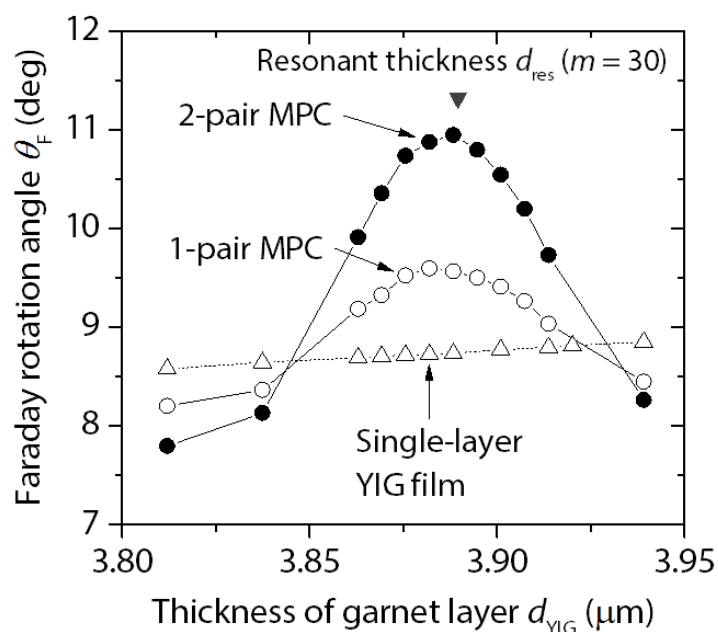


図 2.4.1-1 MPC 媒体のファラデー回転角の膜厚依存性.

表 2.4.1-1 計算した MPC 媒体の構造.

名称	誘電体多層膜		構造 (左端が基板面)
	片側層数	片側ペア数	
単層膜	0	0	BiDyAl:YIG
1-pair MPC	2	1	$(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^1/\text{BiDyAl:YIG}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^1$
2-pair MPC	4	2	$(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^2/\text{BiDyAl:YIG}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^2$

図 2.4.1-2 に MPC 媒体の相対回折効率の膜厚依存性を示す. 図 2.4.1-1 の偏光面回転角と同様の傾向を示しており, 偏光面回転角が極大値をとる共鳴膜厚において, 相対回折効率も同じく極大値をとることが分かる. 同じ膜厚の単層膜と比較すると, 1 ペアの MPC では約 2 倍, 2 ペアの MPC では約 4 倍の回折効率の増大を見せており, MPC 構造を磁気ホログラム媒体として使用することで期待通り相対回折効率が向上できることがわかった. ファラデー回転角の膜厚依存性との相関が見られることから, MPC 媒体の相対回折効率向上には, MPC の共鳴によるファラデー回転角の増大が影響していることは明らかである.

理想的な磁気フリンジの回折効率の理論式(1.3.6-8)によると,

$$\eta_r \propto (\hat{\theta}_F d)^2 = \left( \theta_F \frac{d_w}{d_{YIG}} \right)^2 \quad (2.4.1-1)$$

である．ここで， $\hat{\theta}_F$ は単位膜厚あたりのファラデー回転角， $d$ は磁気回折格子の厚さである．書き込み深さが $d_w$ であるとき $d = d_w$ ，および $\hat{\theta}_F = \theta_F/d_{YIG}$ より，最右辺が得られることは自明である．

偏光面回転角 $\theta_F$ が 30% 増加，すなわち $\theta'_F = 1.3 \times \theta_F$ に増加することにより生じる相対回折効率の増加量 $\eta_r \rightarrow \eta'_r$ は次の式により示される．

$$\eta'_r \propto \left( \theta'_F \times \frac{d_w}{d_{YIG}} \right)^2 = \left( 1.3 \theta_F \times \frac{d_w}{d_{YIG}} \right)^2 = 1.69 \eta_r \quad (2.4.1-2)$$

すなわち，MPC の回転角増大の効果によって，1.7 倍の相対回折効率が期待できることが理論的に示されている．ここで，相対回折効率の計算結果である図 2.4.1-2 を見てみると，単層膜の相対回折効率は 0.09%，2 ペアの MPC の相対回折効率は 0.35% を示しており，MPC 媒体は単層膜の 4 倍の相対回折効率を示していることが分かる．これは上述の推定値と比べて 2 倍以上大きな値であり，偏光面回転角の増大以外の何らかの効果が MPC の相対回折効率の向上に寄与していることを示唆している．そこでこの原因について，次項にて詳細に議論する．

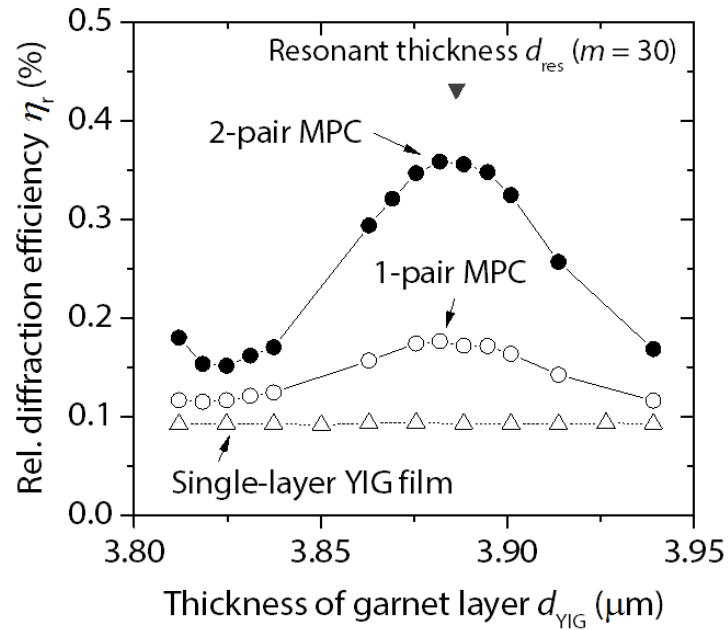


図 2.4.1-2 MPC 媒体の相対回折効率の膜厚依存性．

## 2.4.2 磁性フォトリック結晶媒体における相対回折効率の向上原理

前項では、MPC 構造を磁気ホログラム媒体として利用することで、相対回折効率を向上できることを数値計算により示したが、単に偏光面回転角の増大から期待されるよりも大きな回折効率の向上が得られていることが分かった、そこで本項では、MPC を用いた際の、この回折効率の向上の原理について、磁気フリンジの形状から検討する。

### 2.4.2.1 磁性フォトリック結晶媒体における磁気フリンジ形状

高い相対回折効率を示した共鳴膜厚  $3.88\ \mu\text{m}$  において、形成された磁気フリンジの形状を図 2.4.2.1-1 に示す。ここで示す磁気フリンジは熱拡散の影響を考慮したもので、単層膜および MPC のどちらにおいても、表面付近にて熱拡散による磁気フリンジのつながりが見られる。磁気フリンジがつながった領域は磁気回折格子としては作用しない。したがって、磁気フリンジがつぶれていない領域のみが回折に寄与すると考え、フリンジが繋がっていない部分の書き込み深さを実効的な書き込み深さと定義した。図中の  $d_w$  は実効的な書き込み深さを示しており、単層膜では  $1.4\ \mu\text{m}$  であるのに対し、MPC ではフリンジが縞状に離散化しているものの 1 ペアの MPC では  $2.0\ \mu\text{m}$ 、2 ペアの MPC では  $2.5\ \mu\text{m}$  と増加している様子が見て取れる。この実効的な書き込み深さの増大は、以下に示す二つの要因が関係していると考えられる。

#### (1) 書き込み最大深さの増加

MPC 媒体における磁気フリンジは、上部では単層膜で見られるような一般的な縦縞の干渉縞が形成されているのに加え、下部では島状に離散化された磁気フリンジが見られる。裏面付近に形成される磁気フリンジは島状であるとはいえ、磁気フリンジの深さが向上するため、回折効率の一定の向上に貢献していると考えられる。

#### (2) 磁気フリンジのつぶれの抑制

MPC 媒体では、単層膜と比べて表面の磁気フリンジのつぶれが抑制されている。特に、図 2.4.2.1-1 (a) に示す単層膜でフリンジのつぶれた領域の深さ  $1.6\ \mu\text{m}$ 、幅  $10.7\ \mu\text{m}$  と比較して、図 2.4.2.1-1 (c) に示す 2 ペアの MPC においては深さ  $1.3\ \mu\text{m}$ 、幅  $7.9\ \mu\text{m}$  と、幅および深さ共に 20% 以上のつぶれの低減効果が見られた。これにより、つぶれによって失われる磁気フリ



レンジが減少，すなわち実効的な磁気フリンジの書き込み領域が増えることにより，回折効率が向上したものと考えられる．

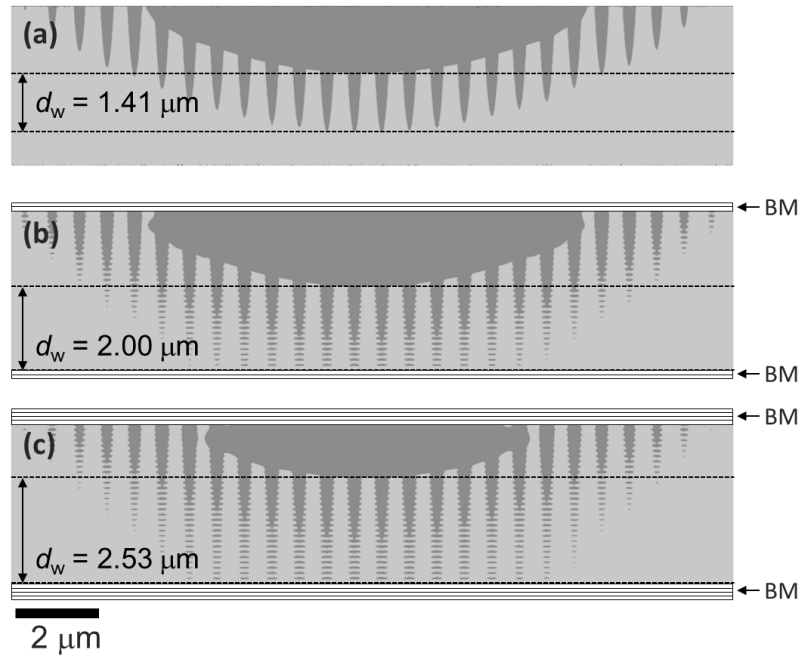


図 2.4.2.1-1 各媒体に形成された磁気フリンジの形状．(a) 単層膜，(b) 1 ペアの MPC 媒体，および (c) 2 ペアの MPC 媒体を示す．

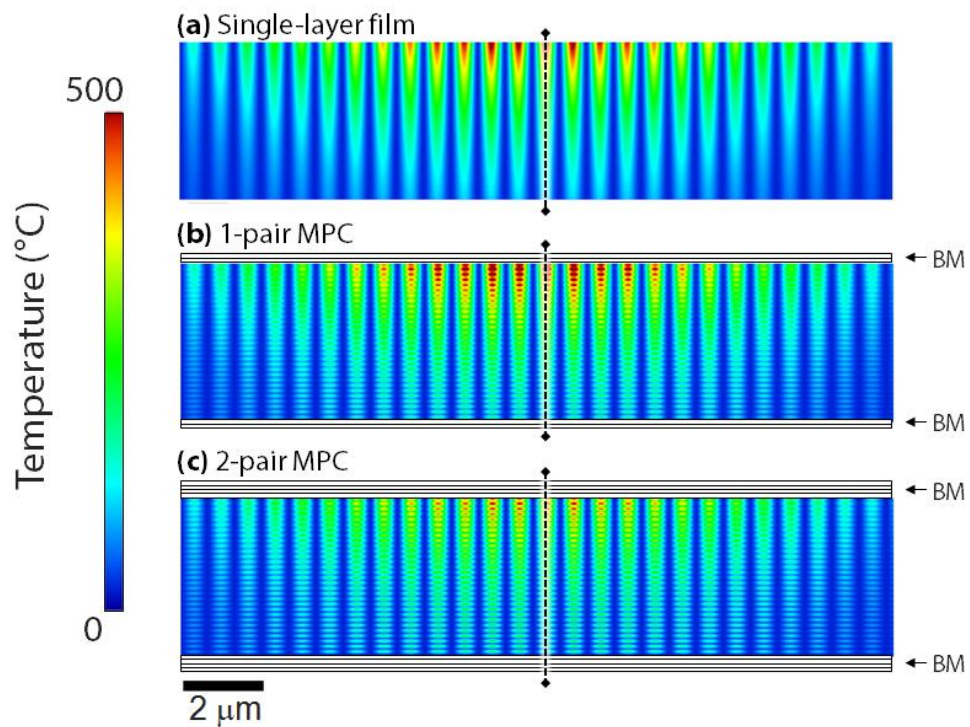


図 2.4.2.1-2 ホログラム記録時の膜断面の温度分布．

このような磁気フリンジ形状の変化が生じる要因を明らかにするため、磁気フリンジを形成する元となる記録時の電界強度分布および温度分布の違いを調査した。図 2.4.2.1-2 に各媒体のレーザー照射直後（50 ps の光照射直後）の温度分布を示す。どの媒体においても、基本的に媒体の上面（光の入射面）付近で高い温度を示し、下面（光の出射面）に向かうにつれて温度が低下する傾向は同じである。これは、表面より光が入射し、減衰しつつ伝搬するため、光のエネルギーが深さによって指数関数的に減少するためである。また、MPC 媒体中では二光束干渉による干渉縞である横方向の周期分布（縦縞）に加えて、縦方向にも周期分布（横縞）が生じていることが分かる。これらの特徴が磁気フリンジの形状にも反映されている。

図 2.4.2.1-3 に、図 2.4.2.1-2 中に示した破線上の垂直方向の温度プロファイルを示す。このプロファイルは二光束干渉縞の強め合った領域の温度分布を示し、縦方向の周期分布（横縞）のみに着目したものである。単層膜では膜内の温度は表面から単調に減少しているのに対し、MPC 媒体では、温度が振動しながら減少しているのがはっきり認められ、振動の振幅は 2 ペアの MPC の方が、1 ペアの MPC よりも大きいことが分かる。また深さ方向に 30 周期の振動が存在することから、この振動は MPC の共鳴次数  $m = 30$  と対応していると考えられる。すなわち、この温度振動は MPC 中の光の定在波による電界強度分布が、そのまま温度分布として反映されたものであるといえる。

この図 2.4.2.1-3 に見られる膜内の温度分布に基づいて、先に示した書き込みの最大深さの増大と磁気フリンジのつぶれの抑制の原因について考える。

(1) 書き込み最大深さの増加について

図 2.4.2.1-3 中の水平破線は、BiDyAl:YIG のキュリー温度を示す。単層膜では、 $3\text{ }\mu\text{m}$  より深い領域での温度がキュリー温度を下回っており、深さ方向への熱拡散の影響は小さいため、 $3\text{ }\mu\text{m}$  以上の深さで磁気フリンジが形成されることはない。一方で、MPC 媒体では、膜の深い領域でも温度振動の頂点部分がキュリー温度を超えている。そうしたキュリー温度を超えた領域が磁化反転するため、膜の奥深い部分でも温度の振動に応じた島状の磁化反転領域が形成されることになる。すなわち、2つの誘電体ミラーにより形成されたキャビティによる共振で得られた電界の強め合いの結果として、MPC 媒体では膜奥深くまで、島状に磁気フリンジが形成されたといえる。

(2) 表面の磁気フリンジのつぶれの抑制

図 2.4.2.1-3 において、膜表面付近の温度を見ると、媒体によって温度が異なり、2ペアの MPC では振動の頂点部分は単層膜の温度上昇と同等であるが、平均的に見ると表面付近では単層膜の温度を下回っていることがわかる。一方で、膜の深い部分では単層膜よりも高い温度上昇を示しており、結果的に表面と裏面の温度差が単層膜に比べて小さくなっている。このように表面付近の平均温度が低下した結果、表面で磁気フリンジのつぶれが起きにくくなったと考えられる。

図 2.4.2.1-3 の 2 ペアの MPC で見られた表面と裏面の温度差の低下は、誘電体多層膜間で光が多重反射した結果生じたものと考えられる。図 2.4.2.1-4 の概念図に示すように、MPC 媒体に入射した光は、表面から裏面にかけて減衰しながら進行するが、裏面のミラーで反射された後は、裏面から表面に向けて減衰しながら進行する。この動作が繰り返されることで、表面と裏面との温度差が緩和されると同時に、共鳴による局所的な電界強度（温度）の上昇が生じるため、上述の書き込み深さ増大の効果につながったと考えられる。この効果については、次項でより詳細に議論する。

以上より、MPC 媒体では、誘電体多層膜ミラー間での光の多重反射と、それに伴う定在波の発生により、磁気フリンジの実効的な書き込み深さが向上したものと考えられる。

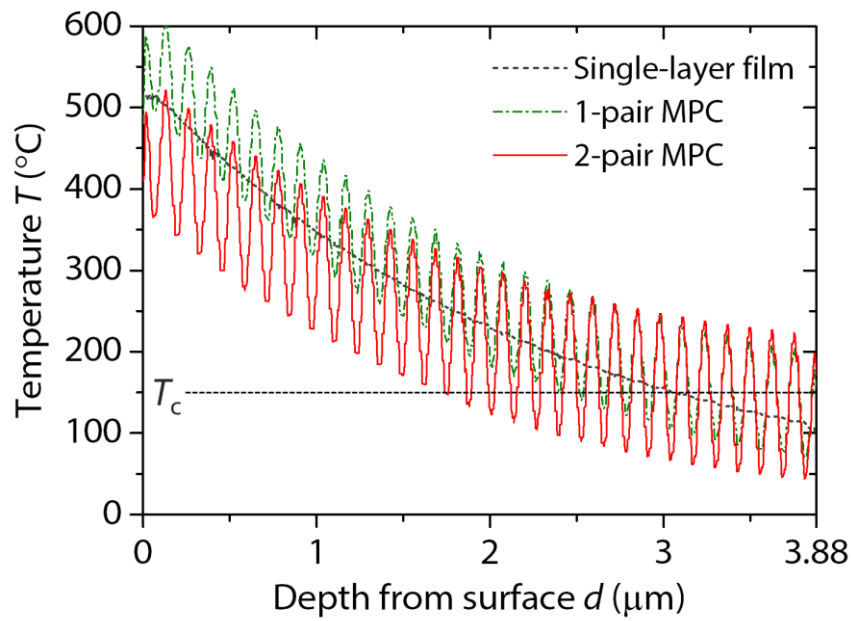


図 2.4.2.1-3 ホログラム記録時の図 2.4.2.1-2 の垂直破線における温度分布．

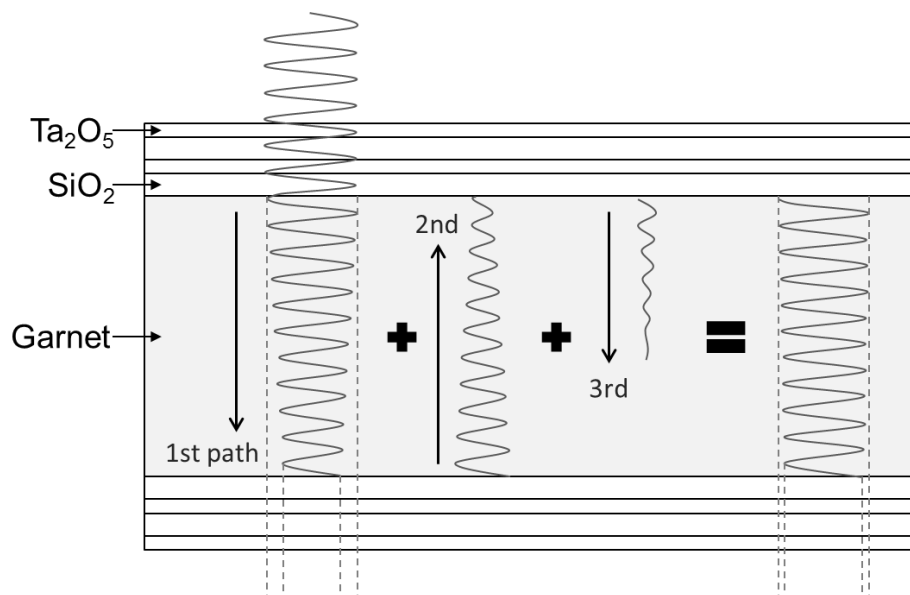


図 2.4.2.1-4 MPC 媒体中の多重反射の様子を示した概念図．材料の光吸収を伴いながら減衰していく光波が重畳し，定在波を形成する様子を示す．

### 2.4.2.2 多重反射が形成するガーネット膜内の温度差の理論的検討

前項にて，MPC 媒体の実効的な書き込み深さが増加する要因として，(1) 書き込み深さの向上と (2) 表面近傍における磁気フリンジのつぶれの抑制を挙げた．ここでは，前項の最後で議論した表面と裏面の温度差が低減される要因について解析的に議論する．

図 2.4.2.2-1 に，ファブリペロー共振器中を繰り返し多重反射する光路を示す．ここでは，簡単のため光は垂直入射とし，また膜厚  $d$  のガーネット膜に対して，振幅透過率  $t_1$ ，振幅反射率  $r_1$  の十分に薄いミラーが上部に，同じく振幅透過率  $t_2$ ，振幅反射率  $r_2$  の十分に薄いミラーが下部に配置されていると考える．これらの振幅透過率および反射率は，誘電体多層膜の構成材料や層数によって変化する．

上面より入射した電界振幅  $E_{in}$  の光は，二枚のミラー間で多重反射する．このとき，繰り返し往復する光路を全て重ね合わせることで任意の深さにおける電界強度を求めることができる．ここでは表面と裏面の電界強度の差を場合分けして求める．

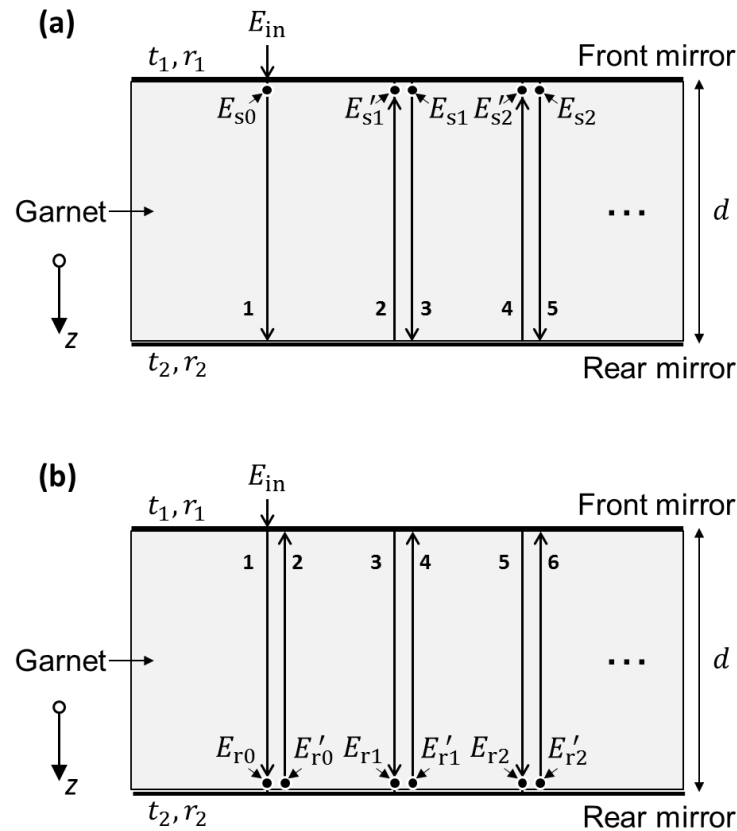


図 2.4.2.2-1 多重反射モデル．往復を繰り返す各光路に対して，それぞれ (a) 表面の電界および (b) 裏面の電界に着目している．

(1) ガーネット表面における電界強度

繰り返し往復する各光路におけるガーネット表面の複素電界を求める．図 2.4.2.2-1 (a)に示すように，往路に対する複素電界を $E_{si}$ ，復路に対する複素電界を $E'_{si}$ とした．ここで， $i = 0, 1, 2, \dots$ は入射順につけた番号である．代表的な $E_{si}$ および $E'_{si}$ を以下に示す．

$$\begin{aligned}
 E_{s0} &= t_1 E_{\text{in}} \\
 E'_{s1} &= r_2 E_{s0} \phi = t_1 r_2 E_{\text{in}} \phi \\
 E_{s1} &= r_1 E_{s1} = t_1 r_1 r_2 E_{\text{in}} \phi \\
 E'_{s2} &= r_2 E'_{s1} \phi = t_1 r_1 r_2^2 E_{\text{in}} \phi^2 \\
 E_{s2} &= r_1 E_{s2} = t_1 r_1^2 r_2^2 E_{\text{in}} \phi^2
 \end{aligned} \tag{2.4.2.2-1}$$

ここで，

$$\phi = \exp(ik \cdot 2d) \exp(-\alpha/2 \cdot 2d) = \exp\{(ik - \alpha/2)2d\} \tag{2.4.2.2-2}$$

である．指数関数 $\exp(ik \cdot 2d)$ は光の位相項であり，一往復で $2kd$  (rad)の位相差が生じることを示している．また，減衰項 $\exp(-\alpha/2 \cdot 2d)$ は，吸収係数 $\alpha$ の媒体中を $2d$ だけ進行したときの電界振幅の減衰比を示している．ここで，ガーネット表面の複素電界 $E_s$ は， $E_{si}$ および $E'_{si}$ の無限和として表現できる．

$$\begin{aligned}
 E_s &= \sum_{i=0}^{\infty} E_{si} + \sum_{i=1}^{\infty} E'_{s0} = t_1 E_{\text{in}} (1 + r_2 \phi + r_1 r_2 \phi + r_1 r_2^2 \phi^2 + r_1^2 r_2^2 \phi^2 + \dots) \\
 &= t_1 E_{\text{in}} \{1 + r_2 (1 + r_1) \phi + r_1 r_2^2 (1 + r_1) \phi^2 + \dots\} \\
 &= t_1 E_{\text{in}} \left\{ 1 + \frac{1 + r_1}{r_1} (-1 + 1 + r_1 r_2 \phi + r_1^2 r_2^2 \phi^2 + \dots) \right\} \\
 &= t_1 E_{\text{in}} \left\{ 1 + \frac{1 + r_1}{r_1} \left( -1 + \frac{1}{1 - r_1 r_2 \phi} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{2.4.2.2-3}$$

よって，ガーネット表面の電界強度は

$$|E_s|^2 = t_1^2 \left| 1 + \frac{1 + r_1}{r_1} \left( -1 + \frac{1}{1 - r_1 r_2 \phi} \right) \right|^2 |E_{\text{in}}|^2 \tag{2.4.2.2-4}$$

となる．

(2) ガーネット裏面における電界強度

図 2.4.2.2-1 (b)に示すように, ガーネット裏面位置での往路に対する複素電界を  $E_{ri}$ , 復路に対する複素電界を  $E'_{ri}$  とした. 代表的な  $E_{ri}$  および  $E'_{ri}$  を以下に示す.

$$\begin{aligned}
 E_{r0} &= t_1 E_{in} \varphi^{1/2} \\
 E'_{r0} &= r_2 E_{r0} = t_1 r_2 E_{in} \varphi^{1/2} \\
 E_{r1} &= r_1 E'_{r0} \varphi = t_1 r_1 r_2 E_{in} \varphi^{3/2} \\
 E'_{r1} &= r_2 E_{r1} = t_1 r_1 r_2^2 E_{in} \varphi^{3/2} \\
 E_{r2} &= r_1 E'_{r1} \varphi = t_1 r_1^2 r_2^2 E_{in} \varphi^{5/2} \\
 E'_{r2} &= r_2 E_{r2} = t_1 r_1^2 r_2^3 E_{in} \varphi^{5/2}
 \end{aligned} \tag{2.4.2.2-5}$$

ここで,

$$\varphi^{1/2} = \exp(ik \cdot d) \exp(-\alpha/2 \cdot d) \tag{2.4.2.2-6}$$

なので, 式(2.4.2.2-2)と比較して, 位相項および減衰項を決める光の伝搬距離が半分であることを意味する.

ここで, ガーネット裏面の複素電界  $E_r$  は,  $E_{ri}$  および  $E'_{ri}$  の無限和として,

$$\begin{aligned}
 E_r &= \sum_{i=0}^{\infty} E_{ri} + \sum_{i=0}^{\infty} E'_{ri} = t_1 E_{in} \varphi^{1/2} (1 + r_2 + r_1 r_2 \varphi + r_1 r_2^2 \varphi + r_1^2 r_2^2 \varphi^2 + \dots) \\
 &= t_1 E_{in} (1 + r_2) \varphi^{1/2} (1 + r_1 r_2 \varphi + r_1^2 r_2^2 \varphi^2 + \dots) \\
 &= t_1 E_{in} (1 + r_2) \varphi^{1/2} \frac{1}{1 - r_1 r_2 \varphi}
 \end{aligned} \tag{2.4.2.2-7}$$

と表現できる. よって, ガーネット裏面の電界強度は

$$|E_r|^2 = \{t_1(1 + r_2)\}^2 \left| \frac{\varphi^{1/2}}{1 - r_1 r_2 \varphi} \right|^2 |E_{in}|^2 \tag{2.4.2.2-8}$$

となる.

式(2.4.2.2-4)および式(2.4.2.2-8)より, ガーネットの表面および裏面の電界強度の比は,

$$\frac{|E_s|^2}{|E_r|^2} = \frac{\left|1 + \frac{1+r_1}{r_1} \left(-1 + \frac{1}{1-r_1 r_2 \varphi}\right)\right|^2}{(1+r_2)^2 \left|\frac{\varphi^{1/2}}{1-r_1 r_2 \varphi}\right|^2} \quad (2.4.2.2-9)$$

となる．さらに式を簡略化するために，ガーネット膜厚  $d$  が共鳴条件を満たすことを仮定すると，位相項  $\exp(ik \cdot 2d)$  が常に 1 となり，

$$\varphi = \exp(-\alpha d) \quad (2.4.2.2-10)$$

と記述できる．よって，式(2.4.2.2-9)は，

$$\frac{|E_s|^2}{|E_r|^2} = \frac{\left\{1 - r_1 r_2 \varphi \left(1 - \frac{1+r_1}{r_1}\right)\right\}^2}{(1+r_2)^2 \varphi} \quad (2.4.2.2-11)$$

と表せる．ここで，記録時の媒体の温度分布は電界強度に比例するため，表面および裏面の温度を  $T_{\text{surface}}$  および  $T_{\text{rear}}$  とすると，下記の関係を得られる．

$$\frac{|T_{\text{surface}}|}{|T_{\text{rear}}|} = \frac{|E_s|^2}{|E_r|^2} \quad (2.4.2.2-12)$$

従って，MPC 媒体を用いたときの表面と裏面の温度差の変化は式(2.4.2.2-11)および式(2.4.2.2-12)により説明できる．

図 2.4.2.2-2 に，有限要素法および式(2.4.2.2-12)で求めた表面と裏面の温度差を，誘電体多層膜のペア数に対してプロットしたものを示す．各ペアの誘電体多層膜における振幅反射率  $r_1$ ,  $r_2$  はマトリクスアプローチ法により計算したものを使用した．有限要素法による値と理論値の傾向はよく一致しており，MPC 媒体の表面と裏面の温度差の低減は，予想通り図 2.4.2.1-4 に示す多重反射により生じているといえる．また，理論式より，ミラーの反射率の増加に伴い温度差が減少していくことが明らかであり，よりペア数の多い MPC を用いることで，この効果をさらに増幅させることができると考えられるが，完全反射 ( $r_1 = r_2 = 1$ ) の極限において，表面と裏面の電界強度比  $|E_s|^2/|E_r|^2$  は最小値 1.9 に漸近し，これが理論的な限界であることもわかる．図 2.4.2.2-2 より，ペア数 5 以上でほぼこの値になっており，これ以上ペア数を上げても表面と裏面との温度差は小さくならないことを意味する．



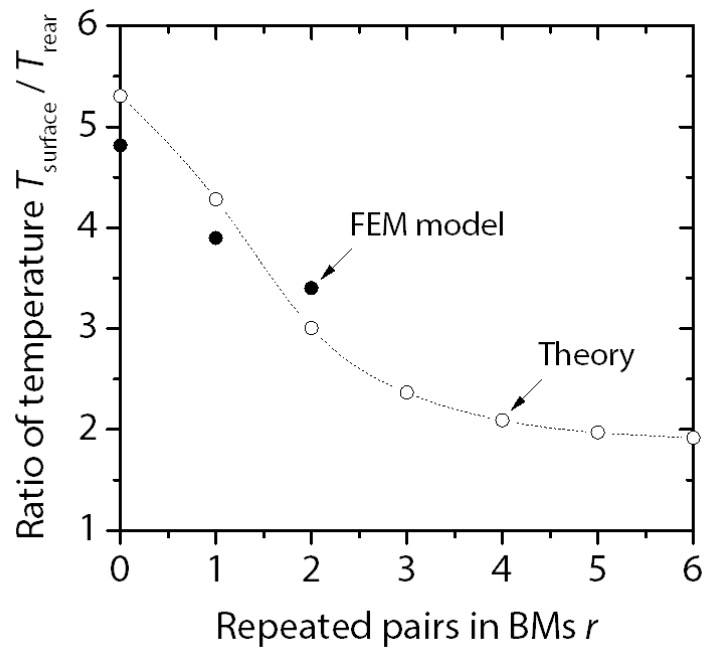


図 2.4.2.2-2 表面と裏面の温度比と誘電体多層膜のペア数の関係。  
有限要素法の計算結果と併せて理論値も示す。

### 2.4.2.3 相対回折効率に対する偏光面回転角と書き込み深さの寄与

前項までで、MPC 媒体を用いることで磁気ホログラムの相対回折効率が向上する原理について明らかにした。MPC 媒体では、光共振器特有の効果により、偏光面回転角の増大および実効的な書き込み深さの増加が得られることから相対回折効率が向上した。ここで、それぞれの効果が相対回折効率の向上にどの程度寄与しているかを明らかにすることは、MPC 媒体の相対回折効率向上の物理を知るために興味のある点である。本項では、1.3.6 項で解説した磁気ホログラムの理論式を拡張し、これらの寄与を明らかにする。なお、参照光は磁気ホログラムの形成されている領域  $D$  全域に照射されていると仮定する。

2.4.1 項で述べたように、理想的な磁気フリンジ（一定周期ごとに矩形の磁化反転領域が無限に続く磁気回折格子．以降、理想モデルと呼称）では、

$$\eta_r \propto \left( \theta_F \frac{d_w}{d_{YIG}} \right)^2 \quad (2.4.1-1)$$

により、相対回折効率 $\eta_r$ と偏光面回転角 $\theta_F$ 、書き込み深さ $d_w$ を関連付けることができる．しかし、実際に形成される磁気フリンジは、計算および実験ともに、表面でのつぶれや光の強度分布に対応した書き込み深さの分布が生じ、理想モデルを適用することが困難になる．ここでは、理想的な磁気回折格子を厚さ方向に拡張することで、実際の磁気フリンジの解析に適する形へ拡張する．

この拡張のために、磁気ホログラムの記録面を微小領域に分割することを考える（図 2.4.2.3-1）．このとき、書き込み深さおよびファラデー回転角が領域中で一定であるような、十分に小さな微小領域を考えると、そこでは理想モデルが成り立つ．したがって、一定の書き込み深さ $d_w$ を有する微小面積  $dS$  における磁気フリンジの相対回折効率は次の式で示される．

$$\eta_r \propto d_w'^2 \times \theta_F^2 \quad (2.4.2.3-1)$$

ここで、 $d_w' = d_w/d_{YIG}$  は総膜厚で規格化された書き込み深さを示す．

このときフリンジ全体の相対回折効率は、ホログラムの書き込み領域  $D$  全域で上式を積分したものに比例すると考えられる．従って全磁気フリンジの回折効率 $\eta_{r3}$ は、式(2.4.2.3-1)を二次元の記録面に対して積分したものとして、

$$\eta_{r3} \propto \int_D d_w'(x, y)^2 \times \theta_F(x, y)^2 dS \quad (2.4.2.3-2)$$

と表せる．ここで、 $dS$ は磁気ホログラムの書き込み領域  $D$  中の微小面積である．また、 $y$  軸方向には一様な磁気フリンジが形成されていると仮定すると、(2.4.2.3-2)式は、次のように変形することができ、 $x$  方向の変化だけを考慮すれば良い．

$$\eta_{r2} \propto \int_{-\infty}^{\infty} d_w'(x)^2 \times \theta_F(x)^2 dx \quad (2.4.2.3-3)$$

これらの拡張した磁気フリンジの理論式を用いることで、空間的に分布する磁気フリンジの理論解析を行う．

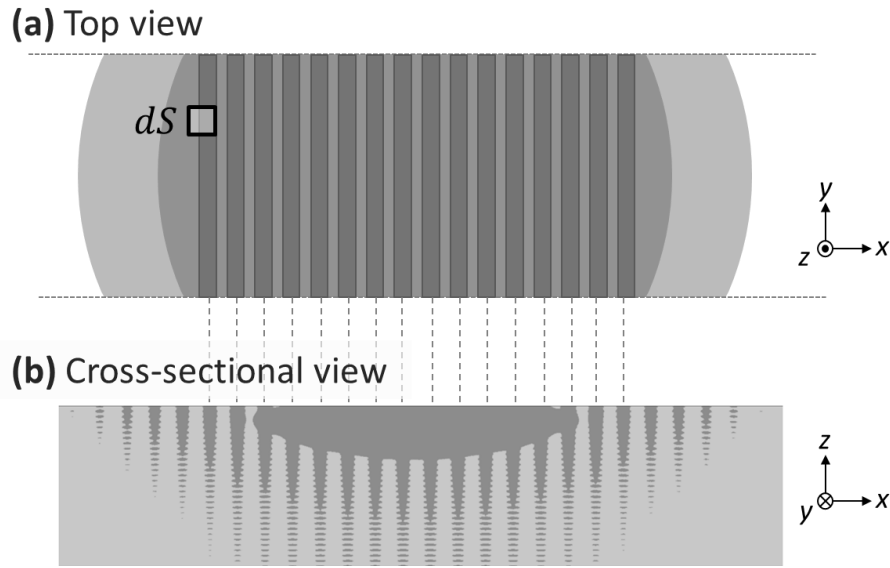


図 2.4.2.3-1 実際に形成される磁気フリンジ形状の模式図．

既に述べたように，実際の磁気フリンジは，明瞭な干渉縞だけでなく，表面付近での磁気フリンジのつぶれや，定在波の影響等による島状の磁化反転領域により構成される．これらの形状要素を考慮に入れるために，フリンジの形状に従い，書き込み深さに対して重み付けを施すことにした．具体的には，下記の通りに領域に分けて重み付け係数 $\Omega(x,y)$ を決定した（図 2.4.2.3-2）．

- (1) 磁気フリンジのつぶれのある部分： $\Omega = 0$ ．つぶれによって磁気回折格子として作用しなくなるため，回折効率に寄与しないと考える．
- (2) 奥行き方向に連続した干渉縞部分： $\Omega = 1$ ．理想的なフリンジと同等であるとみなせるため，重み付けを 1 とする．
- (3) 島状の干渉縞部分： $\Omega = 1/2$ ．間欠的に干渉縞が現れることを考え，この部分の回折効率への寄与を通常の半分とする．

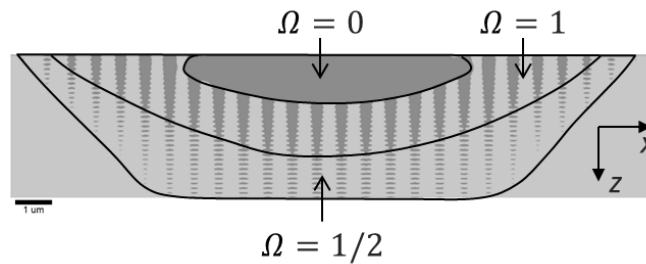


図 2.4.2.3-2 書き込み深さに対する重み付け．

ここまでの仮定が妥当であるかどうかを検証するため、FEM 計算によって得られた回折効率と、FEM で得られたフリンジ形状とここで構築した磁気フリンジ形状から予測される回折効率との関係について調べた。ここで、式(2.4.2.3-2)および式(2.4.2.3-3)の右辺を回折ファクター $\Phi$ と呼称する。二次元の場合では、

$$\eta_{r2} \propto \Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \{\Omega(x)d'_w(x)\}^2 \times \theta_F(x)^2 dx \quad (2.4.2.3-4)$$

である。図 2.4.2.3-3 に回折ファクターと有限要素計算により求めた回折効率の関係性を示す。紫色のプロットは 3.88  $\mu\text{m}$  の単層膜、緑色のプロットは次数を  $m = 5 \sim 40$  の間で変化させた 1 ペア MPC、緑色の白抜きプロットは  $m \sim 30$  付近で次数を変化させた 1 ペア MPC、青色の白抜きプロットは  $m = 30$  の 2 ペア MPC、茶色のプロットは  $m = 5 \sim 40$  の間で変化させた 2 ペア MPC、青色のプロットは  $m \sim 30$  付近で次数を変化させた 2 ペア MPC である。すなわち、構造の異なる複数の媒体の回折効率をまとめたものである。ここで回折効率は、各媒体に種々の記録パワーを用いて記録した場合の最大値を示す。理論的には、回折効率は回折ファクターに比例するはずであるため、この二値の関係は一直線上に乗ると予想できる。図のように、各プロットは様々な媒体に様々な条件で形成した磁気フリンジであるにも関わらず、回折ファクターと回折効率はほぼ比例関係を示しており、回折効率が実効的な書き込み深さである回折ファクターによって決まることが分かり、実効的な書き込み深さを増すことが回折効率向上につながっているといえる。

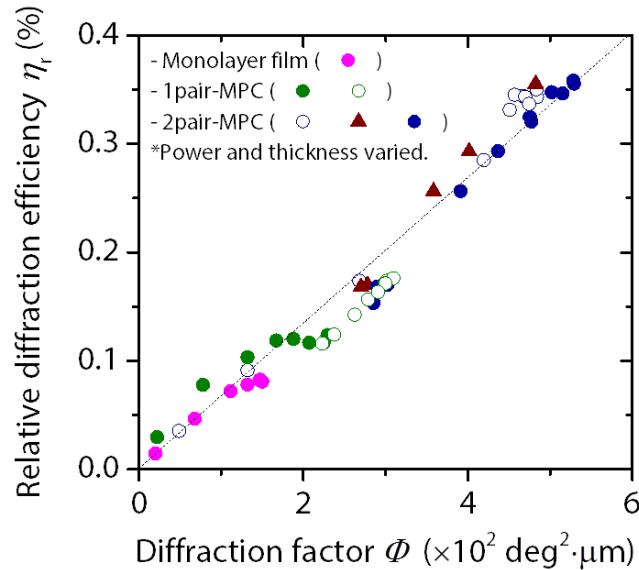


図 2.4.2.3-3 FEM 計算で得られた相対回折効率と回折ファクターの関係性。

## 1. 各パラメータの寄与

ここまでで導出した拡張した磁気フリンジ形状と回折効率の関係式を用いて、媒体の相対回折効率に対して、偏光面回転角および書き込み深さ等がどの程度寄与しているかについて評価した．ここで、下記の二つのファクターによって磁気ホログラムの回折効率が決定されるとし、議論を進める．

(1) 媒体固有のパラメータ：偏光面回転角  $\theta_F$

(2) 書き込みに依存するパラメータ：磁気ホログラムの形状

$\theta_F$  が膜面内において均一であり、またフリンジ形状は  $y$  方向に一様であると仮定し、式(2.4.2.3-4)を変形することでこれら二つのファクターを分離し、その寄与を求める．このとき式(2.4.2.3-4)は、

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \{\Omega(x)d'_w(x)\}^2 \times \theta_F^2 dx = \theta_F^2 \int_{-\infty}^{\infty} \{\Omega(x)d'_w(x)\}^2 dx = \theta_F^2 \times \Psi \quad (2.4.2.3-5)$$

と表現できる．ここで、式中に現れる  $\Psi$  は、

$$\Psi \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \{\Omega(x)d'_w(x)\}^2 dx \quad (2.4.2.3-6)$$

であり、磁気ホログラムの書き込み深さに依存する値である．したがって、 $\Psi$  は記録された磁気フリンジ全体の体積を示す指標であるといえる．以降では、 $\Psi$  を体積ファクターと呼ぶ．以上の操作により、磁気ホログラムの相対回折効率はファラデー回転角の二乗と体積ファクターの積によって定まることが分かった．これにより、磁気フリンジの形状による平均書き込み深さの違いや媒体の偏光面回転と、回折効率の関係性が明確になる．

偏光面回転角と体積ファクターを前節の MPC について求めた結果を図 2.4.2.3-4 に示す．図中の(a)は 1 ペアの MPC の各ファクターを、(b)は 2 ペアの MPC のファクターを示す．ここで、単層膜と MPC 媒体を比較するために、縦軸は単層膜の偏光面回転角  $\theta_0$  および体積ファクター  $\Psi_0$  で規格化している．前節までで述べたように、偏光面回転角は MPC の共鳴現象によって増大するため、膜厚に強く依存し、共鳴膜厚にて高い値を示している．一方で、体積ファクターは共鳴現象に依存しない．これは、磁気フリンジの深さ増大の要因が誘電体多層膜間の多重反射により生じているためで、共鳴条件から外れたとしても、欠陥層に到達した光子は誘電体多層膜ミラーで多重反射された後に出射されるため、図 2.4.2.3-5 に示すように電界強度の絶対値は減少するが、膜内の光の相対強度分布自体は大きく変化しないためである．図 2.4.2.3-6 に、共鳴条件

から外れる膜厚  $3.81\ \mu\text{m}$  と共鳴条件を満たす  $3.88\ \mu\text{m}$  のガーネット層を持つ MPC 媒体に形成される磁気フリンジの形状を示す．磁気フリンジの形状自体は共鳴状態によらず依然として深い実効的な書き込み深さを有していることが分かる．以上の結果より，共鳴条件から外れる膜厚  $3.81\ \mu\text{m}$  においても MPC が単層膜と比較して高い相対回折効率を示す理由は，この共鳴現象によらない磁気フリンジの体積ファクター向上の効果のためであるといえる．誘電体多層膜の層数が多い 2 ペアの MPC の方が，1 ペアのものに比べても，偏光面回転角および体積ファクターともに単層膜の場合 ( $\Psi/\Psi_0 = \theta_F^2/\theta_0^2 = 1$ ) と比較して大きく増大しており，ここでも光の閉じ込め効果を強くすることで相対回折効率を増加させることができることを示している．

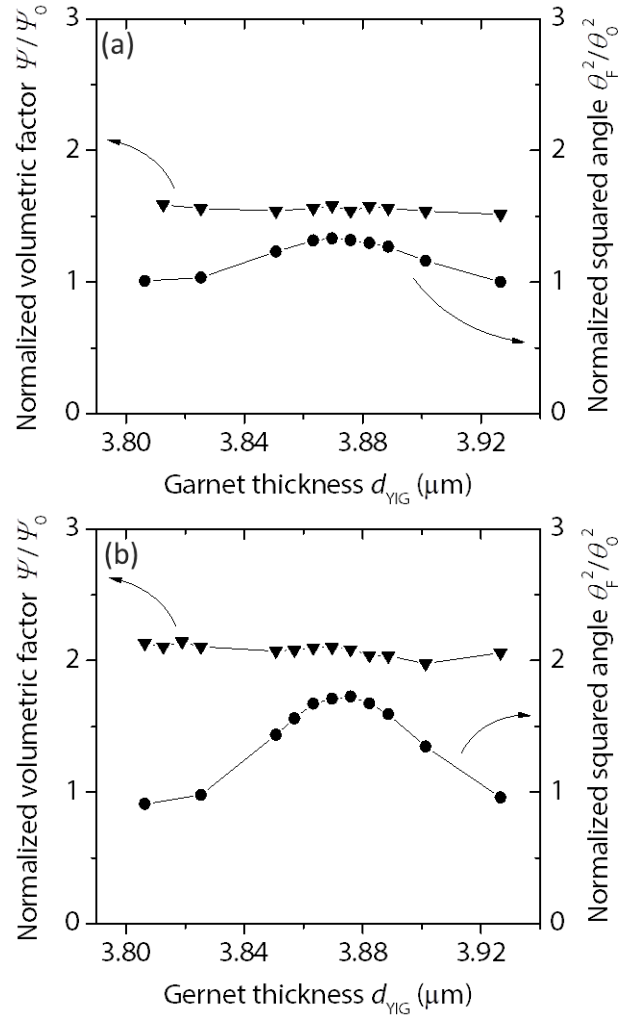
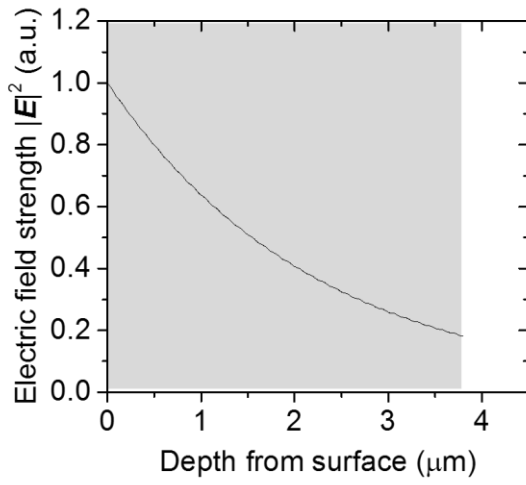
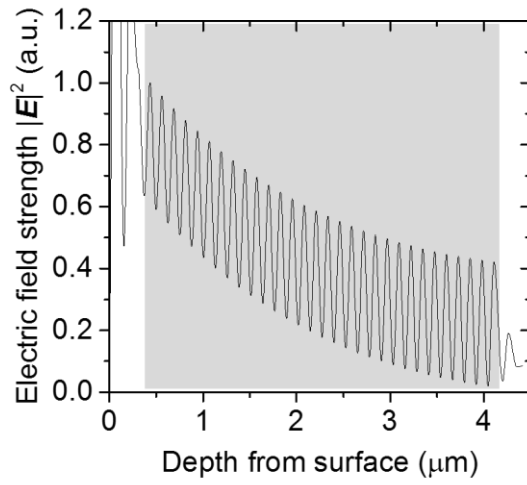


図 2.4.2.3-4 偏光面回転角の二乗値と体積ファクターの膜厚依存性．  
(a) 1 ペア MPC，(b) 2 ペア MPC．縦軸は単層膜の値で規格化している．

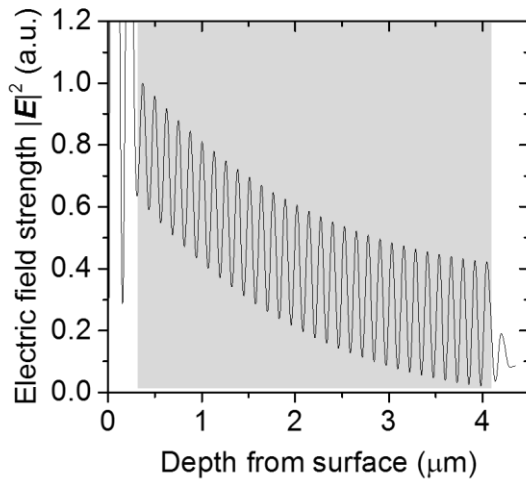
**(a)** Single-layer film



**(b)** 2-pair MPC ( $m = 30$ )



**(c)** 2-pair MPC ( $m = 29.5$ )



**(d)** 2-pair MPC ( $m = 30.5$ )

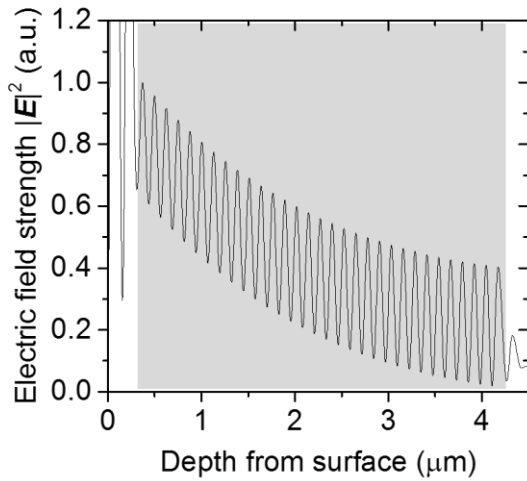


図 2.4.2.3-5 膜厚の違いによる膜内の光強度分布の違い. 縦軸の電界強度の値はガーネット膜厚中の最大電界強度で規格化してある. グレーの領域はガーネット膜を示す. (a) 単層膜, (b) 共鳴条件を満たす ( $m = 30$ ) 2 ペアの MPC 媒体, (c, d) 共鳴条件を満たさない ( $m = 29.5, 30.5$ ) 2 ペアの MPC 媒体.

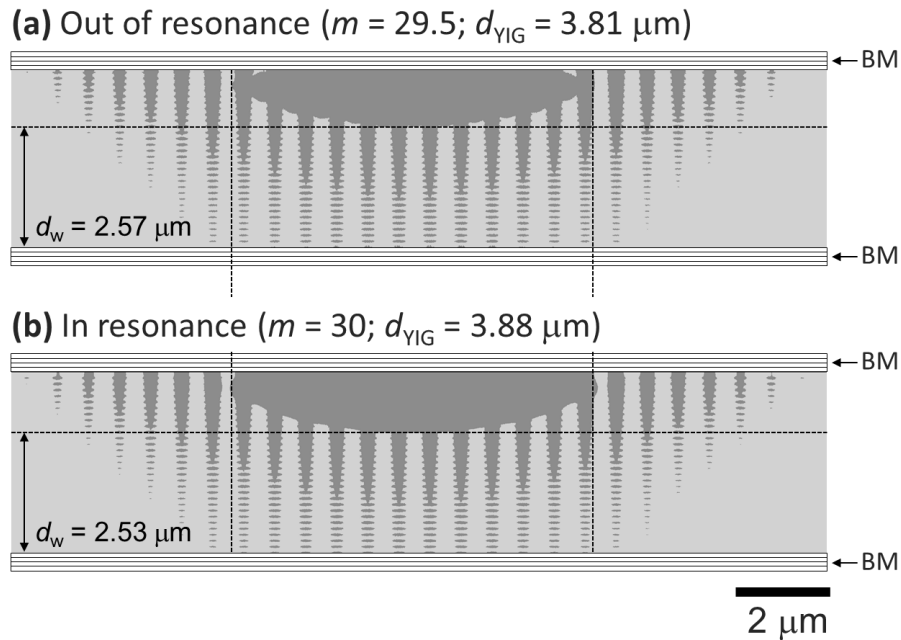


図 2.4.2.3-6 共鳴現象と形成される磁気フリンジの違い. (a) 共鳴条件を満たさない ( $m = 29.5$ ) 2 ペアの MPC 媒体, (b) 共鳴条件を満たす ( $m = 30$ ) 2 ペアの MPC 媒体.

### 2.4.3 多ペアの誘電体多層膜を装荷した媒体の回折効率

前項までは, MPC 構造をホログラム媒体として用いることで, 単層膜に比べ偏光面回転角の増大と書き込み深さの増加により, 相対回折効率を向上できることを示した. これらは, 共振器の光閉じ込めを強くすることによって, さらなる増大が見込まれる. そこで, 本項では 2 ペアを超える誘電体多層膜を装荷した, 光閉じ込めの強い MPC 構造をホログラム媒体として適用した際の光学特性及び回折効率について議論する.

図 2.4.3-1 に,  $m = 30$  の共鳴膜厚  $3.88 \mu\text{m}$  付近における, 多ペア MPC 媒体の相対回折効率の膜厚依存性を示す. 前節で述べた 2 ペアの MPC と同様に, 共鳴膜厚付近で相対回折効率が極大値をとることが分かる. ここで, このときの極大位置は, 誘電体多層膜のペア数が増加するに従って膜厚の大きい方向にわずかにシフトしていることが分かる. これは, 誘電体多層膜で反射する光の位相変化が共鳴膜厚に影響を及ぼすためである. 式(2.2.3.1-3)に示す共鳴膜厚の理論式はミラーの反射光の位相変化がないことを前提としており, 今回のような



多ペアの誘電体多層膜を装荷する MPC では、この影響が無視できなくなる。結果として、ミラーの位相ずれを考慮した式(2.2.3.1-5)に従い、わずかながら共鳴の発生する膜厚がシフトする。

相対回折効率および偏光面回転角を誘電体多層膜のペア数でまとめた結果を図 2.4.3-2 に示す。多ペアの MPC 媒体は、光の閉じ込め効果が強くなることで、偏光面回転角が増大し、結果として相対回折効率が上昇していることが分かる。

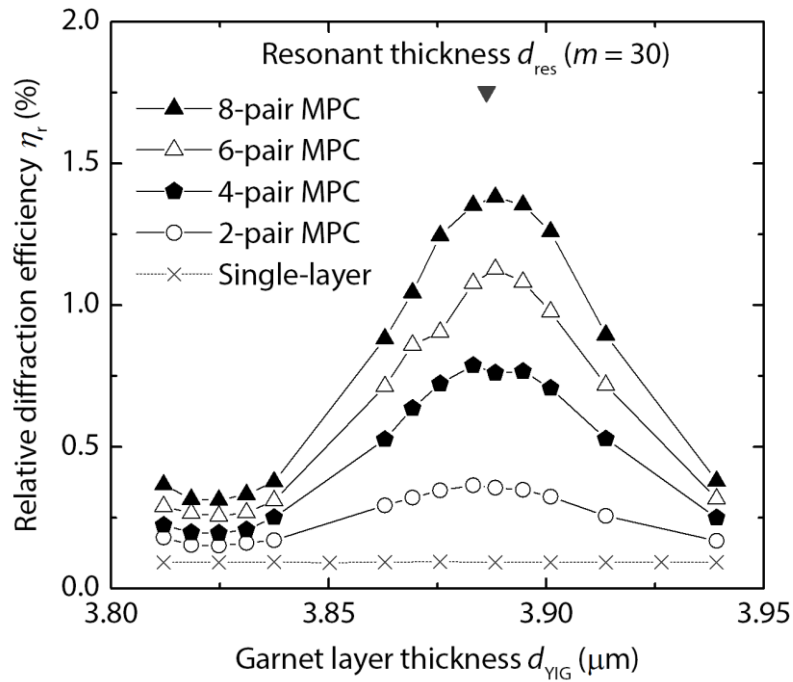


図 2.4.3-1 多ペアの MPC 媒体における相対回折効率の膜厚依存性。

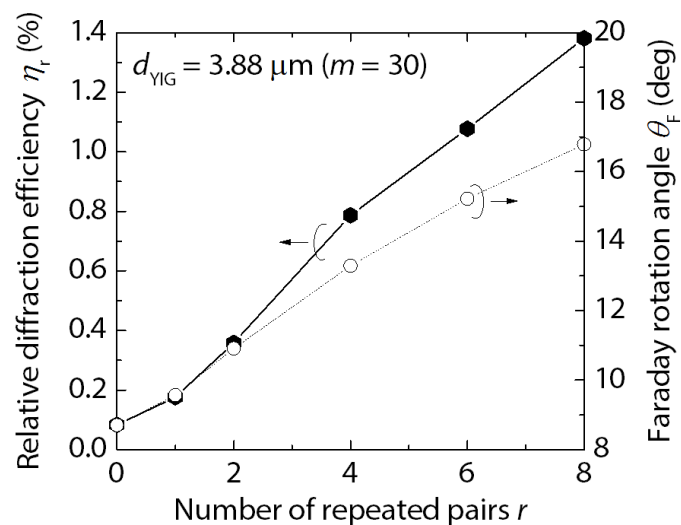


図 2.4.3-2 相対回折効率および偏光面回転角のペア数依存性。

## 2.4.4 透過率と回折強度

前項で，誘電体多層膜のペア数を増加させることで，MPC の相対回折効率を向上できることを示した．ここで，これらの MPC 媒体から得られる回折光の強度に着目すると，新たな課題が見えてくる．図 2.4.4-1 に MPC 媒体の回折光強度および媒体の透過率を示す．ここで，回折光の強度は再生像の明るさに対応する値である．図のように MPC 媒体の透過率は，誘電体多層膜のペア数を増加するにつれ単調に減少する一方，回折光強度は 1 ペアのときに最も高い値を示しており，ペア数を増加させるに従い，単調に減少していることが分かる．この振る舞いは相対回折効率とは異なったものである．

回折光強度がペア数に対してピークをもつ理由は，媒体の透過率の減少である．ペア数の多い誘電体多層膜を装荷した MPC 媒体は透過率が非常に小さい．その結果，回折に寄与する光量が減少することになり，回折光強度が低下する．光吸収のある磁性ガーネット膜を欠陥層に持つ MPC 媒体は，光が伝搬することで減衰が生じる．それに加え，吸収の大きい欠陥層を持つ光共振器構造は単なる誘電体多層膜ミラーとして作用するようになり，ほとんどの光は入射側の誘電体多層膜で反射される．この効果による透過率の低下は回折光強度の低下につながり，再生される像は暗くなることが予想される．ここで得られた結果は，MO 効果の増大や書き込み深さの増大に加え，透過率も磁気ホログラムの記録媒体として重要なパラメータの一つであることを示している．

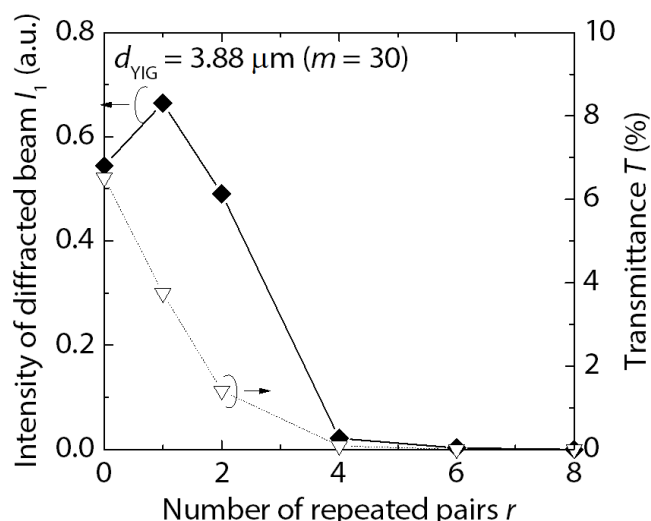


図 2.4.4-1 回折光強度および透過率のペア数依存性．

## 2.5 磁気ホログラムの絶対回折効率と構造依存性

### 2.5.1 媒体の透過率を考慮した絶対回折効率

前節では、MPC 構造をホログラム媒体として用いることで、単層膜に比べ偏光面回転角の増大と書き込み深さの増加により、相対回折効率を向上できることを示した。しかし 3 ペア以上の誘電体多層膜を装荷した、光閉じ込めの強い MPC 構造をホログラム媒体として適用した際には、相対回折効率が向上したとしても回折光強度は必ずしも向上しないことが明らかになった。実際のホログラムの再生においては、再生光強度も明瞭な再生像を得るために重要な点となる。そこで本節では、再生光強度を考慮した指標として、絶対回折効率を導入し、絶対回折効率と MPC 構造の関係について議論する。

透過率を考慮した回折効率として、入射光を一定としたときの回折光の強度を示す指標である絶対回折効率 $\eta_{\text{opt}}$ は次のように定義される<sup>19)</sup>。

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{I_1}{I_{\text{in}}} \times 100 = T \times \eta_r (\%) \quad (2.5.1-1)$$

ここで、 $I_1$ は回折光の強度、 $I_{\text{in}}$ は入射光の強度、 $T$ は媒体の透過率、 $\eta_r$ は相対回折効率を示す。

上式に示した絶対回折効率は、銀塩フィルムやフォトポリマ等に代表される一般的な媒体に形成されたホログラムの評価によく用いられる。絶対回折効率は入射参照光に対して生じる回折光の比であるため、再生のために投入したエネルギーの何割が再生に寄与したかを示す指標である。一方で、前節まで磁気ホログラムの評価に使用してきた相対回折効率は、透過光のうち、どの程度の比率が回折光として再生に寄与するかという観点で用いてきたものである。

これまで我々が評価の対象としてきた単層膜同士を比較する場合には、透過率が大きく変化することが少ないため相対回折効率での評価で十分だったが、MPC 媒体のような、構造により大きく透過率が変化する媒体では、再生光の明るさが大きく異なり得るため、相対回折効率と併せて絶対回折効率による評価が重要となる。

## 2.5.2 磁性フォトニック結晶媒体の絶対回折効率

MPC 構造の透過率はガーネット膜厚および誘電体多層膜のペア数に強く依存する．そこで，ガーネット膜厚を 0 から 4  $\mu\text{m}$  の広い範囲で変化させ，その相対回折効率と絶対回折効率を評価した．図 2.5.2-1 の上段に相対回折効率，下段に絶対回折効率を示す．プロットした各回折効率は共鳴膜厚での最大値を示している．相対回折効率は透過率の寄与を考慮していないため，いずれの膜厚においても多ペアの MPC ほど高い値を示す．これは，透過率が低下したとしても，偏光面回転角が増大するからである．それに対し，絶対回折効率は 1, 2 ペアのものでは単層膜より高い値を示すが，4 ペア以上では 1  $\mu\text{m}$  以上の膜厚では単層膜以下の値となり，ペア数を 6 ペア以上に大きくすると，0 に近い値となる．

6 ペアの MPC を用いた際の，相対回折効率の膜厚依存性と形成される磁気フリンジ形状を図 2.5.2-2 に示す．図 2.5.2-1 にも見られたように，MPC の相対回折効率もある特定の膜厚  $d_{\text{Md}}$  においてピークを持つことが分かる．これは，磁気フリンジ形状の変化から見てもわかるように，厚いガーネットにおいて磁気フリンジの潰れに加え，膜厚いっぱいまで磁気フリンジを記録できないためである． $d_{\text{YIG}}$  が  $d_{\text{Md}}$  よりも小さいときは，欠陥層の膜厚が薄いため，膜厚を増加させることによる磁気フリンジの深さを向上させる余地が残っていることを意味している．一方で， $d_{\text{YIG}}$  が  $d_{\text{Md}}$  を超えるとき，実効的な書き込み深さが飽和することに加え，厚いガーネット膜の吸収により光局在が弱くなり，結果として偏光面回転角が減少すると考えられる．

絶対回折効率にも相対回折効率同様，膜厚変化に対してピークが存在するが，そのときの膜厚  $d_{\text{Ma}}$  は相対回折効率より小さい値となっている．この絶対回折効率の最大位置  $d_{\text{Ma}}$  は相対回折効率と透過率の兼ね合いで決まるため，MPC の誘電体多層膜のペア数が増加するにしたがって， $d_{\text{Ma}}$  は小さくなる傾向がある．これは，図 2.4.4-1 に示したように誘電体ミラーのペア数の増加と共に透過率の低下が顕著となり，膜厚による透過率低下の影響も大きくなるためである．BiDyAl:YIG のパラメータを用いた場合では，1 ペアおよび 2 ペアの MPC 媒体において，ガーネット膜厚 1 ~ 2  $\mu\text{m}$  で単層膜の約 2 倍である 0.02% の絶対回折効率が得られたが，4 ペアの MPC では透過率が低いため膜厚 0.8  $\mu\text{m}$  程度で 0.005% と単層膜の約半分の絶対回折効率に留まっている．

以上の結果より、回折効率について下記の結論が得られた。

- (1) 相対回折効率は、媒体の損失を加味しないため、誘電体多層膜のペア数を増加させることによって増加する。
- (2) 再生像の輝度の指標となる絶対回折効率は、透過率と相対回折効率のトレードオフによって、特定の構造・膜厚において最大値をとる。

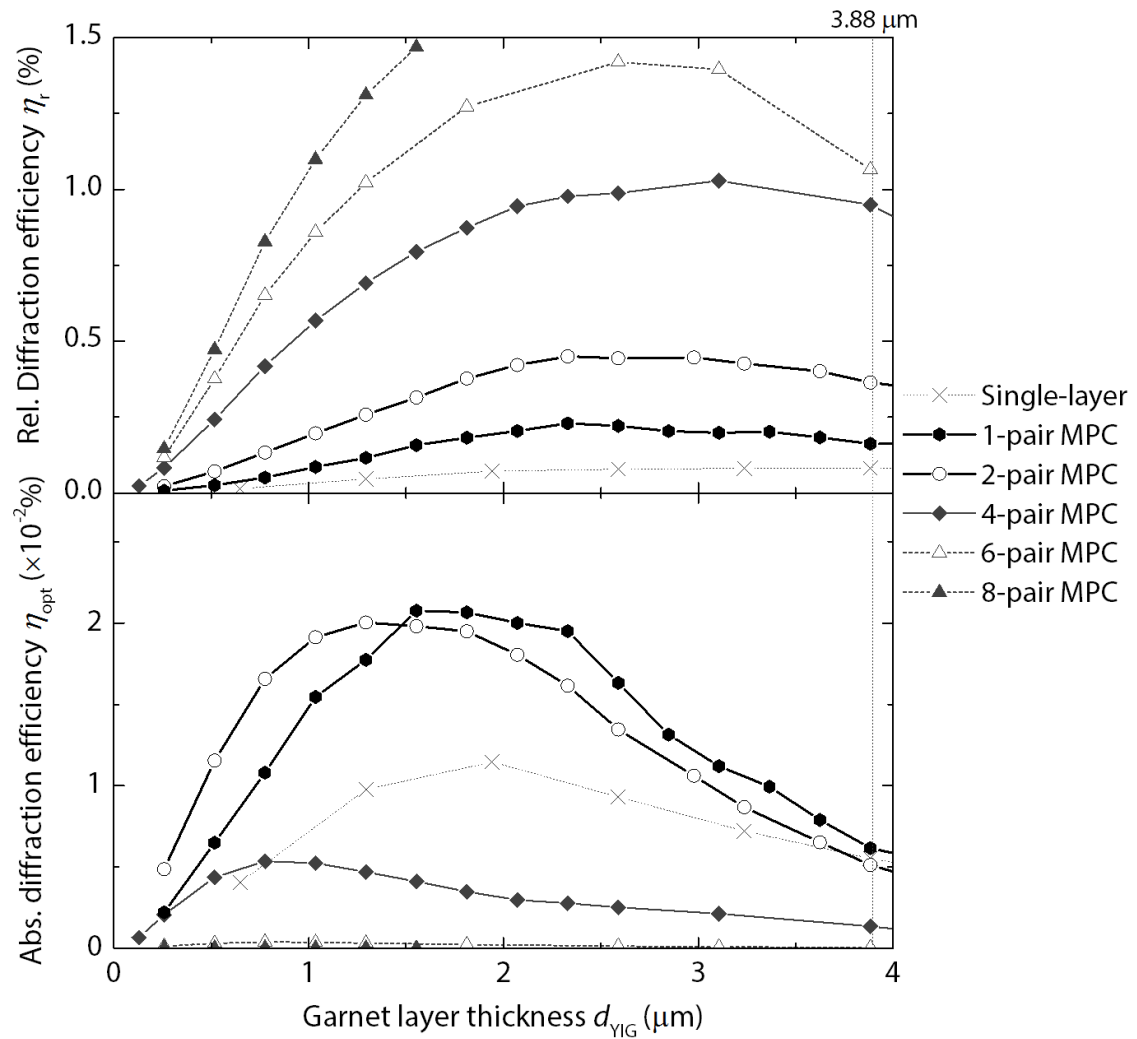


図 2.5.2-1 相対回折効率および絶対回折効率の構造依存性。

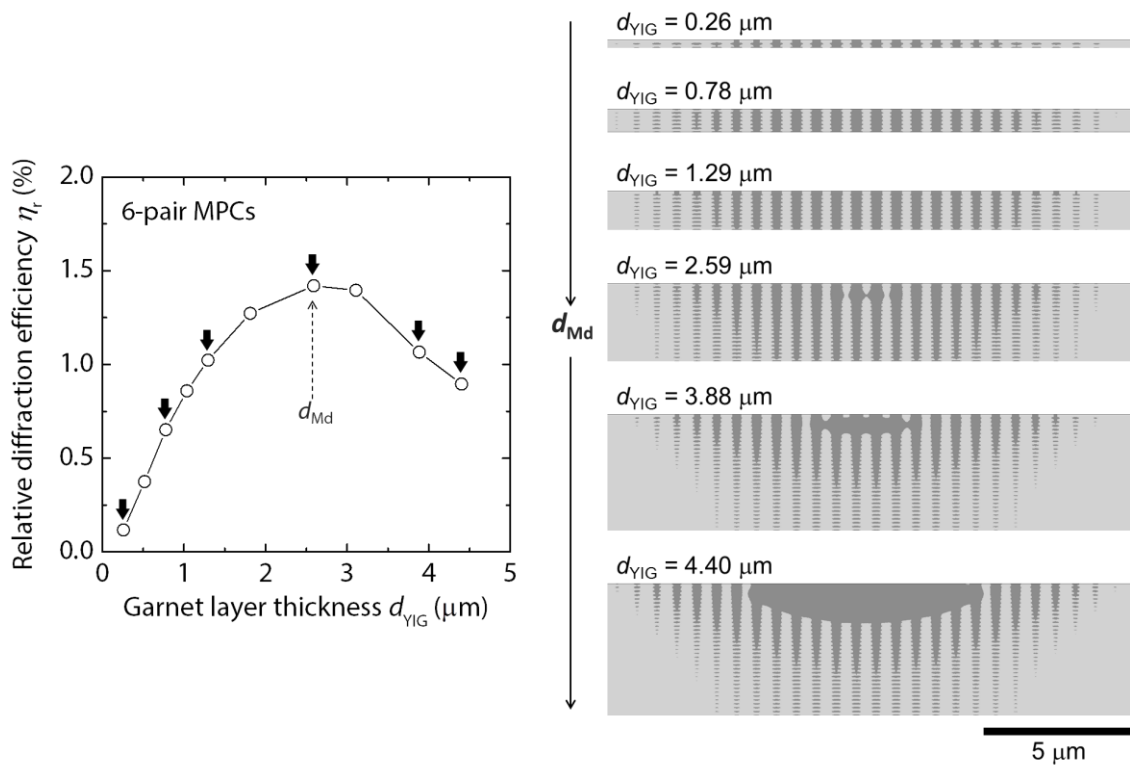


図 2.5.2-2 誘電体多層膜が 6 ペアの MPC におけるガーネット膜厚と磁気フリンジの関係．左グラフの矢印の示す膜厚の磁気フリンジを右図に示す．右図において誘電体多層膜は省略している．

### 2.5.3 ガーネット材料の物性が絶対回折効率に与える影響

前項まででは、BiDyAl:YIG の物性値を磁性材料の値として用いたときに、ガーネット膜厚や誘電体多層膜のペア数が相対回折効率および絶対回折効率の変化に及ぼす影響について議論した．相対回折効率は、磁気フリンジの実効的な書き込み深さと局在状態の変化に伴う MO 効果の大きさに依存し、また絶対回折効率は相対回折効率と透過率に依存することが分かった．

このように光吸収や MO 効果等の物性パラメータも MPC 媒体の設計に影響を与える．さらに回折効率の高い MPC 媒体を得るために、MO 効果、光吸収の異なる磁性材料を MPC の磁性欠陥層に適用する際の設計指針とすることを目的とし、本項では物性パラメータを変化させたときに構造および回折効率に及ぼす影響について調査した．

まず，材料の単位膜厚あたりの偏光面回転角 $\hat{\theta}_F$ および吸収係数 $\alpha$ を変化させ，絶対回折効率の変化を調べた．ここでは， $\hat{\theta}_F$ を  $2.26^\circ/\mu\text{m}$  から  $9.04^\circ/\mu\text{m}$ （BiDyAl:YIG の単位膜厚あたりのファラデー回転角 $\hat{\theta}_{F(\text{YIG})} = 2.26^\circ/\mu\text{m}$  の 1, 2, および 4 倍）に変化させ， $\alpha$ は  $0.44\mu\text{m}^{-1}$  から  $0.11\mu\text{m}^{-1}$ （BiDyAl:YIG の吸収係数 $\alpha_{(\text{YIG})} = 0.44\mu\text{m}^{-1}$  の 1, 1/2, 1/4 倍）に変化させた．これらの値の範囲で回折効率を調査することで，第 1 章で述べた種々の磁性ガーネット材料の中で BiDyAl:YIG よりも高い回折効率を示す可能性のある材料（すなわち MO 効果が大きく光吸収が小さい）をほぼ網羅できる．

吸収係数あるいは偏光面回転角を BiDyAl:YIG と同じとし，偏光面回転角を変化させたときの絶対回折効率の変化を図 2.5.3-1 に，吸収係数を変化させたときの絶対回折効率の変化を図 2.5.3-2 にそれぞれ示す．図中のすべてのプロットは，磁性層の膜厚と書き込みエネルギーを変化させて得たものであり，最適膜厚は最大の絶対回折効率を得られたときの値，絶対回折効率は各特性の材料を適用した際に得られる最大値である．偏光面回転角の影響は非常に単純で，絶対回折効率が $\hat{\theta}_F^2$ に比例して増加している．したがって，高い偏光面回転角を示す材料を用いることで，高い絶対回折効率を得ることができる．一方で光吸収は MPC 媒体の最適膜厚に強い影響を与える． $\alpha = 0.44\mu\text{m}^{-1}$  のときはペア数に関わらず絶対回折効率はほぼ一定の値を示している．ところが $\alpha = 0.11\mu\text{m}^{-1}$  まで光吸収を下げると，最適膜厚は増加し，かつペア数が絶対回折効率に与える影響も顕著になり，2 ペアの MPC が最も高い絶対回折効率を示す．これは，適切なペア数および磁性膜厚は光吸収の大きさによって異なり，光吸収の異なる材料を適用する場合には，それに合わせて設計する必要があることを意味している．例として， $\hat{\theta}_F = 5.1^\circ/\mu\text{m}$ ， $\alpha = 0.38\mu\text{m}^{-1}$  の磁性ガーネット材料，ビスマス置換型ガドリニウム鉄ガーネットを用いた場合を考えると<sup>20)</sup>，計算により 0.12% の絶対回折効率が期待できる（図 2.5.3-1）．この値は BiDyAl:YIG を用いた膜厚  $1.5\mu\text{m}$  の 2 ペア MPC と比べて 6 倍程度大きな値である．

すべての磁性材料は多かれ少なかれ，磁性に寄与する元素やイオンによる光吸収を有している．MPC 媒体を用いる場合であっても，磁性材料の選択は非常に重要であり，高 MO 効果／低光吸収の材料を利用することで，その効果を十分に引き出すことができる．ただし熱磁気記録のためには，ある程度光吸収性を有している必要があり，吸収が小さすぎると，磁気フリンジ形成のために膨大なエネルギー必要とするため，回折効率と記録エネルギーのトレードオフの関係性にも注意しなければならない．

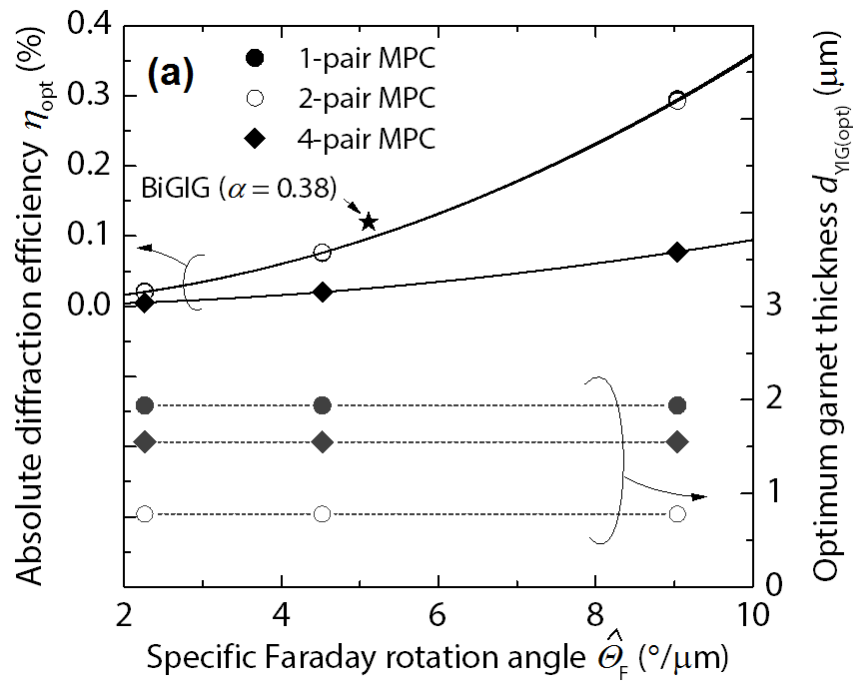


図 2.5.3-1 吸収係数を一定とした際の絶対回折効率の  $\hat{\theta}_F$  依存性と最適膜厚.

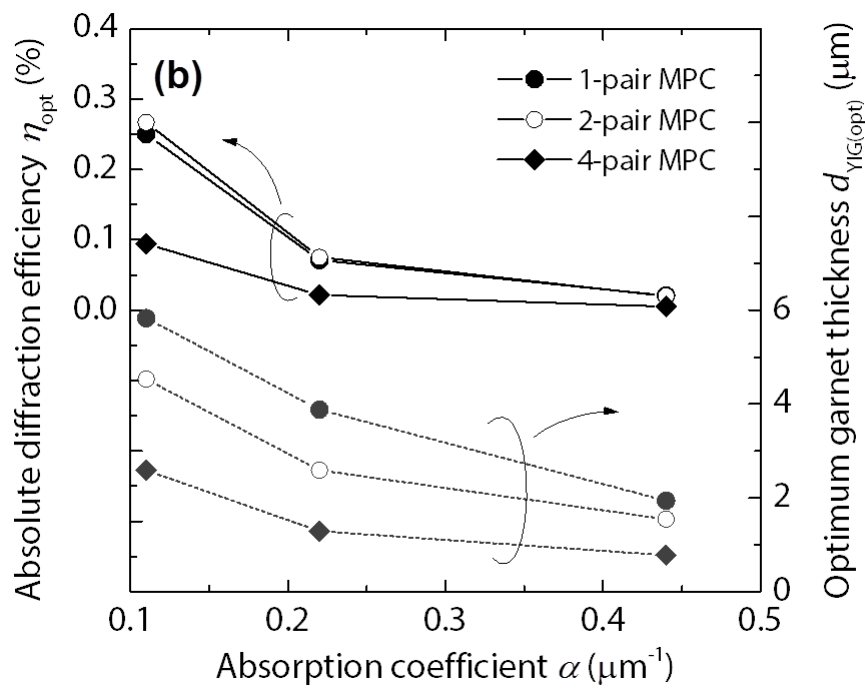


図 2.5.3-2 偏光面回転角を一定とした際の絶対回折効率の  $\alpha$  依存性と最適膜厚.



## 2.6 コリニア光学系を用いた磁性フォトニック結晶

### 媒体への記録・再生

本節では，ここまでの計算結果をもとに 2 ペアの MPC 媒体を作製し，計算の妥当性の検証も含め，実験的に MPC 媒体の有用性について明らかにする．作製する MPC 媒体としては，図 2.5.2-1 より高輝度の再生像が期待できる高い絶対回折効率をもつ膜として，ガーネット膜厚約  $1\text{ }\mu\text{m}$  の 2 ペア MPC とし，同じく約  $1\text{ }\mu\text{m}$  のガーネット膜厚を持つ単層膜との比較を行った．

#### 2.6.1 磁性フォトニック結晶媒体の作製と評価

作製した構造は， $\text{SGGG} / (\text{Ta}_2\text{O}_5 / \text{SiO}_2)^2 / \text{BiDyAl:YIG} / (\text{SiO}_2 / \text{Ta}_2\text{O}_5)^2$  とし，ガーネット層の膜厚は次数  $m = 8$  に対応する  $1.05\text{ }\mu\text{m}$  とした．誘電体多層膜の各層の膜厚は  $\lambda/4n$  になるように形成した．ここで， $\lambda = 532\text{ nm}$  は誘電体多層膜のフォトニックバンドギャップの中心波長であり， $n$  は  $\text{SiO}_2$  および  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  の屈折率である．

下部の誘電体多層膜は SGGG 基板に電子ビーム蒸着法により，上記の膜厚となるよう形成した．続いて，イオンビームスパッタ法を用いて BiDyAl:YIG 膜を成膜し，空气中で  $750^\circ\text{C}$ ，15 分の急速急冷熱処理を施し結晶化させた．最後に上部の誘電体多層膜をイオンビームスパッタ法を用いて形成し，MPC 構造を作製した．また，比較のために， $1.2\text{ }\mu\text{m}$  の BiDyAl:YIG 単層膜を SGGG 基板上にイオンビームスパッタ法により形成した．成膜条件を表 2.6.1-1 に示す．作製した二つの試料を比較し，MPC 媒体の優位性について検証した．なお，BiDyAl:YIG 膜の諸特性は付録 A を参照のこと．

作製した媒体の偏光面回転角スペクトルを測定したところ，MPC 媒体では設計波長に近い  $534\text{ nm}$  にて局在ピークが見られた．そのときの偏光面回転角は  $3.21^\circ$  であり，単層膜の 43% 高い値が得られた．これにより，作製した MPC 媒体が光共振器として作用し，MO 効果の増大が得られていることが確認できた．

表 2.6.1-1 イオンビームスパッタによる各膜の成膜条件.

	BiDyAl:YIG	SiO <sub>2</sub>	Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>
	Bi <sub>1.5</sub> Dy <sub>1.5</sub> Y <sub>1.0</sub> Fe <sub>3.8</sub> Al <sub>1.2</sub> O <sub>x</sub>		
ターゲット	焼結体 +Bi <sub>2</sub> O <sub>3</sub> チップφ5mm×4 個	SiO <sub>x</sub> 焼結体	Ta <sub>2</sub> O <sub>x</sub> 焼結体
スパッタ法	Ar イオンビームスパッタ		
酸素流量	10 sccm		
投入電力	100 W		
ビーム電流	10 mA		

## 2.6.2 コリニア干渉方式を用いた実験系

図 2.6.2-1 (a) に MPC 媒体の評価のために使用したコリニア光学系の模式図を示す. 光源には波長 532 nm の 50 ps のパルスレーザを用いた. 光源から出射したレーザー光は 1/2 波長板 (HWP) および偏光ビームスプリッタ (PBS) を通して強度を調整した後に, 空間光変調器の一種であるデジタルミラーデバイス (digital mirror device; DMD) に照射される. DMD に後述する記録用および再生用のパターンを表示させ, 光の強度分布を空間的に変調する. DMD 直後のレンズ群は 4f 光学配置となっており, 焦点距離  $f_0$  および  $f_1$  の二対のレンズから構成されている (図 2.6.2-1 (b)). 媒体を透過した光は偏光子を通し, 対物レンズで媒体上に集光させホログラムの記録および再生を行った. 再生された像は媒体後方の結像レンズおよび偏光子を通して CCD カメラで取得した. ここで, 後段の偏光子の透過軸は, 前段の偏光子の透過軸から 90 度回転させており (クロスニコル配置), 1.3.4 項に示したように回折した光のみが透過し, 検出されることになる.

図 2.6.2-1 の光学系を用いて, 下記の手順で記録・再生を行う.

- (1) 空間光変調器の一種であるデジタルミラーデバイス (DMD) に信号パターンおよび参照パターンを重ね合わせた記録パターンを表示し, 50 ps のパルス幅をもつ波長 532 nm のパルスレーザを 1 パルスだけ照射する.
- (2) DMD に参照パターンのみの再生パターンを表示させ, 再生される像を CCD にて観察する.

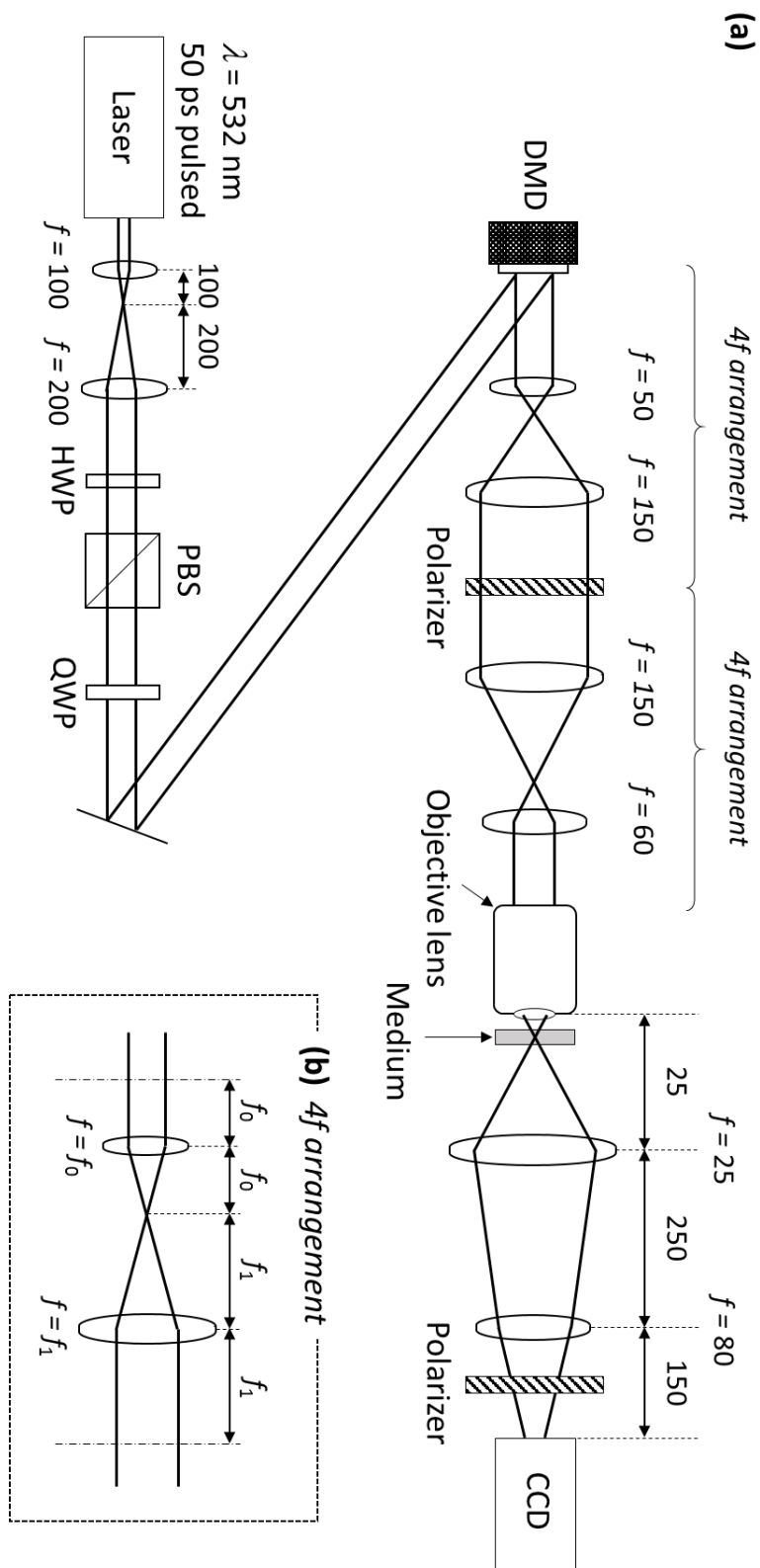


図 2.6.2-1 コリニア光学系 (a) および 4f 光学配置 (b) の模式図．図中の HWP は 1/2 波長板，PBS は偏光ビームスプリッタ，QWP は 1/4 波長板を示す．

### 2.6.3 磁性フォトリック結晶媒体の再生品質

前項で述べたコリニア光学系を用いて、磁気ホログラムを記録・再生した．使用したパターンを図 2.6.3-1 に示す．記録時にはリング状の参照光に加え，QR コード様の信号光を，再生時には参照光のみのパターンを用いた．単層膜および MPC 媒体からの再生像を図 2.6.3-2 に示す．MPC から再生される像は，予測通り，単層膜に比べて明るいことが分かる．このとき参照光の強度は一定にしており，MPC の絶対回折効率が向上したことが，明るい再生像を得られた理由である．

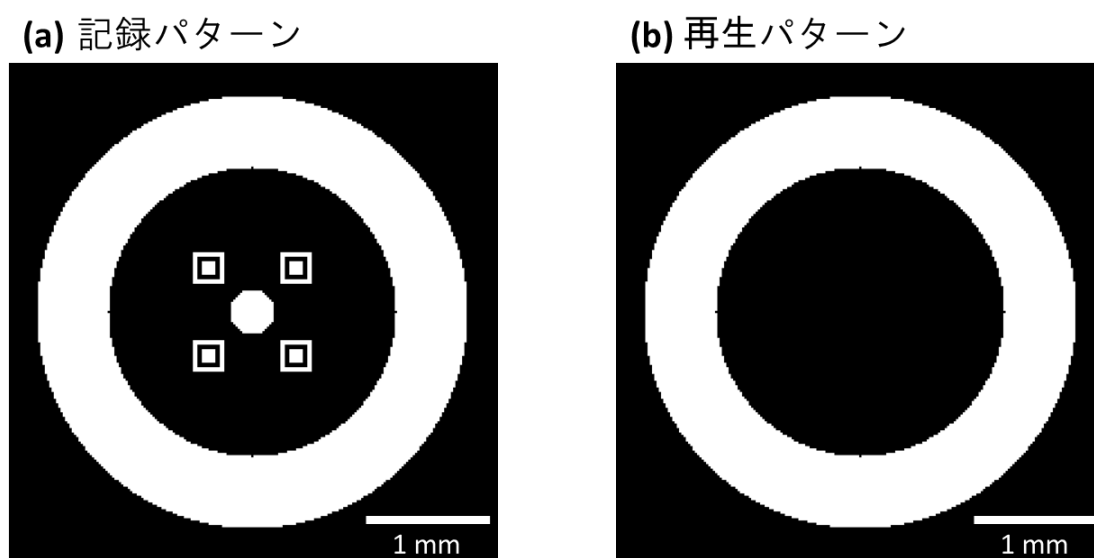


図 2.6.3-1 (a) 記録時および (b) 再生時に DMD に表示するパターン．図中のスケールは DMD 面での像の大きさを示す．

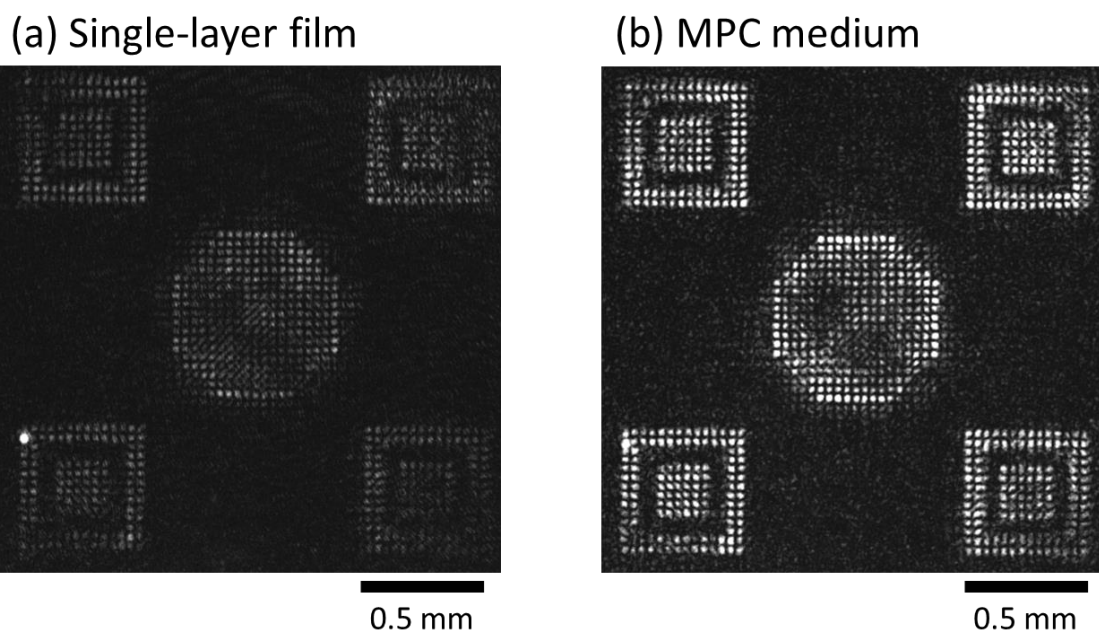


図 2.6.3-2 (a) 単層膜および (b) MPC 媒体の再生像．図中のスケールは CCD 面での像の大きさを示す．

輝度の向上を定量的に評価するために、本来白（ON）であるピクセルの平均輝度値を  $L_1$ 、本来黒（OFF）であるピクセルを  $L_0$  とし、これらの値を計算した．単層膜および MPC 媒体の  $L_1$  および  $L_0$  を評価した結果を表 2.6.3-1 にまとめた．MPC 媒体は、 $L_1$  が単層膜の 3 倍程度の増加をみせており、 $L_0$ 、すなわちバックグラウンドの輝度増加はほとんど見られなかった．ここで、コントラスト比  $C = L_1/L_0$  を求めてみると、MPC は単層膜の 2 倍の 3.1 のコントラスト比を示した．これにより、MPC 媒体による輝度向上は、バックグラウンドノイズの上昇によるものではなく、信号強度が増加した結果であることを示している．

表 2.6.3-1 単層膜と MPC 媒体の再生像の比較

	単層膜	2 ペアの MPC 媒体
ON 諧調値 $L_1$	16	59
OFF 諧調値 $L_0$	10	14
コントラスト比 $C$	1.6	4.2

## 2.7 まとめ

本章では、磁気ホログラムの回折効率を向上させることを目的に、MO 効果の増大が期待できる MPC 媒体についての検討を行った。

MPC 構造のホログラム媒体としての特性を明らかにするために、有限要素法を用いた二光束干渉方式のシミュレーションを利用した。この手法を用いて MPC 媒体のファラデー回転角および相対回折効率を計算した結果、共に共鳴膜厚にて極大値をとることが分かった。これは MPC の共鳴現象が磁気ホログラムの回折効率向上に寄与していることを示唆する。2 ペアの誘電体多層膜を装荷した MPC 媒体の相対回折効率は単層膜の 4 倍の値を示しており、MPC 媒体を利用することで回折効率の向上が期待できる。MPC 媒体中に形成される磁気フリンジの形状を調査すると、単層膜と比べて磁気フリンジの実効的な書き込み深さが増大していることが分かった。これは誘電体多層膜間で光が多重反射した効果である。結果として、MPC 媒体はファラデー回転角増大と書き込み深さの増大の二つの要因によって、高い回折効率を示したことが分かった。

以上の議論から、誘電体多層膜の層数を増加させ、光閉じ込めを強くした MPC 媒体を利用することで、さらなる回折効率の増大が期待できる。8 ペアまでの MPC を評価したところ、ペア数の増加に伴い相対回折効率は向上することが分かった。一方で、MPC 媒体から生じる回折光の強度に着目してみると、2 ペアを超えたあたりから急激に減少しており、再生像の輝度という観点からみると必ずしも多ペアの MPC が望ましくないことが分かった。この回折光強度の低下は、媒体の透過率の低下に伴って生じていることが分かった。ここで、媒体の透過率を考慮に入れた絶対回折効率を定義し再度評価を行ったところ、BiDyAl:YIG を用いた 1 ペアおよび 2 ペアの MPC が単層膜の 2 倍の絶対回折効率を示し、4 ペア以上の MPC においては透過率の低下が原因で単層膜の絶対回折効率を下回る結果となった。ここで得られた最適構造は使用する磁性材料の物性値によって異なり、特に光吸収の異なる磁性材料を適用する際には、磁気ホログラム媒体として最適な構造が大きく変わる可能性がある。

シミュレーションにより得られた結果をもとに、実際に 2 ペアの MPC 媒体を作製し、磁気ホログラムの記録・再生を行った。コリニア系を用いて再生した MPC 媒体の再生像は、単層膜の再生像と比べて輝度は 4 倍、コントラスト比は 2 倍向上しており、絶対回折効率向上により非常に明瞭な再生像を得ることができた。

## 参考文献

- 1) H. M. Haskal, "Polarization and efficiency in magnetic holography," *IEEE Trans. Magn.* **6**, 542 (1970).
- 2) 堀米秀嘉, 井上 明, 見山友祐, 藤井壽崇, 鈴木新一, 草鹿履一郎, 徳島忠夫, "非晶質 TbFe 薄膜を用いた磁気ホログラフィによる高記録密度," 日本応用磁気学会誌 **8**, 109 (1984).
- 3) H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, and M. Inoue, "Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals," *J. Appl. Phys.* **93**, 3906 (2003).
- 4) Š. Višňovský, K. Postava, and T. Yamaguchi, "Magneto-optic polar Kerr and Faraday effects in magnetic superlattices," *Czech. J. Phys.* **51**, 917 (2001).
- 5) O. S. Heavens, "Optical properties of thin solid films," Dover Pub. (1965).
- 6) 佐藤 勝昭, "光と磁気 改訂版," 朝倉書店 (2007).
- 7) I. H. Malitson and M. J. Dodge, "Refractive Index and Birefringence of Synthetic Sapphire," *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 1405 (1972).
- 8) W. C. Gibson, "The Method of Moments in Electromagnetics," Chapman and Hall/CRC (2007).
- 9) D. M. Sullivan, "Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method," Wiley-IEEE Press (2013).
- 10) U. S. Inan, R. A. Marshall, "Numerical Electromagnetics: The FDTD Method," Cambridge University Press (2011).
- 11) Y. Zhu, A. C. Cangellaris, "Multigrid Finite Element Methods for Electromagnetic Field Modeling," Wiley-IEEE Press (2006).
- 12) Typical properties of GGG (<http://www.physoe.com/english/es5.html>), Beijing Physience Opto-Electronics, Beijing.
- 13) Anne M. Hofmeister, "Thermal diffusivity of garnets at high temperature," *Phys.Chem.Minerals* **33**, 45 (2006).
- 14) A. Cappella, J.-L. Battaglia, V. Schick, A. Kusiak, A. Lamperti, C. Wiemer, and B. Hay, "High Temperature Thermal Conductivity of Amorphous Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Thin Films Grown by Low Temperature ALD," *Adv. Eng. Mat.* **15**, 1046 (2013).
- 15) Product data of silica glass (<http://www.crystran.co.uk/optical-materials/silica-glass-sio2>), Crystran, UK.
- 16) Z. L. Wu, M. Reichling, X.-Q. Hu, K. Balasubramanian, and K. H. Guenther,

- “Absorption and thermal conductivity of oxide thin films measured by photothermal displacement and reflectance methods,” *Appl. Opt.* **32**, 5660 (1993).
- 17) A. Reisman, F. Holtzberg, M. Berkenblit, and M. Berry, “Reactions of the Group VB Pentoxides with Alkali Oxides and Carbonates. III. Thermal and X-Ray Phase Diagrams of the System  $K_2O$  or  $K_2CO_3$  with  $Ta_2O_5$ ,” *J. Am. Chem. Soc.* **78**, 4514 (1956).
- 18) N. Ota, M. Sekine, H. Awano, M. Bilderbeek, J. Hohfeld, and T. Rasing, “Capability of Tera bps Ultrafast Rewritable Storage by Thermomagnetic Switching,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 1650 (2002).
- 19) H. Coufal, D. Psaltis, and G. T. Sincerbox, “Holographic Data Storage,” Springer (2000).
- 20) H. Takeuchi, “The Faraday Effect of Bismuth Substituted Rare-Earth Iron Garnet,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **14**, 1903 (1975).



## 第3章 多層膜構造による磁気フリンジ形状の制御と明瞭化

### 3.1 はじめに

前章では、磁気ホログラムの回折効率を向上させるため、偏光面回転角の増大に着目し、磁性フォトニック結晶を用いた磁気ホログラム媒体について検討した。本章では、回折効率を向上できるもう一つの要因である、書き込み深さの増加を目的として、ガーネット膜中の過剰な熱を逃がす層（熱拡散層）を導入した多層膜積層構造について検討する。

3.2 節では、磁性ガーネット単層膜において磁気フリンジがつながる要因を熱拡散の挙動を理論的に解析することで明らかにした。3.3 節では単層膜の上下に熱拡散層を配置することによる熱の振る舞いを理論的に検討し、続く 3.4 節にて FEM 計算を用いて多層膜の膜厚・構造が磁気フリンジの広がりを与える影響について調べた。この結果を踏まえ、3.5 節では磁気ホログラムの記録時に有効に熱を逃がすことのできる構造の設計手法を確立し、3.6 節にて、その媒体の回折効率を計算し、熱拡散層を装荷した多層膜構造の効果を検証した。最後に、3.7 節では、前章の MPC 媒体に熱拡散層を導入することで、MO 効果の増大と書き込み深さの増加を両立させ、回折効率の向上を図った結果について報告する。

ここでは、章を通して一定のガーネット膜厚の媒体同士を比較することで、多層膜構造の優位性を明らかにする。光吸収のない透明な材料を熱拡散層として導入することにより、ガーネット膜厚が等しければ比較対象同士で透過率が等しくなり、絶対回折効率と相対回折効率のどちらで比較しても同等の結果となる。そこで本章では、相対回折効率を中心に議論を進める。

## 3.2 記録エネルギー密度が回折効率に与える影響

2.3.2.1 項で述べたように、高いエネルギーで記録を行うと磁気フリンジの最大書き込み深さは増加する一方で、表面付近では熱拡散により磁気フリンジがつぶれ、磁気回折格子として作用する実効的な書き込み深さは制限される。前章では、この熱拡散による磁気フリンジのつぶれに関して、有限要素法を用いて現象的に高温部からの横方向への熱拡散が原因であることを突き止めた。その結果を踏まえ、本章ではガーネット内で発生する熱の挙動を制御することを目的として議論を行う。そのために、本節では磁気フリンジの形状に与える熱拡散の効果を定式化して議論し、磁気ホログラム記録時の熱拡散の挙動を明らかにする。

前章で述べたように、熱磁気記録方式により形成される磁気フリンジは、レーザー照射による温度上昇とその後の熱拡散過程による温度分布の変化により、その形状が決定されると考えられる。つまり、熱磁気記録の原理に基づけば、たとえ干渉光の強度分布とは異なっていたとしても、熱拡散等によってキュリー温度を超える部分があれば、その温度分布を元にして磁気フリンジは形成される。そのため、磁気ホログラムの形成過程を理解するためには、レーザー照射による温度上昇で形成される干渉縞に対応した温度分布と、そこからの熱拡散による温度分布の変化を考えなければならない。この熱拡散の影響を評価するにあたり、まず簡単のために、一次元に矩形状の周期的な温度分布が生じた際、その後の熱拡散過程を経て形成される磁気フリンジの広がりについて検討する。本節で仮定するモデルは、下記の点において近似を施している。

- (1) 現実には三次元の温度分布が生じ、熱拡散は空気や基板への熱伝達を含め三次元空間で発生するが、仮定したモデルでは幅方向のみの一次元の温度分布のみを考え、幅方向の一次元の熱拡散を考えている。
- (2) 材料の光吸収の結果、温度分布が生じるため、本来の温度分布は膜厚方向ならびに幅方向に変化がある。一般的には、表面付近で温度が高く、表面から離れるにつれ温度が低下し、また幅方向にも連続的な変化をする。一方で、仮定したモデルは、膜厚方向の温度分布は無視し、幅方向にも矩形状の初期温度分布を仮定している。

図 3.2-1 に上述のように仮定したモデルを用いて、熱拡散による磁気フリンジの経時変化を表した模式図を示す。図 3.2-1 (a) に示すモデルは、ガーネット単層膜において、膜面内方向に周期的な温度分布を与えた状態を示す。図中で、網目模様の領域が初期条件として与えた高温部を示しており、二光束の干渉の結果強め合った部分に相当する。高温部の温度  $T_H$  は記録エネルギー密度に依存する。網目模様以外の領域は低温部を示しており、光干渉の結果弱めあい、完全に打ち消しあった状態を考え、温度上昇が一切ない、すなわち室温 ( $T = 293.15 \text{ K}$ ) とした。高温部の幅と低温部の幅をそれぞれ  $w_H$  および  $w_L$  とした。この温度分布を初期状態として与えた後、熱拡散によって熱が広がる様子と、最終的に形成される磁気フリンジの形状について考える。

図 3.2-1 (b) および (c) に、水平方向の温度プロファイルの模式図を示す。図中の  $T_C$  は磁性材料のキュリー温度を示す。前述した初期状態を与えた後の経時変化により温度プロファイルが変化する様子を、 $t = 1 \sim 4$  の時間パラメータで示している。ここで、高い記録エネルギー密度で磁気ホログラムを形成した場合を考える。図 3.2-1 (b) のように、時間の経過に伴い、明瞭な矩形状の温度分布が熱拡散により広がっていく。一度でもキュリー温度を経験した領域が磁化反転するが、この条件では、 $t = 4$  で全体がキュリー温度以上になるため、初期の温度分布に関わらず、全領域が磁化反転することとなる。一方で、低い記録エネルギー密度で書き込みを行った場合には、図 3.2-1 (c) に示すように、本来の干渉縞に対応した領域のみが  $t = 0$  でキュリー温度を超え、それ以外の領域は  $t = 0 \sim 4$  のいずれにおいてもキュリー温度を下回っている。したがって、最終的に形成される磁気フリンジも、記録時の干渉縞に対応した形状を維持できる。

このように 1 次元の熱拡散しか考慮しない場合、フリンジ形状としては、基本的に全体がキュリー温度を超え磁化反転するか、初期の高温領域のみが磁化反転するかのどちらかである。定常状態の温度がキュリー温度を超えるか否かは、高温領域の初期温度  $T_H$  が特定の閾値を超えるかにより判定できることは明らかである。これ以降では、この閾値を閾値温度  $T_{th}$  と呼称する。

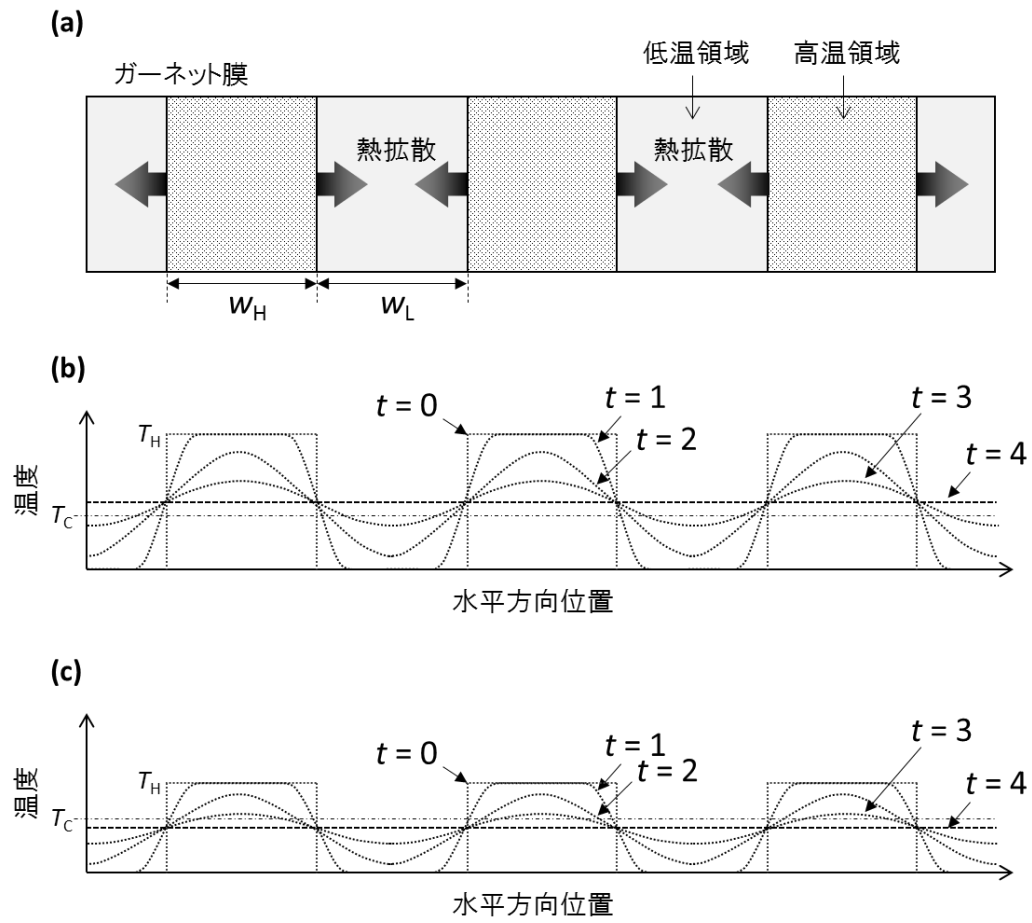


図 3.2-1 ガーネット単層膜中の一次元熱拡散にともなう温度分布の模式図.  
 (a) のモデルにおいて、温度  $T_H$  が (b) 閾値温度より高い場合 ( $T_H > T_{th}$ ), および  
 (c) 低い場合 ( $T_H < T_{th}$ ) について水平方向の温度分布を模式的に示した.

図 3.2-1 (b)および(c)に示す磁気フリッジがつながるかどうかの違いは，高温領域の熱が拡散し膜内で均一な温度分布をとったときに，その温度がキュリー温度を超えるか否かにより決定される．よって，熱拡散前後のエネルギー保存則を用いて磁気フリッジのつながる条件を導き出すことができる<sup>1-4)</sup>．

図 3.2-2 のように無限に続く周期熱源の一周期を切り取ったモデルを考える．初期状態では高温領域に温度  $T_H$  が与えられており，熱拡散を経て領域全域が一定温度  $T^\infty$  となることを考えたときの，モデルの一周期分の熱収支を次に示す．

$$T_H c'_G dw_H + 2 \cdot T_L c'_G dw_L/2 = T^\infty c'_G d(w_L + w_H) \quad (3.2-1)$$

ここで， $c'_G = c_G \rho_G$  はガーネットの体積あたりの比熱を示し，重量当たりの比熱  $c_G$  および密度  $\rho_G$  の積として表される．また， $d$  は膜の厚さを示し， $z$  方向（紙面手前方向）は単位長さとした．

全領域で磁化反転が生じる（全領域で磁気フリッジがつながる）とき，式(3.2-1)において  $T^\infty \geq T_C$  の条件を満たす．この条件下で，式(3.2-1)を高温領域の温度  $T_H$  についてまとめることで，下記の磁気フリッジがつながる条件を得ることができる．

$$T_H \geq T_{th} = T_C \frac{w_L + w_H}{w_H} - T_L \frac{w_L}{w_H} \quad (3.2-2)$$

式(3.2-2)は，高温領域に，高温領域自身と隣り合う低温領域を共にキュリー温度以上に加熱出来るだけの熱量を与えることが，磁気フリッジがつながる条件であることを示している．

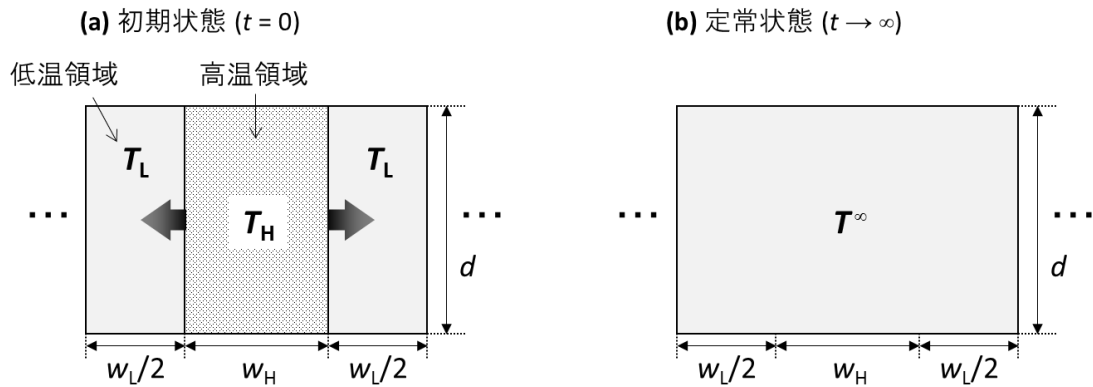


図 3.2-2 ガーネット単層膜の熱収支を計算するモデル．

(a) 初期状態，(b) 定常状態のときの様子を示す．

次に，図 3.2-3 のように，ガーネット膜以外の領域に熱が拡散することを考慮する．モデル外上下方向に逃げる熱量を  $Q_{\text{out}}$ ，定常状態の温度を  $T^\infty$  としたとき，熱収支は，

$$T_H w_H d + 2 \cdot T_L w_L d / 2 = T^\infty (w_L + w_H) d + Q_{\text{out}} / c'_G \quad (3.2-3)$$

となる．式(3.2-2)と同様に，高温領域の温度  $T_H$  について整理すると，ガーネット外部に熱が逃げるときに全体が磁化反転する条件は  $T^\infty \geq T_C$  であり，

$$T_H \geq T_{\text{th}} = T_C \frac{w_L + w_H}{w_H} - T_L \frac{w_L}{w_H} + \frac{Q_{\text{out}}}{c'_G w_H d} \quad (3.2-4)$$

と表せる．

式(3.2-4)は，図 3.2-3 に示すモデル外上下方向に拡散する熱量が多いほど， $T_H$  が大きくなっても，隣接する磁気フリンジ同士がつかないことを意味している．すなわち，意図的に上下方向への熱拡散を促進させ， $Q_{\text{out}}$  を大きくすることができれば，書き込みエネルギーを大きくして膜の奥深くまでの記録をしても，膜表面でのフリンジのつぶれを抑制でき，回折効率の向上が期待できることを示唆している．

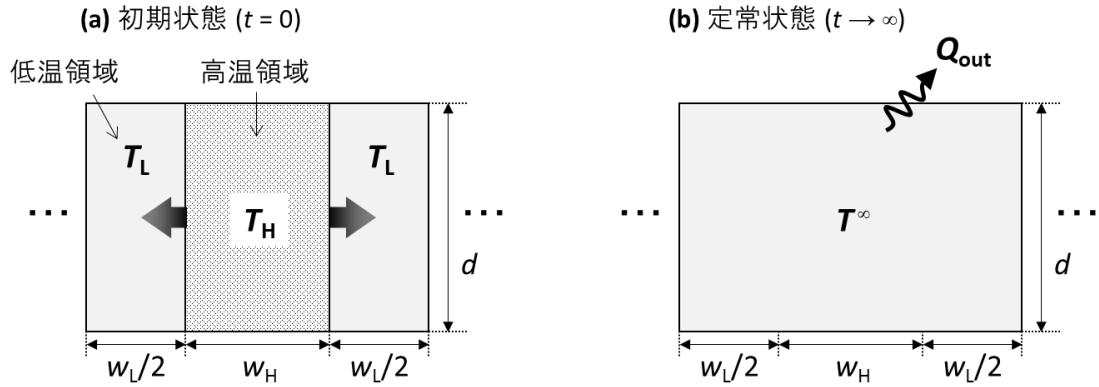


図 3.2-3 ガーネット単層膜の熱収支を計算するモデル．ここでは，初期状態から定常状態の間に  $Q_{\text{out}}$  の熱量が系外へ逃げることを仮定した．

(a) 初期状態，(b) 定常状態のときの様子を示す．

### 3.3 熱拡散制御のための多層膜媒体

前節にて，ガーネット膜の上下方向へ拡散する熱量を増加させることができれば，光照射により昇温された部分からの熱拡散による磁気フリンジのつぶれを抑制できることが示唆された．そこで，ガーネット膜外に積極的に熱を逃がすために，図 3.3-1(a)のように熱拡散層を挿入することを考えた．この熱拡散層に求められる条件は下記の通りである．

- (1) 使用する波長において，光吸収により昇温されない，透明な膜
- (2) 界面反射の少ない，ガーネット材料との屈折率差が小さい膜
- (3) 熱拡散係数がガーネットと同等以上である膜

図 3.3-1 に，ガーネットと等しい熱拡散係数を有する熱拡散層をガーネット層上下に配置した構造における，熱拡散による磁気フリンジの経時変化の模式図を示す．前節の図 3.2-1(a)では水平方向，すなわちガーネット膜内でしか拡散できなかった熱が，上下に配置された熱拡散層にも拡散できる．

ここで，ある点の熱が時間  $t$  後にどの程度拡散するかを表す指標として，材料  $i$  の拡散の特性距離  $d_{D,i} = \sqrt{\alpha_{Hi}t}$  を考える．ここで  $\alpha_{Hi} = k_i / \rho_i C_{pi}$  は材料  $i$  の熱拡散係数であり， $k_i$ ,  $\rho_i$ ,  $C_{pi}$  はそれぞれ材料  $i$  の熱伝導率，密度，比熱である．ガーネット内の左右方向の熱拡散を考えると，時間  $t$  の間に，高温部と低温部の界面からガーネットの拡散特性距離  $d_{D,G}$  の領域の熱が低温部の界面から  $d_{D,G}$  の領域に拡散するといえる（図 3.3-2）．一方，導入した拡散層への熱拡散を考えると，同様に界面から  $d_{D,G}$  の領域のガーネットの熱が界面から熱拡散層の熱拡散特性距離  $d_{D,D}$  までの領域の拡散層に拡散することになる．拡散層の熱拡散係数がガーネットと等しい場合には， $d_{D,D} = d_{D,G}$  となる．このことを考慮すると，図 3.3-1 (a) の高温領域（熱源）に一点鎖線で区切った上下左右の領域の熱が，それぞれ上下の拡散層および左右の低温ガーネット領域に拡散することになる．

すなわち GAM 構造を用いることで，高温部の温度が図 3.2-1 (b) と等しい場合にも，これまでガーネット膜内にしか拡散していなかった熱のうち，図 3.3-1 (a) に示した上下の三角の領域の熱は熱拡散層に拡散するため，図 3.3-1 (b) に示すように， $t = 4$  で温度がキュリー温度を超えず，本来の干渉縞を磁化状態として記録できる．その結果，実効的な書き込み深さが増加でき，磁気ホログラムの回折効率の向上が期待できる．

ここで、熱拡散層の熱拡散係数がガーネット層より大きい場合には、拡散層のより遠い領域まで熱が拡散できることになり、ガーネット/熱拡散層界面の温度はガーネットの高温部/低温部界面の温度より低くなり、より熱拡散層に多くの熱が拡散できるようになるが、逆に熱拡散層の熱拡散係数がガーネットより小さい場合には、ガーネットとの界面近傍にしか熱拡散できないため、界面温度は高くなり、熱拡散領域に拡散できる熱量が少なくなる。

前節で検討した式(3.2-4)と関連づけて考えると、図 3.3-1 (a)中に示した一点鎖線の領域のうち、熱拡散層に接する上下の三角形の領域から拡散する熱量が  $Q_{out}$  に相当する。この熱量を増加させ、効果的に熱を逃がすためには以下に示す方法が有効である<sup>2,5)</sup>。

- (1) 熱拡散係数の大きな材料を熱拡散層に用いる。
- (2) ガーネット層の厚みを熱拡散特性距離よりも十分に短くすることで、熱拡散層に熱を逃がせる領域が高温領域に占める割合を大きくする。
- (3) ガーネットより拡散する熱を受け入れるため、熱拡散層の厚みはその熱拡散の特性距離  $d_{D,D}$  の 2 倍以上とする。

主に、以上の 3 要素により  $Q_{out}$  の大きさが定まるといえる。したがって、材料の選定や構造の設計が、熱拡散層を導入するにあたり重要である。

本研究では、熱拡散層として酸化アルミニウム  $Al_2O_3$  (アルミナ) 膜について検討した。しかし、アルミナ以外にも、ガドリニウムガリウムガーネット等、先述の条件を満たす材料は熱拡散層として使用できる。我々は、上記のコンセプトに基づいてガーネット膜およびアルミナ膜を積層した構造をガーネット／アルミナ多層膜 (GAM) 構造と呼称し、以降の節では、その熱的・光学的特性を議論する。



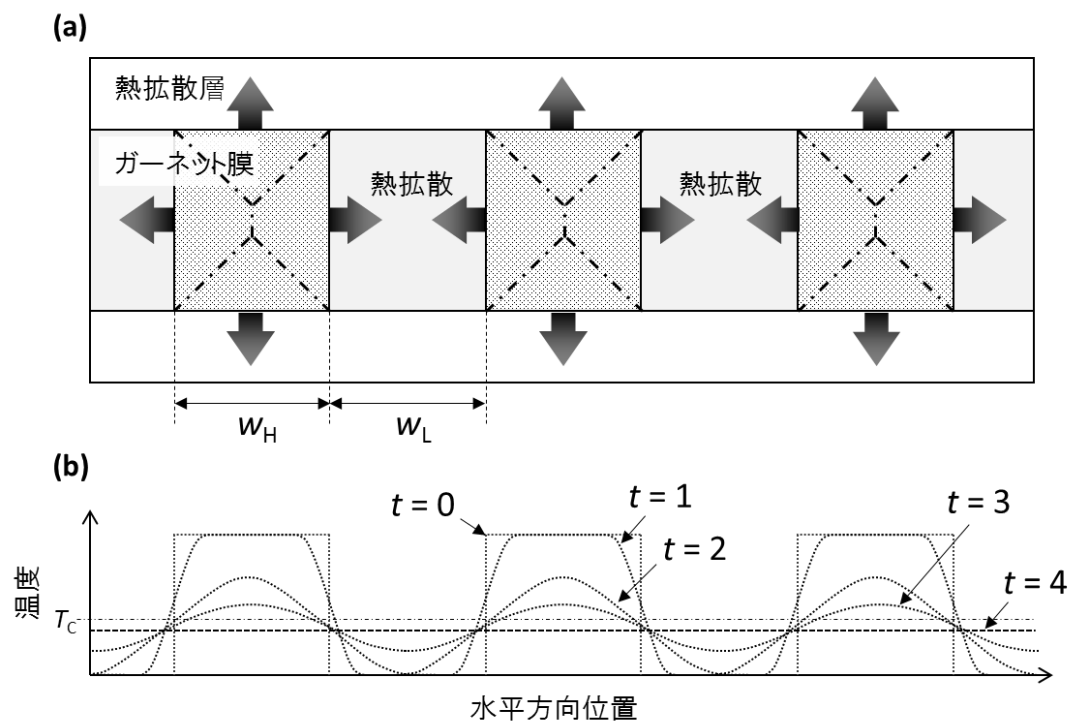


図 3.3-1 ガーネット膜の両面に熱拡散層を配置した構造中の熱拡散.

(a) モデルおよび (b) 水平方向の温度プロファイル.

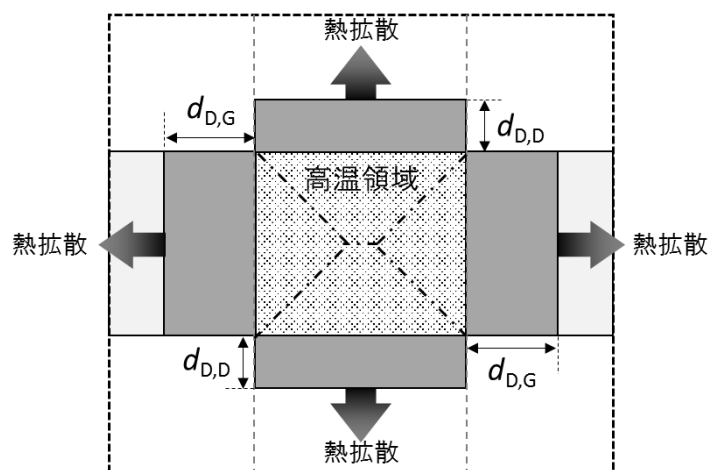


図 3.3-2 熱拡散特性距離と熱拡散の指向性.

### 3.4 多層膜媒体中の熱拡散挙動の解析

前節では、ガーネット層の表面に熱拡散層を配置することで、効果的に過剰なガーネット層の熱を取り除くことができ、磁気フリンジのつぶれが低減できる可能性があることを示した。実際は膜面内方向の周期的な温度分布に加え、面直方向にも光の伝搬・吸収によって温度の変化が生じる。したがって、GAM構造を設計するためには、種々の温度、構造に対して解析を行う必要がある。本節では、2.3節と同じ有限要素法 COMSOL 等を用いて熱伝導解析を行い、GAM構造の設計方法の検討並びにその有効性について検討を行う。

#### 3.4.1 表面のみに熱拡散層を導入した多層膜媒体

まずここでは、本章で提案している GAM 媒体の有効性について調べるため、その効果が顕著にみられると予想される、最も温度の高いガーネット膜表面にのみ熱拡散層を配置した GAM 媒体について、二光束干渉法による回折効率をシミュレーションにより評価することで、その有用性について検討する。

前節で述べたように、式(3.2-4)中の  $Q_{\text{out}}$  を決めるパラメータの一つが熱拡散層の体積である。そこで、熱拡散層の膜厚  $d_A$  を 0 nm から 200 nm の範囲で変化させ、磁気フリンジや回折効率に与える影響を調査した。また、このときのガーネット膜の膜厚は 3  $\mu\text{m}$  に固定した。本節では、2.3節と同じモデルを用い、表面にのみ熱拡散層を配置した際の回折効率への影響を評価した。本項で用いた物性パラメータを表 3.4.1-1 にまとめて示す。計算に用いた材料の物性値は 2.3.1.1 項の表 2.3.1.1-1 と同様であるが、光学特性の変化を伴わず熱拡散挙動のみに着目するため、本項に限り熱拡散層膜の屈折率はガーネットと等しくした。

図 3.4.1-1 に、表面に熱拡散層を装荷した GAM 媒体の回折効率の書き込みエネルギー依存性、図 3.4.1-2 に回折効率の熱拡散層膜厚依存性を示す。図 3.3.1-2 において膜厚 0 は単層膜を示し、縦軸は記録エネルギー密度 70  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  の回折効率である。表面に熱拡散層を装荷した構造は、単層膜に比べて高い回折効率を示すことが分かる。また、熱拡散層の膜厚が 75  $\mu\text{m}$  を超えた領域（図中 **B**）から、回折効率が飽和していることが分かる。

熱拡散層がフリンジ形状に及ぼした効果を明らかにするために、記録エネルギー密度 70  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  で形成された磁気フリンジの形状を図 3.4.1-3 に示す。熱拡散層の膜厚を増加させるに従い、表面付近での磁気フリンジのつぶれが減少す

ることが分かる．この磁気フリンジのつぶれの抑制の結果，**GAM** 構造は単層膜に比べて高い回折効率を示したものといえる．一方で，熱拡散層の膜厚が **150 nm** のときは表面でのつぶれが完全に解消されているものの，内部では依然としてつぶれが残っている．これが熱拡散層の膜厚増加に対して回折効率が飽和する要因であり，前項で述べたように，高温領域の形状に依存して熱拡散層に拡散できる熱に限りがあるためで，特定の膜厚以上に熱拡散層の膜厚を増やしても意味がないことを計算結果として示している．

図 3.4.1-1 における回折効率の記録エネルギー密度依存性において，書き込みエネルギーが低い領域では熱拡散層の有無に関係なく，回折効率は同様の立ち上がりを見せていることから，前章で用いた **MPC** のような **MO** 効果の増大を伴わないことが明らかである．すなわち，1.3.6 項で理論的に導いた

$$\eta \propto \sin^2 \hat{\theta}_F d \approx \hat{\theta}_F^2 d^2 \quad (1.3.6-8)$$

より，**MO** 効果の増大による回折効率向上は，どのエネルギー密度で書き込んだ場合でも同様の回折効率向上の効果が得られるはずであり，図 3.4.1-1 のような，特定の記録エネルギー密度においてのみ回折効率が向上する傾向は，フリンジ深さに影響を与える **GAM** 構造特有の効果であるといえ，熱拡散層の効果は，単層膜にて磁気フリンジのつぶれが生じるエネルギー領域（**70 mJ/cm<sup>2</sup>**～）において顕著であることが分かる．

表 3.4.1-1 本項の計算で使用した物性パラメータ．

	SGGG	BiDyAl:YIG	熱拡散層
屈折率 $n$	2.1	2.1	2.1*
消衰係数 $\kappa$	0	0.019	0
回転角 $\hat{\theta}_F$ (deg/ $\mu\text{m}$ )	-	2.26	-
熱伝導率 (W/cm-K)	7.05	7.00	1.80
密度 (kg/m <sup>3</sup> )	7080	5170	3000
熱容量 (J/cm-K)	382	570	800

ここに示すものはすべて波長 **532 nm** における値である．

\*3.4.1 項に限り，熱拡散層の屈折率をガーネットと等しくしている．

出典は表 2.3.1.1-1 を参照のこと．

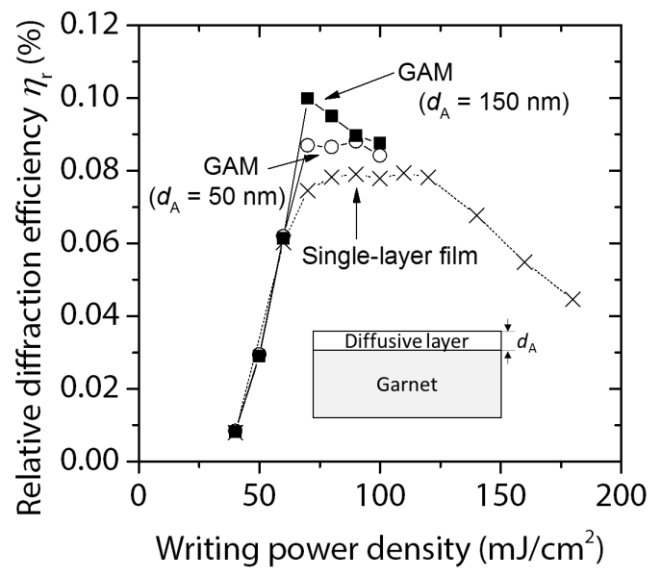


図 3.4.1-1 表面に熱拡散層を装荷した媒体における  
相対回折効率の記録エネルギー密度依存性．

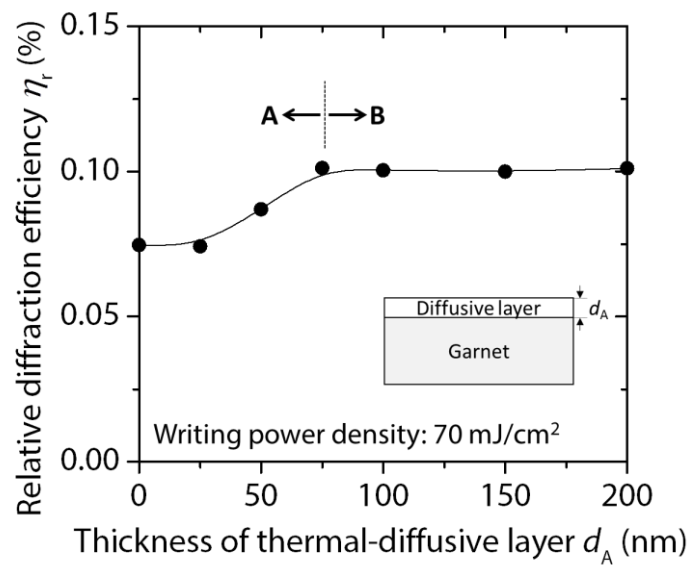
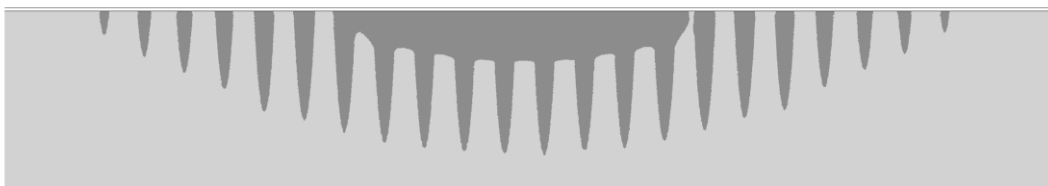


図 3.4.1-2 表面に熱拡散層を装荷した媒体における相対回折効率の熱拡散層  
膜厚依存性．記録エネルギー密度は 70 mJ/cm²．

(a) 単層膜



(b) 表面GAM ( $d_A = 50 \text{ nm}$ )



(c) 表面GAM ( $d_A = 150 \text{ nm}$ )

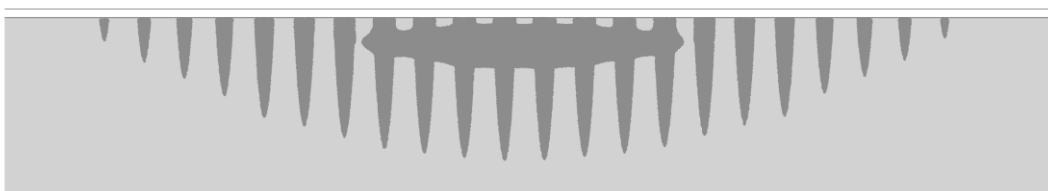


図 3.4.1-3 表面に熱拡散層を装荷した媒体に形成される磁気フリンジ形状.

### 3.4.2 複数の熱拡散層を導入した多層膜媒体

前項では，表面に熱拡散層を配置することによって表面付近の磁気フリンジのつぶれが抑制できることを示した．しかし，内部では未だに磁気フリンジのつぶれが生じており，熱拡散層の効果はガーネット／熱拡散層界面付近に限定されていることが分かった．さらに記録エネルギーを増加させ，より深く磁気フリンジを書き込むことを考えると，熱拡散層とガーネット層を交互に繰り返して積層し，ガーネット／熱拡散層界面を増やす必要がある．

図 3.4.2-1 に，繰り返し熱拡散層を導入した GAM 媒体の概念図を示す．3.3 節で述べたように，熱拡散層で薄いガーネット膜を挟み込むことで効率的に余分な熱を逃がすことが期待できる．ここでガーネット膜の高温領域の初期温度に応じて，効果的に熱を逃がすことの出来るアルミナおよびガーネットの膜厚（すなわち，最大で吸収可能な熱量  $Q_{out}$ ）が異なる．したがって，GAM 構造の基本要素であるアルミナ／ガーネット／アルミナ構造の各層の厚さについて，挟み込まれたガーネット膜の初期温度との関係を検討する必要がある．

図 3.4.2-1 (b)に本項以降で用いる計算モデルを示す．モデルの境界は周期境界条件を設定しており，一定のガーネット膜厚および一定のアルミナ膜厚を有する積層構造が無限に続いていると考えている．空間周波数 1500 linepairs/mm に対応する周期的な温度分布を考え，高温領域と低温領域の幅を決めた．高温領域には任意の初期温度を与え，その熱拡散過程を計算することで，高温領域の端からの磁気フリンジの広がり幅（片側  $X$ ）を計算した．ここで，広がり幅  $X$  は，中心水平線（図 3.4.2-1 (b) 中の一点鎖線）上で，キュリー温度以上に加熱された幅が初期の高温領域からどの程度増加したかを示す．この結果により，種々のガーネット膜およびアルミナ膜の膜厚の組み合わせに対して，ある初期温度でフリンジ幅がどの程度になるのかの関係を導くことができる．この関係を用いることで，磁気フリンジの広がり幅が特定の値以下になるように，任意の GAM 媒体を設計することができる．前項では熱拡散層の屈折率を無視しガーネットと同等としたが，本項以降では屈折率の影響も考慮に入れ，表 3.4.2-1 の物性パラメータを用いた．

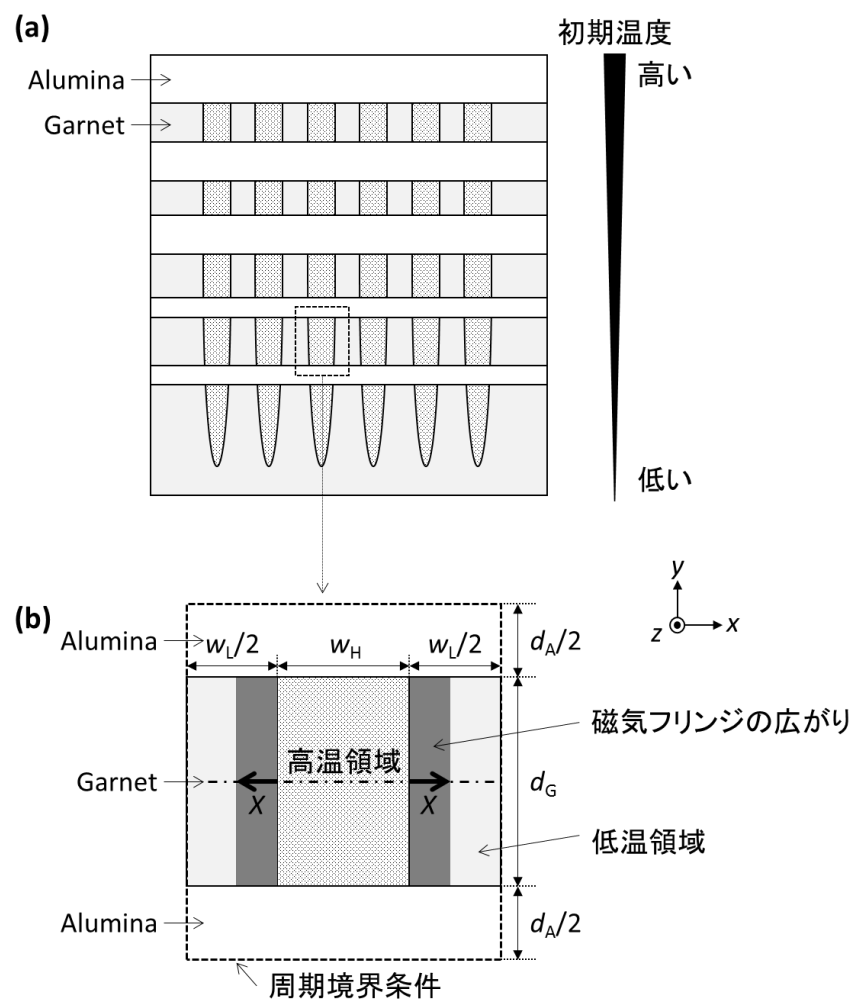


図 3.4.2-1 磁気フリンジの広がり幅を調べる計算モデル.

表 3.4.2-1 有限要素計算で使用した物性パラメータ.

	SGGG	BiDyAl:YIG	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
屈折率 $n$	2.1	2.1	1.77
消衰係数 $\kappa$	0	0.019	0
回転角 $\hat{\theta}_F$ (deg/ $\mu\text{m}$ )	-	2.26	-
熱伝導率 (W/cm-K)	7.05	7.00	1.80
密度 (kg/m <sup>3</sup> )	7080	5170	3000
熱容量 (J/kg-K)	382	570	800

ここに示すものはすべて波長 532 nm における値である.

出典は表 2.3.1.1-1 を参照のこと.

### 3.4.3 熱収支に基づいた多層膜媒体の温度変化の解析

はじめに、解析的手法を用いて、初期温度とガーネットおよびアルミナの膜厚の組み合わせ（以降、膜厚の組み合わせと省略）の関係がフリンジの広がり距離に及ぼす影響について評価した．ここでは 3.3 節と同様、図 3.4.3-1 のように無限に続く周期熱源の一周期を切り取ったモデルを考える．このときの熱量の均衡状態を定式化すると、

$$\begin{aligned} T_H c'_G d_G w_H + 2 \cdot T_L c'_G d_G \frac{w_L}{2} + 2 \cdot T_L c'_A \frac{d_A}{2} (w_H + w_L) \\ = T_C c'_G d_G (w_H + w_L) + 2 \cdot T_C c'_A \frac{d_A}{2} (w_H + w_L) \end{aligned} \quad (3.4.3-1)$$

と表せる．ここで、 $c_G$ および $c_A$ はそれぞれガーネットおよび熱拡散材料の比熱、 $\rho_G$ および $\rho_A$ はそれぞれガーネットおよび熱拡散材料の密度であり、 $c'_i = c_i \rho_i$  は材料  $i$  の体積あたりの比熱を示す． $z$  方向（紙面手前方向）は単位長さとした．式(3.4.3-1)の左辺は、図 3.4.3-1 (a) に示す系全体が持つ熱量、右辺は図 3.4.3-1 (b) に示す系全体が持つ熱量を示している．

この GAM 構造中に形成される磁気フリンジがつぶれる条件も 3.3 節と同様、高温領域に接する上下左右の 4 領域がすべてキュリー温度に達することである．すなわち、熱拡散層がキュリー温度分の熱量を吸収し、かつキュリー温度以下にガーネット層の温度を低下させることができない状態である． $T^\infty \geq T_C$  の条件下で、式(3.4.3-1)を高温領域の温度  $T_H$  についてまとめることで、下記の磁気フリンジがつながる条件を得ることができる．

$$T_H \geq T_C \left( 1 + \frac{c'_A d_A}{c'_G d_G} \right) \frac{w_H + w_L}{w_H} - T_L \left( \frac{w_L}{w_H} + \frac{c'_A d_A}{c'_G d_G} \frac{w_H + w_L}{w_H} \right) \quad (3.4.3-2)$$

式(3.4.3-2)を  $d_A$  について整理し不等号を反転させると、磁気フリンジがつぶれないために必要な熱拡散層の膜厚を得ることができる．すなわち、

$$d_A > \frac{c'_G}{c'_A} \left( \frac{T_H - T_L}{T_C - T_L} \frac{w_H}{w_H + w_L} - 1 \right) d_G \quad (3.4.3-3)$$

である．式(3.4.3-3)によると、もっとも一般的な  $w_H = w_L$  のとき、 $(T_H - T_L)/(T_C - T_L)$  が 2 以下になると必要とされる  $d_A$  が 0 を下回り、熱拡散層が不要となる．そのため、目安として、温度上昇がキュリー温度の 2 倍以上の温度にならない限り、熱拡散層がなくても磁気フリンジが完全につぶれることはない．式(3.4.3-3)は



物性パラメータが既知であれば，高温領域の温度によって $d_A$ および $d_G$ の膜厚の組み合わせが定まることを示唆している． $T_H = 400^\circ\text{C}$ のとき上式を図示したものを図 3.4.3-2 に示す．図中の塗りつぶされた領域が，磁気フリンジが完全につぶれない領域，すなわち式(3.4.3-3)を満たす領域を示している．

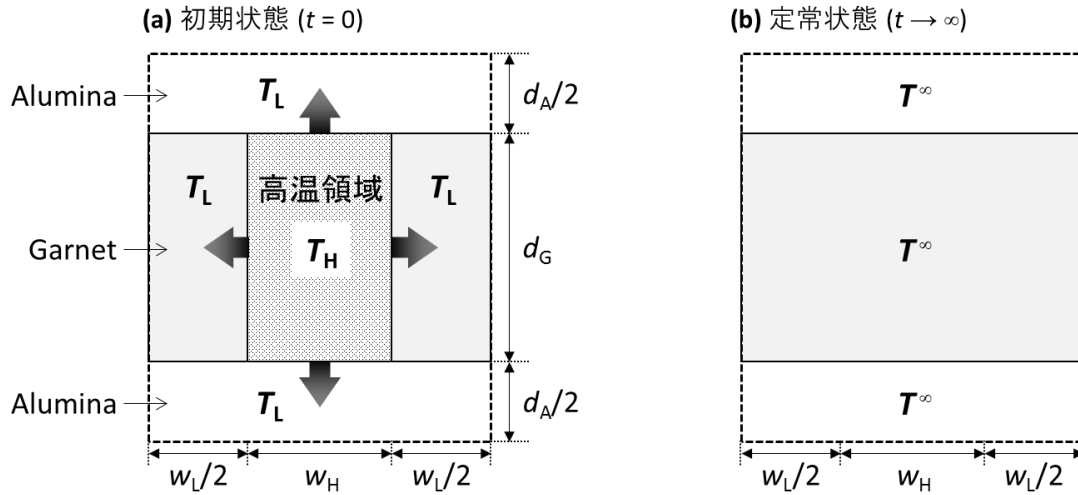


図 3.4.3-1 GAM 構造中に形成された磁気フリンジがつながる条件．(a) 初期状態および (b) 定常状態における温度分布の模式図を示す．

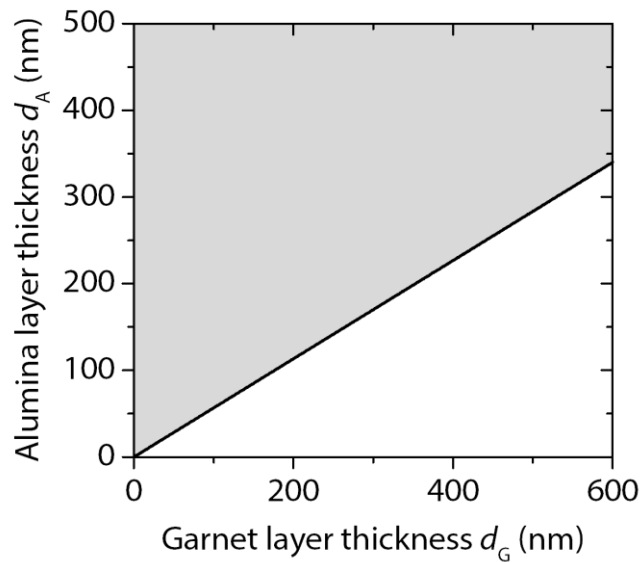


図 3.4.3-2  $T_H = 400^\circ\text{C}$ のときの，初期状態と定常状態の熱収支を元に求めたガーネットおよびアルミナ膜厚の組み合わせ．灰色の領域が式(3.4.3-3)を満たす範囲である．

ここまでの議論では，系が定常状態に至った時点において，系の温度がキュリー温度を超えるか否かで磁気フリンジのつぶれを判定した．ここで，時間経過の中で一度でもキュリー温度を超えたときに磁化反転が発生することを考えると，初期状態から定常状態の間の経時変化にも着目する必要がある．たとえば，図 3.4.3-3 のように熱拡散層の膜厚が厚い場合を考える．図 3.4.3-3 (a) に，モデル左端中央の観測点における温度を模式的に示す．ここでは，簡単のために，高温領域の上下左右の 4 領域のみに高温領域の各辺から熱が拡散すると仮定し，3.3 節の熱拡散の特性距離の議論より  $w_L < d_A \cdot d_{D,G}/d_{D,D}$  であるとする．

表 3.4.2-1 より BiDyAl:YIG の熱拡散率  $D_G = 2.38 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$ ，アルミナの熱拡散率  $D_A = 0.75 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$  である．ここで，時間  $t = 1$  としたときの単位時間における熱拡散長は，BiDyAl:YIG において  $d_{D,G} = 31 \text{ } \mu\text{m}$ ，アルミナにおいて  $d_{D,D} = 17 \text{ } \mu\text{m}$  である．したがって，ガーネット内では，アルミナ内よりも 2 倍程度熱の拡散特性距離が長い．

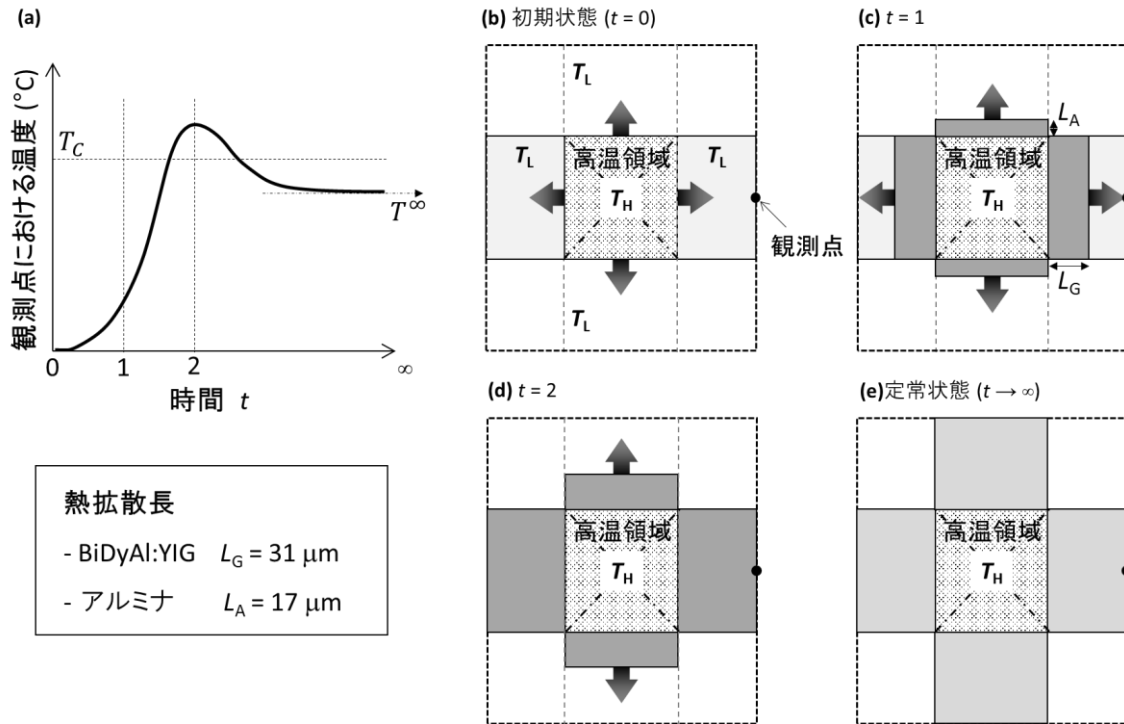


図 3.4.3-3 熱拡散長の概念を導入した GAM 構造中の熱拡散．

図 3.4.3-3 (b)–(e)に，熱拡散の時間経過を模式的に表す．濃い灰色の領域は熱が拡散した距離を模式的に示している．初期状態からある一定時間経過後 ( $t = 1$ )，熱は各層に定められた熱拡散長に従って，特定の距離だけ拡散する．ここで， $t = 2$ においては，アルミナに熱が拡散しきれていない中，優先的にガーネット全域に熱が拡散していることが分かる．その後定常状態に至ると，アルミナにも熱が十分に拡散し，系が均一温度に落ち着く．図 3.4.3-1 (a) に示す観測点の温度を見てみると， $t = 2$ においてはガーネット領域がキュリー温度を超えているが，定常状態ではキュリー温度を下回っている．式(3.4.3-2)の議論では，定常状態における熱収支のみを考えていたため，磁気フリンジがつぶれないという判定になるが，実際には熱拡散の過程で磁気フリンジがつぶれる．この点について，熱拡散長の概念を用いて整理する．

ガーネットおよびアルミナの熱拡散長の比率  $d_{D,G}/d_{D,D}$  を用いることで，図 3.4.3-4 に示すように熱拡散の挙動を 3 つに大別できる．

- (1)  $w_L/d_A = d_{D,G}/d_{D,D}$ : ガーネットおよび熱拡散層ともに，モデル端部へほぼ同時に熱が到達する．定常状態まで滑らかにガーネット膜の温度が上昇するため，式(3.4.3-2)を用いて磁気フリンジのつながりを議論できる．
- (2)  $w_L/d_A > d_{D,G}/d_{D,D}$ : ガーネットよりも先にアルミナのモデル端部へ熱が到達する．(1)と同様に滑らかに定常状態まで達するため，式(3.4.3-2)を磁気フリンジのつながりの指標にできる．
- (3)  $w_L/d_A < d_{D,G}/d_{D,D}$ : 前述した経時変化が重要となる場合である．初期状態と定常状態の熱収支の関係をもとに導かれた式(3.4.3-2)は適切ではない．

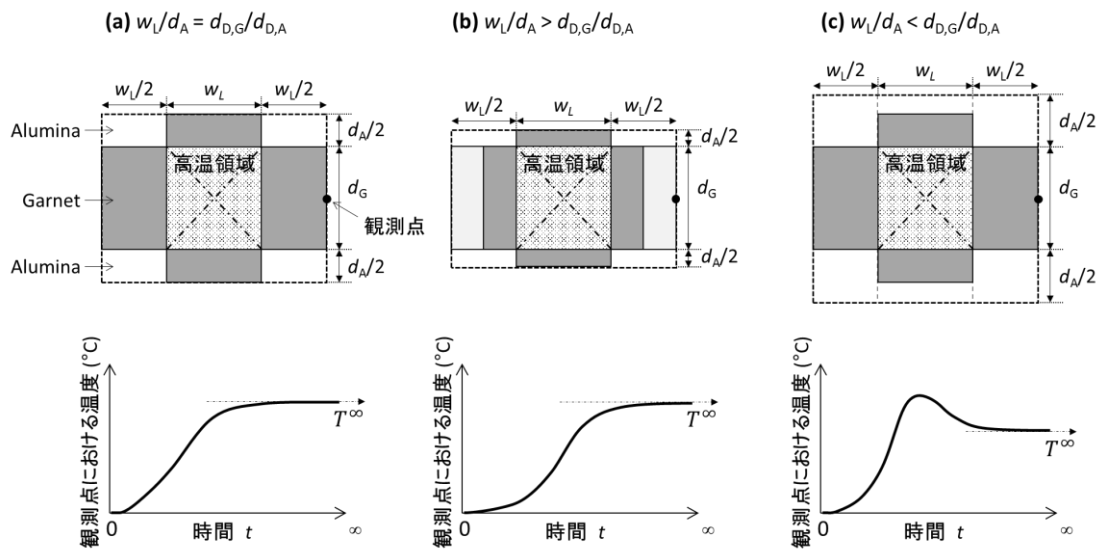


図 3.4.3-4 熱拡散長比  $d_{D,G}/d_{D,D}$  の概念と温度の経時変化．

$w_L/d_A < d_{D,G}/d_{D,D}$  の場合においてガーネットの温度が最大となるのは、熱拡散の過程でガーネット端部の温度が中心部の温度と同等になった付近であるといえる（すなわち，図 3.4.3-4 (c)のモデルの状態）。このときの熱の分布は  $w_L/d_A = d_{D,G}/d_{D,D}$  のとき（図 3.4.3-4 (a)）と同等であり，アルミナ膜が  $w_L/(d_{D,G}/d_{D,D})$  よりも厚くても，一度ガーネット膜が高温になってから定常状態までの冷却に寄与するのみである．したがって，アルミナ膜の膜厚には，熱拡散層として有効に作用する最大膜厚が存在することを示唆している．

ここまでの議論では，GAM 構造中の熱拡散挙動について物理的な側面から述べた．一方で，前述したように簡単のために，以上の議論では次の条件を仮定している．

- (1) 高温領域の上下左右の 4 領域のみに 1 次元的に熱が拡散するとした．
- (2) 基本的には熱収支のみを考慮して定常に達したときの温度で議論し，その途中経過については定性的にしか考慮していない．

次項では，以上の仮定から外れた場合も含み，2 次元の熱拡散も含めた現実的なモデルを有限要素法により計算し，GAM 構造の設計手法につなげる．

### 3.4.4 有限要素法を用いた多層膜構造の熱解析

前項では，ガーネットとアルミナ層の膜厚に応じた熱収支を計算することで，特定の温度  $T_H$  に対して，磁気フリンジがつかない膜厚の組み合わせを見積もった．しかしこの検討では，フリンジが繋がるかどうかの判定しか出来ず，また構造によっては熱収支の考慮だけでは不十分な場合もあることを示した．そこでより詳細な検討として，膜厚の組み合わせと最高温度の違いにより，磁気フリンジの縞がどの程度広がるか，すなわち磁化反転領域の広がり  $X$  について調査した．この解析にあたって，有限要素法により図 3.3.2-1 (b)に示すモデルに基づいた二次元の熱計算を行った．計算には第 2 章と同様，COMSOL Multiphysics を用いた．

図 3.4.2-1 (b)のモデルにおいて，初期に与える高温領域および低温領域の幅は同じ ( $w_H = w_L = 333 \text{ nm}$ ) とすると，ガーネットの膜厚  $d_G$  およびアルミナの膜厚  $d_A$ ，高温領域の温度  $T_H$  がパラメータとなる．ここでは，これらのパラメータが磁化反転領域の広がり  $X$  に与える影響を系統立てて評価する．

#### 3.4.4.1 熱拡散層の膜厚が磁化反転領域の広がり及び影響

はじめに、ガーネットの膜厚  $d_G$  を 300 nm に固定し、アルミナ層の膜厚および高温領域の温度を変化させたときの、磁化反転領域の広がり幅への影響を調査した。図 3.4.4.1-1 に、アルミナの膜厚を 100 nm および 200 nm としたとき的高温領域の温度と広がり幅  $X$  の関係を示す。ここで、縦軸の磁化反転領域の広がり  $X$  が 166.5 nm になったとき、図 3.4.2-1 (b) に示した磁気フリンジの広がり隣り合う高温領域に達したことを意味するため、少なくとも磁気フリンジの一部はつながることになる。

図 3.4.4.1-1 よりアルミナの膜厚に関わらず、280°C までは磁気フリンジの広がりが生じていないことが分かる。この磁気フリンジの広がりが生じない領域ができる理由は、図 3.4.4.1-2 に示すような一次元の熱拡散により説明できる。初期状態から熱拡散により、定常状態では系全体の温度が均一になる。このとき定常に達したときの温度  $T^\infty$  は、 $T^\infty = T_L + (T_H - T_L)/2 = (T_L + T_H)/2$  であり、これは界面における温度に等しい。温度  $T^\infty$  がキュリー温度  $T_C$  を超えないとき磁気フリンジの広がりが生じないため、 $T^\infty < T_C$  より、 $T_H < 2T_C - T_L = 270^\circ\text{C}$  が得られる。本モデルでは、2 次元の熱拡散を考慮しているため、実際の立ち上がり温度は  $270^\circ\text{C}$  よりもやや高くなったものと考えられるが、この温度は基本的にキュリー温度にのみ依存しており、アルミナやガーネット膜の膜厚等の形状を変化させても、立ち上がり温度は大きく影響を受けないと推測できる。

この  $280^\circ\text{C}$  の立ち上がりからしばらくは、アルミナの膜厚によらず直線的に広がり  $X$  が増加する。この領域では、アルミナ層およびガーネット膜に熱が拡散しつつ、磁気フリンジが広がっていく。ここで、アルミナの膜厚に依存した特定の温度（閾値温度）において、急激に広がり  $X$  が増加する現象が見られる。これは、3.3 節で述べたように、熱拡散層で吸収できる最大の熱量  $Q_{\text{out}}$  は熱拡散層の物性や形状により決まるためであり、吸収できる熱の許容量が大きい、厚いアルミナ膜を装荷する GAM 構造ほど閾値温度は高くなる。以上の結果より、より高温までフリンジのつながりを抑制するには、GAM 構造中のアルミナ膜の厚さを厚くすることが有効であり、アルミナ層の膜厚が磁気フリンジの広がりを抑制できる閾値温度を決めるパラメータであるといえる。

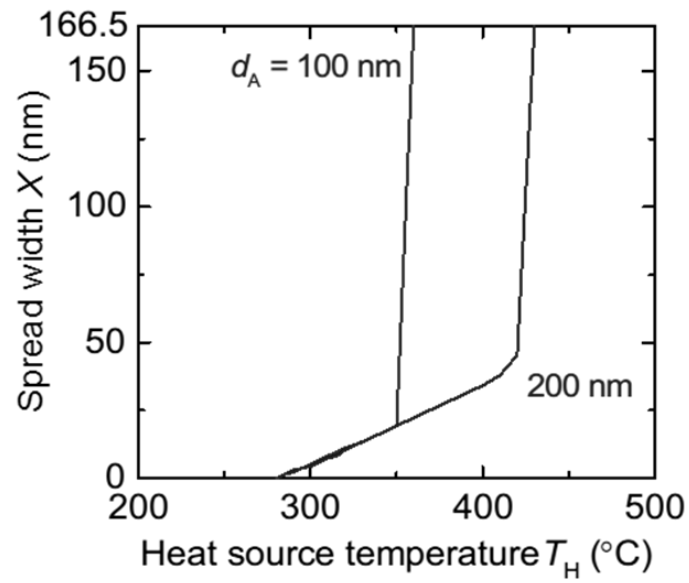
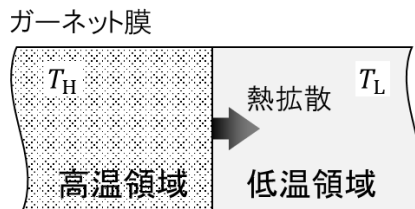


図 3.4.4.1-1 アルミナ層の膜厚および高温領域の温度が磁化反転領域の広がり  
に与える影響．ここではガーネットの膜厚が 300 nm のときの例を示す．

(a)



(b)

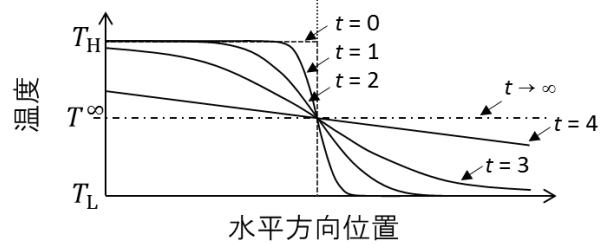


図 3.4.4.1-2 高温領域と低温領域の境界における熱拡散に着目した  
一次元無限モデル．

### 3.4.4.2 ガーネット層の膜厚が磁化反転領域の広がり及ぼす影響

次に、アルミナ膜厚 $d_A$ を 200 nm に固定して、ガーネットの膜厚 $d_G$ と最高温度の違いが磁気フリンジの広がり  $X$  に及ぼす影響を調査した．図 3.4.4.2-1 (a) にガーネットの膜厚が 100 nm および 300 nm のときの最高温度と広がり幅の関係を示す．前節の図 3.4.4.1-1 と似た傾向を示しており，約 280°C まではフリンジの広がりには認められない．ただし，立ち上がりからの線形部分の傾き，すなわち熱拡散層へ拡散する熱量の大きさがガーネット膜の膜厚に依存して異なる．これは，図 3.4.4.2-1 (b)および(c)に示すように，ガーネットの膜厚が厚くなるほど，ガーネット層へ優先的に拡散する熱量（図中の領域 **G** の面積に対応する熱量）が増加するためである．領域 **G** から拡散する熱量 $Q_G$  は領域 **G** の面積 $S_G$ を用いて $Q_G = C'_G S_G (T_H - \Delta T)$ と表すことができ，低温部の温度変化 $\Delta T$ に対して領域 **G** の面積が大きいほど熱量は大きくなり，即ち低温部で吸収すべき熱量が大きくなる．この結果，厚いガーネット膜では，より大きな熱を有するため，磁気フリンジが広がりやすくなり，立ち上がり領域の傾きが増加するといえる．

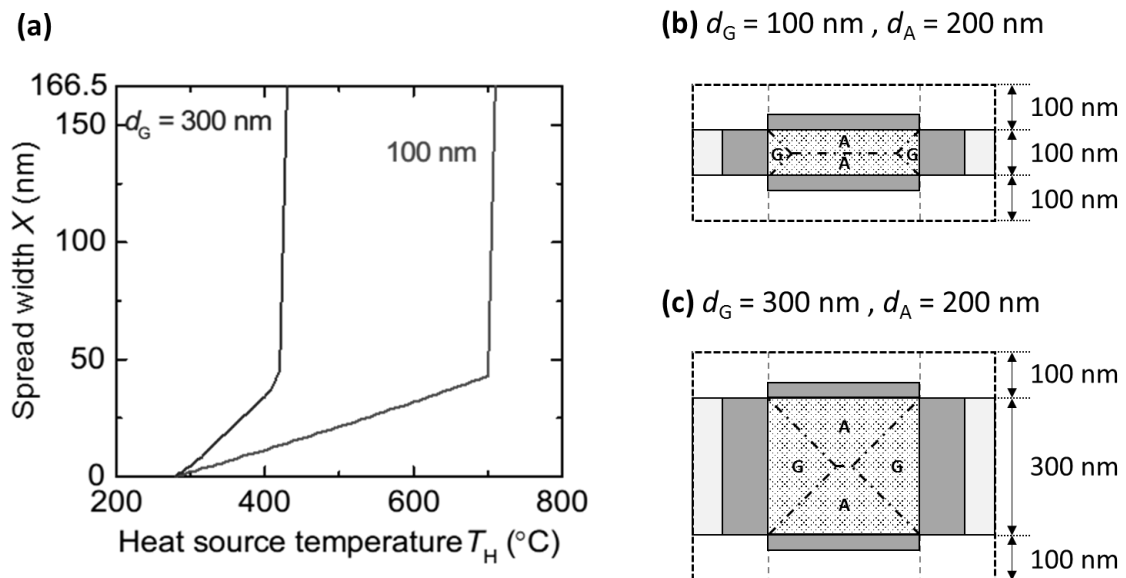


図 3.4.4.2-1 ガーネット層の膜厚および高温領域の温度が磁化反転領域の広がり及ぼす影響．ここではアルミナ膜の膜厚が 200 nm のときの例を示す．(a) 高温領域の温度と広がり幅の関係，(b)  $d_G = 100$  nm および (c)  $d_G = 300$  nm のときの熱拡散領域の模式図．

また、磁気フリンジの広がりが増加する閾値温度は、アルミナ膜と同様にガーネット膜の膜厚にも依存していることが分かる。ここで高温部の温度が一定の条件下で、ガーネット膜の膜厚が増加しても、熱拡散層へ優先的に拡散する熱量（図中の領域 A の熱量）はほぼ一定のままである。そのため、ガーネットの厚みが厚いほど、高温部の温度を上昇させた際、この増加した熱量はガーネット層に拡散し、高温部の温度が低くともフリンジの広がり幅は増大しやすくなる。

### 3.4.4.3 各層の膜厚が磁化反転領域の広がり及び影響のまとめ

3.4.4.1 および 3.4.4.2 項では、ガーネット膜およびアルミナ膜を変化させたときの、高温領域のもつ温度と磁気フリンジの広がり  $X$  との関係を調査した。ここで、これらの関係をまとめると、

- (1) ある一定の温度（今回の場合では、 $280^{\circ}\text{C}$  程度）以下では磁気フリンジはほぼ広がらない。また、この温度は各層の膜厚にほぼ依存しない。
- (2) 磁気フリンジが広がり始めるからの直線領域の傾き、すなわち磁気フリンジの広がりやすさは、ガーネット層膜厚によって定まる。厚いガーネット層では、ガーネット層の低温領域に拡散する熱量が大きいため、磁気フリンジが広がりやすくなる。
- (3) ある温度以上では、GAM 構造を用いても磁気フリンジがつながる場合がある。この閾値温度は、ガーネット層を薄くし、アルミナ層膜厚をガーネット層膜厚と拡散特性距離により決まる厚さより厚くすることで高くできる。

以上の点より、磁気ホログラム記録時の温度上昇の大きな媒体表面付近では、ガーネット膜を薄く、アルミナ膜を厚くしなければならないことが明らかである。また、それ以降は徐々にガーネット膜厚の割合を増やしてもフリンジの広がりを抑制できる。GAM 構造は、基本的にこの考えに基づいて多層膜構造を設計していくことが重要である。



### 3.5 多層膜媒体の設計方針の検討

前節では，ガーネット膜厚およびアルミナ膜厚が磁気フリンジの広がりを与える影響を個々に調べることで，定性的な理解に努めた．本節では，より具体的に，適切な GAM 構造を設計するために必要な各層の膜厚の組み合わせについて検討し，その設計方針を明らかにする．

#### 3.5.1 各層の膜厚が磁気フリンジの広がりを与える影響

図 3.5.1-1 に一例として，高温領域の温度  $T_H$  を  $400^{\circ}\text{C}$  とした場合の，アルミナおよびガーネット層の膜厚が磁気フリンジの広がり幅  $X$  に与える影響を示す．いかなるガーネット膜厚においても，ある特定のアルミナ膜厚で変曲点を持ち，その変曲点の前後で広がり幅  $X$  の傾きが大きく変わっていることが分かる．たとえば，ガーネット膜厚が  $300\text{ nm}$  のときには，アルミナ膜厚が  $170\text{ nm}$  以上ではアルミナの膜厚に関わらず一定の広がり  $X$  をとる一方で， $170\text{ nm}$  を下回ると急激に広がり  $X$  が増加する．これは，3.4.4.1 項で述べたように，熱拡散層が吸収可能な熱の許容量を用いて説明できる．熱拡散層の膜厚を変化させると熱拡散層の総熱容量が変わり，その総熱容量に応じた熱量を吸収できる． $300\text{ nm}$  のガーネット層から熱拡散層に拡散する熱は，基本的には図 3.5.1-2(b)に示す A の領域が有する熱であり，この熱が単純に直上のアルミナ層に拡散する場合に，キュリー温度に達しないためには，アルミナ層は約  $190\text{ nm}$  あれば良いことになる．実際には 2 次元的な熱拡散も生じるため，図に示されるように熱拡散層の膜厚が  $170\text{ nm}$  以上であれば，領域 A の過剰な熱量が拡散してもアルミナ層はキュリー温度に達しないことを意味する．逆に，これ以上にアルミナ層を厚膜化しても，これより厚い領域には十分な熱拡散が生じないため意味をなさない一方で， $170\text{ nm}$  以下ではアルミナ層自体の温度がキュリー温度に達し，3.4.4.1 項で述べたように，吸収しきれない熱がガーネット膜に拡散するため急激に磁気フリンジの広がり  $X$  が増加すると考えられる．

一方，ガーネット層が  $300\text{ nm}$  より薄い場合には，アルミナ層に拡散する熱量自体が小さくなり，より薄いアルミナ膜厚でもフリンジの広がり幅抑制効果を有する．逆に，ガーネット膜厚が  $350\text{ nm}$  および  $400\text{ nm}$  の場合では，フリンジの広がり幅を抑制するために，より厚いアルミナ層を必要とすると共に，変曲点付近の広がり  $X$  の変化が緩やかになっていることが分かる．これは，

図 3.5.1-2 に示すように、 $d_G > w_H$  の場合はガーネット層内へ拡散する熱量が大きく、熱拡散層の膜厚の変化によるガーネット層に拡散する熱量の変化の影響を受けやすくなるためだと考えられる。

また、3.4.3 項で熱収支の考えに基づき解析的に求めた、磁気フリンジがつながるアルミナ膜厚を、図 3.5.1-1 上部に矢印として示している。有限要素法を用いて詳細に検討した本結果とおおむね一致しており、本章はじめで議論した、熱収支の観点から求めた磁気フリンジの繋がる条件の判定法が良い近似であることを示唆している。

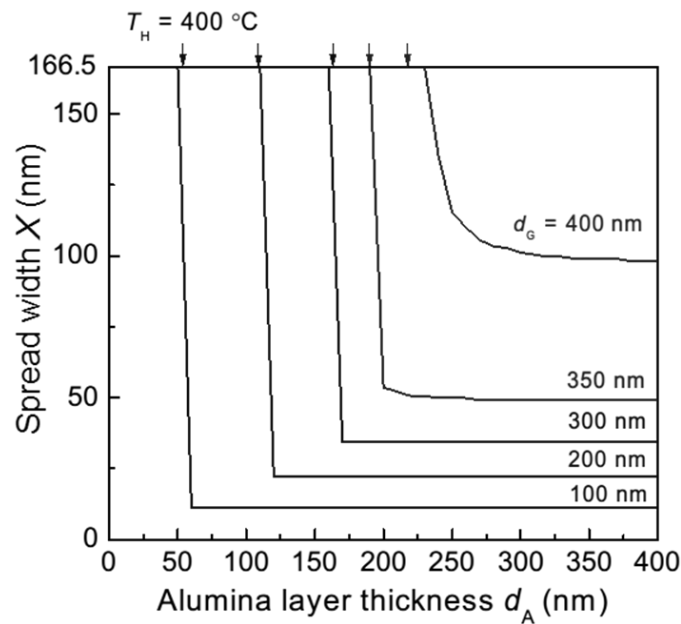


図 3.5.1-1 各層の膜厚が磁気フリンジの広がりを与える影響。

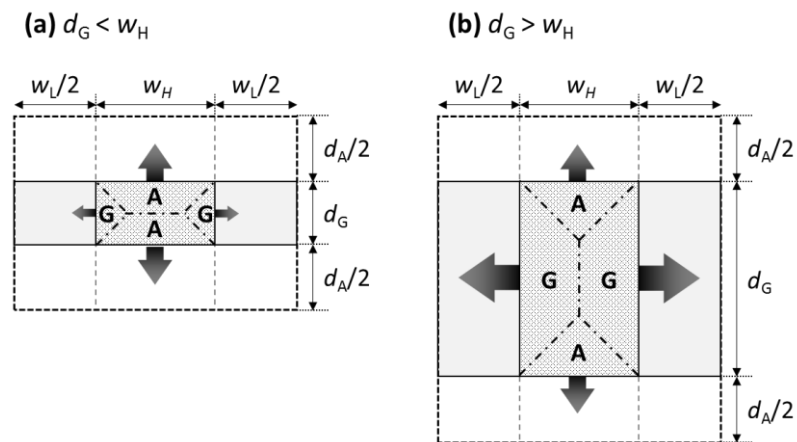


図 3.5.1-2 ガーネット膜厚が高温領域の幅よりも  
(a) 小さい場合、および (b) 大きい場合の熱拡散の挙動。

### 3.5.2 高温領域の温度と適切な膜厚の組み合わせの決定

前項において、特定の高温部の温度に対して、各層の膜厚が磁気フリンジの広がり  $X$  に与える影響をまとめた。ここで、GAM 構造の設計にあたり許容できる磁気フリンジの広がり  $X_0$  を定めることで、特定の温度に対する適切な膜厚の組み合わせを決めることができる。本論文では一例として、 $X_0$  を 50 nm に設定して磁気フリンジの広がりが 30% 以内に収まることを GAM 構造設計の条件とした。 $X_0$  は任意に定めることができるが、 $X_0$  が小さいほど熱拡散による磁気フリンジの変化の影響が小さくなる一方で、GAM 構造中に挿入する熱拡散層の層数は増え、かつ熱拡散層の膜厚が媒体全体の膜厚を占める割合が大きくなる。実際には、これらの条件ならびにフリンジ形状が再生像に及ぼす影響を考慮した上で、 $X_0$  をどの程度にするか決定する必要がある。

図 3.5.2-1 に、種々の高温領域の温度に対して、 $X = 50$  nm となるガーネットおよびアルミナ膜厚の組み合わせを示す。この図は、図 3.5.1-1 のように、ある高温領域の温度に対して、膜厚の組み合わせを変化させながら磁気フリンジの広がり  $X$  の変化を求め、 $X = 50$  nm になる膜厚の組み合わせを決定し、図示したものである。図中に示す線上の膜厚の組み合わせが全て  $X = 50$  nm を満たしており、これらの線よりもアルミナが厚く、ガーネットが薄い領域が  $X \leq 50$  nm を満たす領域であり、この領域のアルミナ・ガーネットの膜厚の組み合わせを用いることで、フリンジの広がり幅  $X$  を 50nm 以下に出来る。図 3.5.2-1 の各プロットにおいても、例えば 350°C の条件においてはアルミナ膜厚 160nm 付近で線の傾きが急に変わっているように、変曲点が存在している。前項で述べたように、変曲点よりも熱拡散層の膜厚が厚い領域では、ガーネット膜厚がほぼ一定であり、変曲点よりもアルミナ膜厚を厚くしても、フリンジ幅の広がり抑制にはあまり効果がないことを意味する。逆に薄くする場合には、ガーネットの膜厚も薄くしなければならない。

今回は、アルミナとガーネットの膜厚の組み合わせを決めるため、GAM 構造全体の膜厚におけるガーネット膜厚が占める割合を最大にすることを指標として、組み合わせを決定した。これは、磁気ホログラムの再生に寄与するガーネット膜を、媒体の総膜厚において最大化することが有効である、という考えである。

図 3.5.2-1 に示した各線を元に、高温領域の温度が 300°C および 400°C のときの、アルミナ膜厚  $d_A$  とガーネット膜厚が総膜厚に占める割合  $d_G/(d_G+d_A)$  の関係を図 3.5.2-2 に示す。これは図 3.5.2-1 の縦軸を  $d_G \rightarrow d_G/(d_G+d_A)$  に変換し

たものに相当する．この関係においても変曲点が存在し，変曲点よりもアルミナの膜厚が薄いときに，ガーネット膜厚が総膜厚に占める割合が高い水準を維持していることが分かる．この領域では，図 3.5.2-3 (b)–(d)に示すように，アルミナ膜厚が増えるに従いアルミナ層およびガーネット膜の両方が同じ比率で増加するため，ガーネット膜厚が総膜厚に占める割合は変わらず，**GAM** 構造の基本要素（アルミナ／ガーネット）全体の膜厚が変化する．変曲点よりもアルミナ膜厚が厚いときは，図 3.5.2-3 (d)および(e)に示すように，磁気フリンジの広がりをも  $X = 50 \text{ nm}$  を維持するため，ガーネットに熱が拡散する領域（図中の領域 **G**）を一定としたまま，アルミナ層の厚さだけを増やしている領域であり，ガーネット膜厚が総膜厚に占める割合  $d_G/(d_G+d_A)$  は減少傾向を示す．図 3.5.2-3 (f) はこの法則に従わない構造を示しており，この場合は領域 **G** の増加に伴い  $X = 50 \text{ nm}$  を維持できずに磁気フリンジが広がる．そのため，図 3.5.2-2 では図のプロットよりも下のガーネット比率が低い領域が  $X \leq 50 \text{ nm}$  を満たす領域である．

これより図 3.5.2-2 中の水平のプロットが媒体の総膜厚においてガーネット膜厚を最大化できる領域である．かつ，基本要素の膜厚が厚ければ，ガーネットの総膜厚を一定とした場合，**GAM** 構造の形成に要する層数は減るため，構造作製の容易さという観点からは望ましい．よって，水平部分において最もアルミナ膜厚が厚い部分，すなわち図 3.5.2-2 の変曲点に近い膜厚の組み合わせが，媒体中のガーネット厚を最大にするために効率的な組み合わせであるといえる．そこで，水平部分および傾きを持つ部分の漸近線が交わる点（変曲点）の膜厚の組み合わせを，ある温度に対する適切な膜厚の組み合わせとした．この考えに基づき決定した，高温領域の温度とアルミナ層，ガーネット層の膜厚の組み合わせを図 3.5.2-4 に示す．この関係とガーネット膜内の温度分布を用いることで， $X \leq 50 \text{ nm}$  の条件下での **GAM** 構造を一定の手続きに従って設計することができる．

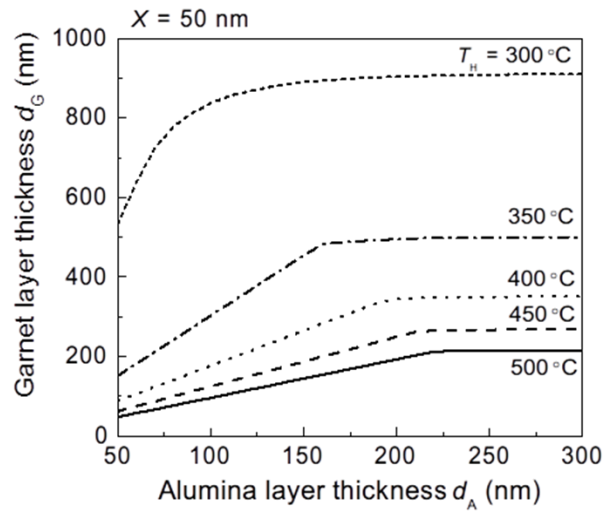


図 3.5.2-1 磁気フリンジの広がり  $X$  が 50 nm となるときの高温領域の温度に対する各膜厚の組み合わせ.

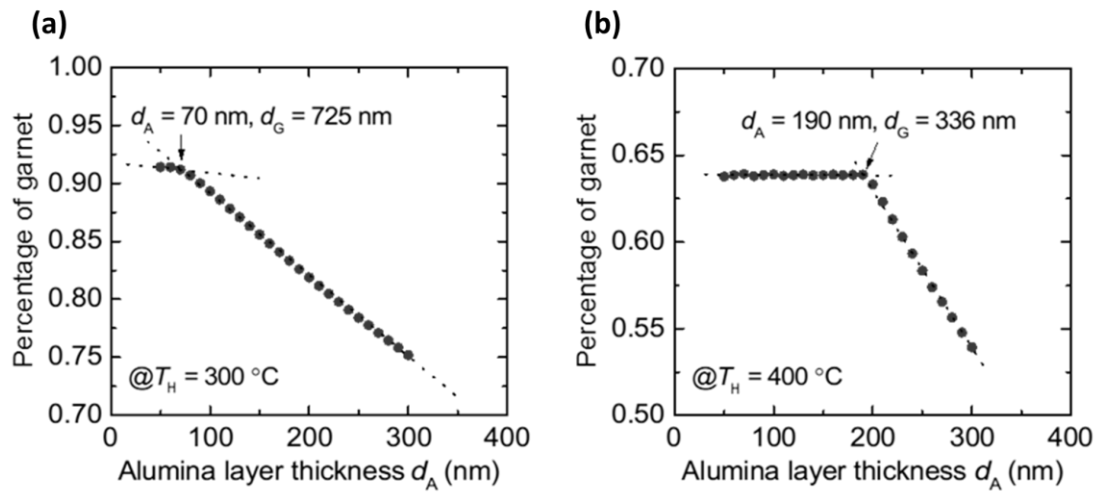


図 3.5.2-2 アルミナ膜厚  $d_A$  と, ガーネット膜厚が総膜厚に占める割合  $d_G/(d_G+d_A)$  の関係. 例として, 高温領域の温度が (a) 300 °C および (b) 400 °C のときの関係を示す.

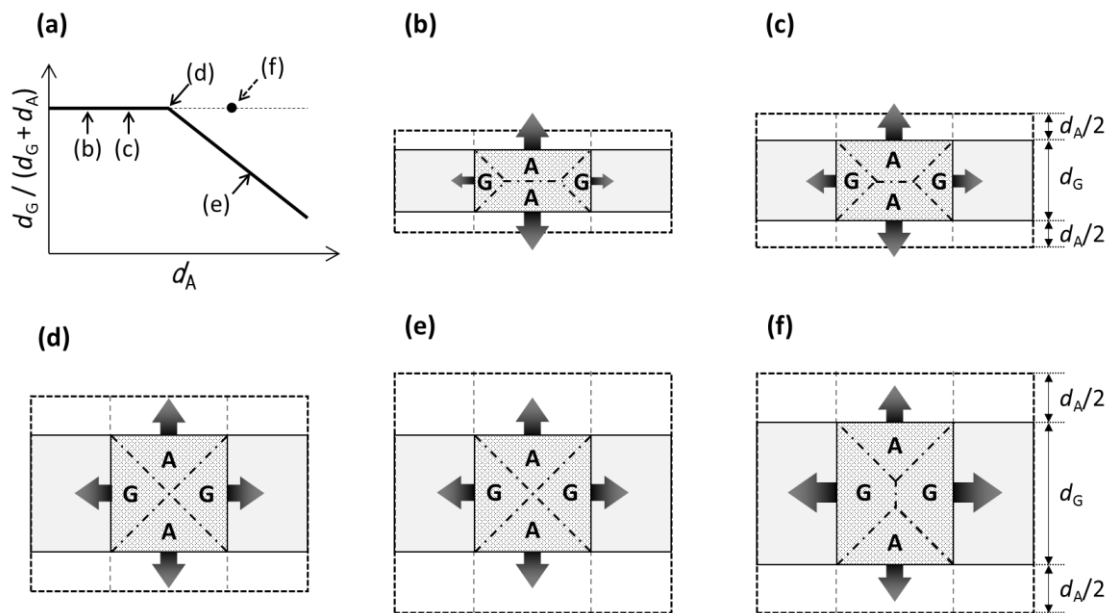


図 3.5.2-3 ガーネット膜厚が総膜厚に占める割合  $d_G/(d_G+d_A)$  と熱拡散の関係.

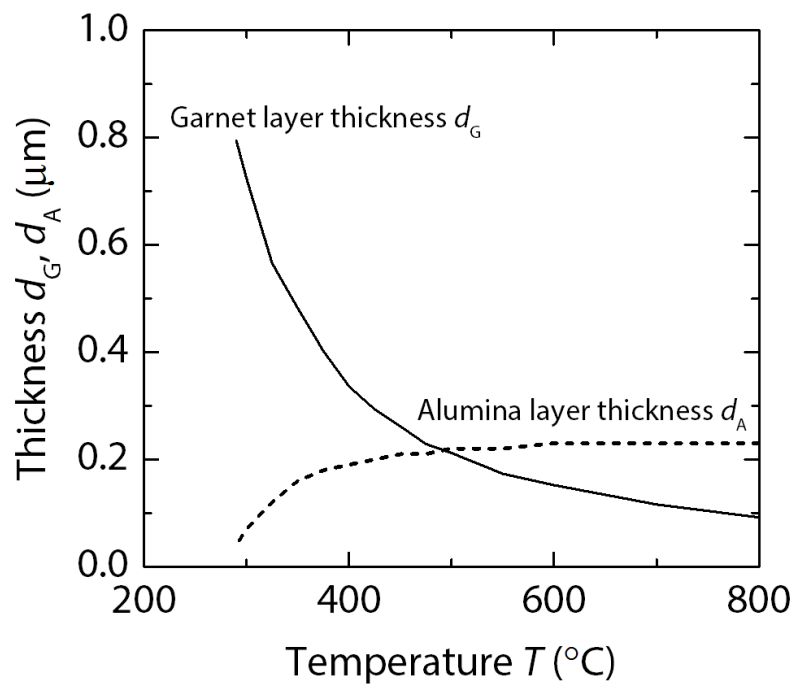


図 3.5.2-4 高温領域の温度と適切な膜厚の組み合わせ.

### 3.5.3 多層膜構造の設計例

前節で、GAM 構造の基本単位におけるアルミナ膜厚、ガーネット膜厚それぞれの設計方針を示した。この設計方針においては、ガーネット膜中の高温領域の温度が均一であると仮定した。しかし、実際には表面付近では温度上昇が大きく、奥に行くほどでは小さくなる等、膜厚方向にて高温領域の温度に分布がある。そこで実際の GAM 媒体を設計するには、これらの温度分布も考慮に入れる必要がある。また、膜内の温度は記録エネルギー密度によっても変化するため、GAM 構造は記録エネルギー密度に応じて適切な構造を設計しなければならない。

本項では、例として図 3.5.3-1 に示す、単層膜に記録エネルギー密度  $77 \text{ mJ/cm}^2$  で記録した際の温度分布を用いて GAM 構造を設計した。設計には、図 3.5.3-1 (b) に示す、媒体中心の温度プロファイルおよび、前節で求めた高温領域の温度と適切な膜厚の組み合わせを用いた。

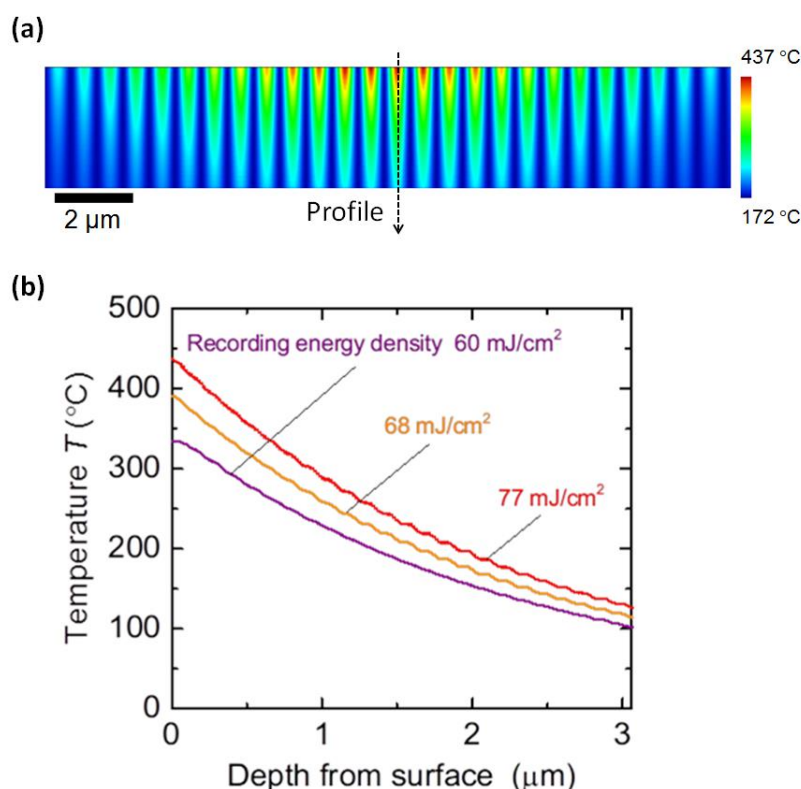


図 3.5.3-1 設計に使用した単層膜の温度分布。

(a) 記録エネルギー密度  $77 \text{ mJ/cm}^2$  における媒体断面の温度分布，(b) 中央面直方向の温度ラインプロファイル。

実際の設計手順は下記の通りである．

- (1) 図 3.5.3-1(b)におけるガーネット膜表面の温度に対応する基本単位の膜厚を図 3.5.2-4 より決定し，最上部にその膜厚のアルミナ／ガーネット構造を配置する
- (2) 次に図 3.5.3-1(b)より，前ステップで決定したガーネット膜厚に対応する深さにおける温度を読み取り，その温度における基本単位の膜厚を図 3.5.2-4 より決定し，先の構造の下にアルミナ／ガーネット構造を配置する
- (3) 手順(2)を熱拡散層が必要なくなる深さまで，すなわち温度が 280°C を下回るまで繰り返す

以上の手順により，GAM 構造を設計する．本章では，単層膜と比較しながら議論を進めるため，最も下部のガーネット層の膜厚を調整し，ガーネットの総膜厚を単層膜の膜厚と等しくした．また，単層膜では表面が空気／ガーネットの界面だったのに対し，GAM 構造では空気／アルミナの界面となる．これにより表面反射率の違いが生まれ，記録エネルギー密度等に差異が生じる．この点についても単層膜との比較のため，無反射コーティングと同様の考えに基づき，単層膜と同程度の反射率となるように最表面のアルミナ膜の膜厚を手順(1)で決めた膜厚よりも厚い方向で調整した．

例として，3.1  $\mu\text{m}$  のガーネット膜に，記録エネルギー密度 77  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  で記録することを前提とした GAM 構造の設計手順を以下に示す．

- (1) 図 3.5.3-1 (b)に示す単層膜の温度プロファイルより，最表面の温度は 437°C である．したがって，この温度に対応する GAM 基本要素の膜厚の組み合わせは，図 3.5.2-4 より，アルミナ膜厚  $d_{A1} = 202 \text{ nm}$ ，ガーネット膜厚  $d_{G1} = 286 \text{ nm}$  である．これらを GAM 構造の最上部に配置する．
- (2) 続いて，最表面から前回配置したガーネット膜厚  $d_{G1} = 286 \text{ nm}$  分だけ深い位置における温度を調べると 392°C であるため，同様にアルミナ膜厚  $d_{A2} = 187 \text{ nm}$ ，ガーネット膜厚  $d_{G2} = 358 \text{ nm}$  となる．これを，これまでの構造 (A1/G1) 下に配置する．
- (3) (2)と同様に，これまでに配置したガーネット総膜厚  $d_{G1} + d_{G2} = 644 \text{ nm}$  だけ深い位置の温度 335°C に対応する基本要素の膜厚， $d_{A3} = 137 \text{ nm}$ ， $d_{G3} = 537 \text{ nm}$  を A1/G1/A2/G2 の下に配置する．
- (4) ここで，これまでに配置したガーネット総膜厚  $d_{G1} + d_{G2} + d_{G3} = 1181 \text{ nm}$  だけ深い位置では，温度が 270°C であり，これ以上熱拡散層を必要としない．



したがって，最下部のガーネット層 G3 の膜厚を，ガーネット総膜厚が  $3.1\ \mu\text{m}$  となるように調整し，GAM 構造の設計を完了する．

図 3.5.3-2 に本手順にて作成した GAM 構造を示す．

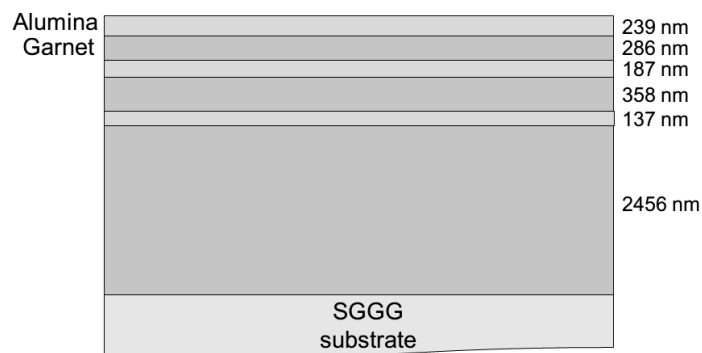


図 3.5.3-2 総ガーネット膜厚  $3.1\ \mu\text{m}$ ，記録エネルギー密度  $77\ \text{mJ}/\text{cm}^2$  に対して設計した GAM 構造．

### 3.5.4 熱拡散層挿入によるガーネット膜中の電界分布変化

前項では，GAM 構造の設計方法の一例について述べた．磁気ホログラムでは，一つの媒体内で熱，光，磁気の複数の物理現象が影響し合い記録・再生が成される．したがって，前節で設計した GAM 構造が熱現象以外の，光や磁気に対しても磁気ホログラムの媒体として適切かどうか検証する必要がある．ここでは，前章でも用いた有限要素法による連成シミュレーションを用いて，設計した GAM 媒体に磁気ホログラムを記録・再生し，その振る舞いを調べた．計算に当たっては，前章と同じ物性値を用いている．

評価に当たっては  $3.1\ \mu\text{m}$  の膜厚の単層膜に対し，図中の GAM 媒体も同様に総ガーネット膜厚が  $3.1\ \mu\text{m}$  となるように調整したものを用いた．GAM 媒体としては，熱拡散層導入の効果の顕著な，すなわち単層膜において磁気フリンジのつぶれが生じ回折効率が飽和し始める  $60\ \text{mJ}/\text{cm}^2$  以上の記録エネルギー密度に対してそれぞれ設計したものをを用い，回折効率を評価した．すなわち，各記録エネルギー密度に対し異なる構造の GAM 媒体を用いている．これは，前節で述べたように，記録エネルギー密度を変化させると内部の温度分布も変化するため，効果的な GAM 構造が異なるためである．ここで評価した GAM 媒体の構造を表 3.5.4-1 にまとめた．

図 3.5.4-1 に、単層膜および GAM 媒体の回折効率の記録エネルギー密度依存性を示す。どの記録エネルギー密度においても、GAM 媒体は従来の単層膜を超える高い回折効率を示していることが分かる。また記録エネルギー密度が  $90 \text{ mJ/cm}^2$  までは回折効率が単調に増加しており、磁気フリンジの書き込み深さを増加させる効果が見られているが、それ以上の記録エネルギー密度では飽和する傾向を示している。特に、設計エネルギー密度  $119 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体に関しては、一点だけが落ち込んでいる。これは、 $3.1 \mu\text{m}$  の膜厚いっぱいまで磁気フリンジが書き込まれたため飽和したという説明では理解できない。

そこで高記録エネルギー領域にて、GAM 媒体の回折効率が飽和および減少する要因を明らかにするため、磁気フリンジの形状を調べた。図 3.5.4-2 に GAM 構造が有効的に作用していると考えられる場合 ( $77 \text{ mJ/cm}^2$ ) を、図 3.5.4-3 に、有効的に作用していないと考えられる場合 ( $110 \text{ mJ/cm}^2$ ) の磁気フリンジ形状をそれぞれ示す。比較のため単層膜のフリンジ形状も合わせて示す。設計エネルギー密度が  $77 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体では、意図した通り磁気フリンジのつぶれが抑制できており、単層膜と比べ、明瞭な深い磁気フリンジが形成できていることが分かる。一方で、設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体では、単層膜ほどのフリンジのつぶれは無いものの、熱拡散層を導入したのにもかかわらず、膜内部で磁気フリンジのつぶれが生じている。この磁気フリンジのつぶれが原因で、回折効率が落ち込んだものと考えられる。

表 3.5.4-1 熱拡散の観点から設計した GAM 媒体の構造一覧。

$P_d$ ( $\text{mJ/cm}^2$ )	構造（左側表面，右側裏面）
単層膜	G <sub>3100</sub>
68	A <sub>232</sub> /G <sub>362</sub> /A <sub>141</sub> /G <sub>2738</sub>
77	A <sub>239</sub> /G <sub>286</sub> /A <sub>187</sub> /G <sub>358</sub> /A <sub>137</sub> /G <sub>2456</sub>
85	A <sub>242</sub> /G <sub>229</sub> /A <sub>205</sub> /G <sub>277</sub> /A <sub>186</sub> /G <sub>362</sub> /A <sub>138</sub> /G <sub>2232</sub>
94	A <sub>252</sub> /G <sub>189</sub> /A <sub>217</sub> /G <sub>218</sub> /A <sub>210</sub> /G <sub>261</sub> /A <sub>191</sub> /G <sub>330</sub> /A <sub>156</sub> /G <sub>2102</sub>
102	A <sub>256</sub> /G <sub>166</sub> /A <sub>220</sub> /G <sub>177</sub> /A <sub>220</sub> /G <sub>211</sub> /A <sub>210</sub> /G <sub>251</sub> /A <sub>195</sub> /G <sub>313</sub> /A <sub>170</sub> /G <sub>440</sub> /A <sub>73</sub> /G <sub>1542</sub>
110	A <sub>240</sub> /G <sub>145</sub> /A <sub>229</sub> /G <sub>155</sub> /A <sub>221</sub> /G <sub>172</sub> /A <sub>220</sub> /G <sub>204</sub> /A <sub>210</sub> /G <sub>230</sub> /A <sub>202</sub> /G <sub>288</sub> /A <sub>182</sub> /G <sub>388</sub> / A <sub>119</sub> /G <sub>1518</sub>
119	A <sub>299</sub> /G <sub>128</sub> /A <sub>230</sub> /G <sub>138</sub> /A <sub>230</sub> /G <sub>151</sub> /A <sub>223</sub> /G <sub>167</sub> /A <sub>220</sub> /G <sub>195</sub> /A <sub>214</sub> /G <sub>222</sub> /A <sub>205</sub> /G <sub>277</sub> / A <sub>187</sub> /G <sub>357</sub> /A <sub>137</sub> /G <sub>1465</sub>

G: ガーネット膜，A: アルミナ膜を示す。下付数字は膜厚(nm)。

$P_d$  は設計エネルギー密度を示す。

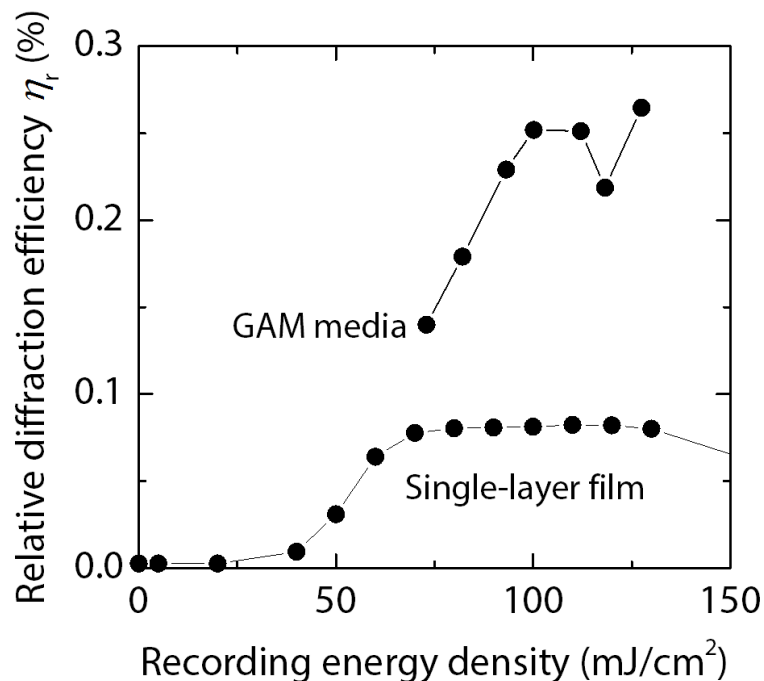


図 3.5.4-1 単層膜と，前項で述べた方針に基づき設計した GAM 媒体の比較．

ここで，磁気フリンジのつぶれが生じている箇所をよく見ると，単層膜や MPC 媒体でよくみられる最表面のつぶれではなく，やや深い場所で孤立したつぶれが生じていることが分かる．これは，磁気フリンジのつぶれが生じた領域付近の第 2, 3, 4 層のアルミナ膜が，媒体中に生じた温度を十分に吸収できていないことを示唆している．ここで，何らかの理由で媒体の温度が GAM 構造の設計温度を超えた可能性を考え，媒体の温度分布を調査した．

図 3.5.4-4 に，設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体における光照射直後の温度プロファイルを示す．磁気フリンジのつぶれが顕著な第 2 層目および第 3 層目のガーネット膜において，局所的に高い温度を示している．この結果，設計時に用いた温度を大幅に超えたため，それによる過剰な熱を熱拡散層が吸収しきれなかったものと考えられる．そこでさらに，このような局所的な高温領域が形成される要因を調べるために，磁気ホログラム記録時の電界強度分布を調査した．図 3.5.4-5 に，設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体における電界強度プロファイルを示す．この図より，アルミナ層の導入によって新しくできた界面で反射が生じ，複雑な電界強度分布をとっていることが分かる．特に，深さ  $1.5 \mu\text{m}$  までと，それ以降の領域で，急激に電界強度が変化している．これは MPC 等と同様に，屈折率の異なるガーネット／アルミナの界面で生じ

た反射による多重反射・干渉によって、局所的に強い電界強度が生じ、結果として大きな温度上昇が引き起こされたためと考えられる。

以上の結果より、GAM 構造の設計を行うためには、こうした多重反射の影響も考慮して人工磁気格子を設計する必要がある。最も容易な方法の一つは、設計時に基準とする温度プロファイルを変化させずにアルミナ膜を導入することである。これまでは熱拡散の観点より、熱をいかに逃がすかという考えより設計を進めてきたが、これに加え、新たに光学的な視点からの条件を付け加える必要がある。

(a) Single-layer film



(b) GAM medium

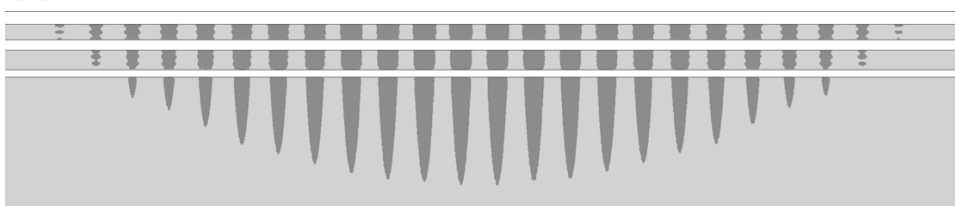


図 3.5.4-2 計算により得られた、記録エネルギー密度  $77 \text{ mJ/cm}^2$  の  
(a) 単層膜、および (b) GAM 媒体の磁気フリッジ形状。

(a) Single-layer film



(b) GAM medium

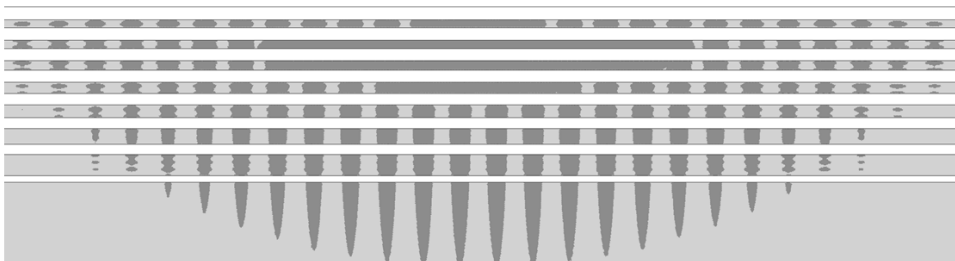


図 3.5.4-3 計算により得られた、記録エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の  
(a) 単層膜、および (b) GAM 媒体の磁気フリッジ形状。

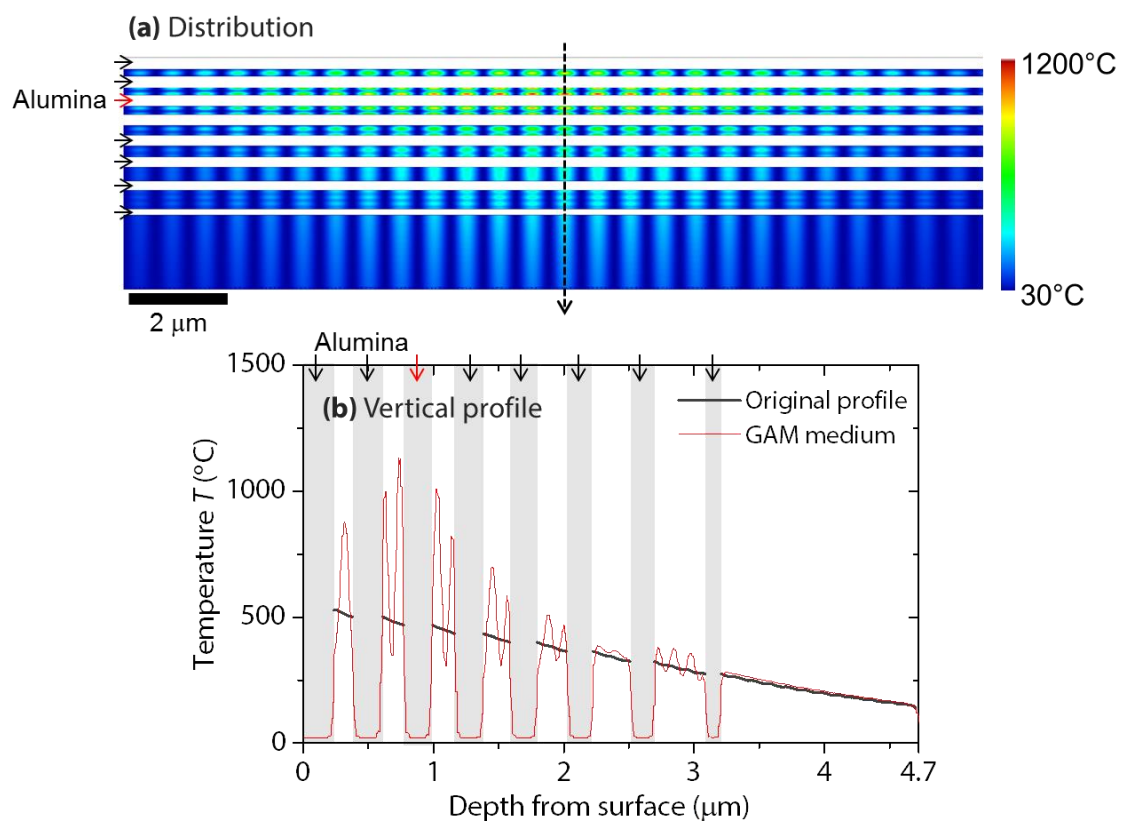


図 3.5.4-4 設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体における，記録時レーザー照射直後の (a) 温度分布，および (b) 深さ方向の温度プロファイル．

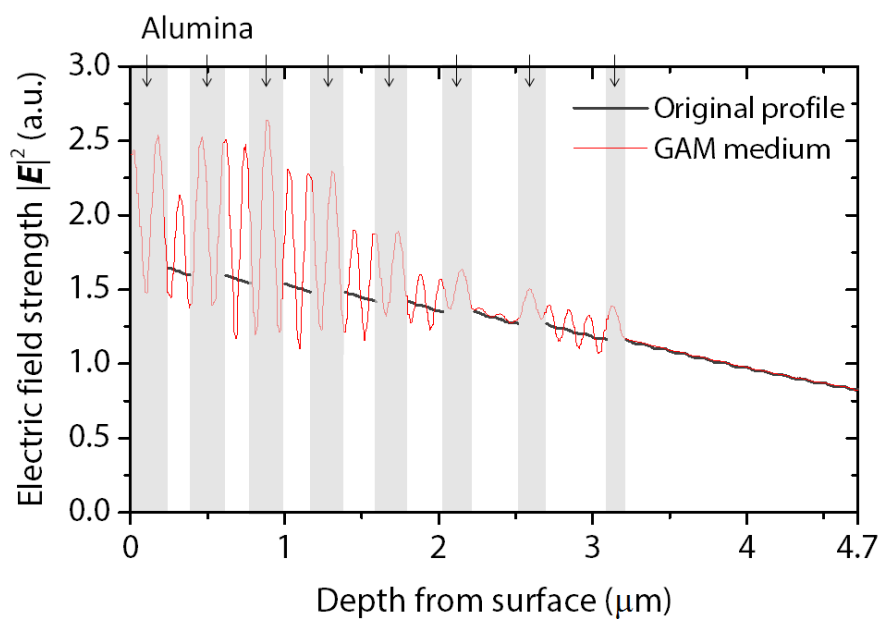


図 3.5.4-5 設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体における，

記録時の電界強度プロファイル。

### 3.5.5 熱拡散層挿入によるガーネット膜中の電界分布変化の抑制

GAM 構造は、熱拡散層をガーネット膜に挿入することで磁気フリンジのつぶれを抑制する構造だが、この際、ガーネットと屈折率の異なる熱拡散層を挿入することにより、ガーネット/熱拡散層界面での反射の影響で媒体内の電界強度分布が挿入前とは異なったものになることが分かった。その結果、設計時に必要なガーネット膜中の温度プロファイルの推定が容易でなくなる。これは、後の 3.7 節で述べる MPC 媒体との融合においても重要な点で、可能な限り元の光の電界強度分布を乱さずに熱拡散層を挿入することが、設計を簡単にするためには必要である。

ガーネット膜中に異種材料を導入することで生じる界面の反射は、両者の屈折率が異なる限り回避できない。一方で、たとえば各層の膜厚を調整することで媒体内の光の局在状態を制御して影響を緩和する等、いくつかの対策が考えられる。ここでは、ガーネット膜中の電界分布を変化させないように熱拡散層を挿入することに着目した設計方法を述べる。即ち、挿入されたアルミナ膜を光が通過した後も、元の位相状態を保ち、アルミナ挿入前後でガーネット膜内の電界強度分布が変化しないように、アルミナ膜の挿入方法に新たな条件を加えることにする。図 3.5.5-1 にその概念図を示す。この例では、アルミナの光学膜厚を光の半波長の整数倍となるよう設計している。すなわち、アルミナの物理膜厚  $d_A$  は、

$$d_A = m \frac{\lambda}{2n_A \cos \psi_A} \quad (3.5.5-1)$$

を満たす。ここで、式中の  $m$  は任意の整数、 $\lambda$  は光の波長、 $n_A$  はアルミナの屈折率、 $\psi_A$  はアルミナ膜中を光が伝搬するときの進行角度である。2.2.3.1 項と同様に、進行角度  $\psi_A$  は、空気中から媒体への光の入射角  $\psi_0$  を用いて、

$$\sin \psi_A = \frac{n_0}{n_A} \sin \psi_0 \quad \therefore \psi_A = \sin^{-1} \left( \frac{n_0}{n_A} \sin \psi_0 \right) \quad (3.5.5-2)$$

と示される。

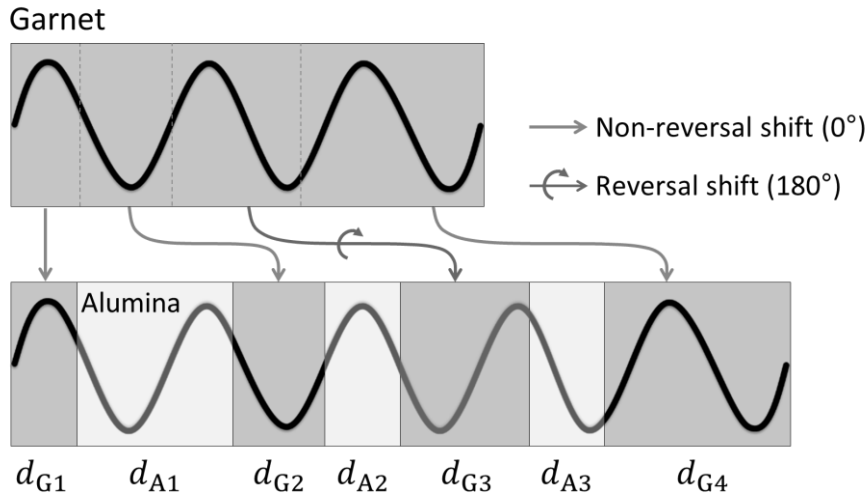


図 3.5.5-1 ガーネット膜中の電界分布を崩さない熱拡散層の挿入．

図 3.5.5-1 に示すように、アルミナ挿入前後において、ガーネット膜中の電界分布は位相反転の有無はあるが、それ以外の位相のずれを伴わずに、挿入前の電界強度分布を転写したような分布となる．電界の二乗で表現される電界強度分布は位相反転による影響を受けないため、結果的にガーネット膜内における電界強度の分布は変化しない．係数  $m$  が偶数のときは位相反転を伴う転写、奇数のときは位相反転を伴わない転写となる．この設計方針に従えば、図 3.5.5-1 に示すような単純な電界分布を持つ媒体だけでなく、MPC 媒体のような共鳴現象を有する媒体中でも、その電界強度分布を崩さずに熱拡散層を挿入することができる．ここで、係数  $m$  を任意にとれることから、アルミナ膜の膜厚については 3.5.3 項で述べた設計と両立でき、3.5.3 項の設計で得られたアルミナ膜厚より厚く、かつ係数  $m$  が最小の膜厚を選択することで、熱的および光学的要件の両方を満たす GAM 構造を設計できる．

設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の場合を例にとり、式(3.5.5-1)に従い設計した GAM 媒体の電界強度および温度プロファイルを計算した結果を図 3.5.5-2 に示す．ガーネット中の電界強度分布は、前項で見られたような局所的な強めあい等が見られず、挿入前のプロファイルからほぼ変化していないことが分かる．また、それに伴い温度分布も挿入前後で変化がないことが分かる．以上の結果より、式(3.5.5-1)に示す光学的観点からの設計を取り入れることで、媒体の電界強度分布を維持したまま熱拡散層を導入することができた．

次節以降では、本設計方針に基づいて、計算および実験の両面から GAM 媒体の有用性について検討する．

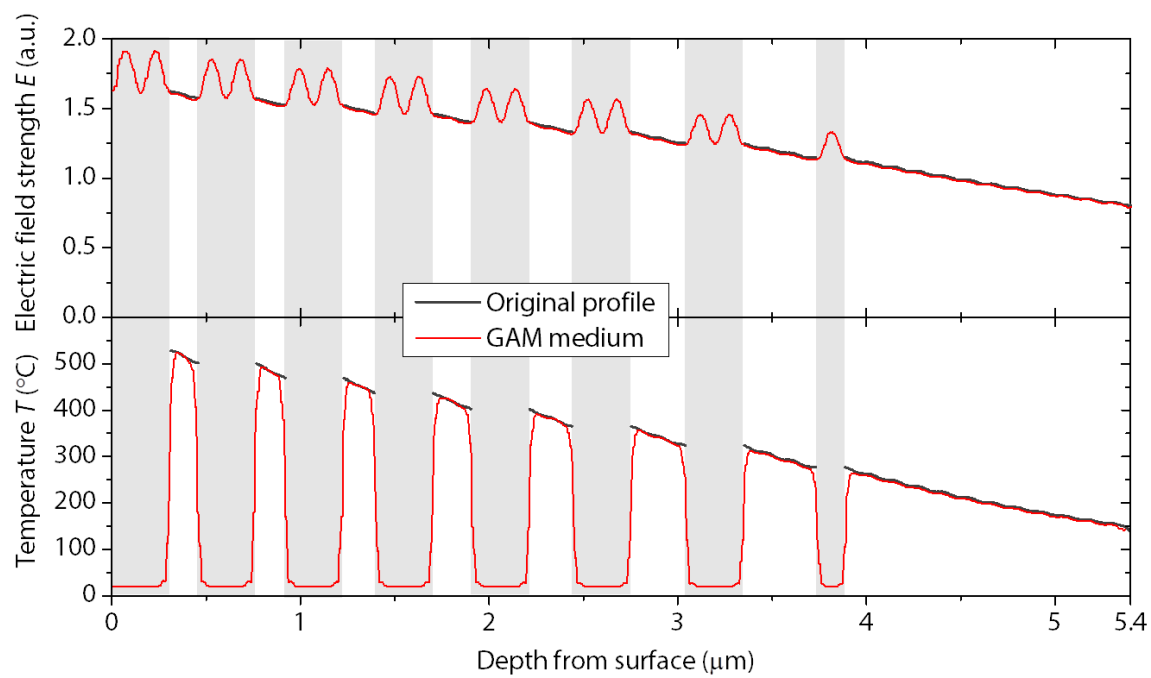


図 3.5.5-2 式(3.4.5-1)に従い熱拡散層を挿入した，設計エネルギー密度  $110 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体の電界強度および温度プロファイル．



## 3.6 多層膜媒体の相対回折効率評価

### 3.6.1 多層膜媒体の相対回折効率の有限要素法による評価

3.5 節の設計方針に基づいて、設計した GAM 媒体における回折効率の記録エネルギー密度依存性を計算した結果を図 3.6.1-1 に示す．ここで評価した各 GAM 媒体の構造を、表 3.6.1-1 にまとめた．図中には、設計エネルギー密度を 80, 100, 120, 160 mJ/cm<sup>2</sup>としたときの GAM 媒体に対し、設計エネルギー密度を中心とした種々のエネルギーで書き込んだ際の回折効率を示している．いずれにおいても単層膜よりも高い回折効率を示しており、また設計エネルギー密度を高くするに従い、回折効率が単調に増加している．更に 3.5.4 項で述べたような特異な振る舞いは見られず、GAM 媒体を意図した通りに設計できたといえる．図中に矢印で示した点は、記録エネルギー密度が設計エネルギー密度と等しい点である．設計エネルギー密度よりも高い記録エネルギー密度で記録・再生する方が高い回折効率を得られている．この要因の一つとして考えられるのは、高いエネルギーで記録した際に磁気フリンジの記録面積が増加する点である．設計よりも高いエネルギーで記録することで広がり  $X > 50$  nm となり、回折効率低下の要因となる一方で、磁気ホログラム全体の書き込み幅や書き込み深さも増加し、これらは回折効率を上昇させる．したがって、これらのトレードオフによって、最大の回折効率を得られるエネルギー密度が定まると考えられる．

各媒体の磁気フリンジ形状を図 3.6.1-2 に示す．すべての GAM 媒体において、明瞭な磁気フリンジ形状を維持していることが分かる．また、3.5.4 項でつぶれの見られた 120 mJ/cm<sup>2</sup> の GAM 媒体においても、光学的条件を取り入れることでつぶれのない磁気フリンジを形成できている．設計エネルギー密度 80 mJ/cm<sup>2</sup> の GAM 媒体では、実効的な書き込み深さは 2.42  $\mu$ m に達している．さらに、120 mJ/cm<sup>2</sup> の GAM 媒体では中心部分で膜厚いっぱいまで書き込むことができしており、さらにエネルギー密度を増加させても、中心部で磁気フリンジがつぶれることなく、その周囲も深く明瞭に磁気フリンジが記録できている．これは、単層膜メディアでは決して実現できない性質である．

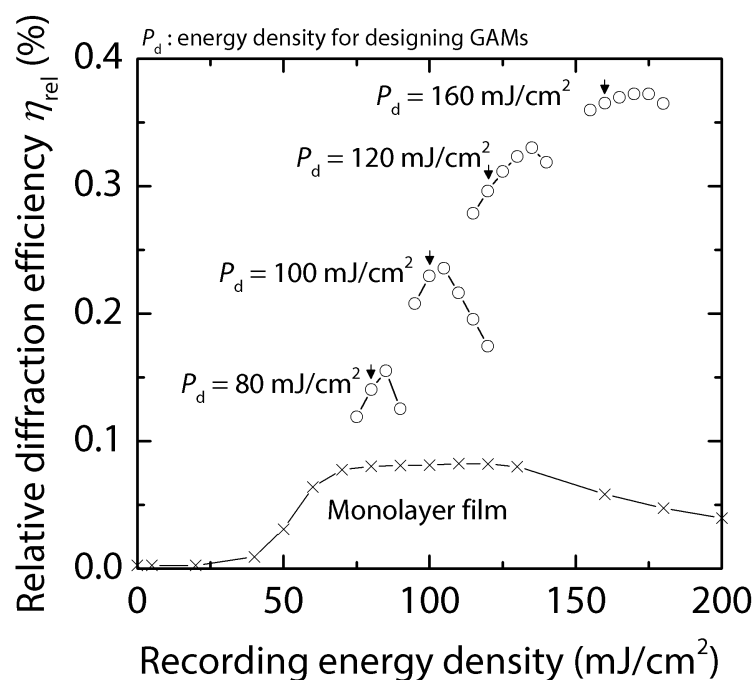


図 3.6.1-1 各 GAM 媒体の回折効率の記録エネルギー密度依存性.

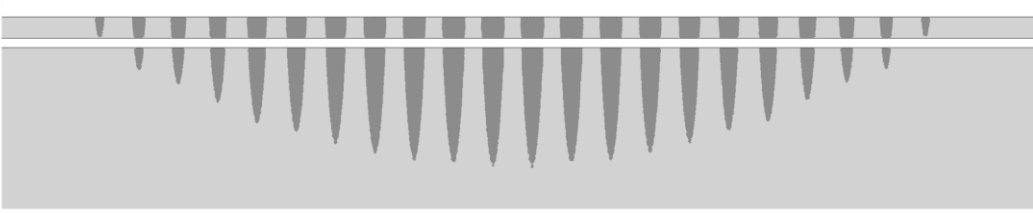
表 3.6.1-1 熱的および光学的条件を課した GAM 媒体の構造一覧.

$P_d$ (mJ/cm <sup>2</sup> )	構造 (左側表面, 右側裏面)
単層膜	G <sub>3100</sub>
80	A <sub>308</sub> /G <sub>362</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>2738</sub>
100	A <sub>308</sub> /G <sub>229</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>277</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>362</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>2232</sub>
120	A <sub>308</sub> /G <sub>166</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>177</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>211</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>251</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>313</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>440</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>1542</sub>
140	A <sub>308</sub> /G <sub>128</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>138</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>151</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>167</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>195</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>222</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>277</sub> / A <sub>308</sub> /G <sub>357</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>1465</sub>
160	A <sub>308</sub> /G <sub>102</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>108</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>116</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>129</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>142</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>156</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>171</sub> / A <sub>308</sub> /G <sub>196</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>231</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>287</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>393</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>1069</sub>
180	A <sub>308</sub> /G <sub>84</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>88</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>92</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>101</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>107</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>116</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>129</sub> /A <sub>308</sub> / G <sub>141</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>156</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>171</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>195</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>232</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>284</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>389</sub> /A <sub>154</sub> / G <sub>815</sub>
200	A <sub>308</sub> /G <sub>72</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>74</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>77</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>82</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>87</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>91</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>99</sub> /A <sub>308</sub> / G <sub>107</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>113</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>123</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>136</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>151</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>166</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>192</sub> /A <sub>308</sub> / G <sub>218</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>274</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>355</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>683</sub>

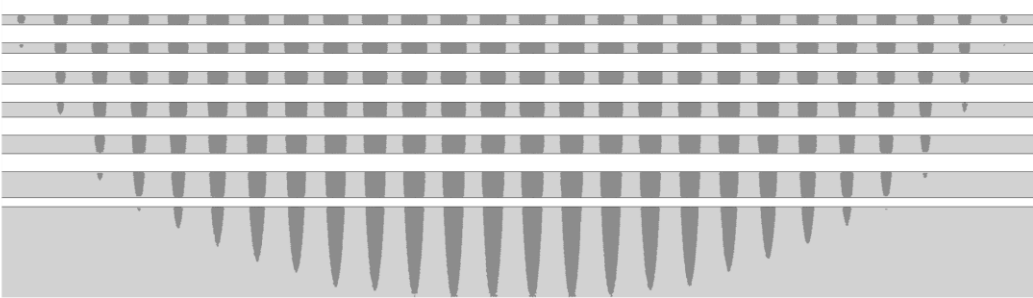
G: ガーネット膜, A: アルミナ膜を示す. 下付数字は膜厚(nm).

$P_d$ は設計エネルギー密度である.

(a)  $P_d = 80 \text{ mJ/cm}^2$



(b)  $P_d = 120 \text{ mJ/cm}^2$



(c)  $P_d = 180 \text{ mJ/cm}^2$

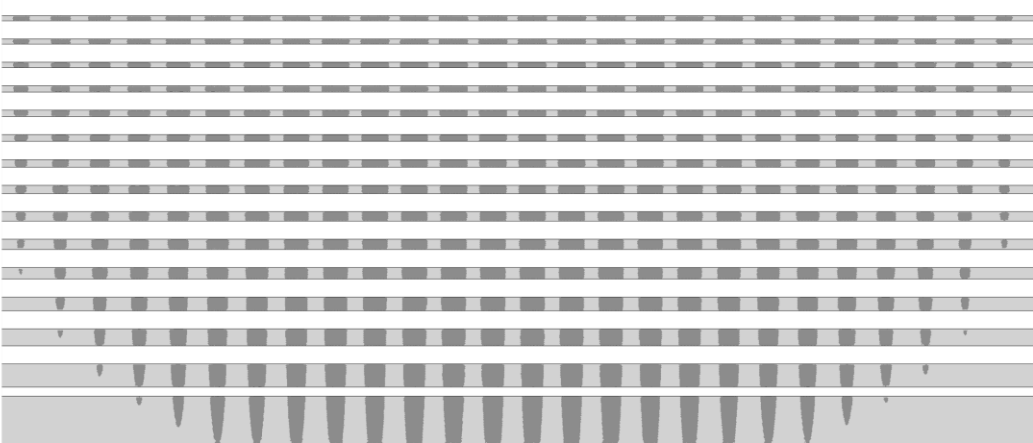


図 3.6.1-2 GAM 媒体中の磁気フリンジ形状．設計エネルギー密度はそれぞれ，  
(a)  $80 \text{ mJ/cm}^2$ ，(b)  $120 \text{ mJ/cm}^2$ ，(c)  $180 \text{ mJ/cm}^2$ ．

図 3.6.1-3 に、各 GAM 媒体の回折効率をまとめたものを示す．ここでは、記録エネルギー密度が設計と等しいときの回折効率のみをプロットしている． $200 \text{ mJ/cm}^2$  の記録エネルギー密度においても高い回折効率を有している．ここで、 $160 \text{ mJ/cm}^2$  で回折効率が飽和しているのは、磁気フリンジが膜厚いっぱいにまで書きこまれており、書き込み深さが制限されるためである．ガーネット総膜厚  $3.1 \text{ }\mu\text{m}$  で設計したこれらの GAM 媒体の中で最も高い回折効率を示したのは、設計エネルギー密度  $180 \text{ mJ/cm}^2$  のものとなっており、 $0.37\%$  の回折効率を示している．この値は単層膜の  $4.6$  倍の大きさである．これより GAM 媒体は、明瞭な磁気フリンジを深く書き込むことができ、単層膜と比べて高い回折効率を示すことを計算により示した．

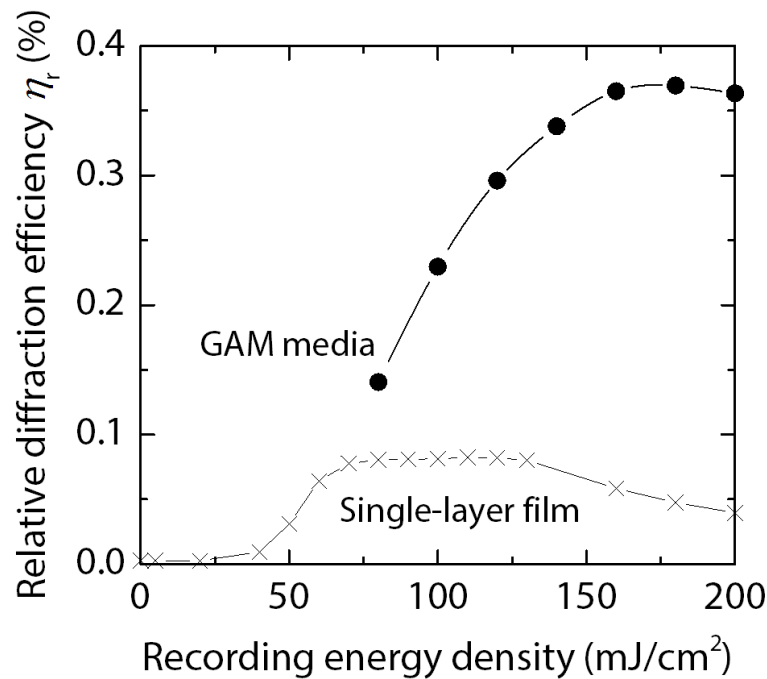


図 3.6.1-3 GAM 媒体の回折効率の記録エネルギー密度依存性．

### 3.6.2 多層膜媒体の作製と実験的評価

計算によりその有用性を示した GAM 媒体を，実際に作製し，実験的に評価を行った．ここでは，原理実証のため層数が少なく，かつ GAM 媒体の効果を十分に得ることのできる設計エネルギー密度  $77 \text{ mJ/cm}^2$  の GAM 媒体を取り上げ検討した．

#### 3.6.2.1 多層膜媒体の作製方法と膜の諸特性

多層膜は，高周波マグネトロンスパッタ法を用いて表 3.6.2.1-1 の条件で，SGGG 基板上に形成した．膜厚は，表 3.5.4-1 の計算結果を目標とし，各膜の成膜時間を変化させることで制御した．すべての多層膜を成膜したのちに，ガーネットを結晶化させるため，空気中にて  $750^\circ\text{C}$ ，15 分の急速急冷熱処理を施した．膜の諸特性は付録 A を参照のこと．

図 3.6.2.1-1 に形成した GAM 媒体の断面像を示す．この像は GAM 媒体の破断面を走査型電子顕微鏡にて観察したものである．ガーネット層が結晶化され多結晶体となっていることが分かる．各膜厚がやや設計とはずれているが，いずれも熱拡散層としてのアルミナが厚い側に，ガーネット膜が薄い側にずれているため，GAM 媒体の原理実証としては問題ないと考えられる．なお，GAM 構造の膜厚ずれが媒体の特性に与える影響については，付録 C を参照のこと．作製した GAM 媒体のガーネット総膜厚は，断面像より  $2.8 \mu\text{m}$  であることが分かった．比較用として同程度のガーネット膜厚である  $3.1 \mu\text{m}$  の単層膜を用意した．

図 3.6.2.1-2 に，光を媒体に垂直に入射したときの GAM 媒体および単層膜のファラデー回転角ループを示す．単位膜厚あたりのファラデー回転角は，単層膜の  $2.26^\circ/\mu\text{m}$  に対し，GAM 媒体は  $2.86^\circ/\mu\text{m}$  であり単層膜の 1.27 倍の MO 効果を示した．これは，光が垂直入射の場合において，GAM 媒体中で光の共鳴が発生したことにより，MPC と同様の原理で MO 効果が増大した可能性がある．少なくとも GAM 媒体は十分に高い MO 効果を有しており，異種材料を導入したことによる結晶性の低下，構造を導入したことによる MO 性能の低下等は見られなかった．

表 3.6.2.1-1 GAM 媒体の薄膜形成条件.

	BiDyAl:YIG	Alumina
ターゲット	$\text{Bi}_{1.5}\text{Dy}_{1.5}\text{Y}_{1.0}\text{Fe}_{3.8}\text{Al}_{1.2}\text{O}_x$ 焼結体	$\text{Al}_2\text{O}_x$ 焼結体
雰囲気ガス	Ar: 6.3 ccm (10 <sup>-7</sup> Torr まで減圧後)	
成膜時圧力	3 mTorr	
投入電力	100 W	

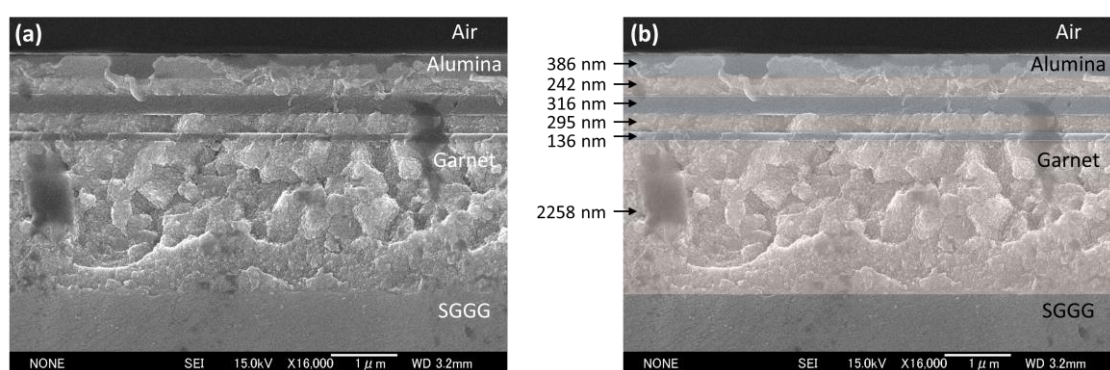


図 3.6.2.1-1 作製した GAM 構造の断面像. (a) SEM 断面像, および (b) 各層を視覚的に色づけしたもの.

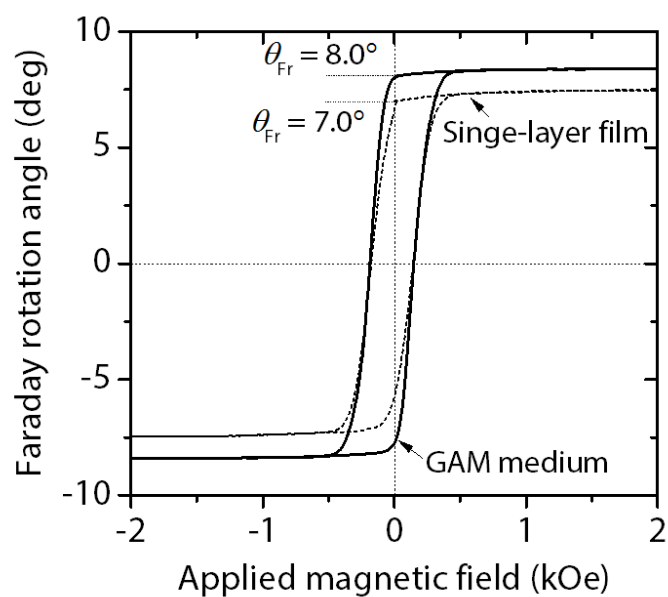


図 3.6.2.1-2 作製した GAM 媒体のファラデー回転角ループ.

### 3.6.2.2 二光束干渉光学系を用いた記録・再生

図 3.6.2.2-1 に本実験で用いた二光束光学系の模式図を示す．ハーフミラーを用いて分割した光ビームを斜めにサンプルに照射し，サンプル上で干渉縞を形成した．記録・再生の手順は以下の通りである．

- (1) 50 ps のパルス幅をもつ波長 532 nm のパルスレーザを，磁化したサンプルに 1 パルスだけ照射する．
- (2) シャッターを閉じ，片側の光（参照光）のみを照射し，透過光および回折光の強度をフォトダイオードにて検出する．

以上の工程を繰り返し，適宜記録エネルギー密度を変化させることで，記録媒体の回折効率 ( $I_B / I_A$ ) を求めた．

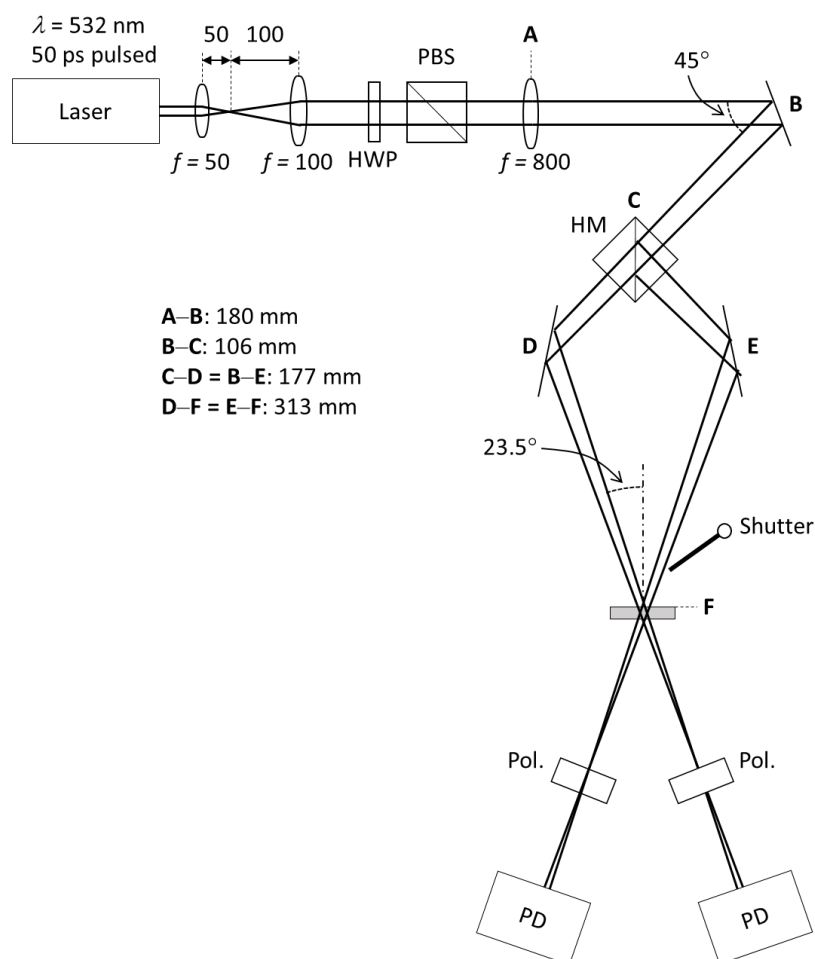


図 3.6.2.2-1 二光束干渉光学系の模式図．図中の HWP は 1/2 波長板，PBS は偏光ビームスプリッタ，HM はハーフミラー，PD はフォトダイオード（光検出器）を示す．

本媒体に二光束干渉光学系で磁気ホログラムを記録・再生した際の、回折効率の記録エネルギー密度依存性を図 3.6.2.2-3 に示す。GAM 媒体は記録エネルギー密度  $70 \text{ mJ/cm}^2$  にて最大の相対回折効率を示しており、単層膜の最大回折効率に比べて約 1.9 倍の値となっている。

先に示したように、光を垂直に入射した場合において GAM 媒体のファラデー回転角は増大しているが、MO 増大の効果と書き込み深さ増大の効果がそれぞれ相対回折効率の記録エネルギー密度依存性に与える影響は明確に分離することができる。図 3.6.2.2-4 (a) に示すように、書き込み深さ増大の効果が回折効率改善の主たる要因の場合、書き込みエネルギーの比較的小さな立ち上がり領域は変化がなく、最大相対回折効率の値とそのときの記録エネルギー密度が変化する。これは、単層膜において磁気フリンジがつぶれるエネルギー領域から、GAM 構造が有効に働くためである。一方で、MO 効果の増大は磁気フリンジの形状に関わらず、1 章の式(1.3.6-8)に従い、記録エネルギー密度に依存せずに一定の倍率だけ回折効率を引き上げる（図 3.6.2.2-4 (b)）。以上の点より、図 3.6.2.2-3 に示す相対回折効率の実験結果は、GAM 構造を導入による、磁気フリンジが深くまで明瞭に書き込めた効果によるものであると考えられる。

また、実験結果は、シミュレーションで得られた  $77 \text{ mJ/cm}^2$  にて 2.2 倍の向上という結果とほぼ一致しており、磁気ホログラム媒体に熱拡散層を設計通りに挿入できること、また期待通りの回折効率の向上が得られることを示した。



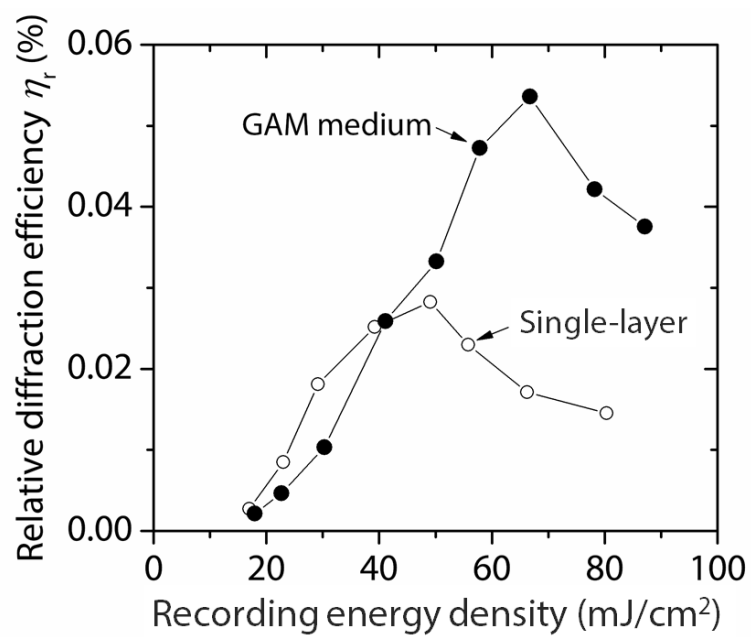


図 3.6.2.2-3 GAM 媒体の相対回折効率の記録エネルギー密度依存性.

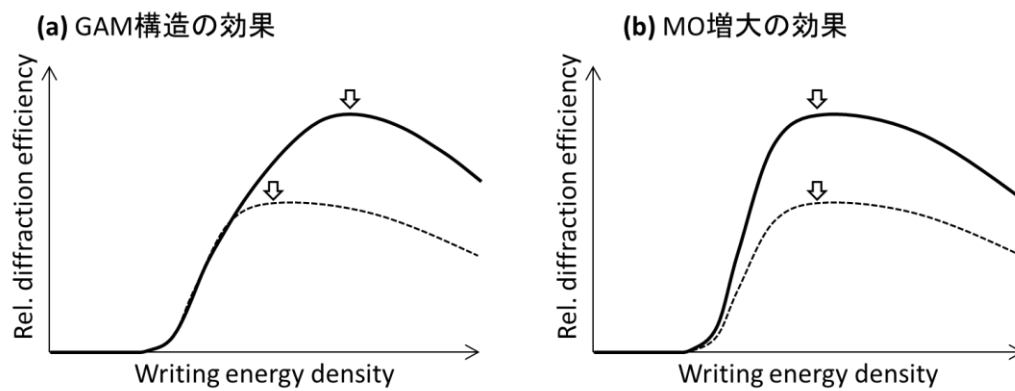


図 3.6.2.2-4 (a) GAM 構造の効果と(b) MO 増大の効果が相対回折効率の記録エネルギー密度依存性に与える影響.

## 3.7 多層膜構造を導入した磁性フォトリソグラフィ結晶

第2章で述べた MPC 媒体は光の共鳴現象を積極的に利用することで、単層膜と比べて高い回折効率を示した。一方で、この MPC 媒体においても、ガーネット膜厚によって磁気フリンジのつぶれが生じており、MPC 媒体の回折効率を制限する一つの要因となっている。本章の GAM 媒体は、このつぶれを抑制できる構造であり、かつ 3.5.5 項で導入した光学的条件を課すことで、MPC 媒体の共鳴状態を崩さずに熱拡散を制御することができると考えられる。本節では、MPC 構造と GAM 構造を組み合わせた構造（以降 MPC+GAM 構造）について検討し、回折効率をさらに向上させることを目的とする。

### 3.7.1 多層膜構造を導入する際の光学的条件

MPC+GAM 構造を設計するにあたり、最も気をつけなければならない点は、MPC の共鳴状態を崩さずに熱拡散層を MPC 構造中に挿入することである。MPC 構造が共鳴条件を満たすためには、2.2.3.1 項で述べたように、ガーネット膜および熱拡散層を含む欠陥層全体の膜厚  $d$  が次のファブリペロー共鳴条件を満足する必要がある。

$$d = m \frac{\lambda}{2n \cos \psi} \quad (2.2.3.1-3)$$

MPC+GAM 構造においては、図 3.7.1-1 に示すように、欠陥層中に二種の材料が存在するため、上式を分離して、

$$n_G \cos \psi_G \sum t_G + n_A \cos \psi_A \sum t_A = m \frac{\lambda}{2} \quad (3.7.1-1)$$

を満たす必要がある。ここで、左辺第一項  $n_G \cos \psi_G \sum t_G$  は元の MPC の欠陥層膜厚と変わりなければ、すでに共鳴条件を満たしているはずである。したがって、左辺第二項  $n_A \cos \psi_A \sum t_A$  が右辺を満たすかどうか重要となる。すなわち、

$$\sum t_A = m \frac{\lambda}{2n_A \cos \psi_A} \quad (3.7.1-2)$$

である。ここで、3.5.5 項にて課された、GAM 構造の光学的条件の式(3.5.5-1)を挿入される各熱拡散層が満たしているとする、アルミナ膜の総光学膜厚は

半波長の整数倍となる．すなわち，前節までの設計方法に則ってアルミナ膜を挿入することで，自ずと式(3.7.1-2)が満たされることになる．これは，**GAM** 構造設計の光学的条件が，電界強度分布を崩さずに熱拡散層を挿入するという前提のもとに成り立っていることから自明である．

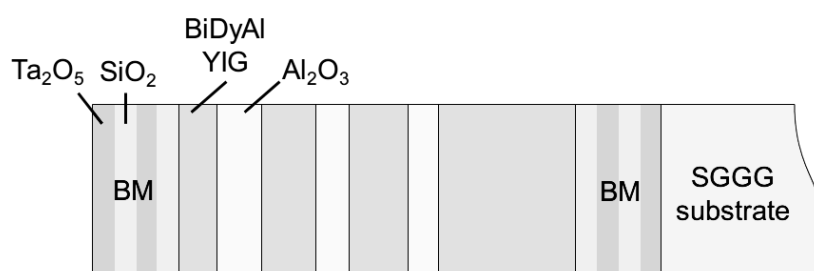


図 3.7.1-1 MPC+GAM 構造の概念図．

### 3.7.2 多層膜構造を導入した磁性フォトニック結晶媒体の設計方法

基本的には、3.5.3 項で述べた、単層膜に熱拡散層を導入する方法とほぼ同様である。ただし、MPC+GAM 構造は単層膜ではなく、MPC 媒体に熱拡散層を挿入するため、基本となる温度プロファイルも MPC 媒体のものをを用いる。例として、図 3.7.2-1 に示す、記録エネルギー密度  $92 \text{ mJ/cm}^2$  のときの MPC 媒体の温度プロファイルを用いる。単層膜と同様に、異なる記録エネルギー密度に対しては異なる GAM 構造が必要となる。

第 2 章で述べたように、MPC 媒体は共鳴現象により振動する温度プロファイルをとる。GAM 構造の挿入には、熱拡散層の挿入位置における温度を読み取る必要があるが、このように局所的に温度が変化する振る舞いがあると、従来の設計方法の適用が困難になる。ただし、十分に周期の短い温度振動に対しては、熱拡散の過程で局所的な高温部・低温部は平均化され均一になる。MPC 媒体の場合も、細かな振動は設計に大きく影響しないと考え、温度プロファイルに含まれる基本成分を抽出した。具体的には、光の減衰現象を表現する指数減衰関数  $A \exp(-Bx) + C$  で MPC 媒体の温度プロファイルをフィッティングした。図 3.7.2-1 (b)に示すように、振動の平均をとるような形となる。光の単調吸収により生じる基本成分のみを抜き出すことで、これまでと同様の方法で熱拡散層を導入し、MPC+GAM 構造を設計することができる。

また、MPC+GAM 構造では、GAM 構造の最表面のアルミナ膜は MPC の誘電体多層膜で代用することとした。2 ペアの MPC では、誘電体多層膜の膜厚が 400 nm 程度あり、十分に熱拡散層としての役割を示すものと考えられる。

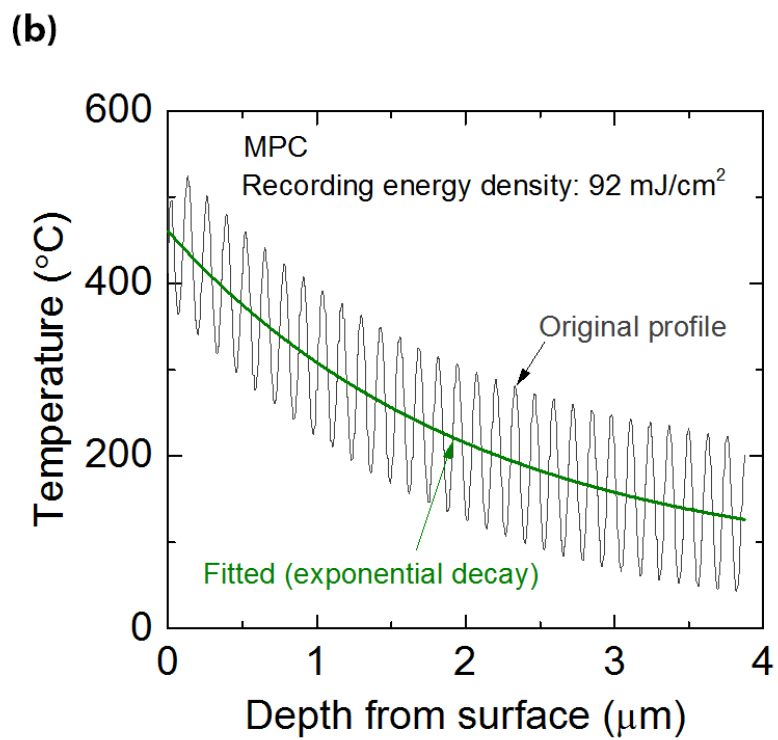
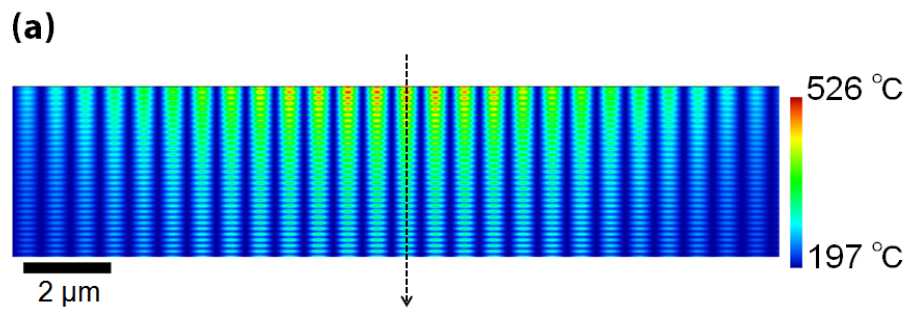


図 3.7.2-1 記録エネルギー密度 92 mJ/cm<sup>2</sup> のときの MPC 媒体の温度分布.

### 3.7.3 相対回折効率の計算による評価

前節の方法で設計した MPC+GAM 媒体の回折効率を図 3.7.3-1 に示す．表 3.7.3-1 にここで評価した MPC+GAM 媒体の構造を示す．MPC+GAM 構造は，単層膜および GAM 媒体と比べても高い回折効率を示すことが分かる．GAM+MPC 媒体の相対回折効率は，エネルギー密度  $152 \text{ mJ/cm}^2$  において 0.9% に達しており，単層膜の最大回折効率である 0.08 %と比較して一桁以上の改善をみせた．

図 3.7.3-2 に MPC+GAM 媒体中に形成された磁気フリンジの形状を示す．高い記録エネルギーで磁気ホログラムを記録した際にも，磁気フリンジは明瞭である．媒体中の電界強度分布を図 3.7.3-3 に示す．点線は熱拡散層挿入前，実線は熱拡散層挿入後の強度分布を示している．図 3.7.3-3 (a) に 3.5.5 項で述べた光学的条件を課した GAM 媒体の電界強度分布を示しており，熱拡散層の挿入前後において電界強度分布に変化がないことが分かる．一方で，光学的条件を課さず熱拡散の影響のみを考慮して設計した場合（図 3.7.3-3 (b)）では，熱拡散層の挿入によって 1, 2, および 3 層目のガーネットの電界強度分布が大きく乱されている．3.5.5 項で述べた GAM 構造導入時の光学的条件は，MPC 媒体のような共鳴現象を有する媒体においても有効であることが分かる．

以上の結果から，MO 効果を増大できる MPC 媒体中に，その共鳴状態を乱さずに熱拡散層を導入でき，深い磁気フリンジを形成できた．結果として，MO 効果の増大と明瞭な深い書き込み深さを両立でき，大幅な回折効率の向上に成功した．

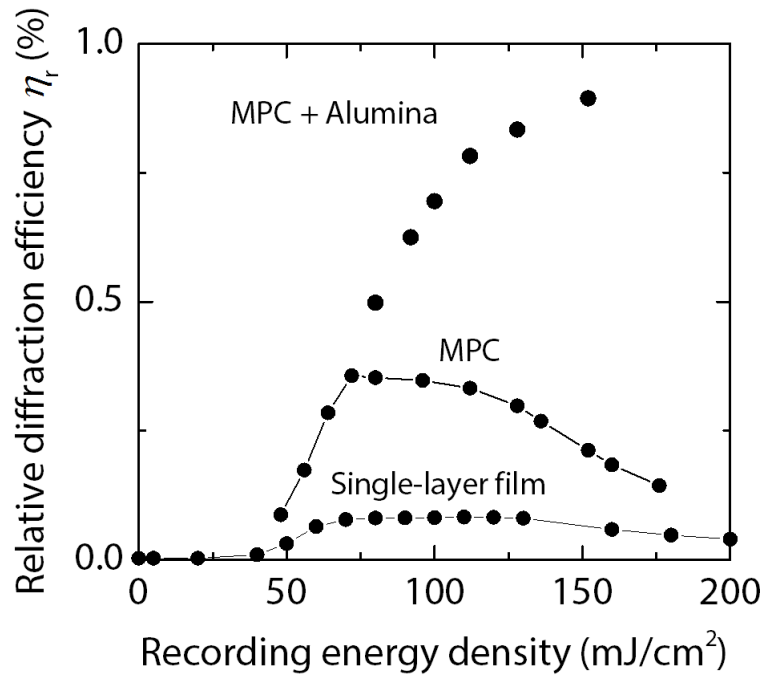


図 3.7.3-1 MPC+GAM 媒体の相対回折の記録エネルギー密度依存性.

表 3.7.3-1 MPC+GAM 媒体の構造一覧.

$P_d$ (mJ/cm <sup>2</sup> )	構造 (左側表面, 右側裏面)
単層膜	(T/S) <sup>2</sup> /G <sub>332</sub> /A <sub>309</sub> /G <sub>476</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>3075</sub> /(S/T) <sup>2</sup>
80	(T/S) <sup>2</sup> /G <sub>249</sub> /A <sub>309</sub> /G <sub>309</sub> /A <sub>309</sub> /G <sub>428</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>2897</sub> /(S/T) <sup>2</sup>
100	(T/S) <sup>2</sup> /G <sub>213</sub> /A <sub>309</sub> /G <sub>254</sub> /A <sub>309</sub> /G <sub>316</sub> /A <sub>309</sub> /G <sub>441</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>2659</sub> /(S/T) <sup>2</sup>
120	(T/S) <sup>2</sup> /G <sub>171</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>199</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>228</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>281</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>364</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>2640</sub> /(S/T) <sup>2</sup>
140	(T/S) <sup>2</sup> /G <sub>141</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>154</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>170</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>195</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>224</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>273</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>343</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>483</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>1900</sub> /(S/T) <sup>2</sup>
160	(T/S) <sup>2</sup> /G <sub>105</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>113</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>123</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>135</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>148</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>162</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>180</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>209</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>243</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>294</sub> /A <sub>308</sub> /G <sub>387</sub> /A <sub>154</sub> /G <sub>1784</sub> /(S/T) <sup>2</sup>

G: ガーネット膜, A: アルミナ膜を示す. 下付数字は膜厚(nm).

(T/S)<sup>2</sup> および (S/T)<sup>2</sup> は 2 ペアの誘電体多層膜を示す.

$P_d$  は設計エネルギー密度である.

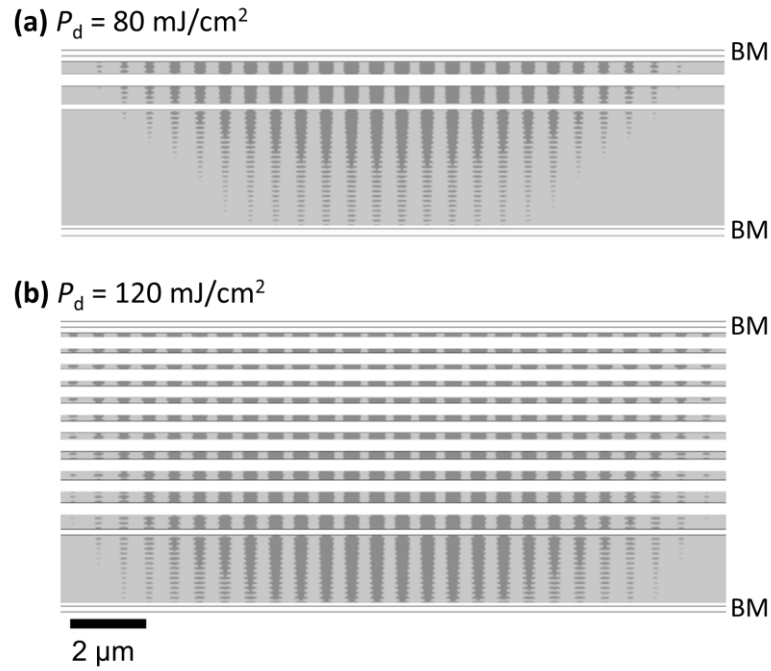


図 3.7.3-2 MPC+GAM 媒体に形成される磁気フリンジの形状．設計エネルギー密度はそれぞれ，(a)  $80 \text{ mJ/cm}^2$ ，(b)  $120 \text{ mJ/cm}^2$ ．

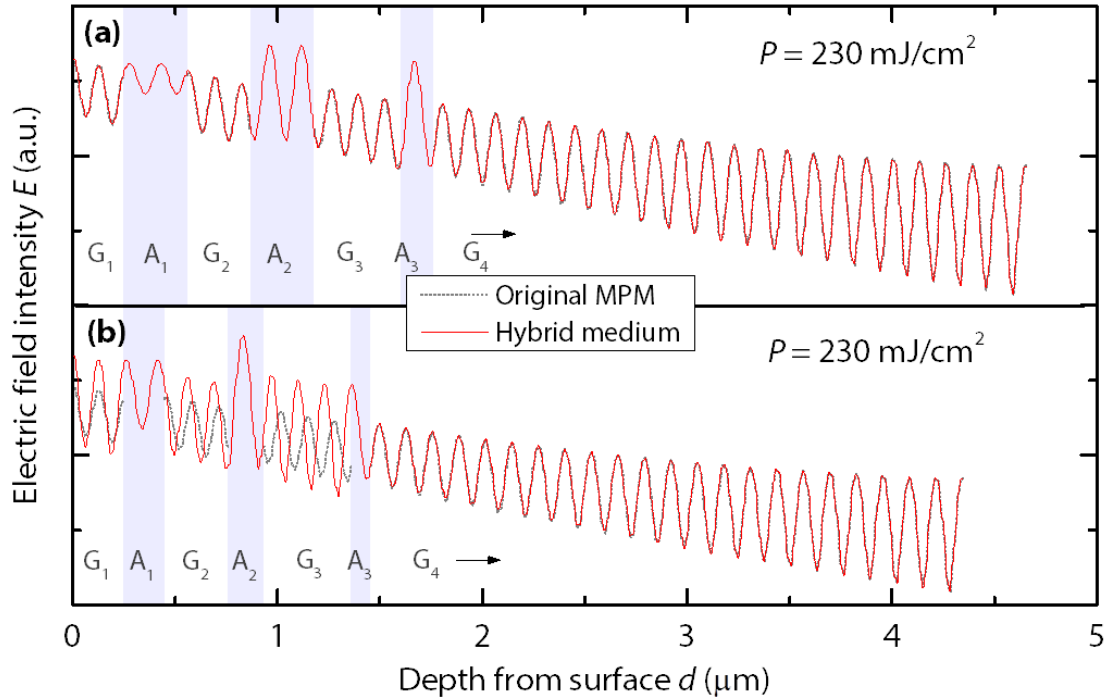


図 3.7.3-3 MPC+GAM 媒体中の電界強度分布．(a) 光学的条件を課した場合と (b) 光学的条件を課さなかった場合．点線は熱拡散層挿入前，実線は熱拡散層挿入後の強度分布を示す．



### 3.8 まとめ

第3章では、磁気ホログラムの回折効率を向上させる手法として、磁気フリンジの実効的な書き込み深さを上昇させることを目的に、ガーネット膜中に熱拡散層を導入した、ガーネット／アルミナ多層膜（GAM）構造を提案し、その基礎検討を行った。

GAM 構造の設計方法を確立するために、熱拡散層を導入した媒体中で熱がどのように振る舞うかを、解析的手法および有限要素法による数値計算を用いて調査した。磁気フリンジの広がりを抑制するためには、厚い熱拡散層と薄いガーネット膜の組み合わせが適していることが分かった。熱拡散層の層数が少なく、またガーネット膜が厚いほど、構造の作製は容易である。したがって、数値計算により、特定の温度上昇に対して適切なガーネット／アルミナ膜の膜厚の組み合わせを求め、磁気フリンジがつぶれない基本的条件を明らかにした。

この条件を元に、GAM 構造導入前の媒体の記録時の温度プロファイルを用いて、GAM 媒体を設計した。回折効率自体は単層膜よりも向上したが、構造によっては内部で磁気フリンジがつぶれ、十分な回折効率の向上が得られないことが分かった。媒体中の温度分布および電界強度分布を調べたところ、意図しないガーネット／アルミナ界面での多重反射および共鳴が生じていることが分かり、このような共鳴を引き起こさずに熱拡散層を挿入する方法を提案した。具体的には、熱拡散層として導入するアルミナ膜の膜厚に、前述の熱的条件だけでなく、光学的な条件も課し、熱拡散層を導入する前の媒体の電界強度分布を変化させずに熱拡散層を挿入することができた。特に、この光学的条件は、MPC 媒体のような共鳴現象を用いる媒体に GAM 構造を導入するときに重要である。

これらの結果を踏まえ、MPC 構造と GAM 構造を組み合わせ、MPC+GAM 構造の検討を行った。熱拡散層挿入時に、熱的および光学的条件を課すことで、MPC 媒体中の共鳴状態を乱さずに熱拡散層を挿入できた。その結果、MPC 媒体の MO 効果の増大の効果と合わせて、GAM 媒体の磁気フリンジの明瞭化の両立が実現でき、結果として単層膜の一桁以上の相対回折効率の向上を達成できた。

## 参考文献

- 1) Julio de Paula, and Peter Atkins, “アトキンス 物理化学（上）第 8 版,” 東京化学同人 (2009).
- 2) Julio de Paula, and Peter Atkins, “アトキンス 物理化学（下）第 8 版,” 東京化学同人 (2009).
- 3) 河合 潤, “熱・物質移動の基礎—物理工学・化学工学を学ぶための,” 丸善 (2005)
- 4) R. Byron Bird, Warren E. Stewart, Edwin N. Lightfoot, “Transport Phenomena,” John Wiley & Sons, Inc. (1960).
- 5) Anne M. Hofmeister, “Thermal diffusivity of garnets at high temperature,” *Phys.Chem.Minerals* **33**, 45 (2006).

## 第4章 回折理論と有限要素法を組み合わせたハイブリッド方式による磁気フリンジ計算手法

### 4.1 はじめに

第2章および第3章では、それぞれ光マイクロキャビティ構造および多層膜構造を用い、光および熱をナノ構造によって人工的に操作することで、従来の単層膜と比べて高い回折効率を達成できた。磁気ホログラムの記録・再生に関わる物理現象は光・磁気・熱に渡り、特にナノ構造媒体を検討する際には、媒体中でこれらの物理現象がどのように振る舞うかを知ることが構造の設計に欠かせない。そのため、実験的に観察することが困難な磁気フリンジの形状、電界分布、および実験での検証が難しい多数の構造パラメータを持つ人工磁気格子の記録・再生特性を、数値シミュレーションを通して知ることに努めた。

本章では、コリニア磁気ホログラフィの記録・再生シミュレーションを実現するため、光の回折理論および有限要素法を組み合わせたハイブリッド計算手法を提案し、実寸大の光・熱連成シミュレーション法を確立した。このコリニア磁気ホログラフィの計算手法を確立できれば、コリニア磁気ホログラムの記録・再生を計算機上でシミュレーション可能になり、実際のデータ記録に向けたナノ構造媒体の物理、設計手法について解明する有用な手法として期待できる。

### 4.2 磁気ホログラムのシミュレーションの課題

前章までは、回折効率の向上という観点から、二光束干渉方式を計算モデルとして主に用いてきた。これは、二光束干渉方式のシミュレーションが二本の光ビームを媒体上で干渉させるという簡単なモデルで表現でき、回折効率の評価に適していたからである。一方で、我々が実際のメモリとしてページデータの記録・再生に用いるコリニアホログラフィでは、レンズを含めた系全体を表現するために、数 mm オーダーの計算モデルが必要である。有限要素法で電磁波を計算するためには、少なくとも光の波長の  $1/5$  程度のメッシュでモデルを

要素分割しなければならず，コリニア系の計算に必要なメッシュ数は  $10^9$  オーダーの大規模なものとなる．これには莫大なメモリ空間を要し，かつ計算時間の増大に直結する．したがって，たとえ無変調の光を用いたとしても，コリニア方式の磁気ホログラムを計算機上で再現することは大変困難である．

そのため，これまで我々の研究グループでは，コリニア磁気ホログラフィの記録・再生の振る舞いを計算機上で調べるため，主に縮小モデルを用いた検討を行ってきた．先行研究として，光の波長の  $1/5$  程度のメッシュサイズを維持したまま，モデル自体を実寸の約  $1/15$  に縮小したモデルを構築し，ワークステーション上で COMSOL Multiphysics を用いた計算を行い，コリニア磁気ホログラムの記録・再生に成功している．この手法では，図 4.2-1 に示すように，モデル上にレンズ形状を与えた領域を用意し，このレンズを用いて光ビームを媒体上に集光させた．計算手順はモデルの違いを除けば，2.3 節で述べたものと同等である．

図 4.2-2 に，この縮小モデルによるコリニア磁気ホログラフィの記録・再生シミュレーション結果の一例を示す．モデル中に用意したレンズにより，(a) 左端より入射した参照光および信号光（波長 532 nm）が媒体上に集光され，(b) 媒体で光吸収を生じる．2.3 節と同様に，50 ps の間だけ磁性膜は加熱され，(c) 経時変化に伴う熱拡散も考慮して磁化反転領域を決定した．(d) この磁気フリンジ形状をモデルに反映させ，再生光のみを照射してホログラムを再生した．

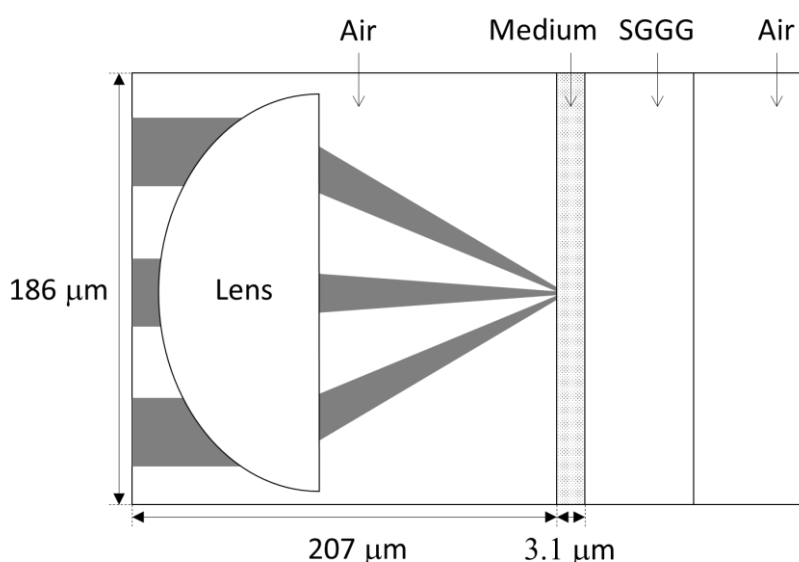
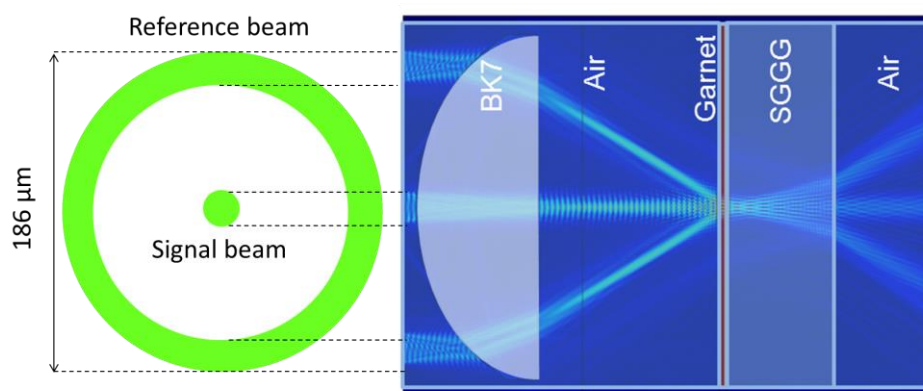
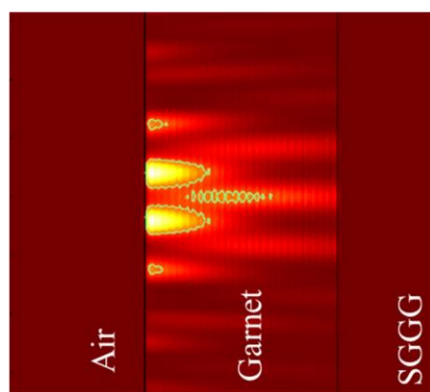


図 4.2-1 コリニア磁気ホログラフィの  $1/15$  縮小モデル．

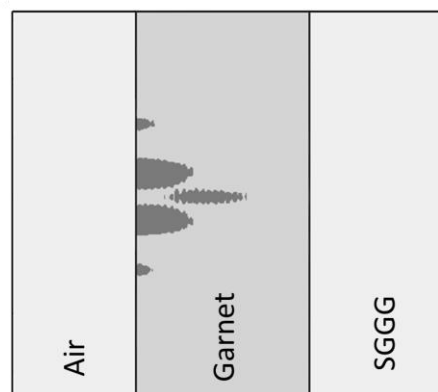
(a) Writing process



(b) Thermal calculations



(c) Magnetic fringe



(d) Reconstruction process

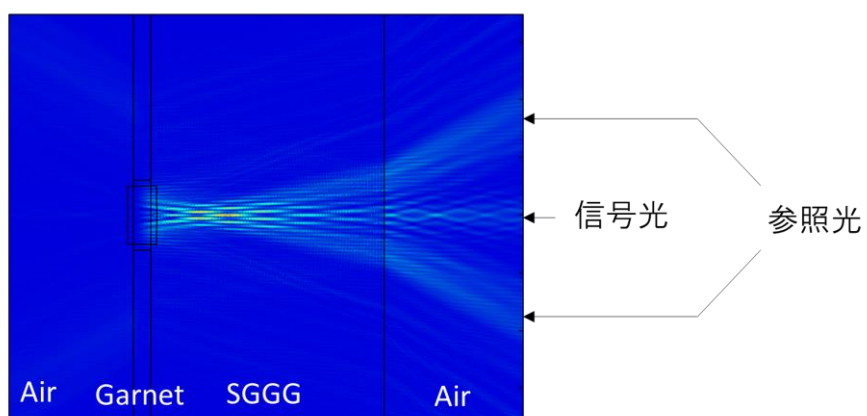


図 4.2-2 1/15 縮小モデルを用いたコリニア光学系のシミュレーション結果。  
(a) 光の電磁界分布, (b) 膜内のレーザ照射直後の温度分布, (c) 得られた磁気  
ホログラム形状, および (d) 回折光計算結果を示す。

縮小モデルを用いた計算では、磁気フリンジも形成できており、再生された回折光も表現できている。しかし、下記の理由で、新しいコリニア系の計算モデルが望まれている。

- (1) レンズを含む空間の大きさは 1/15 の縮小モデルであるが、光の波長は実寸であり、磁性膜の厚みも実寸となっている。その結果、1.3.7.2 項で述べたようなデフォーカス記録を再現することができない。
- (2) 空間は縮小モデルであるが、光の波長は実スケールである。磁性膜に記録される干渉縞は実スケールで形成されるので、実際に変調光を入射した際の干渉縞の様子を再現できない。

上記は、すべて光の波長の大きさにモデルのメッシュサイズの最大値が制限され、メッシュ数を減らすために空間を縮小しても、実際の空間的な光の状態は縮小できない点から生じているものである。そのため実寸か、もしくは限りなく実寸に近いモデルで磁気ホログラムのシミュレーションが実現できることが望まれる。

ここで、図 4.2-3 に実寸のコリニア光学系モデルを示す。対物レンズから再生光の観察面だけをモデル化するとしても、コリニア磁気ホログラフィの計算には少なくとも  $4 \times 8 \text{ mm}$  の大きさの空間のモデルが必要であり、これまで計算できていた二光束干渉系のモデル ( $0.05 \times 0.1 \text{ mm}$ ) と比べてはるかに大きい計算領域が必要であることが分かる。

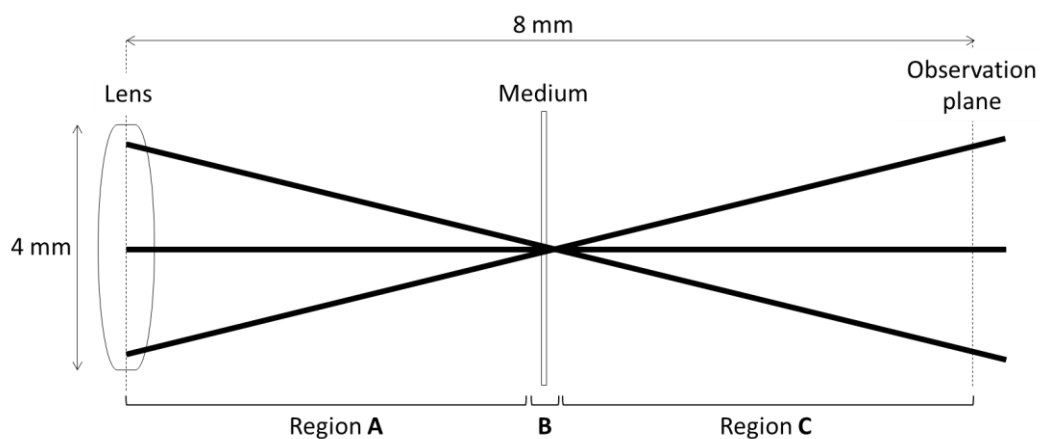


図 4.2-3 実際のコリニア磁気ホログラフィのシミュレーションに最低限必要な計算空間の大きさ。

これまで磁気ホログラムの計算に有限要素法を用いていた理由は、有限要素法が様々な物理現象に対し適用できるからである。電磁波・熱の現象が記録・再生に関わる磁気ホログラムは、それらの現象を統括的に計算するマルチフィジックス解析が必須であり、その点で有限要素法は優れている。一方で、モデルを膨大な数の微小要素に分解することにより生じるメモリ消費が課題となる。

ここまでは、光の入射、レンズによる集光現象を含め、熱磁気記録および MO 効果によるホログラム再生まで、全て有限要素法により計算を進めてきた。一方で、複数の物理現象を柔軟に取り扱えるという有限要素法の利点を生かしているのは、媒体周辺（図 4.2-3 中の領域 **B**）における電磁波と熱のマルチフィジックス解析および MO 効果の再現のみである。したがって、それ以外の領域（**A** および **C**）では、有限要素法によるマルチフィジックス計算である必然性はなく、より計算コストの低い電磁波計算で代用することも可能である。媒体前後の領域を計算するために本研究で着目したのは、フレネル-キルヒホッフの回折理論である<sup>1-6)</sup>。フレネル-キルヒホッフの回折理論（以下、回折理論）は、光の回折現象を記述するために一般に広く用いられる理論で、自由空間を伝搬する光の振る舞いやレンズ等の素子を通した光の振る舞いを知ることができる。回折理論は有限要素法とは異なり、必ずしも領域全体を計算する必要がなく、任意の入力を与えると出力が一つの数式により定まる。したがって、原理的に有限要素法と比べるとはるかに小さなメモリ空間で高速に計算が可能である。一方で、回折理論では、先に述べたようにマルチフィジックス解析が困難である上に、光の偏光状態を表現することも難しい。

そこで本章では、自由空間を伝搬する光を回折理論により計算し、媒体周辺の限られた領域のみを有限要素法で計算するハイブリッド計算手法を提案する。以降の節にて、ハイブリッド計算に必要な要素技術を議論していく。4.3 節では、回折理論と有限要素法の計算結果を互いに引き継ぐための、モデルの領域分割手法について述べる。4.4 節では回折理論の計算手法と、コリニア系の実験結果と比較することによる妥当性の検証について議論する。最終的に 4.5 節では、これらを統合したハイブリッド計算手法を用いて実際にコリニア磁気ホログラフィの計算を行った結果について報告する。

## 4.3 有限要素モデルの光の進行方向への分割と接合

### 方法

図 4.3-1 に、コリニア縮小モデルにおける光の伝搬方向について示す．コリニア方式では，レンズによって光が媒体上に集光され，透過光および再生光が後方へと出射する．したがって，レンズの表面による反射等の不要光を除く主要な光は入射側から出射側へ一方向に伝搬することになる．例外となるのは，基板上に磁性膜を形成したホログラム媒体中で，屈折率の異なる磁性膜と基板界面において光が膜内で反射・干渉するために逆方向に進むこともあり得る．MPC 媒体がその代表的な例で，誘電体多層膜中を光が多重反射することによって，MPC 媒体の優位性が生まれる．

従って，媒体周囲を除く領域においては基本的に一方向に光が進むため，図 4.3-2 に示すように，光の進行方向に対して領域を分割することができる．ここで，分割した各領域の入射面には前段の出射面の複素電界成分を与えることにより，伝搬する光に対しては各分割領域が連続しているように見せることができる．すなわち， $i$  番目の領域 ( $\mathbf{R}_i$ ) の入射面における複素電界分布  $\mathbf{E}_{\text{in}}^{(i)}$  を，

$$\mathbf{E}_{\text{in}}^{(i)}(\mathbf{y}) = \mathbf{E}_{\text{out}}^{(i-1)}(\mathbf{y}) \quad (4.3-1)$$

とする．ここで， $\mathbf{E}_{\text{out}}^{(i-1)}$  は  $i-1$  番目の領域 ( $\mathbf{R}_{i-1}$ ) の出射面における複素電界分布である．ここでいう複素電界分布は，電磁波の偏光状態も含む三次元ベクトルである．

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z) = (E'_x + iE''_x, E'_y + iE''_y, E'_z + iE''_z) \quad (4.3-2)$$

反射および干渉が計算結果に影響を与える媒体周辺の領域では，媒体全体を一つの分割領域中に内包させることで，反射・干渉光を考慮した計算ができる．

この方式では，(4.3-1)式で表現した電界の接続方法を，計算モデル上の境界条件としてどのように与えるかという技術的な点が重要となる．そこで以降では，次節以降で述べるフレネル-キルヒホッフの回折理論との接合の予備検討として，モデル外部で得られた複素電界分布をモデルの境界条件と手取り入れる手法について検討し，有限要素法における分割領域の設定および複素電界分布の引き継ぎ手法について議論する．



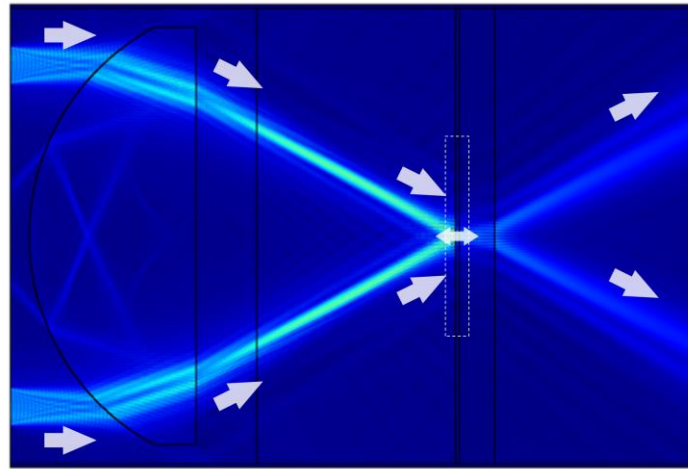


図 4.3-1 コリニア縮小モデル中の光の伝搬経路.

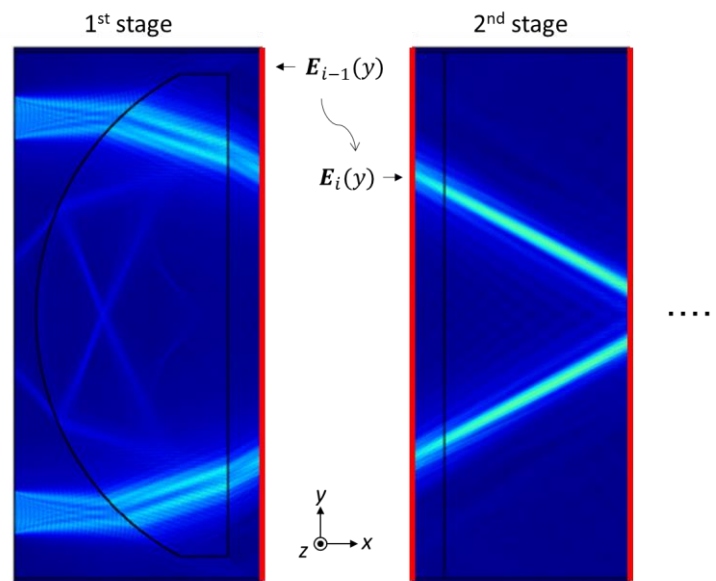


図 4.3-2 分割モデルの概念図. 前段の出射端の複素電界分布を後段の入射端に引き継ぐことで, 電磁波の連続性を表現する.

### 4.3.1 分割計算における各領域の接合

モデル領域を複数に分割するにあたって、各領域の複素電界分布をどのように引き継ぐかが重要な点となる。有限要素法を用いた電磁界計算では、微小要素およびそれらに関連づける関係式として、マクスウェル方程式を用いている。したがって、計算モデル内で表現されるすべての物理現象はマクスウェル方程式に従って記述されなければならない<sup>7)</sup>。本項では、各分割領域間で複素電界分布を引き継ぐ方法として、次の二つを提案した。

- 1) マクスウェル方程式における電界の境界条件を用いる手法
- 2) 重ね合わせの原理を用いて背景場として電磁波を引き継ぐ手法

我々は、本論文で提案するこれらの手法を、それぞれ **Electric Field 接合** および **Scattered Field 接合** と呼称した。これらは分割した系に反射を含むか否かにより使い分ける。詳細は以降にて、それぞれの接合方法の特性と併せて述べる。

#### 4.3.1.1 Electric Field (EF) 接合による領域分割

**Electric Field (EF) 接合**は、電磁場の境界条件の一つ、境界面に平行な電界成分は連続である、という法則に基づいて定義された境界条件を用いる。図 4.3.1.1-1 のように、法線ベクトル  $\mathbf{n}$  で定義される境界面において、媒質 A から媒質 B へ光が入射したとき、媒質 A 側および媒質 B 側の界面における複素電界を  $\mathbf{E}_1$ 、および  $\mathbf{E}_2$  と示すとき、

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = \mathbf{0} \quad (4.3.1.1-1)$$

と表現できる。媒質 A 側界面の複素電界  $\mathbf{E}_0$  が既知であり、媒質 B 側界面の複素電界  $\mathbf{E}$  が未知であるとするとき、式(4.3.1.1-1)は計算モデルの外部から任意の複素電界  $\mathbf{E}_0$  を与える式に変形できる。

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = \mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 \quad (4.3.1.1-2)$$

ここで、 $\mathbf{E}$  は計算モデル中の複素電界、 $\mathbf{E}_0$  は入射複素電界である。この境界条件を各分割領域の入射側境界面に与えることで、前段の複素電界分布をそのまま引き継ぐことができる。本境界条件は一般的なもので、使用ツールである COMSOL Multiphysics においても“Electric Field boundary condition”として用意されている。

EF 接合を用いて，単純な均質媒体を分割したモデルを計算した例を示す．図 4.3.1.1-2 に示す  $170\ \mu\text{m} \times 125\ \mu\text{m}$  の大きさの真空（屈折率  $n = 1$ ）モデルを検証に用いる．左端にはコリニア系の信号光と参照光を模した電界振幅を与え，真空中を光が回折しながら進行していく様子が見られる．この検証用モデルを，図 4.3.1.1-3 に示すように，横方向にいくつかの領域に分割した．図 4.3.1.1-4 にモデルを 6 分割し，EF 接合により複素電界分布を引き継いで計算した結果を示す．図上部の矢印は接合面を示している．接合面前後で電界が不連続な部分は存在せず，連続的に分割領域が計算できていることが分かる．右端の出射端における電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$  の分布を図 4.3.1.1-5 に示す．元のモデルを 6 分割および 33 分割しても，出射端の電界分布に変化はなく，分割による計算結果の差異も生じていない．

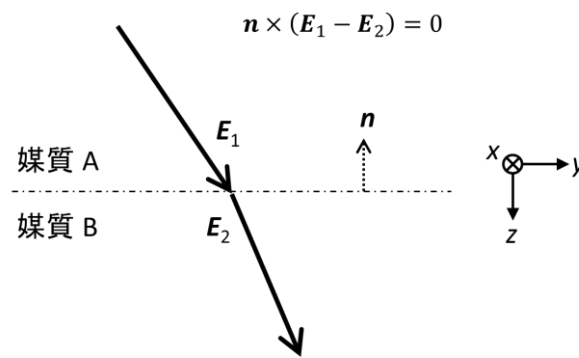


図 4.3.1.1-1 電界の境界条件の模式図．

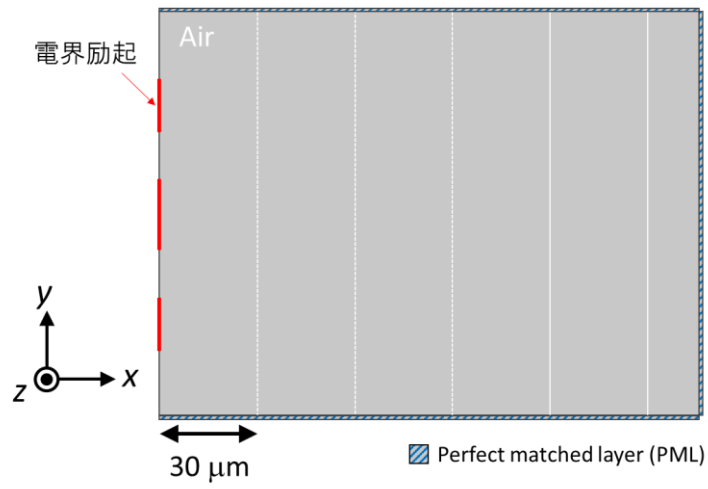


図 4.3.1.1-2 分割計算法の検証用モデル.

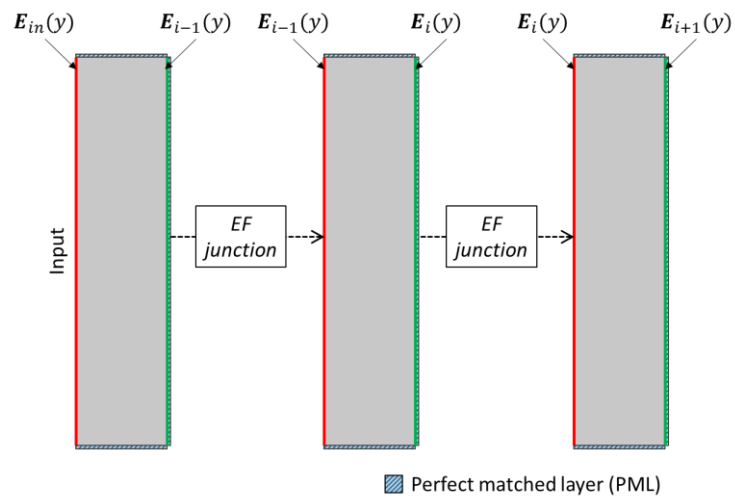


図 4.3.1.1-3 EF 接合の概念図.

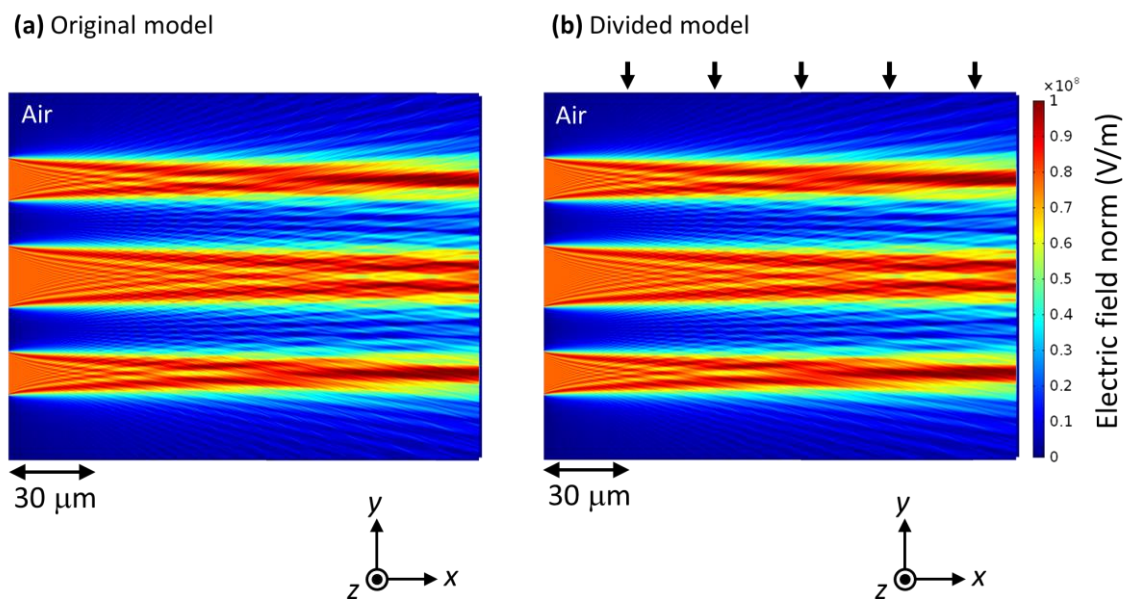


図 4.3.1.1-4 検証用モデルを (a) 一括で計算した結果，および (b) 6 分割し EF 接合にて計算した電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$ ．上部の矢印は接合境界面を示す．

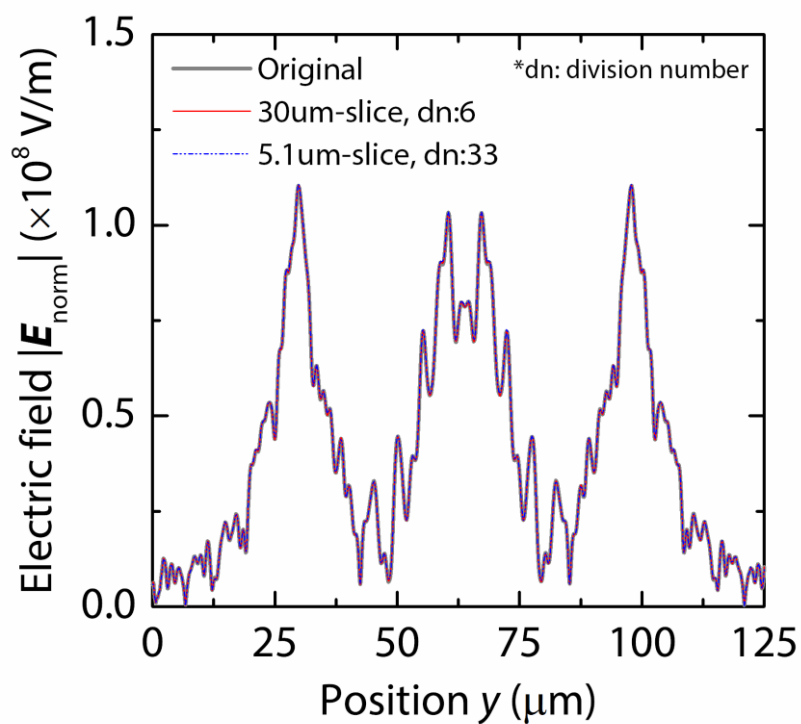


図 4.3.1.1-5 EF 接合を用い，検証用モデルを 6 および 33 分割した際の出射側（モデル右端）の電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$ ．

一方で、EF 接合は境界において式(4.3.1.1-2)を満たすように作用する．そのため、 $\mathbf{E} \neq \mathbf{E}_0$ となるときの、たとえば媒体中での反射光が入射端に戻ってきたとき、 $\mathbf{E}$ と $\mathbf{E}_0$ を等しくするために境界面に逆方向から入射した光はさらに反射してモデル側へ戻っていく．すなわち、EF 接合では境界面がほぼ鏡面（減衰率  $-1$  dB）のように働き、分割モデル中で発生した反射波等が正しく無限遠へと伝搬せず、計算結果に影響を与える．

この影響を図 4.3.1.1-6 に示すモデルを用いて検証した．このモデルは、これまでの検証用モデルに、反射光を意図的に発生させるための、 $5^\circ$ だけ傾けた  $1\ \mu\text{m}$  厚の BiDyAl:YIG 膜を配置している．傾きを持たせてあるのは、反射の効果を視覚的に示すためである．図 4.3.1.1-7 に、モデルを 6 分割し、EF 接合により複素電界分布を引き継いで計算した結果を示す．BiDyAl:YIG 膜から反射した光が逆進して境界面に達した後、さらに再反射され後段の分割領域の計算結果に影響を与えている様子が分かる．右端の出射端における電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$  の分布を図 4.3.1.1-8 に示す．図中の矢印に示す位置に、再反射により生じた電界が重畳しており、分割前と比べて電界分布に著しい乱れが生じている．

以上の結果より、分割領域に反射する系を含む場合には、EF 接合は計算結果に大きな誤差を生じる．ただし、図 4.3.1.1-2 に示す検証モデルのような反射の発生しない場合では有効な接合方法である．

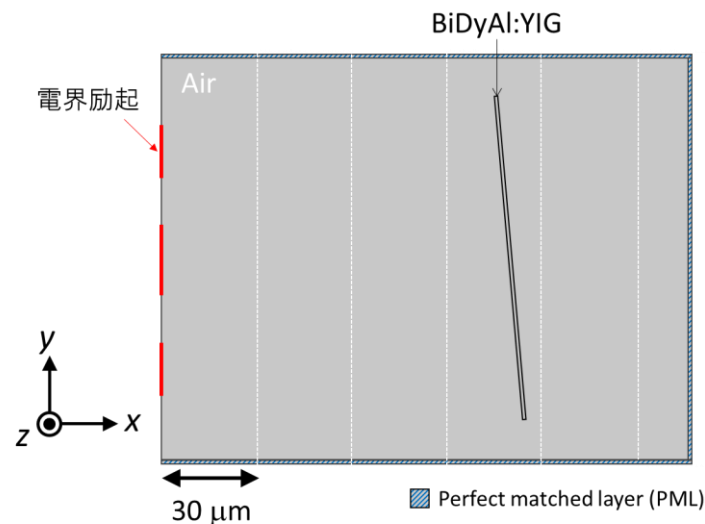


図 4.3.1.1-6 分割計算法の反射による影響を検証するためのモデル．

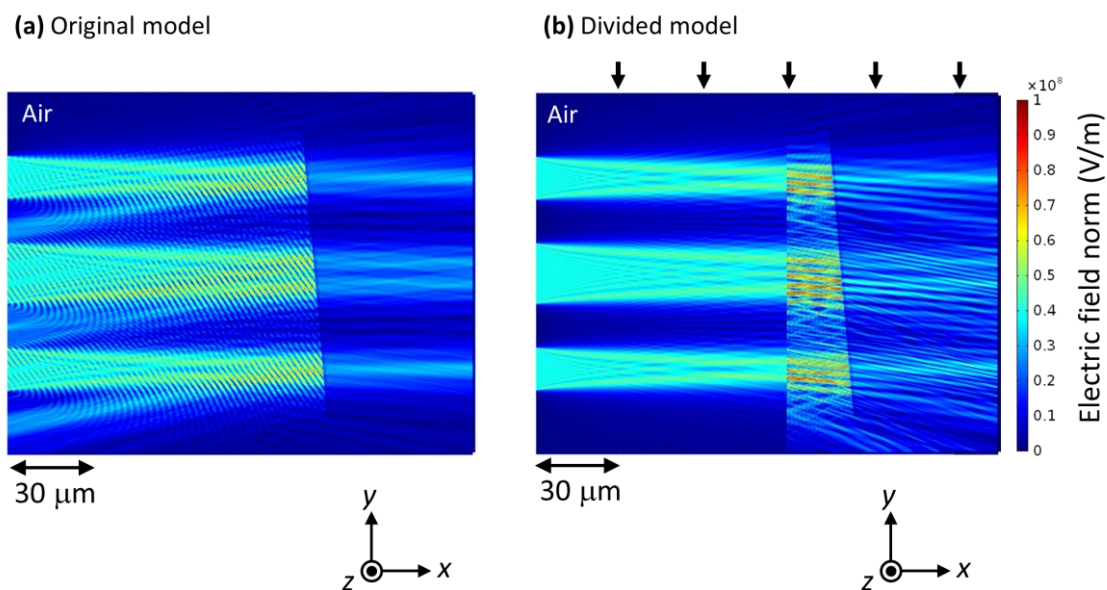


図 4.3.1.1-7 反射する系を含む検証用モデルを (a) 一括で計算した結果、および (b) 6 分割し EF 接合にて計算した電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$ . 上部の矢印は接合境界面を示す.

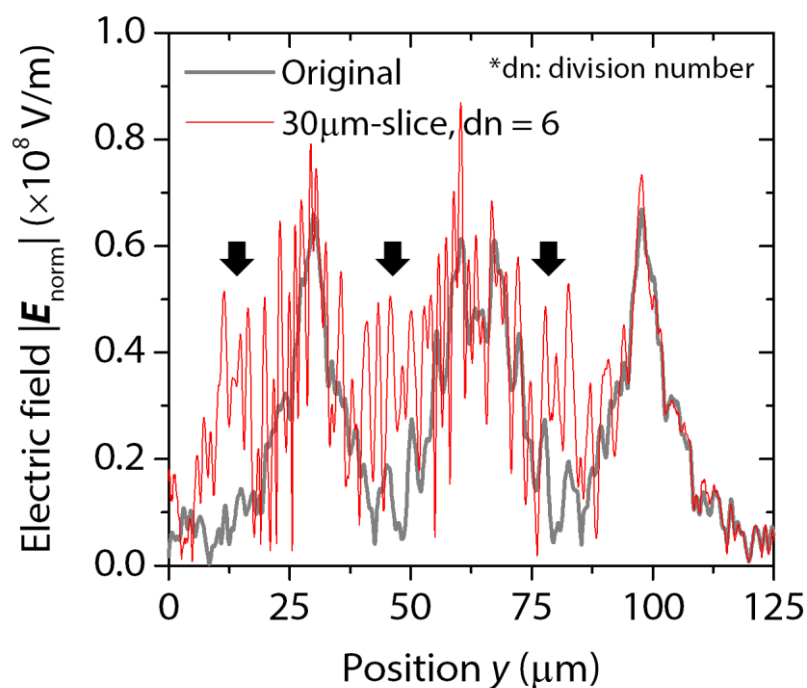


図 4.3.1.1-8 EF 接合を用い，反射する系を含む検証用モデルを 6 分割した際の出射側（モデル右端）の電界分布  $|\mathbf{E}_{\text{norm}}|$ . 図中の矢印の位置に，反射した光が出射側へ再反射することにより生じる誤差が存在する.

#### 4.3.1.2 Scattered Field (SF) 接合による領域分割

前節で述べた EF 接合を用いることで、後段の分割領域が反射の無い系の場合、非常に良い精度で各分割領域の複素電界分布を引き継ぐことができた。一方で、反射のある系を後段の分割領域にもつ場合には、反射光が接合面で再反射し、計算結果に悪影響を与える。ここでは、反射のある系においても良好な精度で複素電界分布を引き継ぐことのできる接合手法について検討する。

境界面における反射を防ぐ方法として一般的にとられるのは、完全整合層 (PML; perfect matched layer) の配置である<sup>8-10)</sup>。PML は 2 章でも述べたように、設置領域の誘電率および導電率を連続的に変化させ、その領域内で電磁波が完全に吸収されるように設計されている。ただし、PML は厳密には境界条件ではなく、モデル内に配置される領域であるため、境界から生じる電磁波も吸収の対象となる。したがって、PML を配置すると、その PML と接する境界から電磁波を生じさせることができなくなり、結果として、前節のような境界条件に頼る励起方法を併せて使用することができない。

PML に接する境界面から電磁波を励起させるためには、散乱場 (SF; scattered field) 計算を使用する方法がある<sup>1)</sup>。通常、電磁場を表す電界成分は一つの複素三次元ベクトル  $\mathbf{E}(x,y)$  として表現されるが、SF 計算では複素電界ベクトルを二つの変数に分離する。すなわち、

$$\mathbf{E}(x,y) = \mathbf{E}_{sc}(x,y) + \mathbf{E}_i(x,y) \quad (4.3.1.2-1)$$

とする。ここで、 $\mathbf{E}_{sc}(x,y)$  を散乱場に対する電界成分、 $\mathbf{E}_i(x,y)$  を背景場に対する電界成分と呼称する。散乱場とは、モデル中の媒体の存在によって生じる電界成分であり、モデルが均質媒体であれば反射・散乱等が発生しないため  $\mathbf{E}_{sc} = \mathbf{0}$  となる。背景場は、モデル中の媒体に関わらず常に存在する電界を示し、複素電界のバイアスのような役割を示す。SF 計算では、一定の  $\mathbf{E}_i$  に  $\mathbf{E}_{sc}$  が重畳している状況下で、有限要素法により  $\mathbf{E}_{sc}$  の解を求める。一般的に SF 計算は、ある一定の電磁波分布のある空間中で散乱媒質を配置したときの電磁波の振る舞いを知るために使われる。SF 計算では、PML は  $\mathbf{E}_{sc}$  に対してのみ作用するため、四方を PML によって囲まれたモデルであっても外部から任意の電磁場を与えることができるのが大きな特徴である。

分割領域の中に反射の発生する系がある場合の引き継ぎ手法として、SF 計算を用いた複素電界分布の引き継ぎ方法、SF 接合を検討する。EF 接合のような境界条件を用いた励起では、前段の複素電界の“線分布”を引き継ぐことができ



たが，SF 接合では，式(4.3.1.2-1)に従い，背景場として前段の複素電界の“厚みのある分布”を与えなければならない．そのため，SF 接合では，図 4.3.1.2-1 に示すように，前段モデルとの間に重なり領域を設定し，その部分の複素電界の分布を背景場として設定し引き継ぎを行う．ここで，重なり領域の厚さはモデルに用いているメッシュサイズより十分大きな  $1\ \mu\text{m}$  とした（付録 D 参照）．したがって，背景場として左端  $1\ \mu\text{m}$  分の領域に前段の電界分布が転写され，それ以降の領域はマクスウェル方程式に従って補完されることになる．よって， $1\ \mu\text{m}$  分の厚みのある電界分布を与えることで，モデル全域にわたる複素電界分布の解が一意に決まり，計算結果が得られる．

図 4.3.1.1-2 に示す検証用モデルを横方向に 6 分割し，SF 接合により複素電界分布を引き継いで計算した結果を図 4.3.1.2-2 に示す．図上部の矢印は接合面を示している．接合面前後で，電界強度が不連続に増加していることが分かる．ただし，絶対値の増加を除けば，おおむね前段の結果を引き継ぎ計算できている．右端の出射端における電界分布  $|E_{\text{norm}}|$  の分布を図 4.3.1.2-3 に示す．元のモデルを 6 および 33 分割することで，電界分布の絶対強度が増加している様子がみてとれる．また，分割数が大きいほど強度が増加していることから，接合面にて強度の増加が引き起こされ，それが蓄積していると考えられる．

図 4.3.1.2-4 に，各電界分布を分割前の電界分布で規格化した結果を示す．SF 接合にて分割計算した結果についても，分割前とほぼ同等の電界分布を示しており，SF 接合により絶対強度は増加するが，電界分布の傾向自体は変化がないことが分かる．すなわち，SF 接合にて発生する誤差は絶対強度に対してであり，接合前後で生ずる光の波面形状の誤差は無視できる程度であると考えられる．

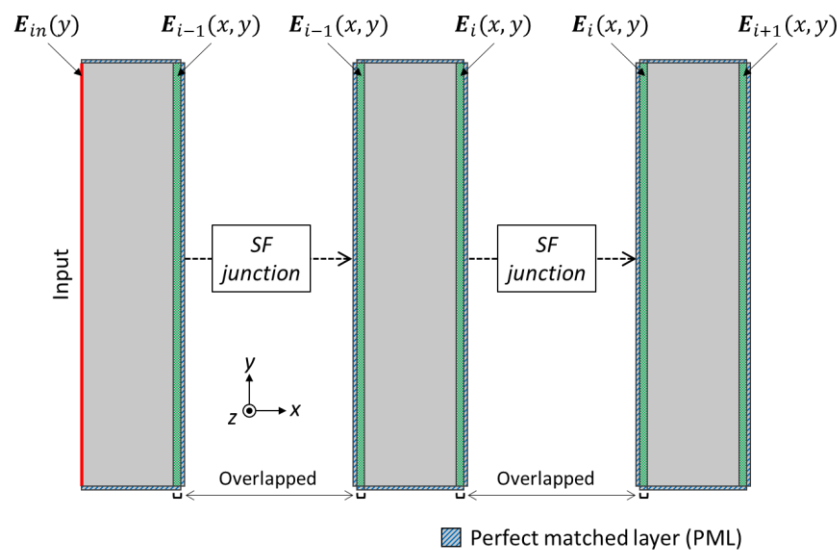


図 4.3.1.2-1 SF 接合の概念図．

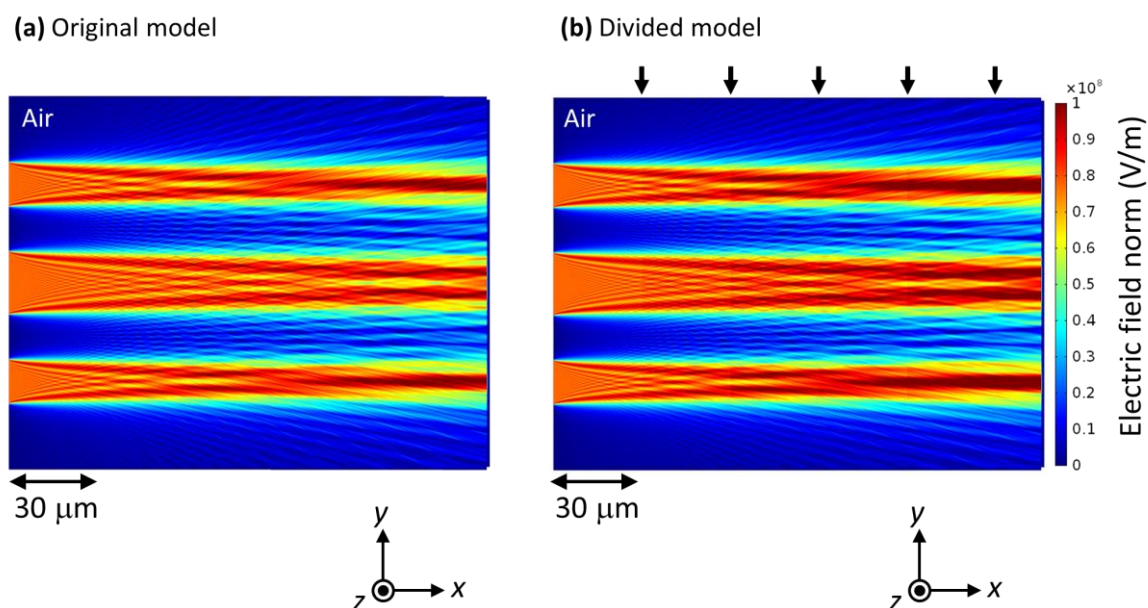


図 4.3.1.2-2 検証用モデルを 6 分割し SF 接合にて計算した電界分布 $|E_{\text{norm}}|$ 。上部の矢印は接合境界面を示す。

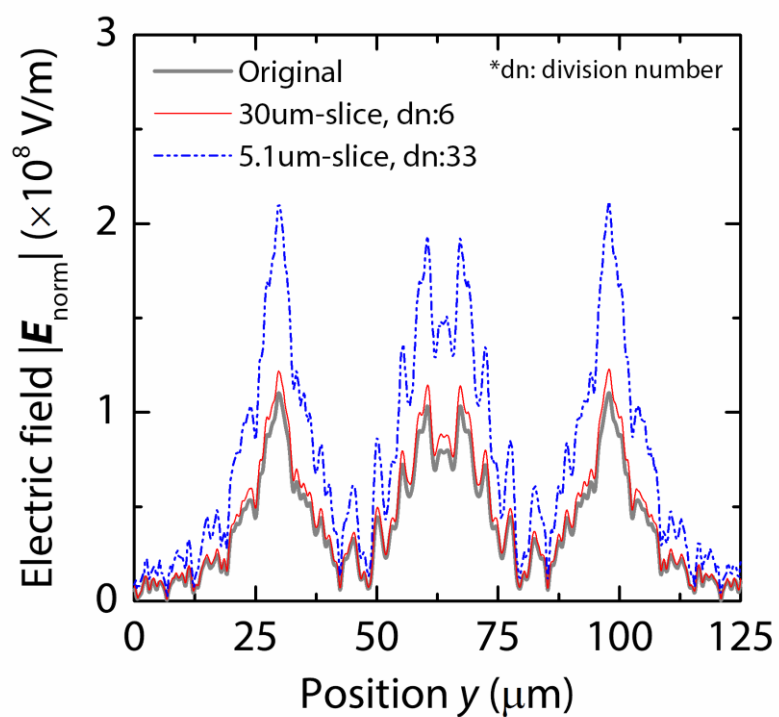


図 4.3.1.2-3 SF 接合を用い，検証用モデルを 6 および 33 分割した際の出射側（モデル右端）の電界分布 $|E_{\text{norm}}|$ 。

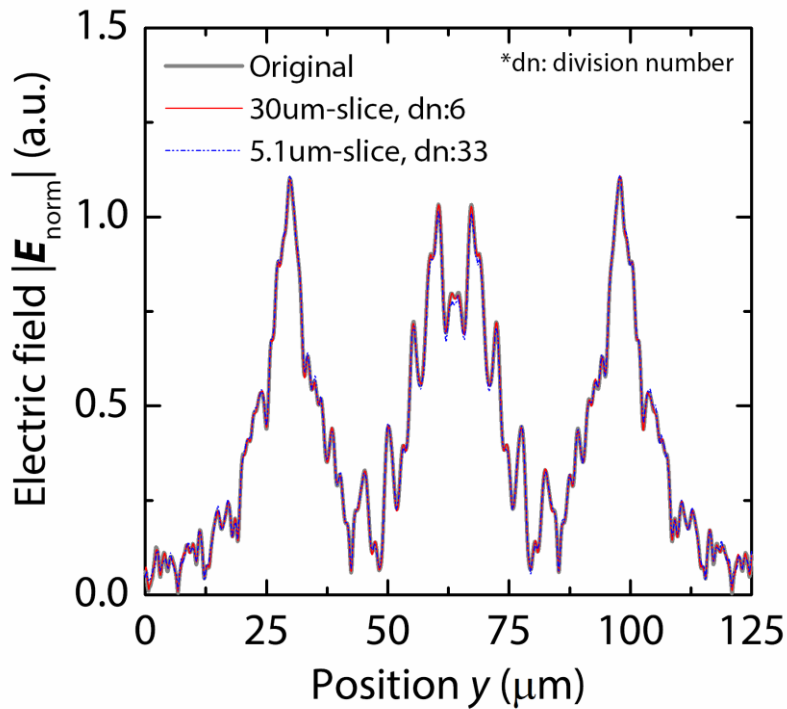


図 4.3.1.2-4 SF 接合を用いた検証用モデルの出射側（モデル右端）の電界分布  $|E_{\text{norm}}|$ . 分割前の電界強度の最大値で各プロットを規格化している.

この SF 接合モデルが反射を含む系に対して適用が可能かどうかを検証するため、前項と同様に、図 4.3.1.1-6 に示すモデルを計算した。図 4.3.1.2-5 に、モデルを 6 分割し、SF 接合により複素電界分布を引き継いで計算した結果を示す。BiDyAl:YIG 膜から反射した光が逆進して境界面に達した後、PML により反射光が吸収されており、境界面での再反射は見られない。また、右端の出射端における電界分布  $|E_{\text{norm}}|$  の分布を図 4.3.1.1-6 に示す。図のように、SF 接合を用いて分割した場合と分割しない場合の電界分布は良い一致を示しており、SF 接合が反射を含む系の透過光の電界分布の計算に当たり有効に働いていることが分かる。

以上の結果より、分割領域内部に反射の発生する系を含む場合について SF 接合が有効である。SF 接合の場合、端面に逆入射した光は -44 dB 減衰し、非常によい吸収体として振る舞う。一方で、SF 接合によって複素電界分布を引き継いだ場合には、絶対強度に最大 11% のつなぎ誤差がみられるが、図 4.3.1.2-6 (b) に示すように、規格化した電界分布は良い一致を示すことが分かった。

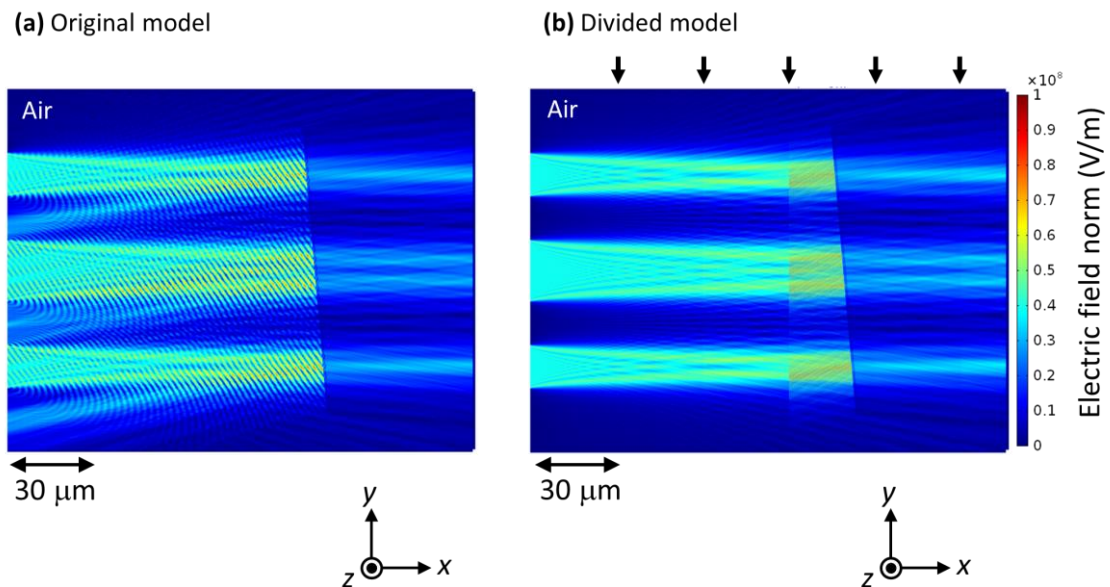


図 4.3.1.2-5 反射する系を含む検証用モデルを (a) 一括で計算した結果、および (b) 6 分割し SF 接合にて計算した電界分布  $|E_{\text{norm}}|$ . 上部の矢印は接合境界面を示す.

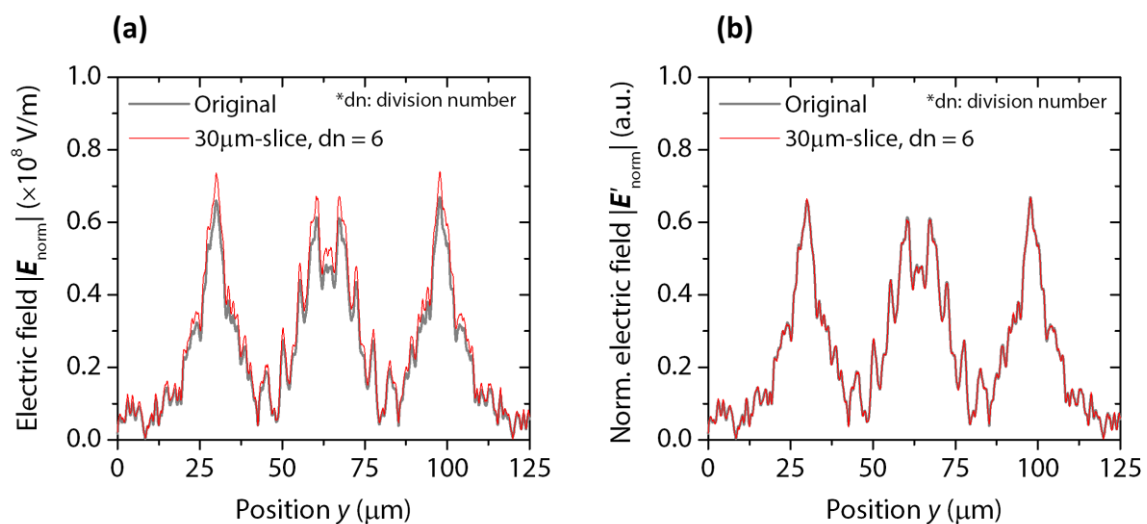


図 4.3.1.2-6 SF 接合を用い，反射する系を含む検証用モデルを 6 分割した際の出射側（モデル右端）の (a) 電界分布  $|E_{\text{norm}}|$ ，および (b) 分割前の電界強度で規格化した電界分布  $|E'_{\text{norm}}|$  .

### 4.3.2 分割モデルを用いたコリニア計算に関する検証

前項までで、コリニア磁気ホログラフィのモデルを分割計算する上で重要な点となる、各領域の複素電界分布の引き継ぎ手法について検討した。EF 接合は、つなぎ誤差が極めて小さいが、下流の分割領域に反射する系がある場合には適用できない。一方で、SF 接合は反射のある系との接続に対しても適用可能だが、計算後の電界分布の絶対値には誤差が生じることが分かった。したがって、計算する分割領域内に反射する系があるか否かで、これらの接合方法を使い分ける必要がある。たとえば、図 4.3.2-1 の赤線に示すように、コリニア系のモデルを大きく 3 分割することを考える。初段と第二段の領域は媒体表面からの反射光があるため SF 接合でつなぎ、第二段と最終段は反射光がないため EF 接合でつなぐことができる。

ここで、前項で述べたように SF 接合は、引き継ぎ後の電界分布の絶対値につなぎ誤差が生じることが分かっているが、本研究の範囲内では、コリニア系の計算にこの誤差は大きな影響を与えない。SF 接合の誤差により記録エネルギーが変化すれば磁気ホログラムの記録状態も変化するが、計算工程として SF 接合後の記録エネルギーが意図する値になるように適宜フィードバックすることで、問題なく意図した通りのエネルギーを与えることができる。また、再生時に関しても、相対回折効率は透過光と回折光の比率であるため影響がないことはもちろん、絶対回折効率においても、SF 接合後のメディア直前の入射光強度が取得できるため特に問題にならない。

実際に、この仮定について、分割前後で比較が可能な二光束干渉法を用いて検証した。具体的には、図 4.3.2-1 と同様に媒体直前からを SF 接合にて、媒体直後からを EF 接合にて引き継ぐことで相対回折効率に生じる誤差を評価した。図 4.3.2-2 に検証用モデルを示す。2.3 章の例と同様に、ガーネットの膜厚は  $3.88\ \mu\text{m}$  とし、記録エネルギー密度は  $110\ \text{mJ}/\text{cm}^2$  を与えた。一括で計算した場合の相対回折効率は  $0.0804\%$  に対し、分割して計算した場合は  $0.0809\%$  であり、分割による誤差は  $1\%$  を下回ることが分かった。以上の点より、EF 接合および SF 接合を用いることで、磁気ホログラムの分割計算を高い精度で行うことができると考えられる。

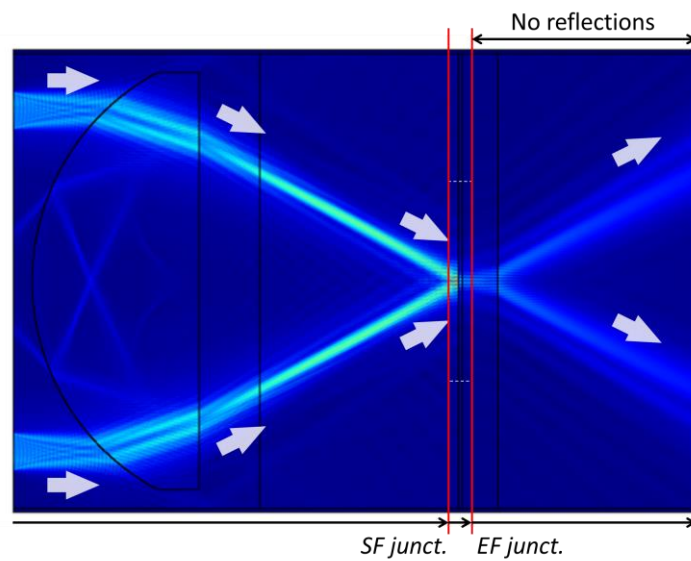


図 4.3.2-1 コリニア系の分割の一例．赤線は分割の境界線を示す．

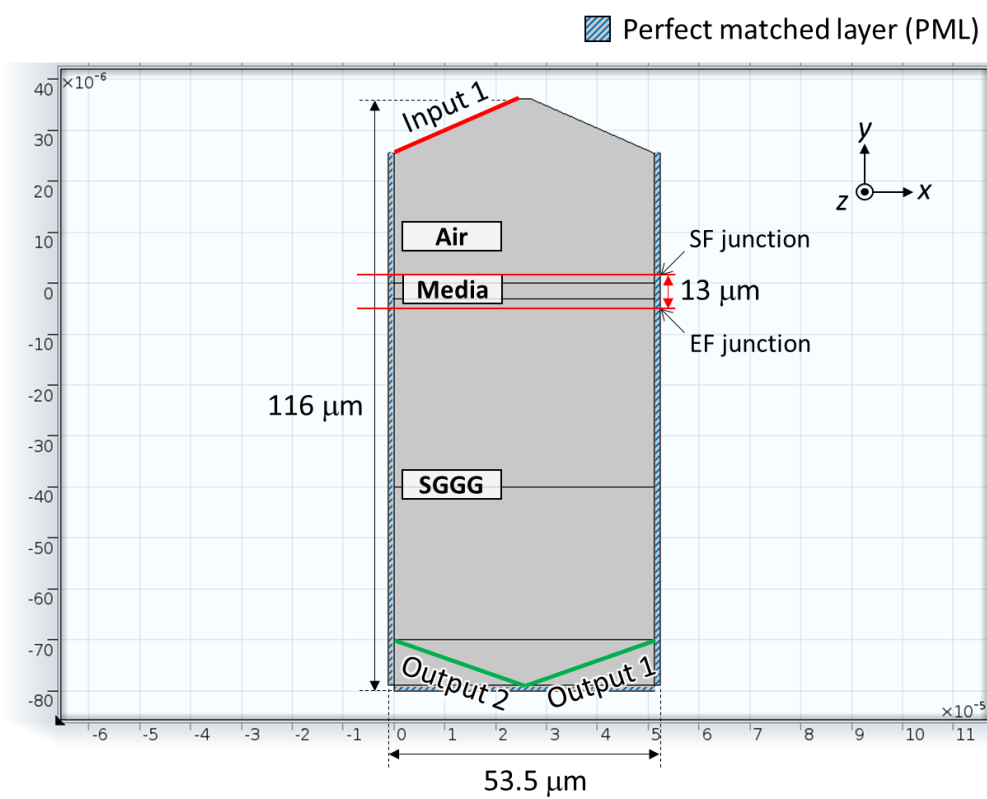


図 4.3.2-2 分割計算の検証モデル．

## 4.4 フレネル-キルヒホッフ回折理論を用いた光の 集光状態の計算

前節では、有限要素法のモデルに外部より得られた複素電界分布を導入する手法について検討した。本節では、ハイブリッド計算手法の要素の一つである、回折理論による光計算について検討する。

回折理論は、レンズを含む、自由空間における光の伝搬状態を記述でき、高速に計算することができる。回折理論は、その名の通り、波の回折を数学的に記述する理論であり、回折しながら伝搬していく電磁波の振る舞いや、原理的には回折現象により説明できるレンズの作用等を簡便な計算式によって求めることができる。特に本節では、回折理論のうち最も一般的に使用されるものの一つである、フレネル-キルヒホッフの回折理論について述べる<sup>1-6)</sup>。フレネル-キルヒホッフの回折理論を用いて、レンズの集光点における複素電界分布、および記録媒体後方の自由空間を伝搬する光を計算することで、有限要素法の利点を活用し、有限要素法だけでは従来困難であった大規模な光学シミュレーションを実現した。

### 4.4.1 フレネル-キルヒホッフ回折理論とレンズの位相変換

図 4.4.1-1 に示すような、 $z = 0$  の面に有限の開口  $\Sigma$  があり、開口に分布する複素電界  $\mathbf{E}(x, y, 0)$  が自由空間中を伝搬するモデルを考える。このとき、フレネル-キルヒホッフ (FK) 回折理論によると、任意の  $z > 0$  の位置における複素電界  $\mathbf{E}(x, y, z)$  は、点  $Q(u, v, 0)$  からの球面波の重ね合わせとして、

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \mathbf{U}(u, v) \mathbf{E}(u, v, 0) \frac{\exp(ikr)}{r} \left\{ \frac{\cos(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}) + 1}{2} \right\} dudv \quad (4.4.1-1)$$

と表すことができる<sup>1-6)</sup>。ここで、 $\lambda$  は媒質中の光の波長、 $\mathbf{U}(x, y)$  は開口  $\Sigma$  における位相変換式、 $\mathbf{r} = \sqrt{(x-u)^2 + (y-v)^2 + z^2}$  は積分変数  $u, v$  が指す点  $Q(u, v)$  から  $P(x, y, z)$  へのベクトル、 $\hat{\mathbf{n}}$  は開口  $\Sigma$  の単位法線ベクトルである。式(4.4.1-1)はホイヘンスの原理を数学的に表したものであるといえ、開口  $\Sigma$  で生じる二次球面波を観測点  $P(x, y, z)$  にて重ね合わせることで光の伝搬を記述する。

位相変換式  $U(x, y)$  は、レンズのように開口にて位相変換作用を伴う場合に使用する。レンズは、曲面をもたせて光を屈折させるが、これは場所によって光の位相をずらすことで光を曲げていることに他ならない。図 4.4.1-2 に、レンズの位相変換作用の概念図を示す。レンズは左端より入射した光波に対し、位相変換  $U(x, y)$  を与える。この作用による最も一般的な現象として、レンズの平面波—球面波の変換作用がある。すなわち、レンズに平面波を入射すると、レンズ後方に焦点距離  $f$  だけ離れた光軸上に一つの球面波が収束するような形で集光する現象である。レンズが十分に薄いと考え、 $z = 0$  の面で位相変換  $U(x, y)$  が与えられるとすると、 $z = -0$  (入射側) と  $z = +0$  (出射側) の複素電界分布  $E_-(x, y)$  および  $E_+(x, y)$  は次の関係を満たす。

$$E_+(x, y) = U(x, y)E_-(x, y) \quad (4.4.1-2)$$

ここで、入射光が平行光、出射光が焦点位置に収束する球面波であることを考えると、

$$\begin{aligned} E_-(x, y) &= \exp(ikz) \rightarrow 1 \quad (z \rightarrow 0) \\ E_+(x, y) &= \exp(-ikr') \end{aligned} \quad (4.4.1-3)$$

となる。ここでは、 $z \rightarrow 0$  であることを使い、 $r' = \sqrt{x^2 + y^2 + f^2}$  はレンズ面上の点  $(x, y)$  から焦点位置までの距離である。式 (4.4.1-2) および式 (4.4.1-3) より、レンズの位相変換式  $U(x, y)$  を求めることができる。

$$U(x, y) = \frac{E_+(x, y)}{E_-(x, y)} = \exp(-ikr') \quad (4.4.1-4)$$

一般的にはレンズの中心  $(0, 0)$  における位相差を 0 とするため、上式は、

$$U(x, y) \equiv \exp\{ik(-r' + f)\} \quad (4.4.1-5)$$

と表現される。これがレンズの位相変換作用を示す式である<sup>1)</sup>。

式 (4.4.1-1) に式 (4.4.1-5) を代入すると、

$$E(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} E(u, v, 0) \frac{\exp\{ik(r - r' + f)\}}{r} \left\{ \frac{\cos(\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}) + 1}{2} \right\} dudv \quad (4.4.1-6)$$

が得られる。上式を用いることで、任意の複素電界分布  $E(u, v, 0)$  を焦点距離  $f$  のレンズに入射したときの、任意の位置における光の複素電界分布を計算することができる。



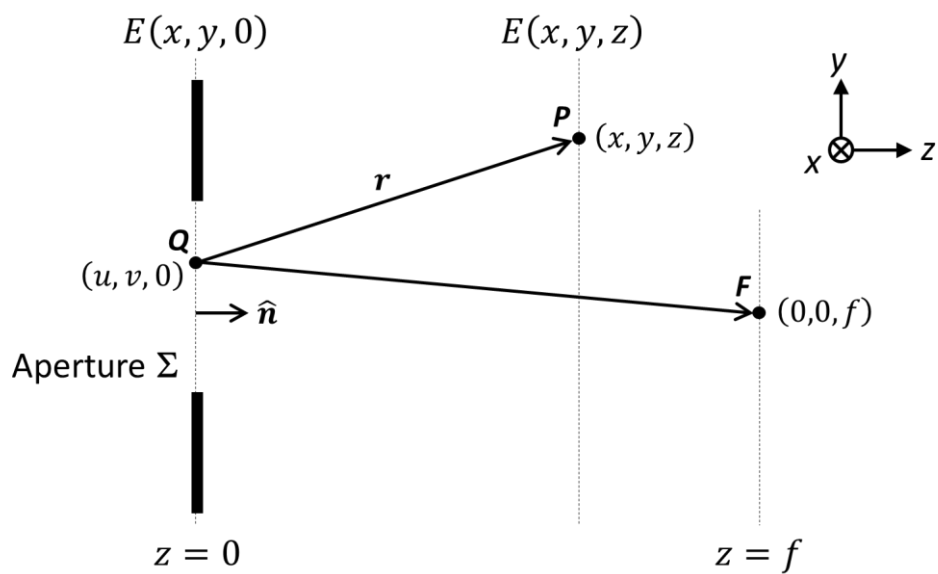


図 4.4.1-1 フレネル-キルヒホッフ回折理論の基本モデル.

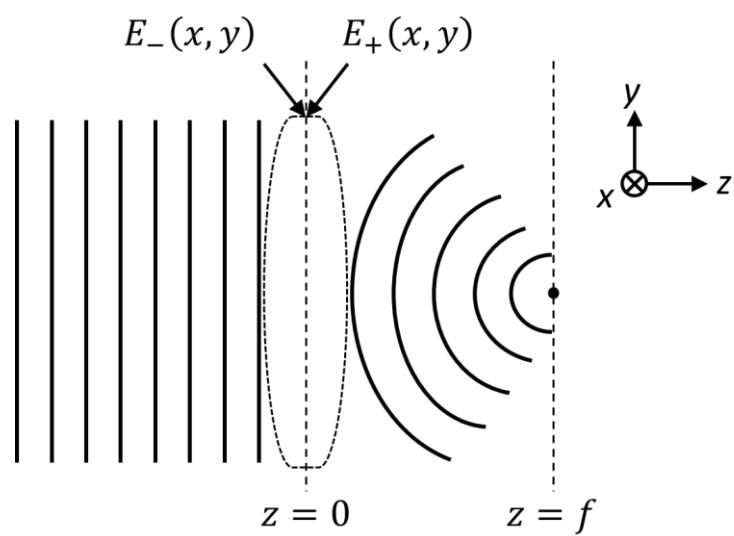


図 4.4.1-2 レンズの位相変換作用.

## 4.4.2 フレネル-キルヒホッフ回折理論による集光状態の計算と検証

式(4.4.1-1)および式(4.4.1-6)の FK 回折理論式を実際に解くとき、一般的に近軸近似 ( $z \gg x, z \gg y$ ) や焦点付近の計算 ( $z \approx f$ ) といった近似を導入し、より簡略化する場合が多い。しかし、コリニア磁気ホログラフィでは、第 1 章で述べたように集光点より数百  $\mu\text{m}$  離れたデフォーカス位置で記録する場合も多く、意図的に式を近似することなく直接数値計算を行う。ここで、式(4.4.1-1)および式(4.4.1-6) の導出に当たって適用されている近似は、FK 回折理論を導く際に使用される  $z \gg \lambda$  のみであり、この近似はコリニア磁気ホログラフィにおいても十分に妥当である。

FK 回折理論の計算結果を検証するため、実際に形成される磁気ホログラムの顕微鏡像と計算結果を比較した。比較に使用した記録パターンを図 4.4.2-1 に示す。放射状のリング型参照光を持ち、同軸上に信号パターンを配置した。この記録パターンを焦点位置からレンズ側に 150  $\mu\text{m}$  近づけた位置に設置した、厚さ 3.1  $\mu\text{m}$  の BiDyAl:YIG 単層膜に記録した磁気ホログラムの再生像を図 4.4.2-2 (a)に示す。透過参照光中央に信号光が再生されていることが分かる。また、このとき記録された磁気ホログラムの偏光顕微鏡像を図 4.4.2-2 (b)に示す。第 1 章で述べた磁気ホログラムの四輝点記録により、上下左右に同形状のホログラムパターンが記録されている。

一方、式(4.4.1-6)を用いて、実験と同様焦点位置から 150  $\mu\text{m}$  だけレンズに近づいた位置の電界強度分布  $|E|^2$  を計算し、得られた結果を図 4.4.2-3 (b)に示す。図 4.4.2-3 (a)には、比較のために図 4.4.2-2 (b)と同じ偏光顕微鏡像の傾きを補正した画像を示している。計算結果は記録時の電界強度分布であるのに対し、偏光顕微鏡像で得られるのは磁化の分布であり、電界強度の強い部分のみが磁化反転した様子を観察しているという違いはあるが、外のリングの大きさや中央の信号光に相当する部分の大きさ等、両者の特徴的な部分は、寸法的にも非常に良い一致を示していることが見てとれる。形状にも多くの類似点があり、FK 回折理論は妥当な結果をもたらしていると判断できる。

FK 回折理論を用いて得られた電界分布を、前節で述べた EF 接合を用いて有限要素法に引き継ぐことで、記録媒体より手前の領域の計算を非常に高速に行うことができる。また、有限要素法により計算された磁気ホログラムの再生光は、記録媒体直後の複素電界分布を FK 回折理論の式(4.4.1-1)に入力として与え

ることで、同じく記録媒体より後方の領域の計算を回折理論により高速に行うことができる。ここでは、位相変換は不要であるので、 $U(x,y) = 1$ とする。

すなわち、光・熱・磁気の複数の物理現象をまたがる計算が必要である媒体周辺のみを有限要素法で行い、それ以外の光学計算を FK 回折理論によって行うことで、コリニア磁気ホログラフィの大規模な光学シミュレーションを可能とする。

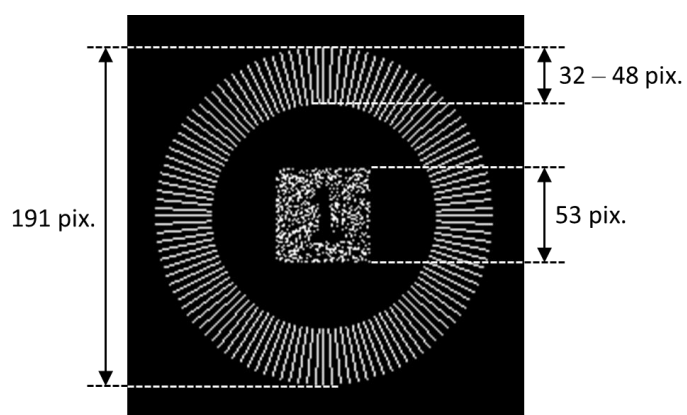


図 4.4.2-1 FK 回折理論検証用の記録パターン。

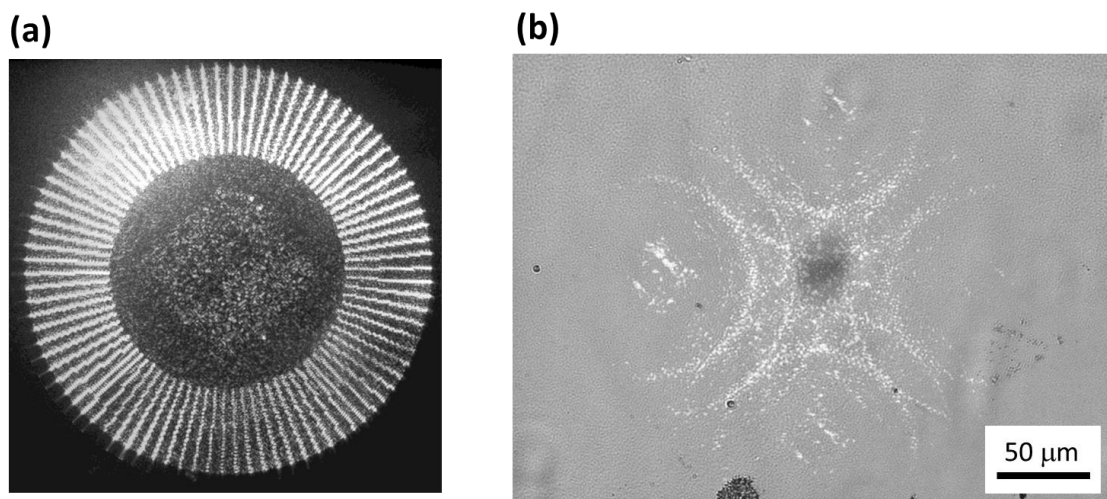
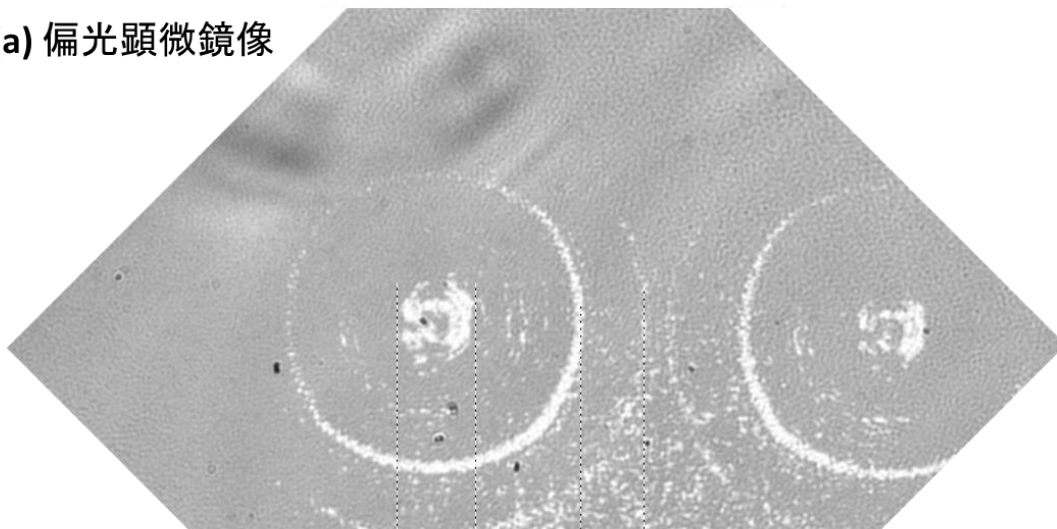


図 4.4.2-2 検証用パターンを用いた磁気ホログラムの記録・再生結果。(a) 再生像および (b) 偏光顕微鏡にて観察した磁気ホログラムのパターン。

(a) 偏光顕微鏡像



(b) 計算結果

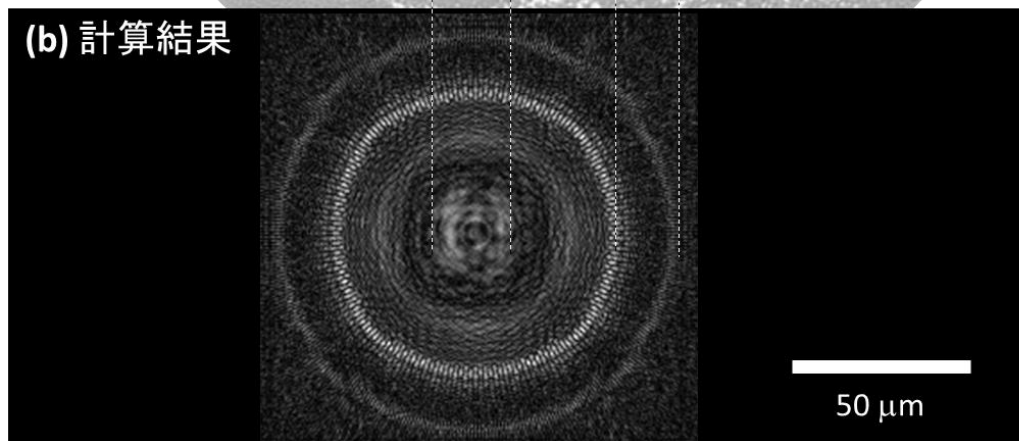


図 4.4.2-3 実験による偏光顕微鏡像と FK 回折理論の光強度分布の比較.

(a)磁化状態を示す偏光顕微鏡像, および(b) 光強度分布の計算結果.

## 4.5 回折理論と有限要素法を組み合わせたハイブリッド計算

前節までに、ハイブリッド計算手法に必要な要素技術である、分割計算および FK 回折理論について述べた。本節では、具体的にハイブリッド計算手法を用いてコリニア磁気ホログラフィのモデルを 2 次元の実寸にて計算した結果について議論する。これまでも述べているように、レンズを含む記録媒体直前までの領域および記録媒体以降の領域が FK 回折理論の適用領域であり、媒体周辺のみ有限要素法で計算を行った（図 4.5-1）。また、記録媒体前段と記録媒体の領域の接続には SF 接合を、記録媒体と記録媒体後段の接続には EF 接合を用いた。これも、先に述べたように計算領域に反射を含むか否かで選択している。以降では、コリニア磁気ホログラフィの計算方法を順を追って述べる。

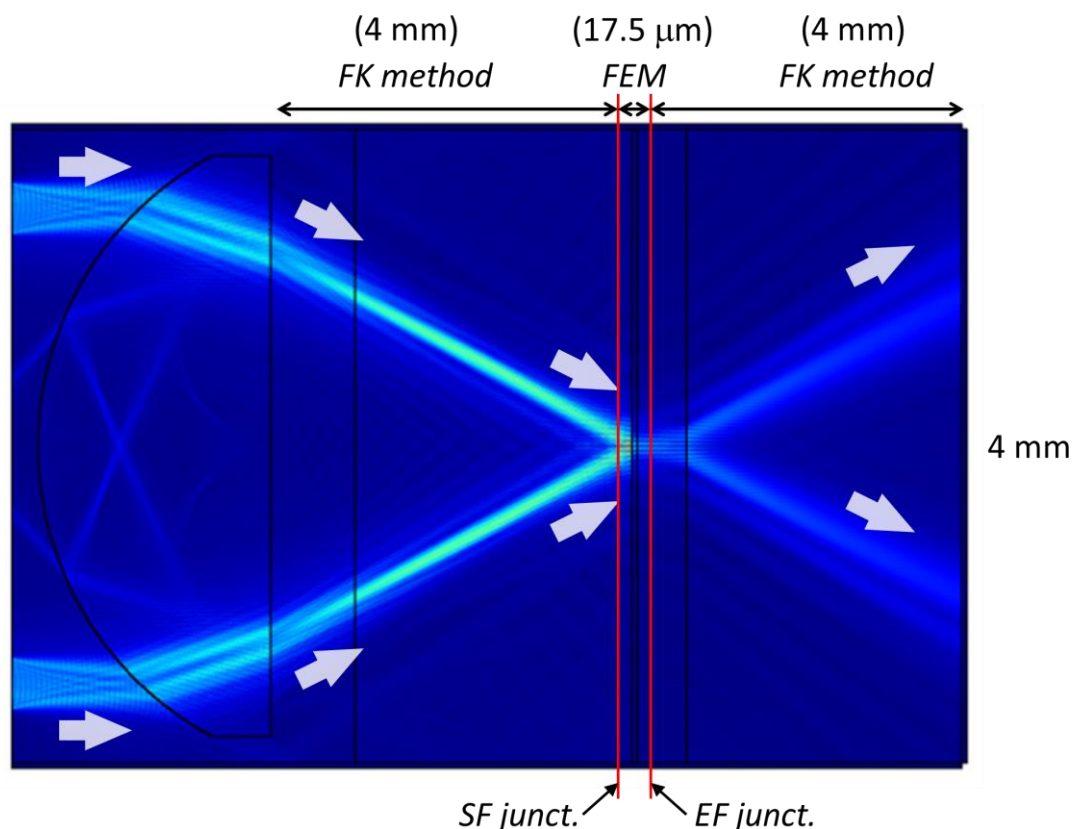


図 4.5-1 FK 回折理論および有限要素法の適用領域。

### 4.5.1 コリニア磁気ホログラフィの記録過程のシミュレーション

シミュレーションを行う記録媒体として，第 2 章の MPC 媒体を用いた．構造は，実際に作製した MPC 媒体に合わせた（図 4.5.1-1）．なお，二次元空間での計算を行うため，入力光として図 4.5.1-1 (b)の水平中心線における線状の記録パターンがレンズ面に与えられたとして，以降の計算を進めた．

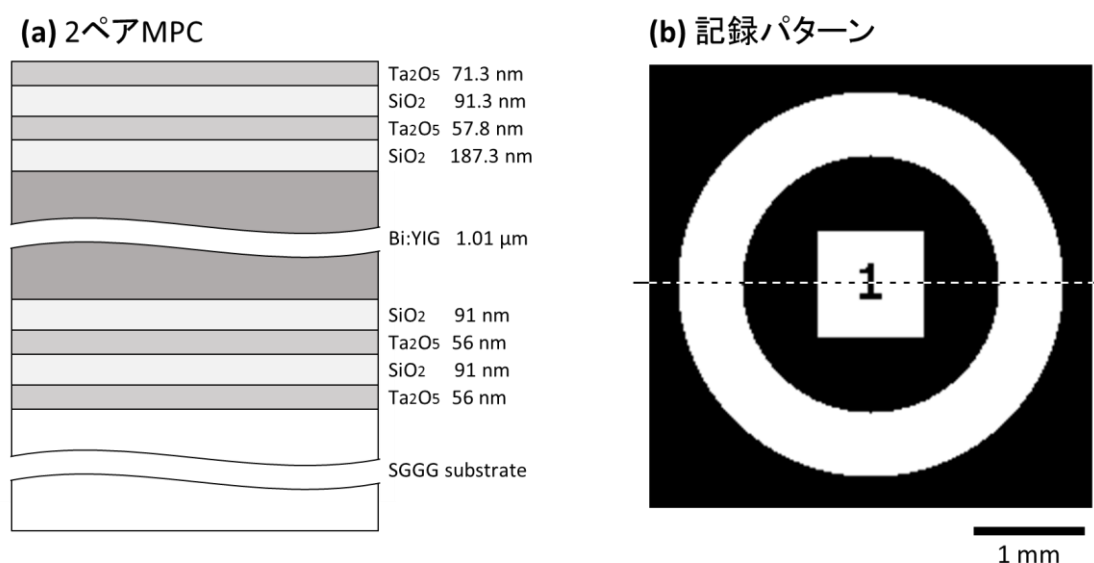


図 4.5.1-1 シミュレーションに用いた (a)記録媒体の構造，および (b)記録パターン．

#### 4.5.1.1 FK 回折理論による記録媒体前段の光学計算

図 4.5.1-1 (b) の記録パターンをレンズ面に与えた際の電界分布を計算する．このステップでは，図 4.5.1.1-1 にて網掛けで示した領域が計算対象となる．計算結果の一例として，焦点距離手前 1 mm から焦点距離までの空間の電界強度分布を図 4.5.1.1-2 に示す．参照光および信号光が焦点位置に向かって集光している様子が分かる．図中に示す矢印は光の入射方向を示しており，図 4.4.1.1-2 では下方向に光が伝搬している様子を示す．図中の点線が 400  $\mu$ m だけデフォーカスした位置を示しており，この点線部分に記録媒体の表面が位置する．

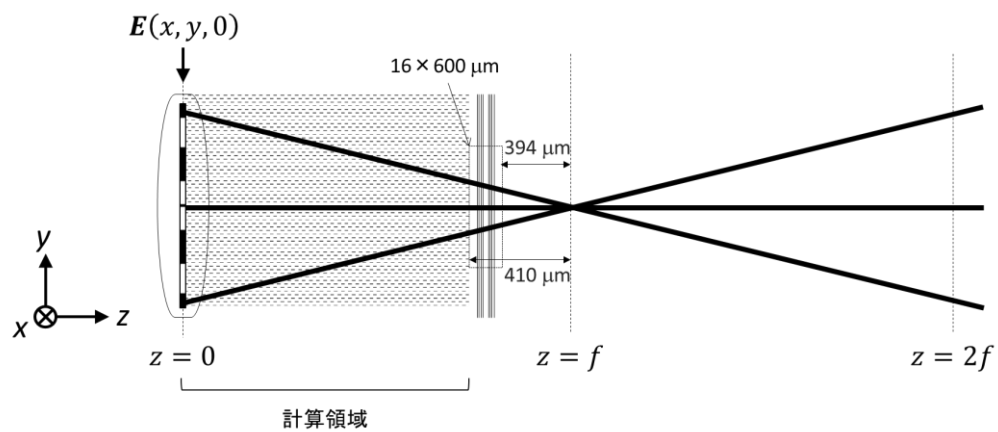


図 4.5.1.1-1 記録時の記録媒体前段の計算領域.

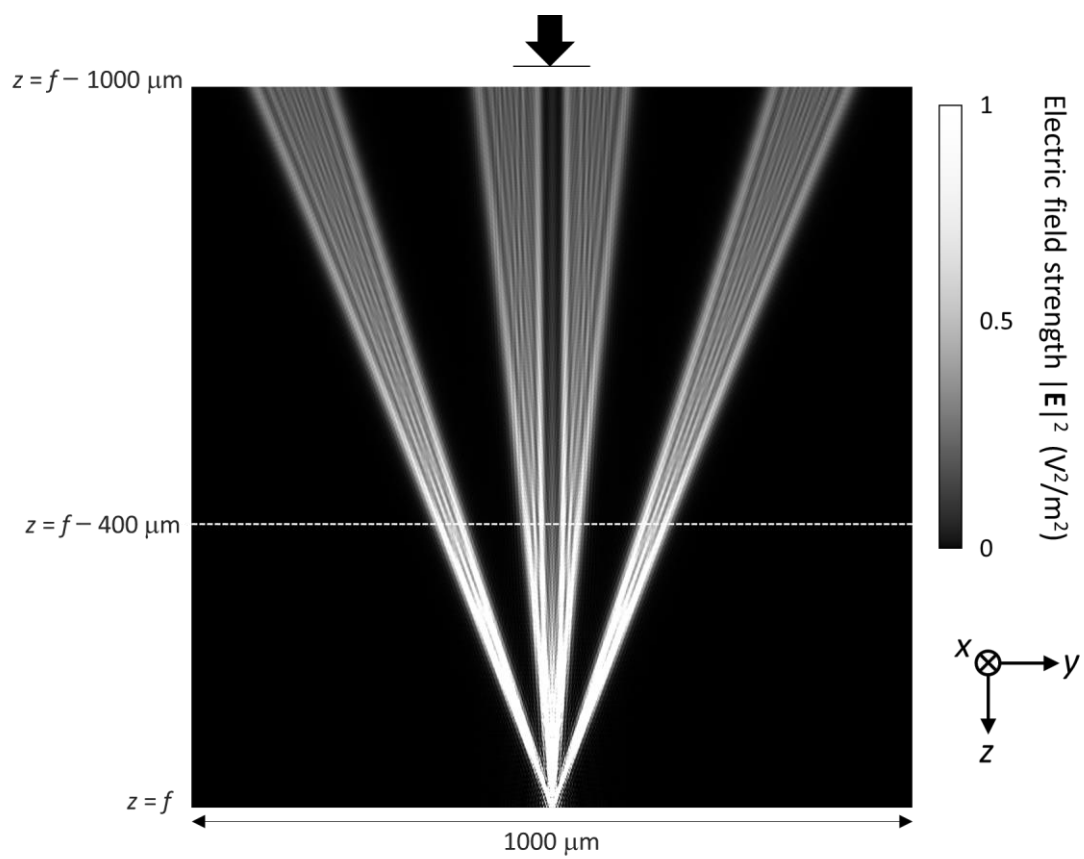


図 4.5.1.1-2 記録時のレンズの集光状態.

#### 4.5.1.2 有限要素法による記録媒体周辺の連成計算

前項で得られた複素電界の線分布を元に、記録媒体周辺の電磁界計算を行う。ここでは、図 4.5.1.2-1 にて網掛けで示した領域が計算対象となる。第 1 章で述べた四輝点法を用いて磁気ホログラムを記録・再生するために、前項で求めた一輝点の電界分布を重ね合わせる。図 4.5.1.2-2 に四輝点の重ね合わせの様子を示す。隣り合う輝点は  $63\text{ }\mu\text{m}$  だけずれた形で重ね合わさっており、隣り合う輝点の参照光と信号光の干渉によって磁気ホログラムが記録される。本シミュレーションは二次元の空間を計算するため、与える電界分布は一次元の線分布となる。したがって、図 4.5.1.2-2 に示す水平破線に示す線分布を有限要素モデルに引き継ぐ。一次元の線分布として、図中の輝点 3 および輝点 4 を重畳させた複素電界分布を与える。各輝点の電界分布は同一として、前項にて回折理論で求めたものを重畳させて用いる。すなわち、一輝点の複素電界分布を  $E_0(y)$  とすると、有限要素法に引き継ぐ複素電界分布  $E_{in}(y)$  は、

$$E_{in}(y) = E_0(y - \Delta/2) + E_0(y + \Delta/2) \quad (4.5.1.2-1)$$

と記述できる。ここで、 $\Delta = 63\text{ }\mu\text{m}$  は隣り合う輝点間の距離である。上式で表す複素電界分布を与えることで、図 4.5.1.2-2 の水平破線に対応する各輝点の重なりを表現することができる。この複素電界分布を引き継ぐにあたり、記録媒体は反射の発生する系であるため SF 接合を用いる。しかし、SF 接合では複素電界の厚みのある分布を引き継ぐ必要があり、ここでは回折理論により得られる複素電界の線分布を SF 接合に適した厚みのある分布に変換する操作を行った。具体的には、図 4.5.1.2-3 に示すように、回折理論の結果を一度 EF 接合により引き継ぎ、有限要素法にて自由空間中の伝搬を計算し、取得した分布を再び SF 接合で媒体周辺のモデルへと引き継ぐこととした。

計算結果を図 4.5.1.2-4 に示す。FK 回折理論で得られたレンズの集光状態が有限要素法のモデルへと引き継がれ、媒体周辺の光の電界分布が計算できていることが分かる。図 4.5.1.2-4 (a) の上部には、DMD からの輝点（-7 次および -8 次）が照射される位置を青色および赤色の線で示している（1.3.7 項参照）。式(4.5.1.2-1)における右辺第一項が -8 次の輝点を、右辺第二項が -7 次の輝点に対応する。これらの輝点が干渉することで、図 4.5.1.2-4 (a) に示すような縦縞の干渉縞が形成されている。また、第 2 章と同様に磁化反転領域を決定した結果を図 4.5.1.2-4 (c) に示す。有限要素法により電磁界と熱の連成計算ができてお



り, キュリー温度を超えた部分が図中の濃いグレーの領域である. ここまでで, コリニア磁気ホログラフィの記録過程を計算機上で再現できたことになる.

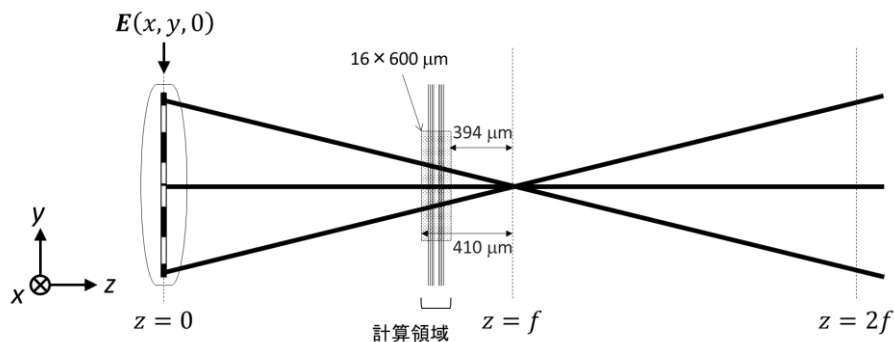


図 4.5.1.2-1 記録時の記録媒体周辺の計算領域.

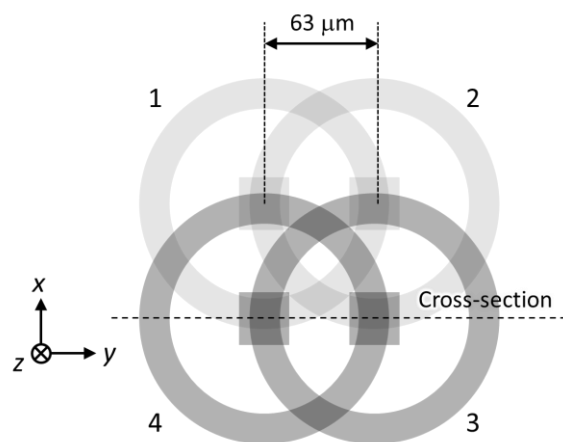


図 4.5.1.2-2 四輝点の重ね合わせとシミュレーションへの適用. シミュレーションには輝点 3 および輝点 4 を用いる.

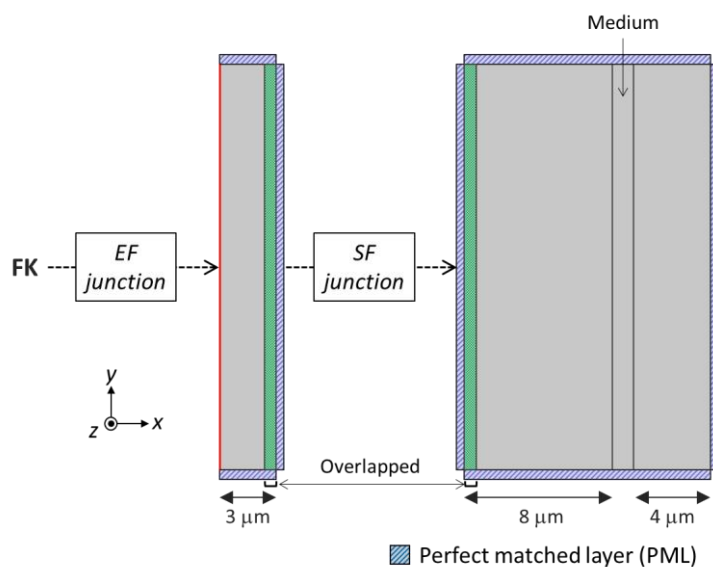


図 4.5.1.2-3 FK 回折理論から有限要素法への引き継ぎ.

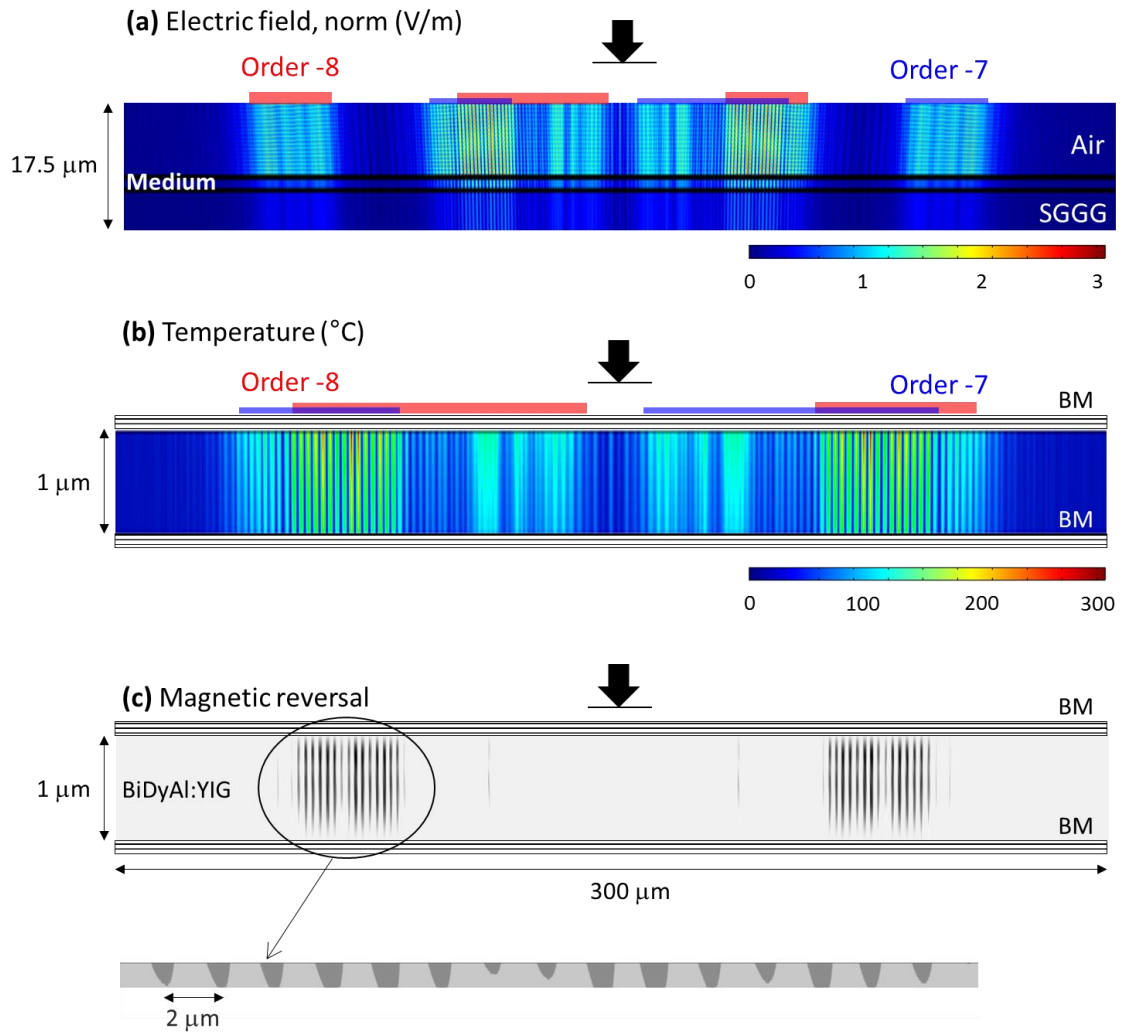


図 4.5.1.2-4 記録媒体周辺の (a) 電界分布, (b) 記録時の温度プロファイル, および (c) 磁化反転領域の形状. 各画像の縦方向と横方向のスケールの倍率は異なっている. (a) および (b) の上部には, DMD からの輝点 (-7 次および -8 次) が照射される位置を青色および赤色の線で示している (1.3.7 項参照).

## 4.5.2 コリニア磁気ホログラフィの再生過程のシミュレーション

続いて，記録した磁気ホログラフィを再生について考える．再生には，図 4.5.1-1 (b) の中のリング状の参照光パターンのみを，図 4.5.2-1 に示す再生用パターンを用いた．記録時と同様に FK 回折理論と有限要素法のハイブリッド計算により，計算機上で磁気ホログラムの再生過程を再現する．

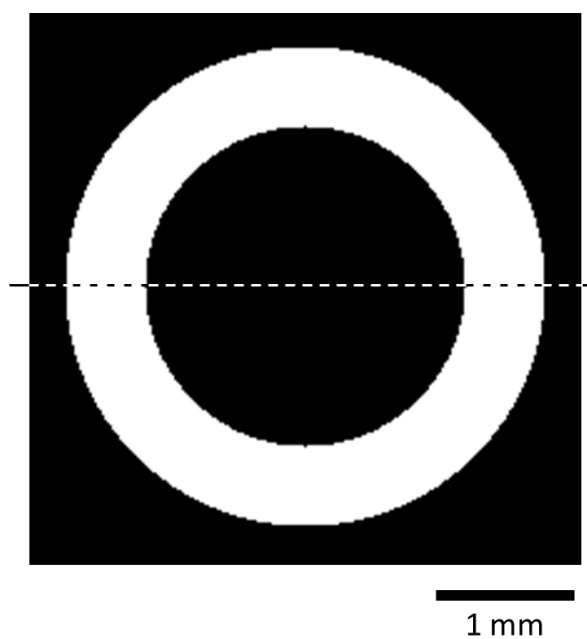


図 4.5.2-1 再生用の入射光パターン

#### 4.5.2.1 FK 回折理論による記録媒体前段の光学計算

図 4.5.2-1 の参照パターンをレンズ面に与えた際の電界分布を計算する．ここでは，図 4.5.1.1-1 にて網掛けで示した，記録媒体前段の領域が計算対象となる．焦点距離手前  $1\ \mu\text{m}$  から焦点距離までの空間の電界強度分布を図 4.5.2.1-1 に示す．記録時と同様， $z = f - 410\ \mu\text{m}$  の位置における複素電界分布を有限要素法に引き継ぐ．

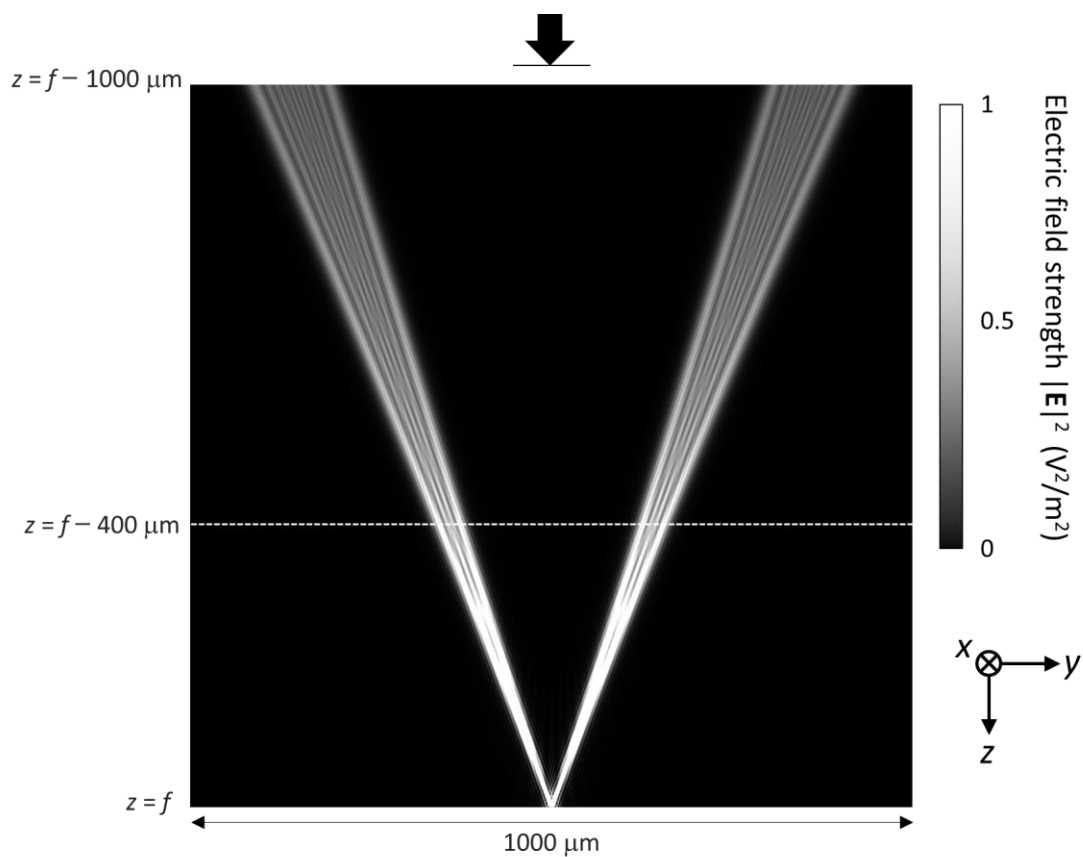


図 4.5.2.1-1 再生時のレンズの集光状態．

#### 4.5.2.2 有限要素法による磁気ホログラムの再生

前節で得られた複素電界の線分布を元に、記録媒体周辺の電磁界計算を行う。4.5.1.2 項と同様に、一度 EF 接合で引き継いでから、SF 接合で媒体周辺のモデルへと有限要素法内で引き継ぐ。また、第 2 章で述べた二光束干渉法の計算と同じく、磁化反転領域の形状を誘電率テンソルの分布としてモデルに与えた。計算結果を図 4.5.2.2-1 に示す。

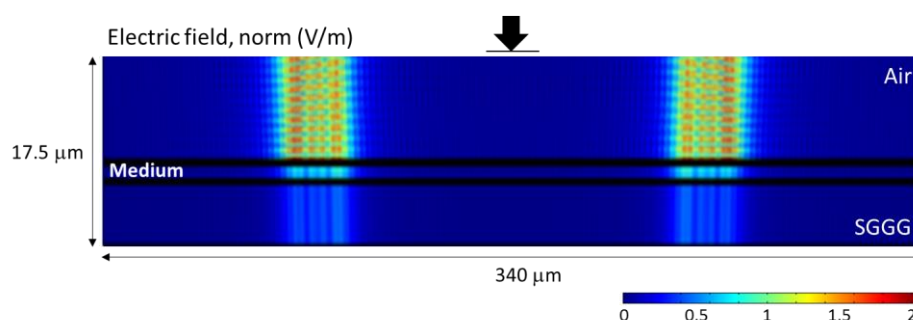


図 4.5.2.2-1 再生時における記録媒体周辺の電界分布。

#### 4.5.2.3 FK 回折理論による記録媒体後段の光学計算

前ステップで行った有限要素計算の後、参照光と信号光を分離するために自由空間中の光の伝搬を再び FK 回折理論により計算する（図 4.5.2.3-1）。図 4.5.2.2-1 の計算結果の下端の複素電界分布を用いて、式(4.4.1-1)によりレンズから  $2f$  の位置における電界分布を求める。ここで、有限要素法の計算結果には、記録媒体の MO 効果を受けて入射光と同じ  $x$  方向の振動成分のほかに、 $y$  成分および  $z$  成分も生じる。これらの成分は空間的に直交しているため、自由空間中ではそれぞれ別々に分離して計算してもよい。したがって、FK 回折理論による計算は  $x, y, z$  成分それぞれに対して行った。

図 4.5.2.3-2 に記録媒体後段における光の強度分布を示す。ここでは見やすいように、 $x, y, z$  成分それぞれの図の明るさを、各々の最大値で規格化している。MO 効果によって生じた  $y$  成分および  $z$  成分の強度は  $x$  成分よりはるかに小さいことに注意したい。ここで、 $y$  成分の光強度分布では、 $z$  方向の中心軸に対称に両側に広がる透過参照光に加え、 $z$  軸上に磁気ホログラムの再生光がみられる。また、 $z$  成分においても、集光点付近を見てみると、微弱ではあるが再生

光が見える．一方で入射光の偏光面である  $x$  成分には，このような再生光が見られないことから，これらの再生光が **MO** 効果によって生じた成分に対してのみ重畳していることが明らかである．これは磁気ホログラフィ特有の現象であり，計算機上でコリニア磁気ホログラムを再生できたといえる．

図 4.5.2.3-3 に，レンズから  $2f$  だけ離れた位置（図 4.5.2.3-2 の下端）における光強度のプロファイルを示す． $x$  成分には再生光が現れていないが， $y$  成分および  $z$  成分には再生光が見られる．ここで，再生光の  $y$  成分に比べて  $z$  成分が小さいのは，**MO** 効果が光の進行軸に対して偏光面を回転させる作用だからである．たとえば， $z$  軸から  $+y$  軸側に  $\psi$  だけ傾いて伝搬する  $x$  軸に振動する光が  $\theta$  の偏光面回転を受けたとき，この偏光面回転は光軸を軸として生じる．したがって，光軸と垂直の成分である  $y, z$  成分両方に偏光面回転によって電界振動  $E_y, E_z$  が誘起される．この電界成分の比率  $|E_y|:|E_z|$  は， $\cos \psi : \sin \psi$  である．したがって，コリニア系における  $\psi = 20^\circ$  では， $y$  成分の 13% 程度ではあるが，僅かに  $z$  成分に回折光が生じる様子がみられる．

以上より，ハイブリッド計算手法を用いて，コリニア磁気ホログラフィの記録・再生を計算機上で行うことができた．

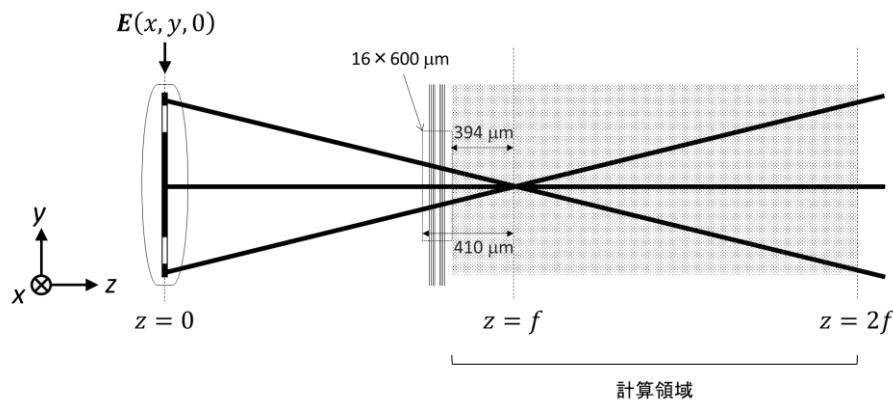


図 4.5.2.3-1 再生プロセスにおける記録媒体後段の計算．

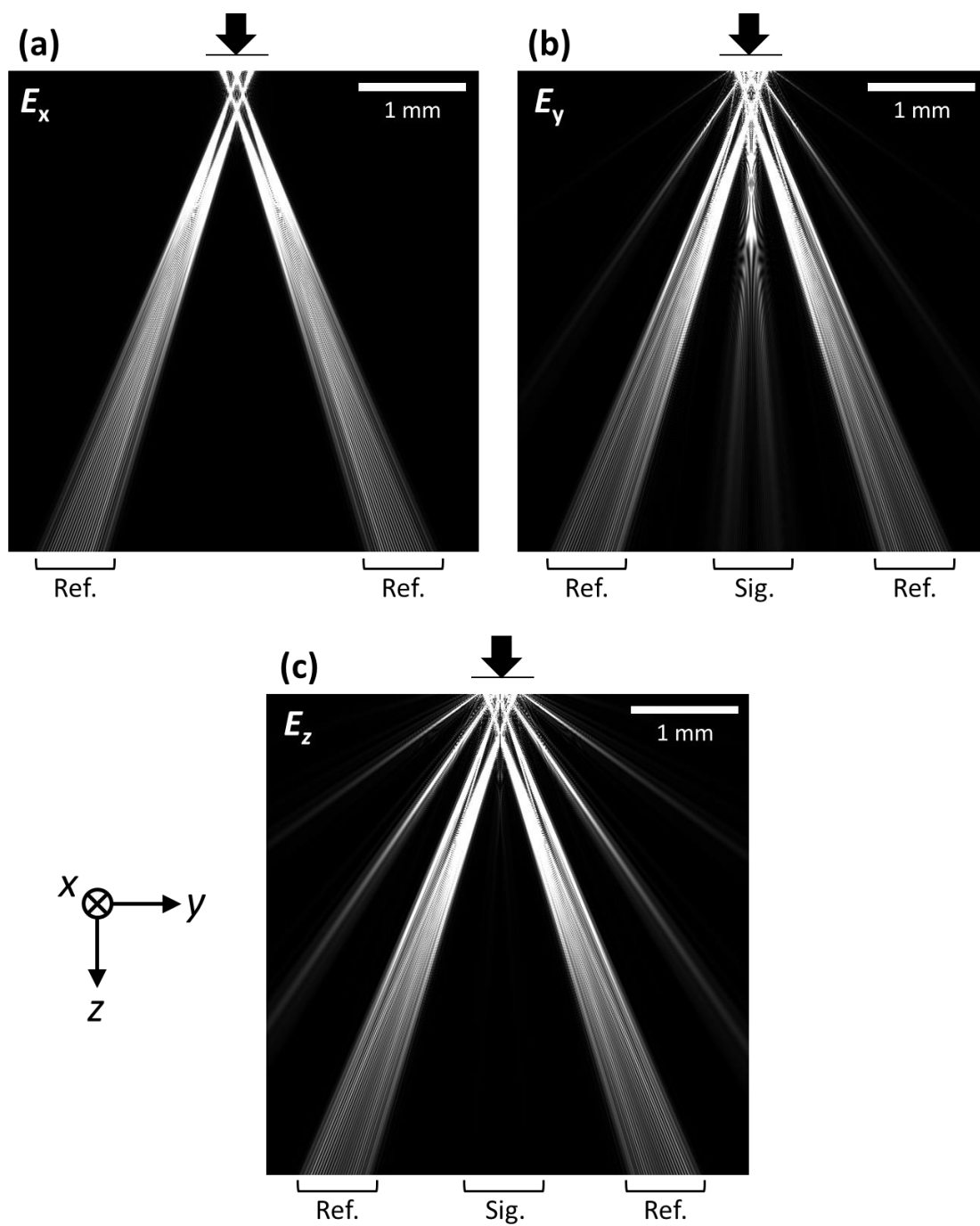


図 4.5.2.3-2 記録媒体後段の電界強度分布. 図の明るさを各成分における最大値で規格化している. 電界強度の (a)  $x$  成分, (b)  $y$  成分, (c)  $z$  成分を示す.

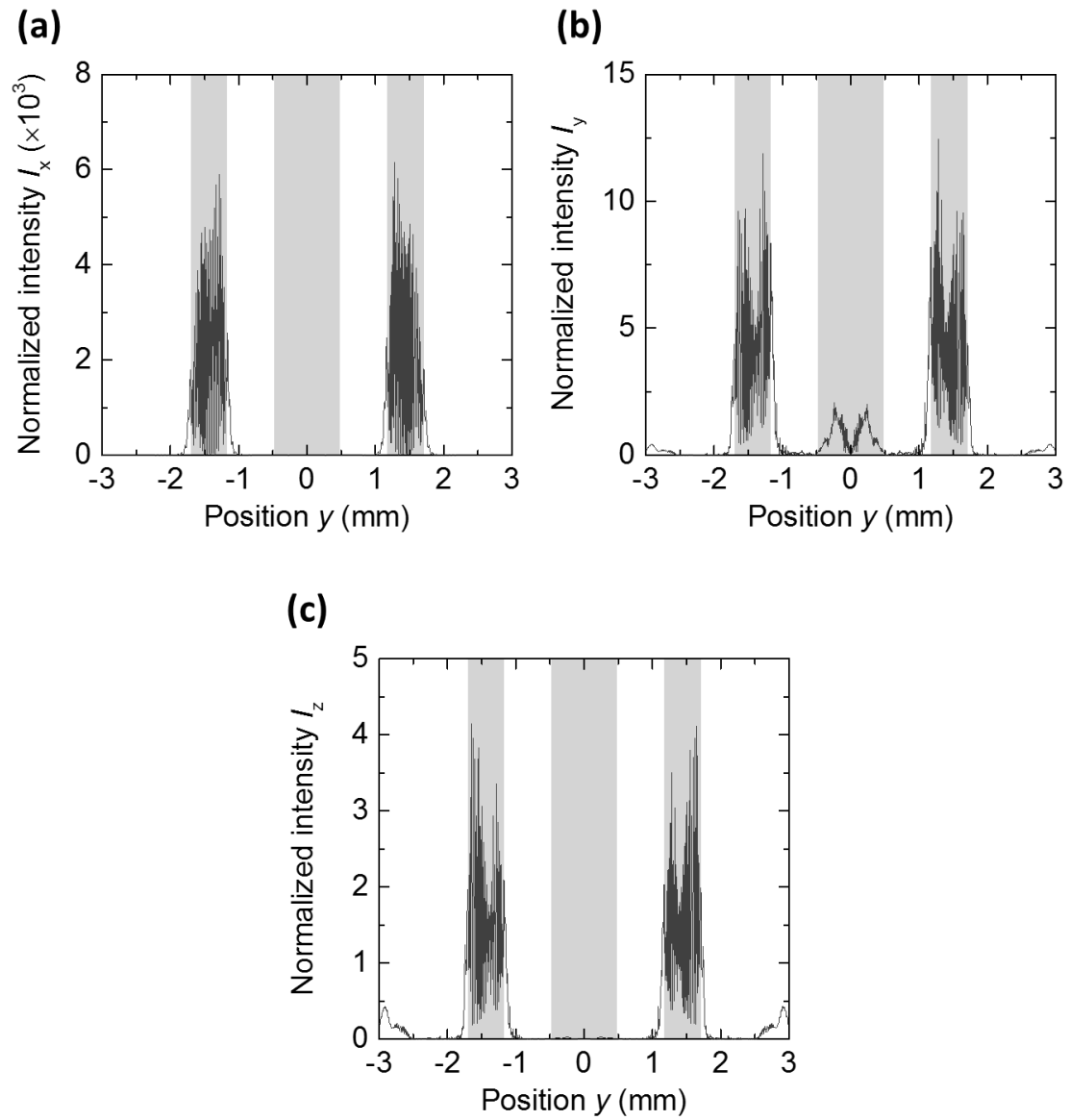


図 4.5.2.3-3 検出面（レンズより  $2f$  離れた位置）における光の強度プロファイル．それぞれ電界の振動の(a)  $x$  成分，(b)  $y$  成分，(c)  $z$  成分を示す．



### 4.5.3 コリニア磁気ホログラフィの振る舞い

前項までに、デフォーカス四輝点法に基づくコリニア磁気ホログラフィのシミュレーションについて述べた．様々な構造をもつ記録媒体に対し、回折効率等の性能を評価する有用な手段であることに加え、実験では観察することが困難な、光の電界分布や磁化反転領域の深さ分布等を知ることができることも本ハイブリッド計算手法の特徴である．ここでは、前項までに得られたシミュレーション結果について更に考察する．

デフォーカス法で形成したコリニアホログラムは、図 4.5.1.2-4 (c)の磁化反転領域に示すように、二光束干渉法で形成される干渉縞に近い縦縞の周期的構造が見られる．ここで、1.3.7 項で述べたように、図 4.5.3-1 のように二本の傾きを持った光が干渉したときにできる干渉縞の波数ベクトルは、

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{grating} &= \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \psi_1 - \sin \psi_2, 0, \cos \psi_1 - \cos \psi_2) \end{aligned} \quad (4.5.3-1)$$

と表現できる．ここで、 $\psi_1$ および $\psi_2$ は、それぞれ $\mathbf{k}_1$ および $\mathbf{k}_2$ の光の入射角度である．前節までに計算したモデルでは、図 4.5.3-2 に示すように、次数-7 の参照光の右側領域（+19.5°～+17°）と次数-8 の信号光の左側領域（-6°～0°）の干渉と、次数-8 の参照光の左側領域（-19.5°～-17°）と次数-7 の信号光の右側領域（0°～+6°）の干渉が起こると考えられる．したがって、 $|\mathbf{k}_{grating}| = 2\pi/\Lambda$ の関係式を用いて、干渉縞の周期 $\Lambda$ は、1.6  $\mu\text{m}$  ( $\psi_1 = 19.5^\circ, \psi_2 = 0^\circ$ ) から 2.8  $\mu\text{m}$  ( $\psi_1 = 17^\circ, \psi_2 = 6^\circ$ ) の間の値をとることが予想される．

図 4.5.1.2-4 から、ハイブリッド計算により得られた干渉縞の周期は約 2  $\mu\text{m}$  であり、前述の予想が妥当であることを示唆している．すなわち、この干渉縞の周期は二光束干渉の理論から予想され得るものであり、デフォーカス記録法を用いた磁気ホログラムの干渉縞は、1.3.7.2 項で述べたようなコリニア系特有の複雑な干渉縞よりも、むしろ二光束干渉法による干渉縞に非常に近いことが分かった．このとき形成された磁気ホログラムは、場所によって書き込み深さが異なるが、これは変調された信号光と参照光が干渉した際にできた記録媒体表面の強度分布が転写されていると考えられる．すなわち、媒体の水平方向の位置によって記録エネルギー密度の異なる二光束干渉ホログラムであるといえる．

一方で、ホログラムの体積記録の概念は、深さ方向で異なる干渉状態を如実に記録することである．先に述べたの膜厚方向の書き込み深さの分布は、ある面の干渉状態が反映された結果であって、ホログラムの体積記録の概念とは異なるものである．よって、この結果から考えると、膜厚の薄い磁気ホログラム媒体では、膜厚方向にホログラムの分布を捉えることが難しいことが分かる．より膜厚方向を有効に利用するためには、数  $100\ \mu\text{m}$  の厚い透明媒質の中で磁性層を分散させた積層構造を用いる等、膜厚方向に分布する光の干渉状態をより広く捉える工夫が必要となる．今後は、効率的に体積ホログラムを記録・再生する手法等の、如何に三次元のホログラムを記録するかの検討が必要になると考えられる．こうした検討においても、本提案のハイブリッド計算手法の活用が期待できる．

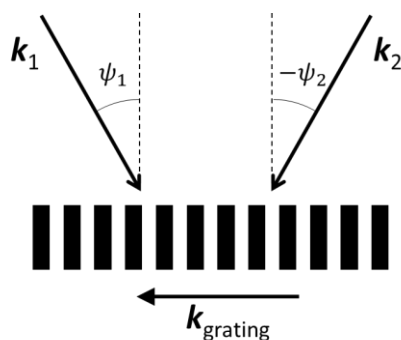


図 4.5.3-1 異なる入射角度を持つ光の二光束干渉．

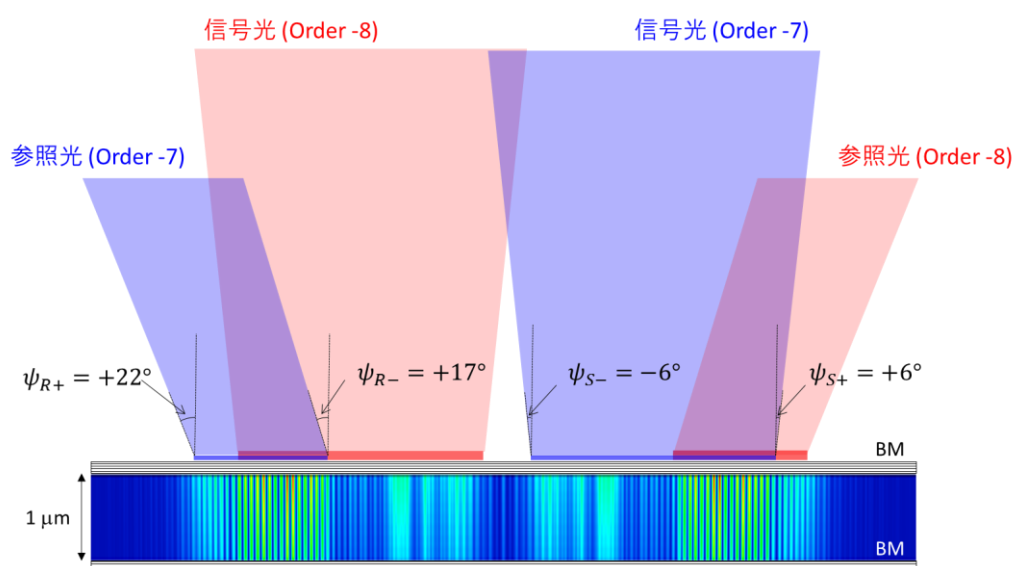


図 4.5.3-2 四輝点記録と各光束の入射角度．上部には、DMD からの回折光（-7 次および-8 次）を青色および赤色で模式的に示している（1.3.7 項参照）．

## 4.6 まとめ

前章までに、磁性体を含む多層構造を用いて、従来の単層膜と比べて高い回折効率を有する記録媒体の検討を行った。これらの記録媒体の原理解明および設計のためには、媒体中で光や熱がどのように振る舞うかを知ることが必要不可欠であり、そのために二光束干渉法を用いた有限要素シミュレーションを中心に検討してきた。一方で、我々が最終的に目指しているコリニアホログラフィの計算には巨大な計算モデルが必要となることから、これまで直接計算できていなかった。本章では、コリニア磁気ホログラフィを計算するため、これまで使用してきた有限要素法に加えて回折理論を組み合わせることで、レンズ等の集光系を含む光学モデルを計算する手法を検討した。

有限要素法に他の手法で得た複素電界分布を導入するために重要なのは、電界の引き継ぎ手法である。マクスウェル方程式に従う複素電界分布の入力方法として、Electric Field (EF) 接合および Scattered Field (SF) 接合の二つを提案した。前者は、引き継ぎ精度が高い一方で、反射のある系では使用できず、後者は反射のある系でも良い精度で計算できることが特徴である。これらの電界引き継ぎ手法を用いることで、有限要素法のモデルに回折理論により別途求めた計算結果を利用できる。我々はこの手法をハイブリッド計算手法と呼称している。

レンズを含む集光系や、記録媒体直後の自由空間等、広い空間ではあるが均質な媒体で占められている空間を計算するために回折理論を用いる。これらの計算結果を有限要素法に取り入れるため、先に確立した EF 接合や SF 接合を用い、光・磁気・熱の連成解析が容易な有限要素法および大きな空間を高速に計算できる回折理論を相補的に利用することができる。このように考案した本ハイブリッド手法を用いて、実際に第 2 章で検討した MPC 媒体へのコリニア磁気ホログラムの記録・再生過程を計算機上で再現することができた。その結果、我々がコリニア記録方式で用いてきたデフォーカス法では、二光束干渉縞に近い縦縞の干渉縞が記録媒体中に形成されている可能性が示唆された。この状態では、書き込み深さの分布として膜厚方向を利用できているといえるが、一方でホログラムの三次元分布を如実に記録することはできていないという課題が見つかった。再生品質や記録密度の向上のためには、三次元に分布するホログラムを如何に媒体に記録するかが重要であり、今後はこうした視点による研究が必要不可欠であろう。

## 参考文献

- 1) J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics," McGraw Hill Book Co Ltd. (2000).
- 2) W. Lauterborn and T. Kurz, "Coherent Optics Fundamentals and Applications," Springer, Berlin (2003).
- 3) Eugene Hecht, "ヘクト光学 〈2〉 波動光学," 丸善 (2004).
- 4) 石黒 浩三, "光学," 裳華房 (1982).
- 5) D.C. Bertilone, "On the exact Kirchhoff and Rayleigh-Sommerfeld theories for the focusing of an infinite scalar spherical wave-field," *Opt. Comm.* **85**, 153 (1991).
- 6) R. L. Lucke, "Rayleigh-Sommerfeld diffraction and Poisson's spot," *Eur. J. Phys.* **27**, 193 (2006).
- 7) J. Jin, "The Finite Element Method in Electromagnetics," 2nd ed., Wiley-IEEE Press (2002).
- 8) J. -P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.* **114**, 185 (1994).
- 9) F. Collino, P.B. Monk, "Optimizing the perfectly matched layer," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **164**, 157 (1998).
- 10) F. Jiayuan and Z. Wu, "Generalized perfectly matched layer for the absorption of propagating and evanescent waves in lossless and lossy media," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **44**, 2216 (1996).

## 第5章 総括

本論文は、磁性体を含むナノ構造，すなわち人工磁気格子を用いた磁気ホログラム媒体を提案し，磁気ホログラムの回折効率を向上させる手法について議論したものである．磁気ホログラムの回折効率は，媒体の磁気光学（MO）効果およびホログラムの書き込み深さに依存することが分かっている．これらを人工磁気格子の導入により向上させ，ホログラムの記録・再生特性を向上させることを目的とした．本論文を通し，磁性ガーネット媒体に種々のナノ構造を導入した記録媒体を提案し，かつそれらを設計・評価するための計算基盤を確立した．

第1章では，本論文の研究対象である磁気ホログラムの背景および原理について述べた．また，人工磁気格子として代表的な磁性フォトリック結晶（MPC）の基本的な特性を述べた．

第2章では，MPCをホログラム媒体として検討した結果について述べた．MPCはフォトリック結晶の欠陥層として磁性層を導入した構造で，光共振器の原理で光が磁性層に局在することでMO効果を増大できる．このMPCを磁気ホログラムの記録媒体として用い，MPC構造を適切に設計することで，回折効率を単層膜の2倍以上に向上できることを示した．このときの磁気フリンジの形状を詳細に調べた結果，ホログラムの書き込み深さも増加しており，光の局在による偏光面回転角の向上と書き込み深さの増大が回折効率向上に寄与していることが分かった．また実験的にも，MPC媒体を用いることで，同じ厚さの単層膜よりも明瞭な磁気ホログラムの再生像が得られることを示した．

第3章では，熱磁気記録時の熱拡散を多層膜の導入により制御し，磁気フリンジを明瞭に記録する手法について検討した．磁気ホログラムは，材料の磁化が光吸収によって消磁・磁化反転する熱磁気記録方式により形成される．このとき，表面から入射した光は減衰しつつ伝搬するため，表面での温度上昇が大きい．そのため，表面近傍における熱拡散により，隣接する磁気フリンジが繋がるため，磁気フリンジの実効的な書き込み深さが制限され，記録媒体の厚さを十分に活かさないことが分かった．そこで実効的な書き込み深さを増大させる手法として，光吸収による昇熱の小さなアルミナ層を導入し，過度な熱をアルミナ層に拡散させる積層構造を提案し，本来の干渉縞形状を維持できる積層構造の設計指針，基本的特性を明らかにした．本構造を用いることで磁気ホログラムの書き込み深さが大幅に向上でき，回折効率を2倍以上向上できること

を数値計算により示した．さらに，前章で述べた MPC 構造にアルミナ層を挿入することで，MO 効果の増大と書き込み深さの増加を両立させることができ，回折効率が一桁向上可能であることを計算により示した．

第 4 章では，回折理論と有限要素法を組み合わせたハイブリッド方式による磁気ホログラムの計算手法を検討した結果について述べた．前章までの回折効率向上の次のステップとして，シミュレーションにより変調像をコリニア光学系で記録・再生し，明瞭な像を得る条件を検討することが望ましい．しかし，コリニア系の光学計算には膨大なメッシュ数を要する計算モデルが必要であり，実現できていなかった．そこで本章では，回折理論と有限要素法を融合させたハイブリッド計算手法を提案し，ナノ構造体の集光場中における光学応答を調べる手法を提案した．本手法を用いることで，計算機上で変調光による磁気ホログラムの記録・再生に成功し，記録パターンを与えたときの磁気ホログラムの挙動を知ることができるようになった．これにより，ホログラム再生像の品質を評価できる手法を提供できた．

本論文で述べた人工磁気格子を導入したホログラフィック媒体は，既存の材料の変更なしに回折効率を向上させることができる．その結果，磁気ホログラムの再生効率や輝度を向上でき，磁気ホログラムのデータストレージ技術への応用に大きく貢献するものと考えられる．特に，本論文で得られた結果は，他の材料探査による向上と両立させることができ，今後，磁気光学性能の高い材料を適用することで，さらなる回折効率向上が期待できる．また，コリニア磁気ホログラフィの計算手法についても検討しており，今後の新たなナノ構造ホログラム媒体の研究，およびコリニア光学系を用いてページデータを記録・再生した際の振る舞い等，磁気ホログラフィを発展させるために必要不可欠な計算手法を提案することができた．これらの成果により，データストレージへの応用も含め，今後の磁気ホログラフィの分野が大きく発展することを期待する．

## 謝辞

本論文を結ぶにあたり，独創的で興味深い研究テーマを与えてくださり，研究全般にわたり懇切丁寧な御指導を賜りました豊橋技術科学大学 井上光輝理事・副学長に心から感謝申し上げます．また，本研究の遂行にあたり，ご指導，ご鞭撻いただき，かつ貴重なアイディアを多数いただきました，豊橋技術科学大学 Lim Pang Boey 准教授，中村雄一准教授に心より深く感謝申し上げます．

本研究を進めるにあたり，熱意ある御指導を賜りました豊橋技術科学大学 高木宏幸准教授，後藤太一助教に心より感謝申し上げます．

学位審査におきましては，本論文を査読，審査していただきました，学位予備審査会委員 委員長 福田光男教授，同委員 松田厚範教授，同委員 若原昭浩教授に心よりお礼申し上げます．

筆者が研究を進めるにあたり，適切な助言を下さった東京高等専門学校 水戸慎一郎氏および有限会社ホーリーマイン 堀米秀嘉氏に深く感謝いたします．加えて，試料の評価にご協力頂きました，豊橋技術科学大学研究基盤センタ職員の方々，試料の加工にお力添えを頂きました豊橋技術科学大学実験実習工場の方々に深く感謝します．また，様々な知見を得るにあたり，有益な講演を企画し，貴重な場を設けていただきました，本学テラーメイドバトンゾーン推進室の皆様に感謝を申し上げます．

研究活動を行うにあたり，様々なご支援を頂きましたスピン・エレクトロニクスグループ秘書 山本ゆみこ氏に感謝の意を表します．共に同じ研究グループで研究を行いました，本学博士後期課程の橋本良介氏に深く感謝いたします．また，共に切磋琢磨し研究を進めてきた，本学博士後期課程 金澤直輝氏，中村和樹氏に感謝します．最後に，同グループで共に研究に励んだ，シグマ株式会社 正木幸宏氏，株式会社 IHI 相良尚人氏，リンナイ株式会社 小林 完氏，本学 鈴木章太氏，吉本拓矢氏，Carine Soo Wei Ping 氏，河津航大氏，福島和成氏，白樫 善氏，ならびにスピン・エレクトロニクスグループの皆様に改めて感謝の意を表します．

最後に，学生生活において，私を支えてくださった両親に心より深く感謝します．

## 付録 A 磁性材料の基本的特性

本付録では，本論文で用いた磁性材料 BiDyAl:YIG の基本的な特性について述べる．ここで取り上げる磁性膜は表 A-1 の条件で RF マグネトロンスパッタ法にて成膜し，空気中にて 750°C, 15 分の急速急冷熱処理を施したものである．表 A-1 に，併せて作製した膜の膜厚および組成を示す．膜厚は微細形状測定機（小坂研究所 Surfcoater ET4000M），組成はエネルギー分散型 X 線分析（EDS; energy dispersive X-ray spectroscopy）機能付き走査型電子顕微鏡（日本電子 JSM-6700F）を用いて計測した．

分光光度計（島津製作所 UV-3150）で測定した透過率波長スペクトルを図 A-1 に，そこから光学シミュレーションソフトウェア（W. Theiss Hard- and Software SCOUT v3.1）を用いて推定した屈折率および消衰係数の波長分散を図 A-2 に示す．図 A-3 に MO 測定装置（ネオアーク BH-M600VIR-FKR-TU）を用いて計測した偏光面回転角波長スペクトルを，図 A-4 に波長 532 nm における MO ループを示す．また，図 A-5 に振動試料型磁力計（玉川製作所 TM-VSM261483-HGC）を用いて計測した磁化特性を示す．図 A-6 に X 線回折装置（理学電機 RINT-2200）を用いて測定した XRD パターンを示す．

表 A-1 BiDyAl:YIG 膜の成膜条件，膜厚および組成．

BiDyAl:YIG	
ターゲット	Bi <sub>1.5</sub> Dy <sub>1.5</sub> Y <sub>1.0</sub> Fe <sub>3.8</sub> Al <sub>1.2</sub> O <sub>x</sub> 焼結体
雰囲気ガス	Ar: 6.3 ccm (10 <sup>-7</sup> Torr まで減圧後)
成膜時圧力	3 mTorr
投入電力	100 W
膜厚	2.7 μm
成膜レート	0.9 μm/hour
組成比	Bi:Dy:Al:Y:Fe = 1.00:1.39:1.33:0.61:3.67



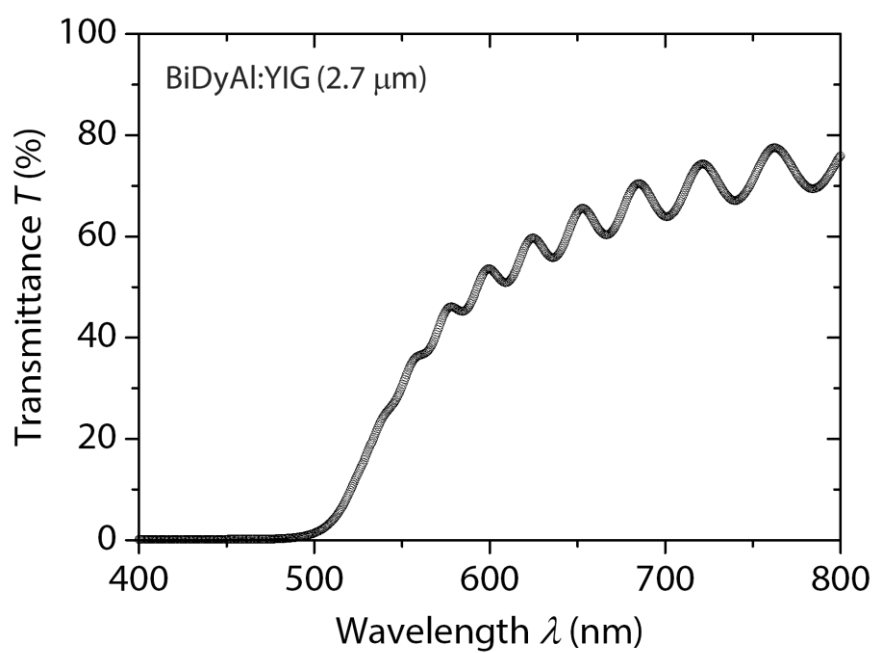


図 A-1 BiDyAl:YIG 膜の透過率波長スペクトル.

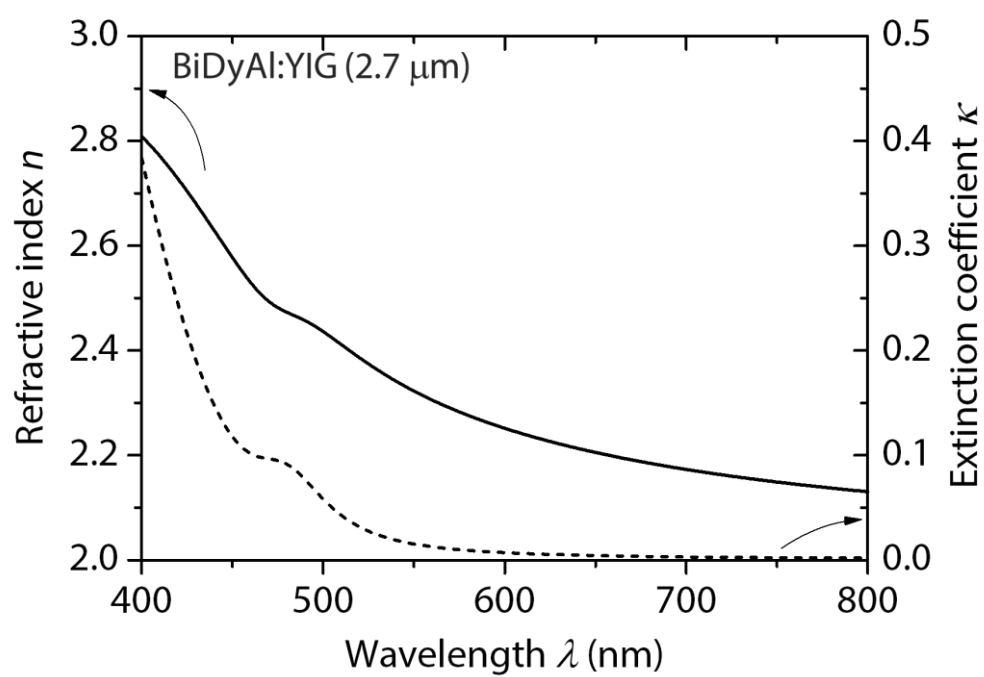


図 A-2 BiDyAl:YIG 膜の屈折率・消衰係数の波長分散.

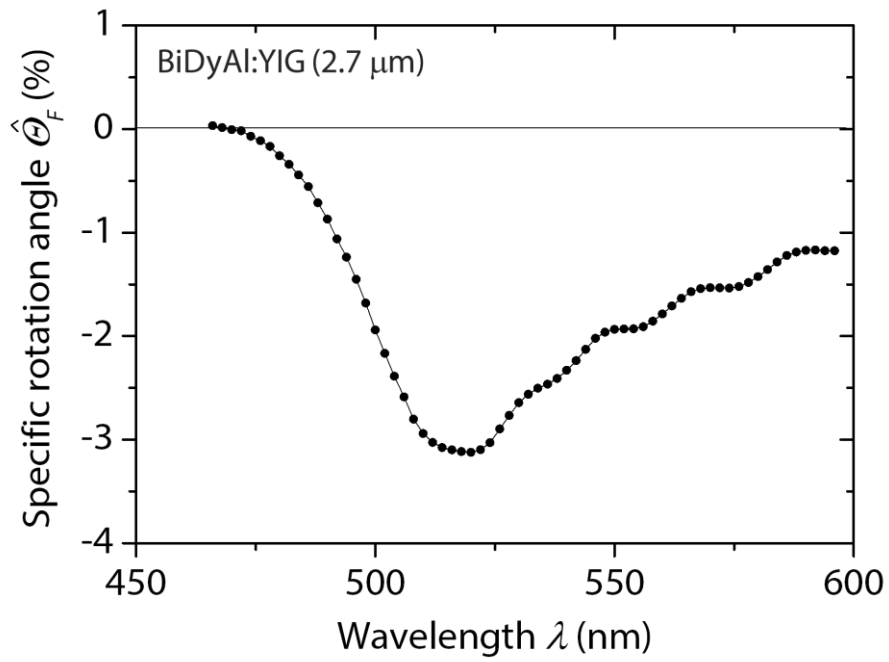


図 A-3 BiDyAl:YIG 膜の偏光面回転角波長スペクトル.

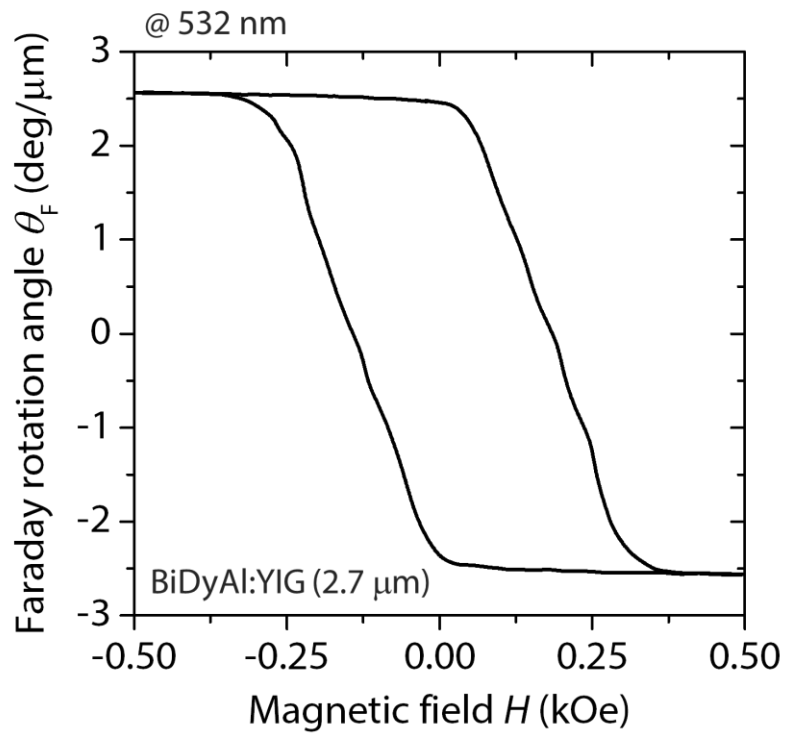


図 A-4 BiDyAl:YIG 膜の MO ループ.

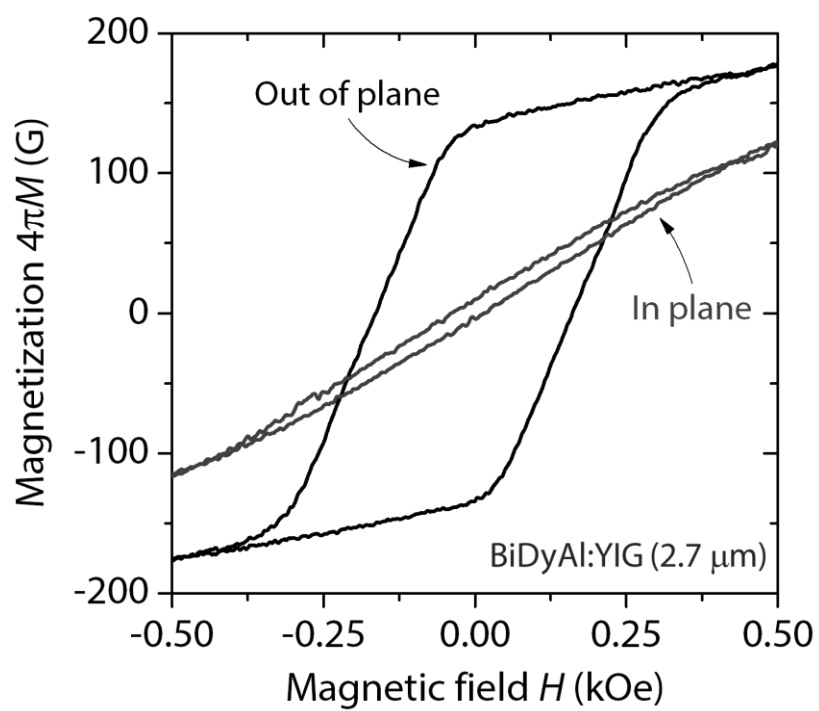


図 A-5 BiDyAl:YIG 膜の磁化特性.

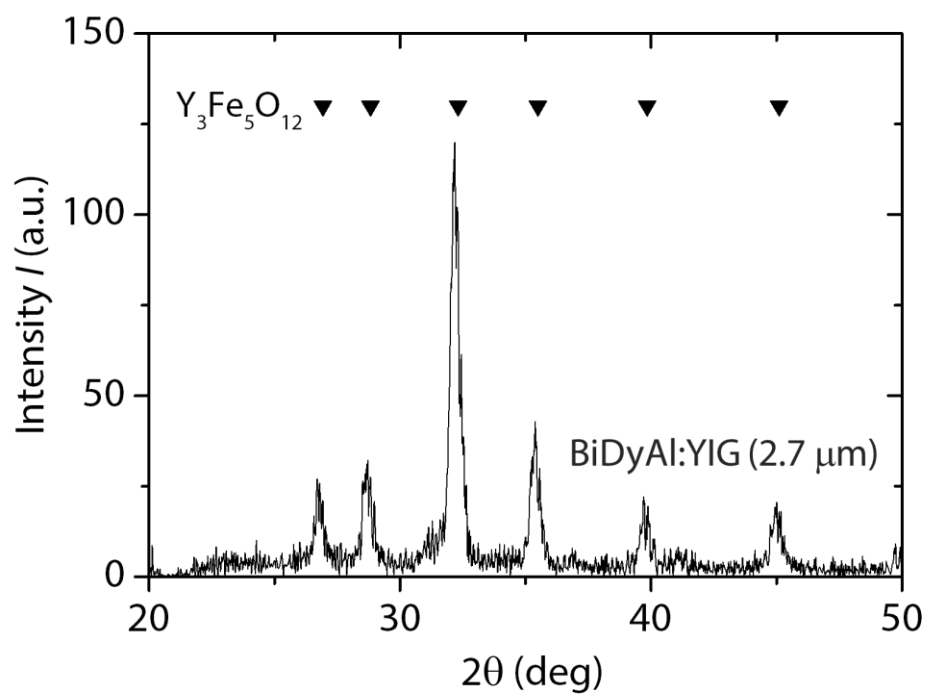


図 A-6 BiDyAl:YIG 膜の XRD パターン.

## 付録 B 光吸収が磁性フォトニック結晶の透過率に与える影響

本付録では、欠陥層膜厚および誘電体多層膜の層数を変化させることによる MPC の透過率低下を光吸収の観点から調査した結果について述べる．2.2.3 項で述べたように、MPC は磁性ガーネット等の光吸収を有する材料を欠陥層として含むため、その膜厚の変化や光閉じ込めの変化によって透過率が大きく変化する．

はじめに、欠陥層の膜厚の増加により透過率が減少する要因について考察する．図 B-1 にマトリクスアプローチ法で計算した 2 ペアの MPC 構造 (SGGG/(Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/BiDyAl:YIG/(SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>)<sup>2</sup>) の透過率の共鳴次数依存性を示す．ここでは、2.2.3 項で示した結果に加え、BiDyAl:YIG の吸収係数  $\alpha$  を 0 としたときの MPC の透過率も示している．2.2.3 項でも述べたように、共鳴次数とガーネット膜厚は下記の式により関連づけられる．

$$d_{\text{res}} = m \frac{\lambda}{2n \cos \psi} \quad (2.2.3.1-3)$$

従って、共鳴次数に比例してガーネットの膜厚も増加する．MPC 媒体はガーネットの膜厚が増加するにつれて、共鳴条件を満たしていたとしても透過率が減少していく傾向を示している．一方で、ガーネットの光吸収がないと仮定した場合には、次数に関わらず、共鳴膜厚においては常に等しい透過率を有していることが分かる．このことから、ガーネットに光吸収がなければ、欠陥層の膜厚が透過率に与える影響はほぼ皆無であることが見て取れる．一方で、現実には磁性ガーネットには光吸収が存在するため、膜厚を増加させることでガーネット膜を通過する光の光路長が伸びるため、その分だけ透過光の強度が減衰することになる．したがって、光吸収のある材料を欠陥層に用いる場合には、膜厚を変化させたときの MPC 媒体の透過率の変化に留意しなければならない．なお、吸収がない場合においても透過率が 100% でないのは、構造の反射のためである．

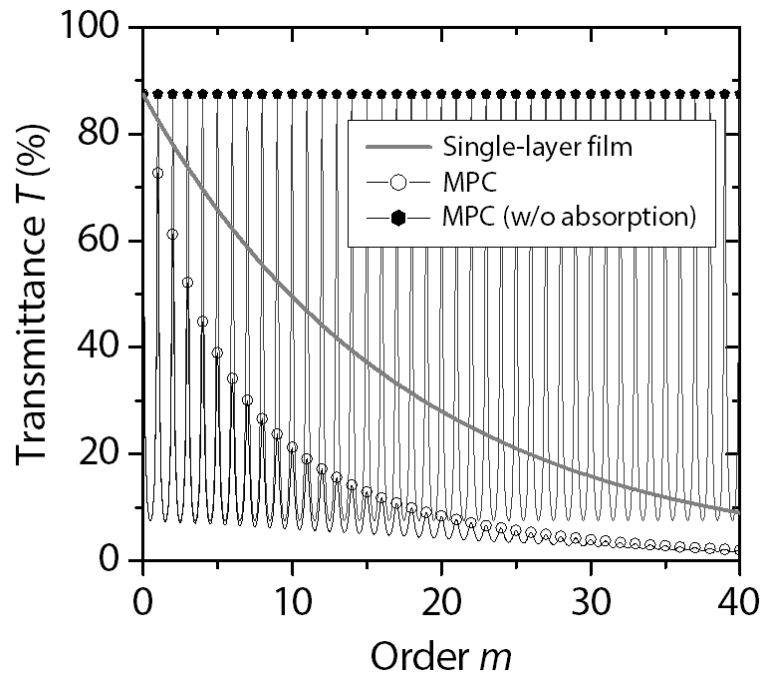


図 B-1 光吸収の有無とガーネット膜厚が MPC の透過率に与える影響.

続いて，誘電体多層膜の層数が透過率に与える影響について調査した．ここでは膜厚を変化させたときの影響もみるため，ガーネット膜厚を  $1.267\ \mu\text{m}$  ( $m = 10$ )， $2.534\ \mu\text{m}$  ( $m = 20$ )， $3.801\ \mu\text{m}$  ( $m = 30$ ) と変化させた．このときの透過率およびファラデー回転角を図 B-2 および B-3 にそれぞれ示す．いずれのガーネット膜厚においても，誘電体多層膜の層数を増加させると閉じ込め効果の増大により，光路長の増加に伴うファラデー回転角の増大と，透過率の減少が見られる．このとき，厚いガーネット層をもつ構造では，誘電体多層膜の層数を増加させることによる透過率の減少率およびファラデー回転角の増加率が，薄いものと比較して僅かに低くなることが分かる．これは，光閉じ込めの効果が欠陥層内で生じる光吸収によって低下する（すなわち， $Q$  値が低下する）ことにより説明できる．以上のように，MPC 構造における欠陥層材料の光吸収は，透過率や光閉じ込め等の光学特性に大きく影響を与えるパラメータである．

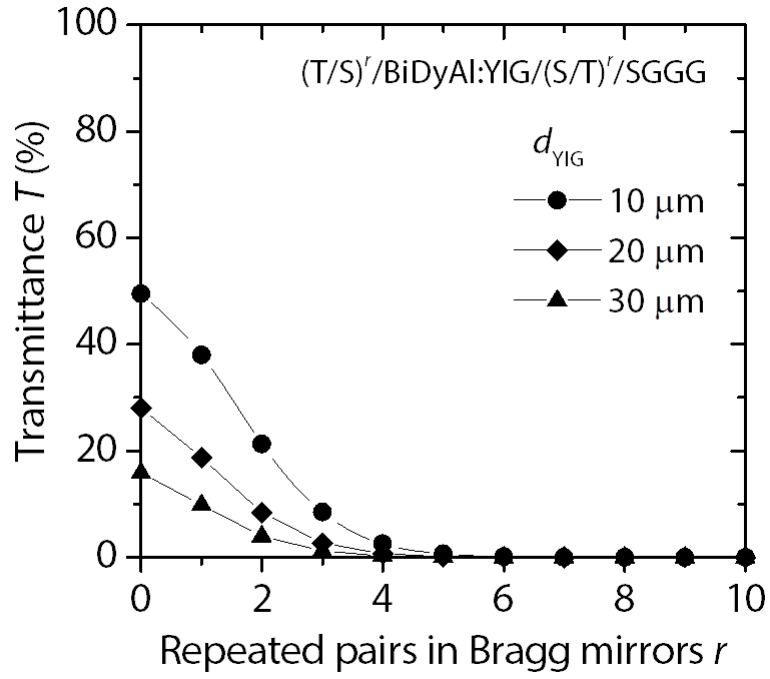


図 B-2 誘電体多層膜の層数が MPC の透過率に与える影響.

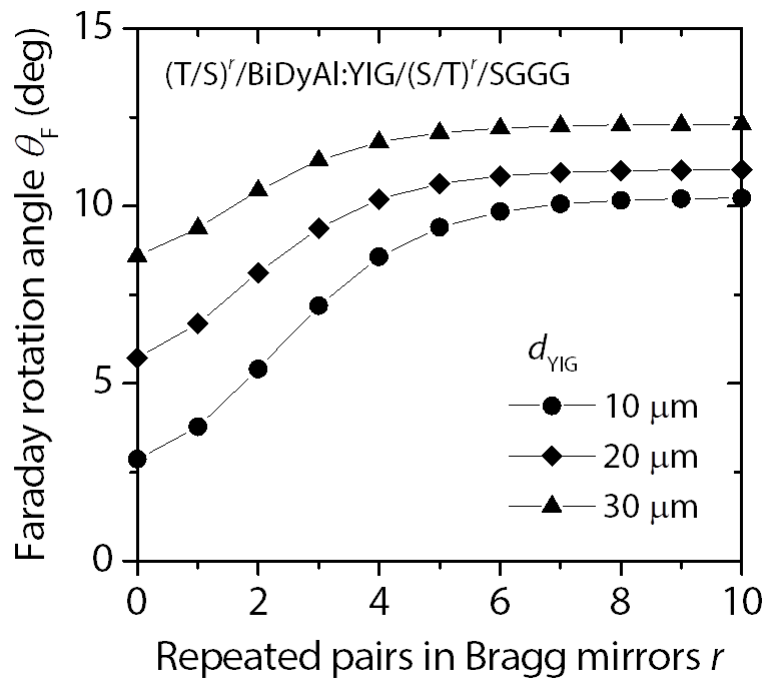


図 B-3 誘電体多層膜の層数が MPC のファラデー回転角に与える影響.

## 付録 C 多層膜媒体の膜厚ずれに関する検討

3.5 節では，熱拡散を考慮した設計（3.5.1～3.5.3 項）と光学的な観点からの設計（3.5.4～3.5.5 項）の両方を導入することで，媒体の電界強度分布を乱さずに熱拡散層を導入でき，熱の制御と光の制御を両立することができた．ここで，2.5.2 節に従えば，熱拡散の観点からは，設計よりも熱拡散層が厚く，またガーネット層が薄ければ設計時の要求を満たせるため，製作上のマージンがとりやすい．一方で，3.5.5 節で導入した光学的観点からの設計では，式(3.5.5-1)を満たすか否かが重要であり，この設計からのずれが発生した場合，作製した媒体は設計時に想定していた性能を示さない可能性がある．

$$d_A = m \frac{\lambda}{2n_A \cos \psi} \quad (3.5.5-1)$$

本付録では，多層膜媒体を作製する際の膜厚制御に関する指針を得るため，膜厚ずれによって生じる電界強度分布の変化，相対回折効率の変化について調査した．

### (1) 膜厚ずれが電界強度分布に与える影響

式(3.5.5-1)は，媒体の電界強度分布を熱拡散層の導入前後で変化させないために導入したものである．よって，はじめに膜厚ずれによって電界強度分布を維持する効果がどの程度失われるかについて議論する．

電界強度分布が元から変化した程度を定量的に示すために，熱拡散層挿入前後のガーネット中の電界強度分布の相関係数  $R$  を用いた．すなわち，挿入前後で電界強度分布の変化がなければ  $R = 1$  をとり，元からずれるにつれて  $R$  は 0 に近づく．膜厚ずれを表現するために，最大  $\pm \Delta d_A$  の膜厚ずれが存在すると仮定し，挿入した各熱拡散層がその範囲内のランダムな値でずれているとした．すなわち， $i$  番目の熱拡散層の膜厚  $d_{Ai}$  は，

$$\begin{aligned} d_{Ai} &= m_i d_0 + \text{rnd}(-\Delta d_A, +\Delta d_A) \\ d_0 &= \frac{\lambda}{2n_A \cos \psi} \approx 150 \text{ nm} \end{aligned} \quad (\text{C-1})$$

と表される．ここで， $m_i$  は任意の整数， $\text{rnd}(a_0, a_1)$  は  $a_0$  から  $a_1$  の範囲内の無作為な値を返す関数である．式(3.5.5-1)によって規定される膜厚は係数  $m$  によって

周期的な値をとるため，膜厚ずれの影響を考える場合には  $-d_0$  から  $+d_0$  までの範囲を考えればよい．式中の  $d_0$  の値は，表 3.4.2-1 の物性値を用いた値である．

ここでは，図 3.6.1-2 に示した設計エネルギー密度  $80\text{mJ}/\text{cm}^2$ ， $120\text{mJ}/\text{cm}^2$ ，および  $180\text{mJ}/\text{cm}^2$  の GAM 媒体について検討した．これらの媒体に対し，各  $\Delta d_A$  にあたり 100 個の異なる構造を式(C-1) に基づいて作成し，電界強度分布をマトリクスアプローチ法で計算した．

図 C-1 に最大膜厚ずれ  $\Delta d_A$  と挿入前後の電界強度分布の関係を示す．エラーバーは 100 回の試行で得られた最大値および最小値を示す．

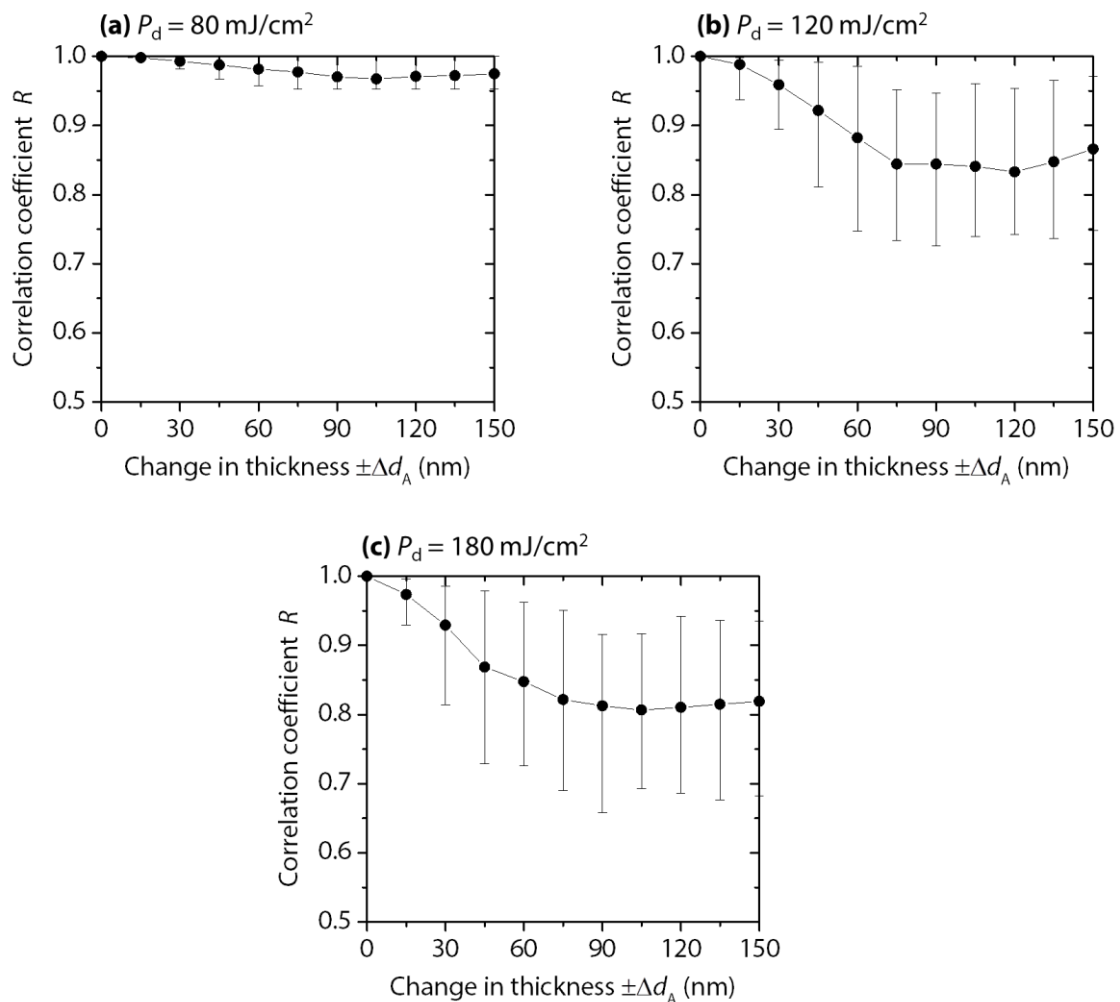


図 C-1 膜厚ずれが電界強度分布に与える影響．



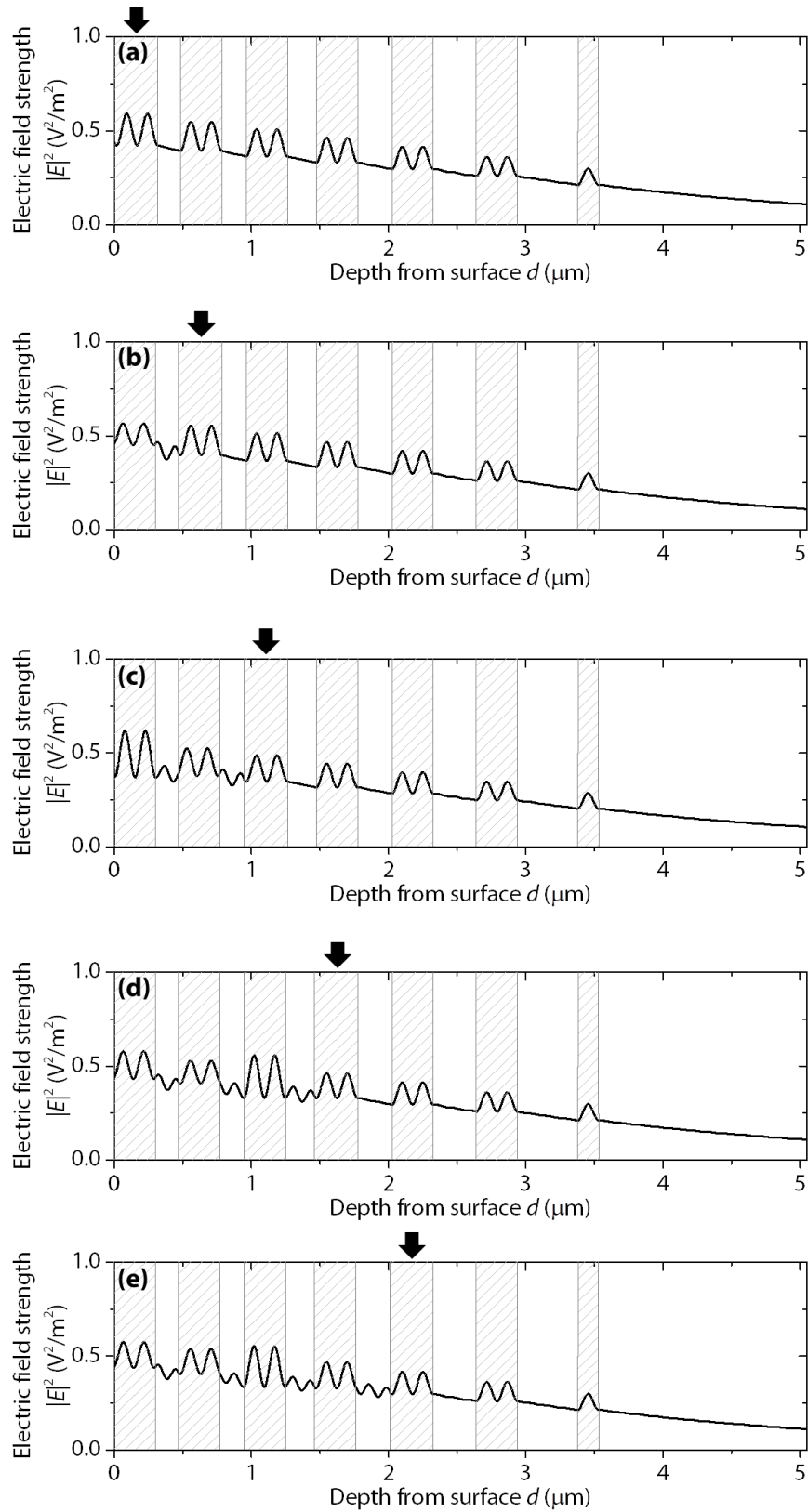


図 C-2 膜厚ずれを与える熱拡散層と電界強度分布の乱れ。  
下矢印は設計膜厚から+15 nm だけ膜厚ずれを与えた層を示す。

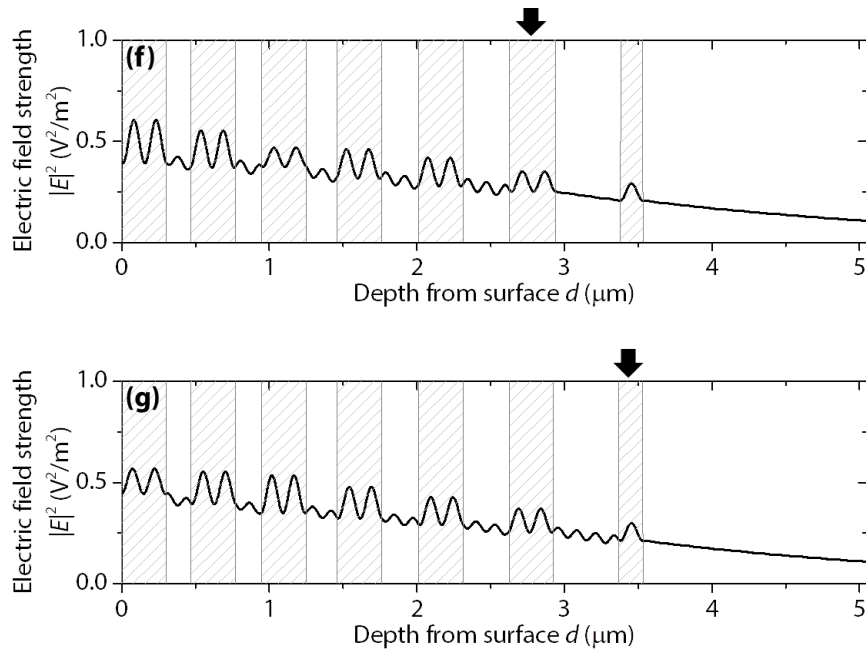


図 C-2（続） 膜厚ずれを与える熱拡散層と電界強度分布の乱れ  
下矢印は設計膜厚から+15 nm だけ膜厚ずれを与えた層を示す。

設計エネルギー密度が増加するほど、ある膜厚ずれを与えたときの電界強度分布の乱れが大きくなることが分かる。これは、熱拡散層の膜厚ずれを与える影響の範囲が、その熱拡散層より手前の領域に限られるためである。これについて、設計エネルギー密度  $120\text{mJ}/\text{cm}^2$  の媒体を取り上げ議論する。図 C-2 に媒体の光入射側から順に熱拡散層に+15 nm だけ膜厚ずれを与えたときの電界強度分布を示す。図中の矢印で示した領域が膜厚ずれを与えた熱拡散層である。図より、膜厚ずれを与えた熱拡散層より手前のガーネット層のみが影響を受けていることが明らかである。これは、3.5.4 項で述べたように、電界分布が乱れる要因が熱拡散層の位相ずれと界面反射によるためである。この点より、同じ膜厚ずれの量であっても、表面から深い熱拡散層のずれの方が与える影響が大きいことが分かる。したがって、奥深くの熱拡散層の膜厚ずれを最小限に抑えることが媒体作製の上で重要である。また、設計エネルギー密度が小さい媒体ほど最奥の熱拡散層の位置が入射側に近くなるため、同様の議論により、同程度の膜厚ずれを全熱拡散層に与えたとしても低い設計エネルギー密度の媒体では影響が小さくなる。

また，最大膜厚ずれ  $\Delta d_A$  が 75 nm を超えた領域から，相関係数の値が飽和していることも見て取れる．これは，先に述べたように，式(3.5.5-1)によって規定される膜厚は周期的であるため，半周期分 ( $d_0/2$ ，すなわち  $\Delta d_A = 80$  nm) のずれによる影響が最大であり，それ以上の膜厚ずれによって結果が変わらないことを意味する．

## (2) 膜厚ずれが相対回折効率に与える影響

ここまでで議論した電界強度分布の乱れが，最終的に相対回折効率に与える影響について調査した．各最大膜厚ずれ  $\Delta d_A$  において相関係数  $R$  が最小の値を取る構造を，2.3 章で述べたモデルを用いて有限要素法で相対回折効率を計算した．図 C-3 にその結果を示す．ここでは，膜厚ずれの影響が飽和する  $\Delta d_A = 75$  nm までの範囲を考慮した．電界強度分布の乱れと同様に，設計エネルギー密度が大きい媒体ほど膜厚ずれの影響が顕著に表れていることが分かる． $\Delta d_A \leq 15$  nm では相対回折効率の減少は 5% 以下に抑えられている．一方で，高い設計エネルギー密度の媒体では， $\Delta d_A \geq 30$  nm から急激に相対回折効率が落ち込むことが分かる．したがって，蒸着法やスパッタ法等の数十 nm 程度の膜厚制御性・均一性を有する成膜手法を用いることで，膜厚制御に留意して作製を行う必要がある．

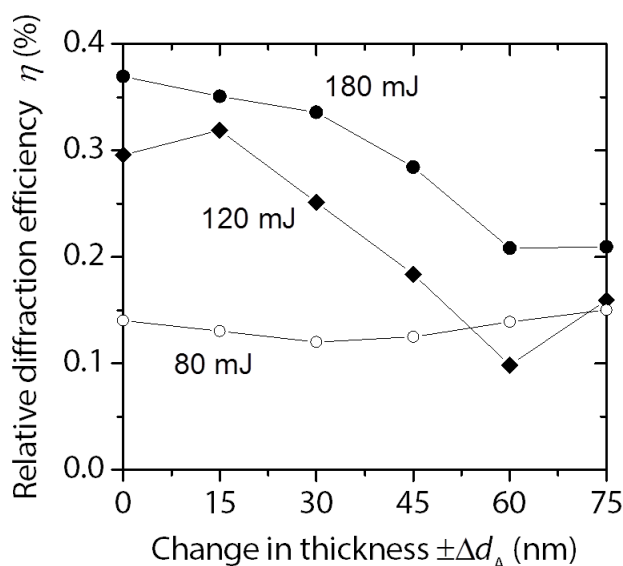


図 C-3 膜厚ずれが相対回折効率に与える影響．

## 付録 D 複素電界の引継結果に重なり領域の厚さが与える影響

4.3.1.2 項では，SF 接合に用いる重なり領域の厚さを  $1\text{ }\mu\text{m}$  として計算し，SF 接合の有用性について議論した．SF 接合では，式(4.3.1.2-1)に従い，背景場として前段の複素電界の“厚みのある分布”を与えなければならない．背景場として重なり領域に与えられた複素電界（一次電界分布）を基として，それ以外の計算領域の複素電界分布はマクスウェル方程式に従って自動的に補完される．ここで，有限要素法の最小単位はメッシュサイズであることから，少なくともメッシュサイズ程度の“厚みのある分布”を与えることで，最低限の一次電界分布を与えることとなる．本論文では最大のメッシュサイズを  $\lambda/6 \approx 90\text{ nm}$ （2.3 章参照）としていることから，この程度以上であれば問題ないと考えられる．参考までに，重なり領域の厚さを  $0.25\text{ }\mu\text{m} \sim 5\text{ }\mu\text{m}$  まで変化させ，4.3.1.2 項と同様の検証モデルを用いて計算した出力端の電界分布を図 D-1 に示す．ここからも分かるように，SF 接合においては重なり領域の厚さは，その結果に大きく影響を与えない．

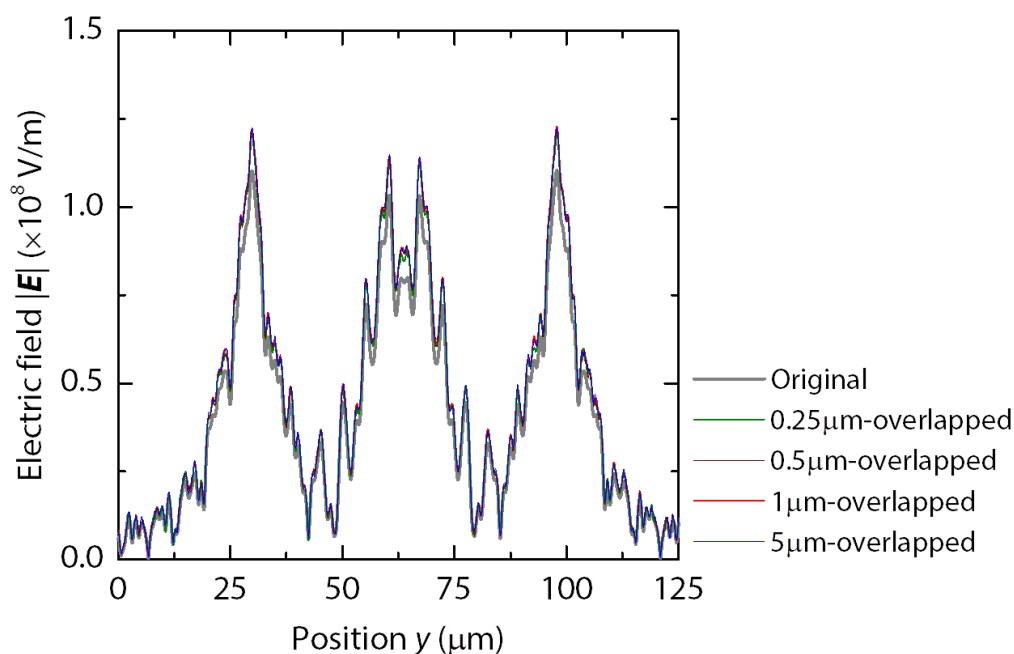


図 D-1 SF 接合の重なり領域の厚さが引き継ぎ結果に与える影響．

## 研究業績

- |                |                             |
|----------------|-----------------------------|
| 1. 査読有り 学術論文   | 5 件（筆頭 3 件，共著 2 件）          |
| 2. 査読有り 国際会議発表 | 16 件（筆頭 10 件，共著 6 件）        |
| 3. 国内学会発表      | 25 件（筆頭 11 件，共著 14 件）       |
| 4. 表彰・経歴等      | 5 件（学会 1 件，所属機関 2 件，経歴 2 件） |

### 1. 査読有り 学術論文

- 1) Ryosuke Isogai, Shota Suzuki, Kazuki Nakamura, Yuichi Nakamura, Hiroyuki Takagi, Taichi Goto, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, “Collinear Volumetric Magnetic Holography with Magnetophotonic Microcavities,” *Opt. Exp.* **23**, 13153–13158 (2015).
- 2) Ryosuke Isogai, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, “Effect of Structure and Properties of Magnetic Material on Diffraction Efficiency of Magnetophotonic Crystal Media for Magnetic Volumetric Holography,” *J. Magn. Soc. Jpn.* **39**, 33–36 (2015).
- 3) Ryosuke Isogai, Naoto Sagara, Taichi Goto, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, “Diffraction Efficiency of Volumetric Magnetic Holograms with Magnetophotonic Crystals,” *J. Magn. Soc. Jpn.* **38**, 119–122 (2014).
- 4) Taichi Goto, Ryosuke Isogai, and Mitsuteru Inoue, “Para-magneto- and electro-optic microcavities for blue wavelength modulation,” *Opt. Exp.* **21**, 19648–19656 (2013).
- 5) Taichi Goto, Ryosuke Hashimoto, Ryosuke Isogai, Yuta Suzuki, Ryuhei Araki, Hiroyuki Takagi, and Mitsuteru Inoue, “Fabrication of Microcavity with Magneto-and Electro-Optical Film,” *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 197–201 (2012).

## 2. 査読有り 国際会議発表

- 6) Ryosuke Isogai, Shota Suzuki, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, Mitsuteru Inoue, “Volumetric Holographic Media with Magnetic Artificial Lattices Controlling Optical and Thermal Phenomena,” *International Workshop on Holography and related technologies (IWH2015)*, Th2-1 (Oral, **Invited**), Okinawa, Japan, 3 December 2015.
- 7) Ryosuke Isogai, Shota Suzuki, Kodai Kawazu, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, Mitsuteru Inoue, “DESIGN OF MAGNETOPHOTONIC CRYSTAL WITH HEAT-DIFFUSIVE LAYERS FOR WELL-DEFINED MAGNETIC FRINGE FORMATION,” *Magnetics and Optics Research International Symposium (MORIS 2015)*, Mo-P-18 (Poster), Penang, Malaysia, 30 November 2015.
- 8) Hironaga Uchida, Keisuke Ooki, Haruhiko Sato, Shin Saito, Yusuke Mizutani, Ryosuke Isogai, Mitsuteru Inoue, “OPTICAL AND MAGNETO-OPTICAL RESPONSES ON PLASMONIC COMPOSITE STRUCTURES WITH SQUARELY ARRANGED GOLD PARTICLES AND MAGNETIC GARNET,” *Magnetics and Optics Research International Symposium (MORIS 2015)*, Mo-P-15 (Poster), Penang, Malaysia, 30 November 2015.
- 9) Ryosuke Isogai, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, Mitsuteru Inoue, “Analysis of Recording Efficiency in Binary Holography,” *International Symposium on Optical Memory 2015 (ISOM 2015)*, Tu-I-03 (Poster), Toyama, Japan, 6 October 2015.
- 10) Shota Suzuki, Ryosuke Isogai, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, Mitsuteru Inoue, “Improvement of Diffraction Efficiency of Volumetric Magnetic Hologram with Designed Alumina Multilayer in Magnetophotonic Crystal Media,” *International Symposium on Optical Memory 2015 (ISOM 2015)*, Tu-I-06 (Poster), Toyama, Japan, 6 October 2015.
- 11) Taichi Goto, Takuya Yoshimoto, Ryosuke Isogai, Mehmet C. Onbasli, Caroline A. Ross, Hiroyuki Takagi, Pang Boey Lim, Yuichi Nakamura, and Mitsuteru Inoue, “Fabrication of Cerium Substituted Yttrium Iron Garnets on Dielectric Mirrors Using Sputtering and Vacuum Annealing,” *the International Conference of Global Network for Innovative Technology (IGNITE 2014)*, 2014-03-35-0075 (Oral), Penang, Malaysia, 15 December 2014.

- 12) Ryosuke Isogai, Kan Kobayashi, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, "Enhanced Diffraction Efficiency of Magnetic Holograms in Magnetophotonic Microcavity Structures with Iron-garnet/alumina Multilayer Film as Defect," *The 59th Annual Magnetism and Magnetic Materials (MMM 2014)*, BV-05 (Poster), Honolulu, USA, 4 November 2014.
- 13) Kan Kobayashi, Ryosuke Isogai, Shota Suzuki, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Pang Boey Lim, Yuichi Nakamura, and Mitsuteru Inoue, "Enhanced Diffraction Efficiency of Magnetic Volumetric Hologram in Magnetic Garnet/Alumina Multilayer Structure," *The 3rd International Conference of Asian Union of Magnetism Societies (ICAUMS 2014)*, A7-P09 (Poster), Haikou, China, 30 October 2014.
- 14) Ryosuke Isogai, Kan Kobayashi, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, "Diffraction Efficiency of Magnetophotonic Crystal Media in Volumetric Magnetic Holography," *International Symposium on Optical Memory 2014 (ISOM 2014)*, We-J-02 (Poster), Hsinchu, Taiwan, 22 October 2014.
- 15) Ryosuke Isogai, Kan Kobayashi, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, "Volumetric Magnetic Hologram Media using Ferromagnetic Garnet-based Magnetophotonic Crystals," *Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2014)*, 2PO-I2-7 (Poster), Moscow, Russia, 2 July 2014.
- 16) Ryosuke Isogai, Shota Suzuki, Kazuki Nakamura, Naoto Sagara, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, "Magneto-optic Volumetric Collinear Holography with Magnetophotonic Crystals," *the IEEE International Magnetism Conference (Intermag 2014)*, BG-2 (Oral), Dresden, Germany, 5 May 2014.
- 17) Ryosuke Isogai, Naoto Sagara, Taichi Goto, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, "Improvement of diffraction efficiency of volumetric magnetic holograms with magnetophotonic crystals," *Magnetism and Optics Research International Symposium (MORIS 2013)*, We-P-28 (Poster), Omiya, Saitama, 4 December 2013.

- 18) Naoto Sagara, Ryosuke Isogai, Taichi Goto, Pang Boey Lim, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, and Mitsuteru Inoue, “Improvement of diffraction efficiency with multilayered structure for hologram memory,” *Magnetics and Optics Research International Symposium (MORIS 2013)*, We-P-29 (Poster), Saitama, Japan, 4 December 2013.
- 19) Kan Kobayashi, Naoto Sagara, Ryosuke Isogai, Hiroyuki Takagi, Pang Boey Lim, Yuichi Nakamura, and Mitsuteru Inoue, “Fabrication of nano-structured magnetic recording media for magneto-optic volumetric hologram memories,” *International Symposium on Technology for Sustainability (ISTS 2013)*, ID260 (Oral), Hong Kong, China, 21 November 2013.
- 20) Ryosuke Isogai, Naoto Sagara, Kan Kobayashi, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Yuichi Nakamura, Pang Boey Lim, and Mitsuteru Inoue, “Double Layered Magnetic Garnet Media for Volumetric Holograms,” *The Irago Conference 2013*, 25P-67 (Poster), Irago, Japan, 24 October 2013.
- 21) Ryosuke Isogai, Ryosuke Hashimoto, Yuta Suzuki, Taichi Goto, Hiroyuki Takagi, Alexander Baryshev, and Mitsuteru Inoue, “Fabrication of Magneto- and Electro-Optical Cavity for Spatial Light Modulator,” *International Workshop on Holography and related technologies (IWH2011)*, P15 (Poster), Utsunomiya, Japan, 6 November 2011.

### 3. 国内学会発表

- 22) 磯谷亮介, 鈴木章太, 河津航大, 後藤太一, 高木宏幸, 中村雄一, Lim Pang Boey, 井上光輝, “熱吸収層を導入した磁性フォトニック結晶への体積熱磁気記録,” 第 39 回 日本磁気学会学術講演会, 08pB-5, 名古屋, 2015/09/08.
- 23) 内田裕久, 大木敬介, 佐藤春彦, 磯谷亮介, 斉藤伸, 井上光輝, “Au/Bi:YIG 周期構造体の光学および磁気光学応答,” 第 39 回 日本磁気学会学術講演会, 08pB-3, 名古屋, 2015/09/08.
- 24) 坂野瑛彦, 後藤太一, 熊岡史哉, 古田大貴, 金澤直輝, 森本凌平, 磯谷亮介, オンバスリメメント, 高木宏幸, 中村雄一, 関口康爾, ロスキャロライン, 井上光輝, “スピン波演算器実現にむけた薄膜イットリウム鉄ガーネットを用いたスピン波励起,” IEEJ マグネティックス研究会, MAG-15-086, 長岡, 2015/08/05.



- 25) 大木 敬介, 佐藤 春彦, 磯谷 亮介, 斉藤 伸, 内田 裕久, 井上 光輝, “FTDT 法による Au/Bi:YIG 周期構造体における透過率スペクトルと電界分布の検討,” IEEJ マグネティックス研究会, MAG-15-072, 長岡, 2015/08/05.
- 26) 鈴木 章太, 磯谷 亮介, 小林 完, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, Lim Pang Boey, 井上 光輝, “コリニア体積磁気ホログラムメモリの記録条件の検討,” IEEJ マグネティックス研究会, 名古屋, MAG-15-028, 2015/03/06.
- 27) 後藤 太一, 吉本 拓也, 森本 凌平, Xue Yin Sun, 磯谷 亮介, 高木 宏幸, 中村 雄一, Lim Pang Boey, Caroline A. Ross, 井上 光輝, “磁性ガーネットを用いたレーストラック型オンチップ光アイソレータの開発,” IEEJ マグネティックス研究会, MAG-15-034, 名古屋, 2015/03/06.
- 28) 小林 完, 磯谷 亮介, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, Lim Pang Boey, 井上 光輝, “磁性ガーネット／アルミナ多層膜を用いた体積磁気ホログラムの回折効率に関する研究,” IEEE Magnetic Society 名古屋支部若手研究会, 名古屋, 2015/02/03.
- 29) 小林 完, 磯谷 亮介, 後藤 太一, 高木 宏幸, 林 攀梅, 中村 雄一, 井上 光輝, “磁性ガーネット／アルミナ多層膜構造による体積磁気ホログラムの回折効率改善,” 電気情報通信学会 電子部品・材料研究会 (CPM), CPM2014-96, 東京, 2014/10/08.
- 30) 吉本 拓也, 後藤 太一, 金澤 直樹, 磯谷 亮介, 高木 宏幸, 中村 雄一, Caroline A. Ross, 井上 光輝, “真空熱処理法を用いた誘電体ミラー上セリウム置換イットリウム鉄ガーネットの形成,” 電気情報通信学会 電子部品・材料研究会 (CPM), CPM2014-94, 東京, 2014/10/08.
- 31) 磯谷 亮介, 小林 完, 鈴木 章太, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, 林 攀梅, 井上 光輝, “磁性フォトリック結晶を用いた体積磁気ホログラムの回折効率,” 第 38 回 日本磁気学会学術講演会, 2pC-13, 横浜, 2014/09/02.
- 32) 小林 完, 磯谷 亮介, 鈴木 章太, 後藤 太一, 高木 宏幸, 林 攀梅, 中村 雄一, 井上 光輝, “磁性ガーネット／アルミナ多層膜構造の磁気ホログラム回折効率,” 第 38 回 日本磁気学会学術講演会, 2pC-14, 日吉, 横浜, 2014/09/02.
- 33) 鈴木 章太, 磯谷 亮介, 小林 完, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, Pang Boey Lim, 井上 光輝, “磁性多層膜を用いた磁気ホログラム再生像の改善,” IEEJ マグネティックス研究会, MAG-14-123, 福岡, 2014/08/05.

- 34) 磯谷 亮介, 鈴木 章太, 小林 完, 中村 和樹, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, Pang Boey Lim, 井上 光輝, “磁性ガーネット多層構造膜の体積磁気ホログラムの記録・再生特性,” 第 19 回ボリュームホログラフィック技術研究グループ研究会, 東京, 2014/05/21.
- 35) 磯谷 亮介, 鈴木 章太, 相良 尚人, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, 林 攀梅, 井上 光輝, “磁性フォトニック結晶を用いた体積磁気ホログラム,” IEEJ マグネティックス研究会, MAG-14-006, 名古屋, 2014/03/07.
- 36) 小林 完, Wei-Ping Carine-Soo, 相良 尚人, 磯谷 亮介, 後藤 太一, 高木 宏幸, 中村 雄一, Lim Pang-Boey, 井上 光輝, “磁性ガーネット／アルミナ多層膜構造の体積磁気ホログラムの記録再生特性,” IEEJ マグネティックス研究会, MAG-14-007, 名古屋, 2014/03/07.
- 37) 磯谷 亮介, 相良 尚人, 小林 完, 高木 宏幸, 中村 雄一, 林 攀梅, 井上 光輝, “磁性フォトニック結晶を用いた体積磁気ホログラム媒体の基礎検討,” IEEE Magnetics Society 名古屋支部若手研究会, 名古屋, 2014/02/07.
- 38) 磯谷 亮介, 相良 尚人, 後藤 太一, 中村 雄一, 林 攀梅, 井上 光輝, “磁性ガーネット複合膜を用いた体積磁気ホログラムの回折効率向上に関する研究,” 日本電子材料技術協会 第 50 回秋期講演大会, 東京, 2013/11/08.
- 39) 磯谷 亮介, 相良 尚人, 小林 完, 高木 宏幸, 中村 雄一, 林 攀梅, 井上 光輝, “積層構造を導入した磁性ガーネット媒体を用いた体積磁気ホログラムの回折効率向上,” 電気情報通信学会 電子部品・材料研究会 (CPM), CPM2013-91, 東京, 2013/10/08.
- 40) 相良 尚人, 磯谷 亮介, 高木 宏幸, 中村 雄一, 林 攀梅, 井上 光輝, “熱伝導層導入による体積磁気ホログラムの回折効率の改善,” 電気情報通信学会 電子部品・材料研究会 (CPM), CPM2013-90, 東京, 2013/10/08.
- 41) 磯谷 亮介, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, 後藤 太一, 高木 宏幸, 井上 光輝, “常磁性材料を用いた電圧制御型非相反光変調の基礎特性,” 第 37 回 日本磁気学会学術講演会, 北海道, 2013/09/04.
- 42) 磯谷 亮介, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, 後藤 太一, 高木 宏幸, 井上 光輝, “常磁性体を用いた磁気光学－電気光学マイクロキャビティの形成,” IEEJ マグネティックス研究会, 宮城, 2013/06/13.
- 43) 磯谷 亮介, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, 後藤 太一, 高木 宏幸, 井上 光輝, “TGG と PZT を用いたマルチフェロイックフォトニック結晶の形成,” 電気情報通信学会 磁気記録・情報ストレージ研究会, 名古屋, 2013/03/08.

- 44) 磯谷 亮介, A. M. Grishin, S. I. Khartsev, 後藤 太一, 高木 宏幸, 井上 光輝,  
“アモルファス常磁性薄膜を用いた非相反光変調に関する研究,” IEEE  
Magnetic Society 名古屋支部若手研究会, 7, 名古屋, 2013/02/08.
- 45) 後藤 太一, 磯谷 亮介, 鈴木 祐太, 荒木 隆平, 高木 宏幸, 井上 光輝, “電  
気光学材料と磁気光学材料を挟んだマイクロキャビティ膜の形成,” 第35回  
日本磁気学会学術講演会, 29pE-9, 新潟, 2011/09/29.
- 46) 高木 宏幸, 磯谷 亮介, 後藤 太一, 井上 光輝, “常磁性材料を用いたマルチ  
フェロイック・フォトリック結晶の作成,” 電気学会 A 部門大会, 東京,  
2011/09/21.

#### 4. 表彰等

##### 学会等による表彰

- 47) 平成 27 年度 日本磁気学会 桜井講演賞 受賞

##### 所属機関による表彰

- 48) 平成 21 年度 卓越した技術科学者養成プログラム 成績優秀者 表彰  
49) 平成 20 年度 卓越した技術科学者養成プログラム 成績優秀者 表彰

##### 経歴

- 50) 平成 25 年度 日本学術振興会 特別研究員(DC1) 採用  
51) 平成 23 年度 テーラーメイド・バトンゾーン教育プログラム履修生 採択