

報告番号	乙 第	5267 号
------	-----	--------

磁気光学効果および近接場光学効果を用いた 高分解能顕微法の研究

福澤 健二

名古屋大学図書	
和	1257119

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的	3
1.2.1 磁気光学カー効果を用いた高空間分解能磁区観測	3
1.2.2 近接場光学効果を用いた高空間分解能化	4
1.3 本論文の構成	5
第1章の参考文献	7
第2章 磁気光学カー効果を用いた磁区顕微法	8
2.1 緒言	8
2.2 磁気光学カー効果を用いた磁区顕微法の原理	9
2.3 画像処理技術を用いてコントラスト増強した磁区観測法	10
2.3.1 観測法	13
2.3.2 観測結果	17
2.3.3 観測結果にもとづいた記録過程解析	23
2.4 共焦点光学系を用いた磁区精密測長法	30
2.4.1 光学的磁区測長の意義	30
2.4.2 共焦点型光学系による磁区観測における結像特性	31
2.4.3 観測装置	38
2.4.4 磁区サイズ測定結果	41
2.5 結言	46
第2章の参考文献	49
第3章 近接場光学効果を用いた顕微法：プローブとそれを用いた観測装置	50
3.1 緒言	50
3.2 近接場光学効果を用いた顕微法の原理	50
3.3 近接場光学顕微鏡用プローブ	52

3.3.1	従来の近接場光学顕微鏡用プローブ	52
3.3.2	マイクロマシーニング技術による光検出微小プローブ：フォトカンチレバーの作製	55
3.3.3	フォトカンチレバーの検出感度特性	60
3.4	フォトカンチレバーによる近接場光学・原子間力同時観測装置	66
3.4.1	近接場光学像と原子間力像の関係	68
3.4.2	近接場光学顕微鏡の空間分解能	71
3.4.3	屈折率分布の可視化	74
3.5	結言	80
	第3章の参考文献	82
第4章	近接場光学効果を用いた顕微法：近接場光検出のモデル解析	84
4.1	緒言	84
4.2	プローブサイズを無限小あるいは無限大とした解析	84
4.2.1	近接場光測定系	85
4.2.2	理論的解析	87
4.2.3	実験結果との比較	95
4.3	プローブサイズを考慮した解析	98
4.3.1	点整合法による近接場信号光の解析	98
4.3.2	解析結果と考察	105
4.4	結言	113
	第4章の参考文献	114
第5章	結論	115
	謝辞	119
	付録	120
	論文目録	124

第1章 序論

本研究は、光学的効果を用いた微小構造の高空間分解能観測方法、すなわち、光学的顕微法による高空間分解能な磁区観測の実現を目的とした磁気光学カー効果を用いた磁区観測法、および光学的顕微法の空間分解能をnmオーダーまで向上させることを目的とした近接場光学効果を用いた観測法について研究したものである。本章では、まず本研究の背景について述べ、本研究の目的を明らかにする。さらに、本論文の構成について説明する。

1.1 本研究の背景

光学的な顕微方法では、試料に光波を照射し、試料により変調された光波を検出し、試料の光学的性質を微細に観測する。光学顕微鏡は、16世紀頃に発明されて以来最も一般的な微小構造の観測法として様々な分野で用いられ、科学・技術の進歩に多大に寄与してきた。現在にいたるまで、光学顕微鏡以外に電子顕微鏡や走査型プローブ顕微鏡など様々な観測方法が提案され、成果を上げている。光学的観測方法が、これらの方法に比べて、現在においてもなお微小構造の観測法として特有な位置を占めている理由は、操作の簡便さ以外に、光を用いていることによって得られる本質的な特徴があるためである。まず、第一に高い空間分解能が実現できることである。可視光を用いる場合、波長がサブミクロン程度であるため、サブミクロン程度の高い空間分解能も比較的容易に得ることができる。また第二に、光波を用いることにより試料からの複数の情報を得ることができる。光波 E は一般的には、下記のような式で表すことができる。

$$E = E_0 \exp\{-i(\frac{2\pi}{\lambda}x - \omega t + \varphi)\}. \quad (1.1)$$

ここで、 λ は光の波長、 ω は角周波数、 φ は位相、 E_0 は電場ベクトルの振幅を表す。すなわち、光は電磁波であるため、強度以外に偏光面、位相、波長の情報を含んでいる。そのため、形状の観測にとどまらず、試料の偏光、位相、吸収特性を調べることにより試料

のキャラクタリゼーションも可能である。蛍光観測など試料に積極的にラベリングして、試料の性質・機能を解明することも可能である。さらに、非破壊観測でかつ大気中・水中でも観測できることも大きな利点である。

近年、学術および工業の両分野からの光学的顕微法への期待が高まっている。工業分野、特にエレクトロニクス関連分野では、部品の微小化および装置の小型化が急速に進展している。そのため、開発した部品・材料の特性を高空間分解能で評価する技術の確立が必須となっている。光学的顕微法は高分解能観測を実現できるため、この評価技術に適している。また、光学的顕微法は試料からの複数の情報を得られるので、様々な物理量を観測できる可能性がある。さらに、非破壊観測であるために、評価・改良という開発サイクルを効率化できる。以上の光学的顕微法の特長を生かして、評価すべき物理量に適した様々な観測法の研究が進められている。特に、光ディスク記憶装置、光ファイバーなどに代表される光エレクトロニクス用部品・材料は、光学的性質を利用した部品・材料であるため、光学的顕微法が評価法として非常に有効であることはいうまでもない。また、学術分野では、特に生物学からの期待が大きい。生物の分子レベルでの理解の進展に従い、よりミクロなレベルでのその場観測が望まれている。光学的顕微法は、非破壊測定でかつ水中での観測も可能であり、生物試料観測に適している。また、蛍光あるいは波長吸収特性によりキャラクタリゼーション可能である点も大きな利点である。分子レベルでの光学的キャラクタリゼーションは、特に期待されている分野である。

以上のように、光学的顕微法、特に光を用いた高空間分解能な顕微法に対する期待は、以前にも増して高まっている。現状における主要な要求は、以下のとおりであると考えられる。

(1) 高分解能観測可能な適用領域の拡大。従来観測が困難であった物理量を光学顕微鏡観測する。これにより試料の物理量の分布を、光学顕微鏡の持つ高い分解能で明らかにすることが可能となる。

(2) 空間分解能の向上。現状の光学顕微鏡のサブミクロン程度の空間分解能を、さらにnmオーダまで向上させる。これにより、分子レベルでの試料の光学的キャラクタリゼーションも可能となる。

上の要求(1)、(2)に応えるには、従来の光学的顕微法では用いられていない新しい

光学的な効果を利用した顕微法の確立が必要となる。

1.2 本研究の目的

上記のような要求に応えるためには、新しい観測法の提案が必要である。本研究の目的は、それぞれの要求に応える新しい光学的効果を用いた観測法を提案し、その有効性を示すことである。

1.2.1 磁気光学カー効果を用いた高空間分解能磁区観測

現在までに開発された主な光学的顕微方法について、表1.1のように大きく分類することができる^[1]。

表1.1 利用する物理量による光学的顕微法の分類

利用する物理量	得られる主な物理量	顕微鏡の呼称
ベクトル E の振幅	形状、透過・反射率	光学顕微鏡
<u>ベクトルEの向き</u>	<u>構造の異方性、磁化の方向</u>	<u>偏光顕微鏡</u>
位相 ϕ	屈折率	位相差顕微鏡、干渉顕微鏡
波長 λ	分子の構造・運動	蛍光顕微鏡

本研究では、高空間分解能観測の適用領域を拡大するという課題において、実用的に特にニーズが高いと考えられる磁性体の磁区構造の観測法を検討した。光磁気ディスク、磁気ディスクなど磁性体を利用した記録装置は、現状では情報記録装置の中核をなしている^[2,3]。これらは、磁性体に記録した微小磁区の磁化の向きにより情報を記録する。記録された磁区の状態を観測・評価することは、記録装置を開発する上で極めて有用な評価技術

となる。光学的顕微法での磁区観測が可能となれば、光学顕微鏡の持つ高い空間分解能で磁区の構造を評価できる。また、光学的に磁区構造が観測できれば、試料の磁化状態を変化させずに観測可能となる。記録した試料であるディスクを破壊しなくてもよいので、記録・評価が何回でも行え、効率的な開発が可能となる。以上のような認識のもとに、光と磁化の相互作用による光学的効果である磁気光学カー効果を用いた微小磁区観測法を検討し、磁気ディスクあるいは光磁気ディスク上の磁区構造の観測が可能であることを示し、さらに記録条件と磁区構造について新たな知見を得ることに成功した。

1.2.2 近接場光学効果を用いた高空間分解能化

空間分解能を議論する上では、試料と光検出器の距離 d が最も重要なパラメータである。その距離 d で光学的顕微方法を分類すると、表1.2のようになる。

表1.2 空間分解能の観点からの光学的顕微法の分類

試料と検出器の距離 d	制限要因	分解能	特徴
遠隔場 ($d \gg \lambda$)	回折限界	$\lambda/2$	レンズによる結像
近接場 ($d \ll \lambda$)	<u>プローブサイズ</u>	<u>制限なし</u>	<u>結像系不要</u>

高空間分解能化という課題においては、回折限界を克服するために近接場光学顕微鏡を検討した。通常の光学顕微鏡においては、光検出器は、試料との距離が光の波長より十分大きな「遠隔場」領域にある。そのため、試料からの光が波動としての性質を呈し、回折による空間分解能の限界、すなわち回折限界を生ずる。レンズによる結像系を利用する通常の「遠隔場」領域の光を利用する顕微鏡では、 $\lambda/2$ という原理的な限界を大幅に向上させることは難しい。そこで、試料との距離が波長より十分小さい「近接場」領域に光検出

器を配置し、近接場の効果を利用し回折限界を克服しようというコンセプトが、近接場光学顕微鏡である^[4]。すなわち、近接場光は遠隔場光と異なり、分解能は回折限界に制限されないという近接場光の効果を利用することによって高分解能化を図る。この近接場顕微鏡での分解能は、回折限界でなく、光検出プローブの形状・サイズや試料との距離といった幾何学的なものである。そのため、光検出プローブの微小化を図れば、分解能は波長に制限されることなく、nmオーダーまで実現できるはずである。以上のような考え方をともに、試料近傍の光とプローブの相互作用による光学的効果である近接場光学効果を利用した光顕微法を検討した。マイクロマシーニング技術を用いて作製した微小光プローブによる近接場顕微鏡を提案し、nmオーダーの空間分解能観測が可能であることを確認した。さらに、その光検出メカニズムについて理論的・実験的に知見を得た。

1.3 本論文の構成

本論文は、本章「序論」を始めとして、以下に示すような5章から構成されている。

第2章では、光学的高空間分解能観測の適用領域の拡大を目的として、磁気光学カー効果を用いた磁区構造観測法について述べた。磁区像のコントラスト、磁区の実際の大きさと像との明らかな対応関係という光学的な磁区観測における基本的な課題を解決すべく、新規に観測法を提案した。画像処理技術を用いた磁区像のコントラスト増強法を提案し、カー回転角 10^{-4} (rad) 程度のカー・コントラストの小さなCoCr膜上の磁区観測が可能であることを示した。さらに、垂直磁気媒体特有の記録磁区構造を新たに発見し、その記録過程を解析した。磁区の実際の大きさと像との対応関係を明らかにする観測法として共焦点型光学系が適当であることを解析的に明らかにし、 $0.1\ \mu\text{m}$ の磁区の大きさの変動を捉えることが可能であることを実験的に示した。さらに観測結果から記録過程について知見が得られることを示した。第2章で示した観測法はいずれも非破壊観測であり、観測後も異なる記録条件で記録した磁区構造を再度観測でき、実用上の有用性が高いことを示した。

第3,4章では、近接場光学効果を用いてnmオーダーの高空間分解能をねらった近接場光学顕微鏡について述べた。第3章では、マイクロマシーニング技術を用いた光検出微小プローブおよび観測装置について述べた。この微小プローブは、従来、原子間力顕微鏡で用いられてきた片持ち梁状のプローブの先端にフォトダイオードを作製したもので、原子間力

と近接場光の同時検出可能であることを示した。また、この微小プローブを用いた観測法の空間分解能が20 nm程度であり、さらに屈折率分布の可視化も可能であることを示した。第4章では、微小プローブによる近接場光検出過程を解析した。このプローブ先端では、近接場光が伝搬光に変換されて、その伝搬光をフォトダイオードで検出する。この近接場光・伝搬光変換過程は、この観測方法の高分解能化あるいは像の解釈で最も重要な過程である。このメカニズムについて、近接場光は伝搬光として散乱光に変換されることを理論的・実験的に明らかにした。さらに、点整合法と呼ぶ数値計算法により、有限サイズのプローブで検出される近接場信号光を求め、プローブ設計への知見を得た。

第5章では、本論文の内容を要約し、得られた結果を総括した。

第1章の参考文献

- [1] e.g., M. Born and E. Wolf, "*Principles of Optics*," (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- [2] 西川正明、「磁気記録の理論」、(朝倉書店、1985).
- [3] 佐藤勝昭、「光と磁気」、(朝倉書店、1988).
- [4] E. A. Ash and G. Nicholls, *Nature*, **237**, 510 (1972).

第2章 磁気光学カー効果を用いた磁区顕微法

2.1 緒言

本章では、光学的高分解能顕微法を磁区観測へ適用することを目的として、光と磁化の相互作用である磁気光学カー効果を用いた磁区観測法について検討する。第1章で述べたように光学磁区観測法は、磁性物理学的にも有用な観測法であると同時に、実用上も有用である。磁気ディスク・光磁気ディスクなど磁性体上の磁区を利用した記録装置は、現在、情報記録装置の中核をなしている。これらは、磁性体に記録した微小磁区の磁化の向きにより情報を記録する。そして、この磁区の大きさは数ミクロンからサブミクロンである。記録装置を開発する上の必須の評価技術として、記録された微小磁区構造の観測が望まれている。磁気光学カー効果を用いて光学的に磁区を観測できれば、光学顕微鏡の有する高空間分解能で磁区構造を評価できる。また、光学的磁区観測は試料の磁化状態を変化させない非破壊観測であり、さらに磁化ベクトルの方向の同定も可能となる。実用的な観点からも、記録した試料であるディスクを破壊しなくてもよいので、記録・評価が何回でも行え、効率的な開発が可能となるというメリットがある。

通常、磁気ディスク・光磁気ディスク用磁性体上の磁区の観測を行う場合、磁区の記録過程あるいは再生過程と磁区の形状・サイズとの関係を明らかにすることが必要である。そのため、観測法には以下の二点が要求される。

(1) 形状を評価する場合、磁区像のコントラストが十分取れること。

(2) サイズを評価する場合、磁区のサイズと像の対応関係が明らかなこと。

本章では、上の二つ基本的な要求を実現する新しい観測法を提案し、観測結果から得られた磁区形状あるいはサイズから記録過程等を評価できることを示した。上の(1)について克服すべき問題は、カー回転角の小さい試料からのカー・コントラストをいかに増強するかということである。凹凸など磁区と関係ない信号をできるだけ低減し、磁区による信号をできるだけ増強することが必要である。画像処理技術を用いた観測法を考案し、カー回転角 10^{-4} (rad) というカー・コントラストの小さなCoCr膜上の磁区観測を可能にした。また、上の(2)については、光学系の結像特性を十分に解析し磁区の境界(磁壁)の位

置と磁区像の境界との位置の関係を明らかにすることが必要である。共焦点型光学系で磁区像を観測した場合、磁区の測長に適した結像特性をもつことを解析的に明らかにし、 $0.1\mu\text{m}$ の磁区の大きさの変動を捕らえることが可能であることを実験的に示した。二つの要求に対する観測法の詳細は、それぞれ2.3節、2.4節に述べた。

2.2 磁気光学カー効果を用いた磁区顕微法の原理

磁気光学カー効果は、磁性体に直線偏光が入射したとき、その反射光の偏光方向が入射光の偏光方向に対して回転する現象である。磁気光学カー効果は、磁化によって生じた誘電率の一軸異方性に起因する。磁化 M の方向を z 軸にとると、 z 軸を異方軸とする1軸異方性を生ずる。 z 軸に平行に入射し、磁性体面で反射した光の振動面の回転角、カー回転角 θ_K は、以下の式で表される^[1]。

$$\theta_K = n_0 \frac{A \epsilon'_{xy} + B \epsilon''_{xy}}{A^2 + B^2}. \quad (2.1)$$

ここで、 $A = n(n_0^2 - n^2 + 3k^2)$ 、 $B = k(n_0^2 - 3n^2 + k^2)$ 、空気の屈折率を n_0 、磁性体の屈折率を n 、消光係数を k とした。また、 $\epsilon_{xy} = \epsilon'_{xy} + i \epsilon''_{xy}$ は磁性体の誘電率の非対角成分で、磁化 M に比例する。式(2.1)よりカー回転角は磁化 M に比例する量であることがわかる。さらに、磁化の方向と光の進行方向が垂直な場合、上で述べたような磁化方向での1軸異方性が生じないので、カー回転は起こらない。すなわち、光の波数ベクトルを k とするとカー回転角 θ_K の関係は以下のようなになる。

$$\theta_K \propto k \times M. \quad (2.2)$$

現象論的には、直線偏光を右回りの円偏光と左回りの円偏光の線形和に分解した場合、それぞれの位相遅れが異なるために生ずる。カー回転角の小さい試料に関しては、おおむね

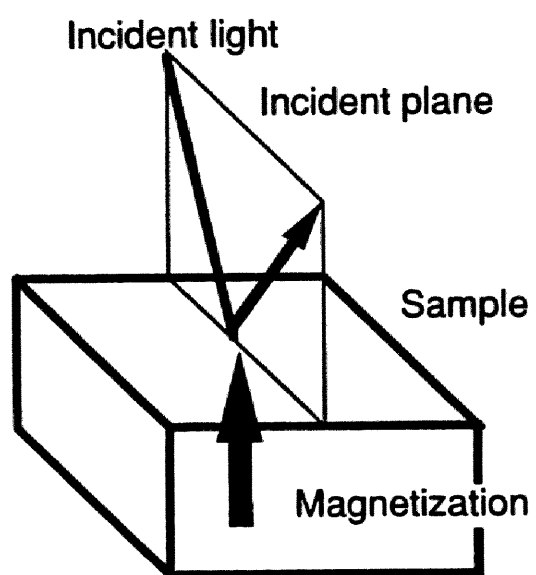
カー回転角の大きさは磁化の大きさに比例し、回転方向は磁化の向きに対応して反転する。また、光の進行方向と垂直な磁化の成分はカー回転に寄与しない。

カー効果は、磁化と入射面の関係により、図2.2-1のような効果が生ずる。すなわち、式(2.2)が示すように、極カー効果は磁化ベクトル M が磁性体面に対して垂直な向きの時に支配的で、縦カー効果は磁性体面に磁化ベクトル M が平行な場合に支配的である。縦カー効果が支配的な試料の場合、入射面の方向を変えることにより波数ベクトル k が変わり、カー回転角の応答を見ることにより磁化ベクトルの方向を知ることができる。また、磁化ベクトル M の向きが反転するとカー回転の方向は反転する。図2.2-2に示すように、磁化により偏光面の回転した部分の光が消光するように検光子の向きを設定すると、これと磁化の向きが反対向きの部分は明るくなる。隣り合う磁区の磁化の向きは反転しているので、磁区を可視化することができる。

2.3 画像処理技術を用いてコントラスト増強した磁区観測法

本節では、カー回転角の小さい試料からのカー・コントラストの増強法について述べる。CoCr膜は、磁気ディスク面に対して垂直方向の磁化の磁区により情報を記録する「垂直記録」方式用の磁気ディスク媒体として研究が行われている。従来のディスク面内方向の磁化の磁区による「長手記録」方式に比べ、より高密度の記録が可能で、次世代の磁気記録媒体として期待されている。しかし、CoCr膜上の磁区によるカー回転角は 10^{-4} (rad) のオーダーで、コントラストが小さく観測例は少ない^[2]。光磁気ディスク材料のようにカー効果を用いて、従来から磁区観測されている材料のカー回転角は 10^{-3} (rad) 以上であった^[1,15]。本節では、特に画像処理技術を用いてコントラストを向上させ、カー回転角の小さいCoCr膜上の微小磁区観測を可能とし、記録された磁区の構造から記録過程の解析が可能であることを示した。

(a)



(b)

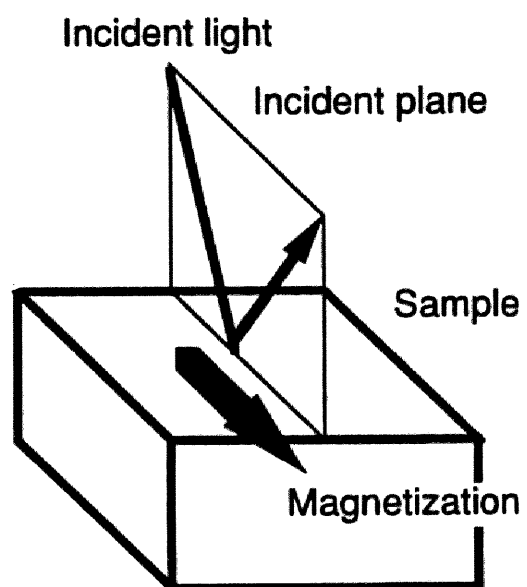


図2.2-1 磁気光学カー効果。

(a) 極カー効果。(b) 縦カー効果。

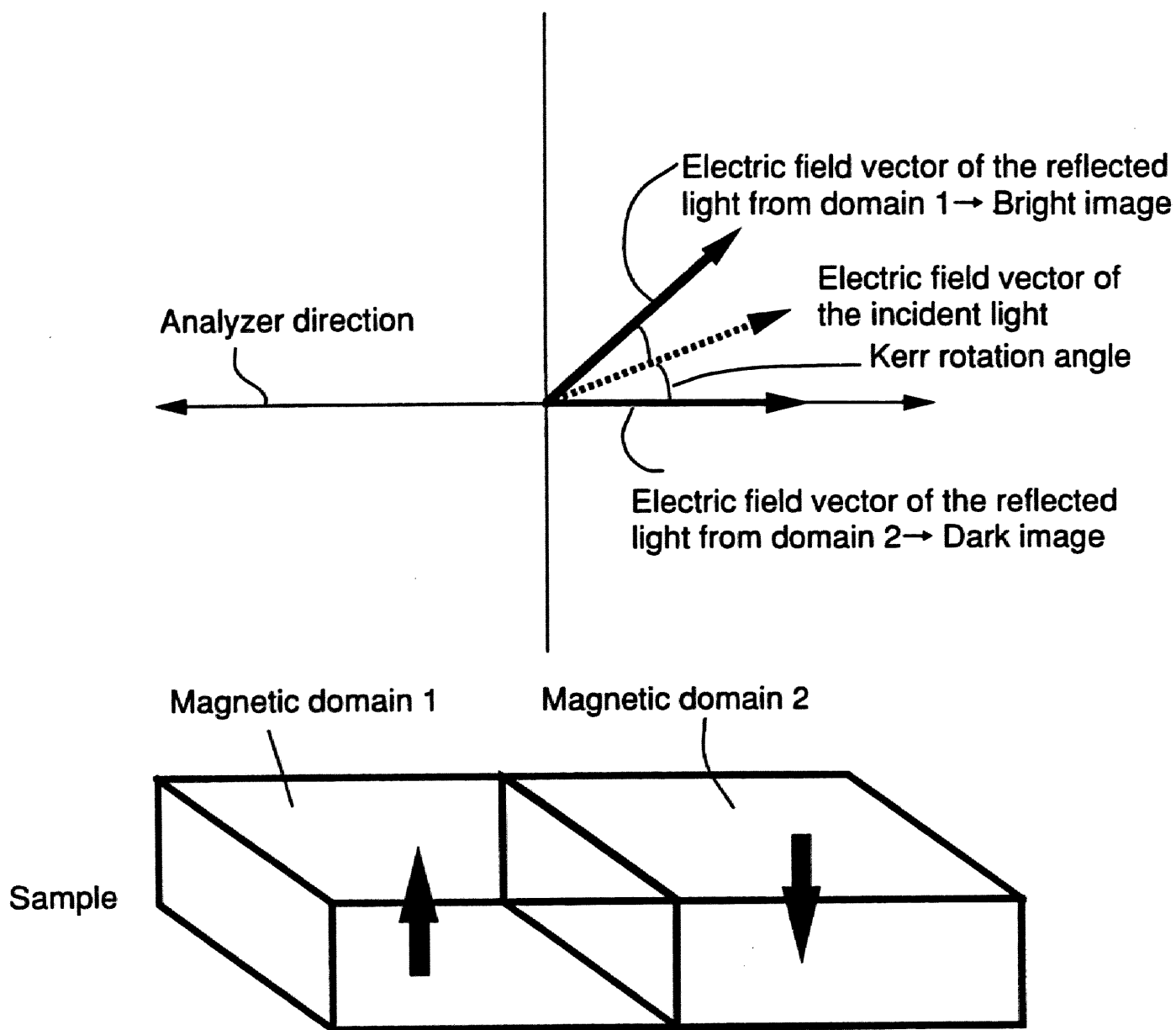


図2.2-2. カー回転角と磁化方向の関係。

2.3.1 観測法

図2.3-1に磁気光学カー効果を用いた磁区観測装置を示す。100W水銀ランプを光源とする偏光顕微鏡（Nikon Microphoto-fx）をベースとして、消光比を上げるためにGlan-Thomson型プリズムを偏光子として採用した。極カーおよび縦カー効果による偏光面の回転を検出できるように、図2.3-1に示したアパーチャの位置により入射角を可変とした。垂直記録用磁気ディスク上の磁化の向きはおおむね垂直であるため、極カー効果による偏光面の回転を検出するのが最も有効と考え、おおむね垂直入射となるように設定した。磁化により生じた偏光面の回転を検光子で明暗に変え、CCDカメラで検出した。本研究で、対象としたCoCr膜のカー回転角は、最大 10^{-4} (rad) と小さい。磁区像が可視化可能どうかを議論するために、像のコントラスト比 C を次式で定義する。

$$C = \frac{I_b - I_d}{I_b + I_d}. \quad (2.3)$$

ここで、 I_b 、 I_d は、明るく見える磁区像の強度と暗く見える磁区像の強度である。磁化の向きが逆向きの隣接した磁区のコントラスト比 C は、以下のような式で与えられる [3]。

$$C \sim (2\theta_k)^2 \varepsilon_f^{-1}. \quad (2.4)$$

ここで、 θ_k はカー回転角、 ε_f は消光比、すなわち偏光子と検光子をクロスニコルにしたときの光の透過率である。本光学系の消光比は、 10^{-5} 程度であるので、コントラスト比は、最大 10^{-3} 程度しか得られない。例えば256階調のグレイスケールで表示した場合の1階調がこのオーダーであり、観測像を得るには困難なコントラスト比であることがわかる。すなわち、光学系だけでは磁区観測に必要なコントラスト比は得られない。

そこで、CCDカメラの信号を画像処理装置に用いてコントラスト増強を行った。画像処理装置を用いた磁区像のコントラスト増強は、SchmidtとHubert^[2]やHerman, Jr.とArgyle^[4]、

ShiraeとSugiyama^[5]によって行われている。しかし、彼らの方法は、磁区像と十分大きな磁場中で試料を磁氣的に飽和させた像と差し引きし、バックグラウンドの凹凸像を除くものであった。この方法では、磁区像のコントラストは向上させていない。しかも記録した磁区が破壊され、非破壊観測であるという光学的観測法のメリットが失われている。図2.3-2に示すコントラスト増強法を検討した。上の2.2節でも述べたように、検光子の角度を入射偏光面に対して、対称に回転させたときの磁区像の明暗は反転する。そこで、この反転像ともとの像の差を取ることで、コントラストを増強できる。また、凹凸像は反転しないので、同時に除くことができる。式(2.3)で定義したコントラスト比 C について、差分像処理法ではバックグラウンド分を除くので、 C の分母の項が小さくでき、 10^{-1} のオーダーのコントラスト比 C を得ることができた。さらにこの方法と同時に、画像信号を加算平均し、電氣的ノイズの低減を図った。

この方法で、磁区構造を破壊することなく、コントラストを向上させることができる。それゆえ、同一の試料に異なる記録条件で、記録・観測・再記録という評価サイクルが可能となった。また、磁区像はデジタルデータとして得られるので、2次元空間周波数領域でのフィルタリングも可能となった。これは、照明ムラなど光学系による低空間周波数ノイズの除去に有効であった。

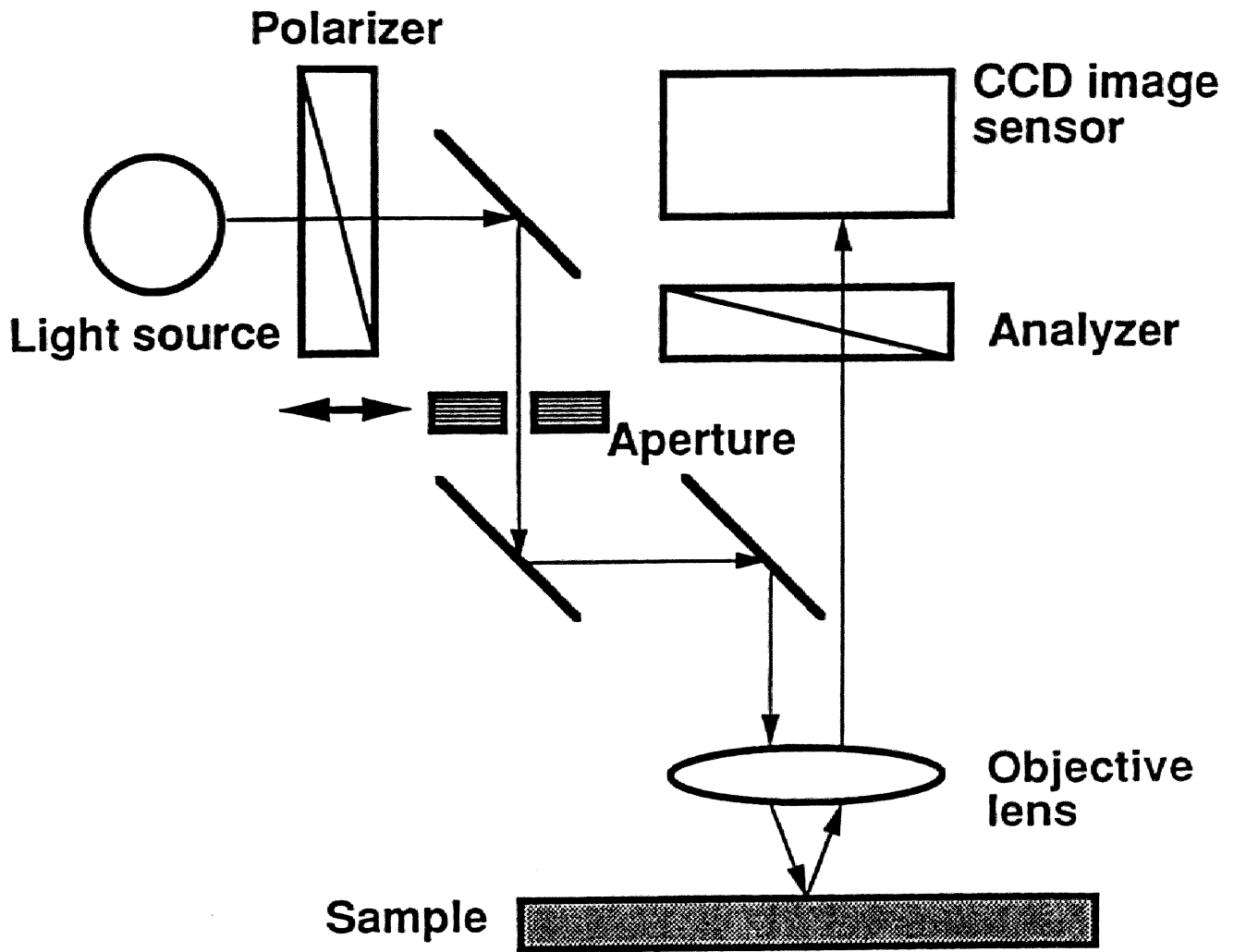
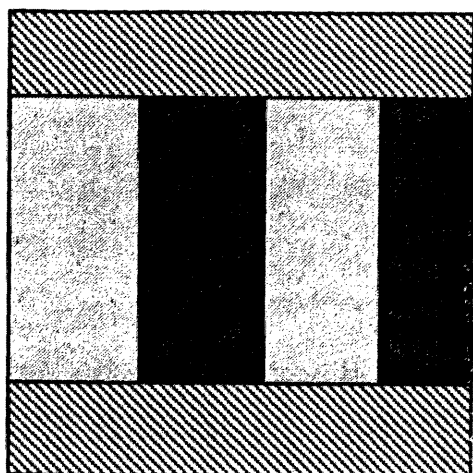
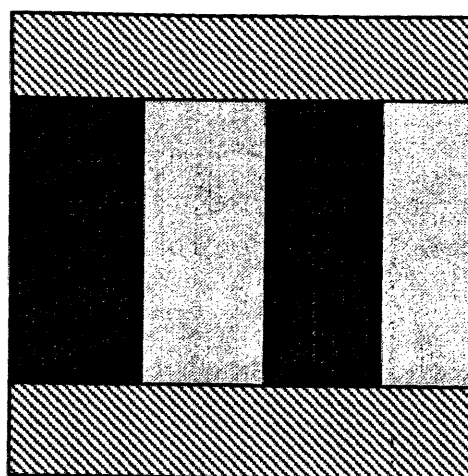


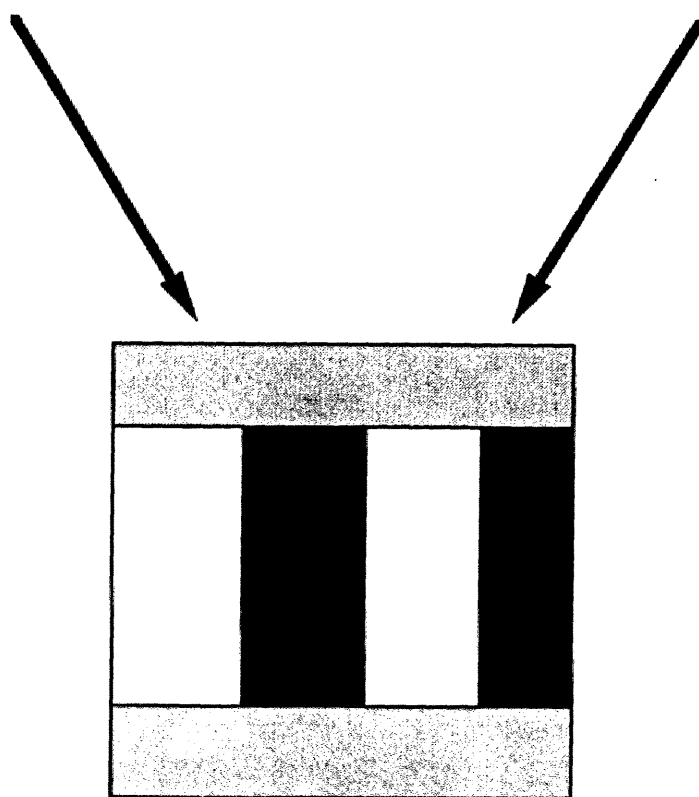
図 2.3-1. 磁気光学カー効果を用いた磁区観測法。



Magnetic domain image P_+
Analyzer angle = $+\gamma$



Magnetic domain image P_-
Analyzer angle = $-\gamma$



Subtracted image $P_+ - P_-$

図2.3-2. 差分像によるコントラスト増強法。
検光子の角度を $+\gamma$ 、 $-\gamma$ 度とすると磁区の明暗が反転する。
この反転した像同士の差分像を求め、コントラストを増強した。

2.3.2 観測結果

図2.3-3は、記録方式を示すとともに、記録ヘッドと磁気ディスク媒体の関係を示したものである。本研究では、記録ヘッドとして、リング型ヘッドと呼ばれている市販の磁気ディスク装置に用いられている磁気ヘッドを用いた。市販の磁気ディスク装置は「長手記録」方式であり、ディスク面内方向の磁化の向きにより情報を記録する。磁気ヘッドの前磁極と後磁極（図2.3-3（a）でLeading pole とTrailing pole）の間隙に発生する磁場の向きを変えることにより異なる向きの磁化を記録する。これに対して、「垂直記録」方式では、磁気ディスク媒体面に対して垂直方向の磁化の向きの磁区を記録し情報を記録する（図2.3-3（b））。垂直記録用の磁気ヘッドとしては、種々のヘッドが提案されている。本研究では、実用化の進んでいる長手記録用の磁気ヘッドで垂直記録が可能かどうかを検討するという観点から、長手記録用ヘッドと垂直記録磁気ディスク媒体との組み合わせで記録過程の解析を行う。現状では、このヘッド・媒体の組み合わせについては、その記録過程は十分解析されていない。記録ディスク媒体は、 $\text{Co}_{77}\text{Cr}_{23}$ 膜から成る記録層（厚さ $0.3\mu\text{m}$ ）と記録ヘッドと閉磁路をなし記録効率を上げるための $\text{Co}_{89}\text{Zr}_8\text{Re}_3$ 高透磁率層（厚さ $1.0\mu\text{m}$ ）の2層から成るものを用いた。記録した磁化を反転するのに要する磁場の大きさである保持力については、記録層のそれは 760Oe であり、垂直方向の異方性磁界は 4.5kOe である。

図2.3-4は、記録磁区観測における差分画像処理の効果を示したものである。磁区の反転の長さは約 $1\mu\text{m}$ である。図2.3-4（a）は、差分像処理前の磁区像である。2.3.1節で述べたように CoCr 膜のカー回転角が小さいために、微細構造を議論するにはコントラスト的に問題がある。図2.3-4（b）は差分像処理を施したものである。コントラストが向上し、磁区の微細な構造が明らかになっている。磁区像の明暗は、磁化の上向きか下向きかによる。この像を画像処理することにより、さらにコントラストを向上させることも可能である。図2.3-4（b）は全体的に照明ムラなど光学系に起因するムラが重畳されている。磁区像に光学系に起因するムラが低空間周波数成分として重畳されており、ベースラインが緩やかに変化している。そこで、像を2次元フーリエ変換し、低周波成分を除き、さらに逆フーリエ変換することにより、ムラが除去できた。この画像をベースラインで2値化した像が図2.3-4（c）である。磁区の構造がより明らかになった。以上のように、本差分画像

法を用いた磁区観測法により、光学系のみでは観測困難なCoCr膜上の磁区観測が可能となった。また、この方法は非破壊観測であるので、同一の試料において記録・観測・異なる記録条件での記録・・・という評価サイクルを繰り返し行うことができる。

上に述べた式(2.2)から判るように、光の進行方向と同じ方向の磁化ベクトルしかカー回転に寄与しない。これを利用すると、縦カー効果(図2.2-1)の支配的な試料においては、光の試料と光の入射面の方向を変えることにより磁化ベクトルの向きを同定することができる。ただし、極カー効果の支配的な試料においては、図2.2-1から明らかなように、入射面の方向を変えてもカー回転角に変化はない。本光学系は、斜入射系も取れるようにしてあるため、縦カー効果と極カー効果の両方に対応することができる。図2.3-5に磁性体面内方向に磁化ベクトルがある場合の観測例を示す。試料は磁気ヘッドの磁極用のテストパターンである。保持力の小さい軟磁性材料CoZrRe膜で作製してあるので、磁化は自発磁化のみで、磁区は自発的に形成されたものである。磁性体面内方向に磁気異方性があるため、磁化ベクトルの向きは面内方向にあり、隣り合う磁区内の磁化の向きが180度反転している。カー回転角は磁化ベクトルの入射面に対して射影した分に比例し(式(2.2))、コントラスト比はカー回転角の二乗に比例する(式(2.4))。すなわち、コントラスト比 C は、磁化ベクトル M の入射面への射影成分の二乗に比例するはずである。試料を回転することにより光の入射方向を回転した時の隣り合う磁区のコントラスト比を図2.3-6に示す。白丸が、図2.3-5の磁区の磁区像のコントラスト比を、光の入射面の方向を変えて測定した結果である。ここで、0度は、磁化ベクトルの方向と入射面の方向が一致したときの角度である。入射面と磁化ベクトル M の方向が一致したときにコントラスト比が最大となり、直交する方向が最小となり、磁化ベクトルの入射面への射影分がコントラスト比に寄与している。実線で示した曲線は、 $c_1 \cos^2 \theta + c_2$ でフィッティングしたものである。図2.3-6には、図2.3-4の記録磁区像の入射面とコントラスト比の関係も黒丸で示した。曲線は、同様に $c_1 \cos^2 \theta + c_2$ でフィッティングしたものである。この実験では、完全な垂直入射でなく、コントラストが検出できる程度の斜め入射とした。垂直磁気ディスク媒体の磁区(黒丸)に関する係数 c_1 は、長手磁区の値(白丸)に対して1桁以上小さかった。この結果は、記録磁区の観測においては極カー効果が支配的であることで示している。すなわち、長手記録用ヘッドで垂直磁気ディスク媒体に記録した磁区の磁化ベクトルは、媒体面に対して垂直な方向である。

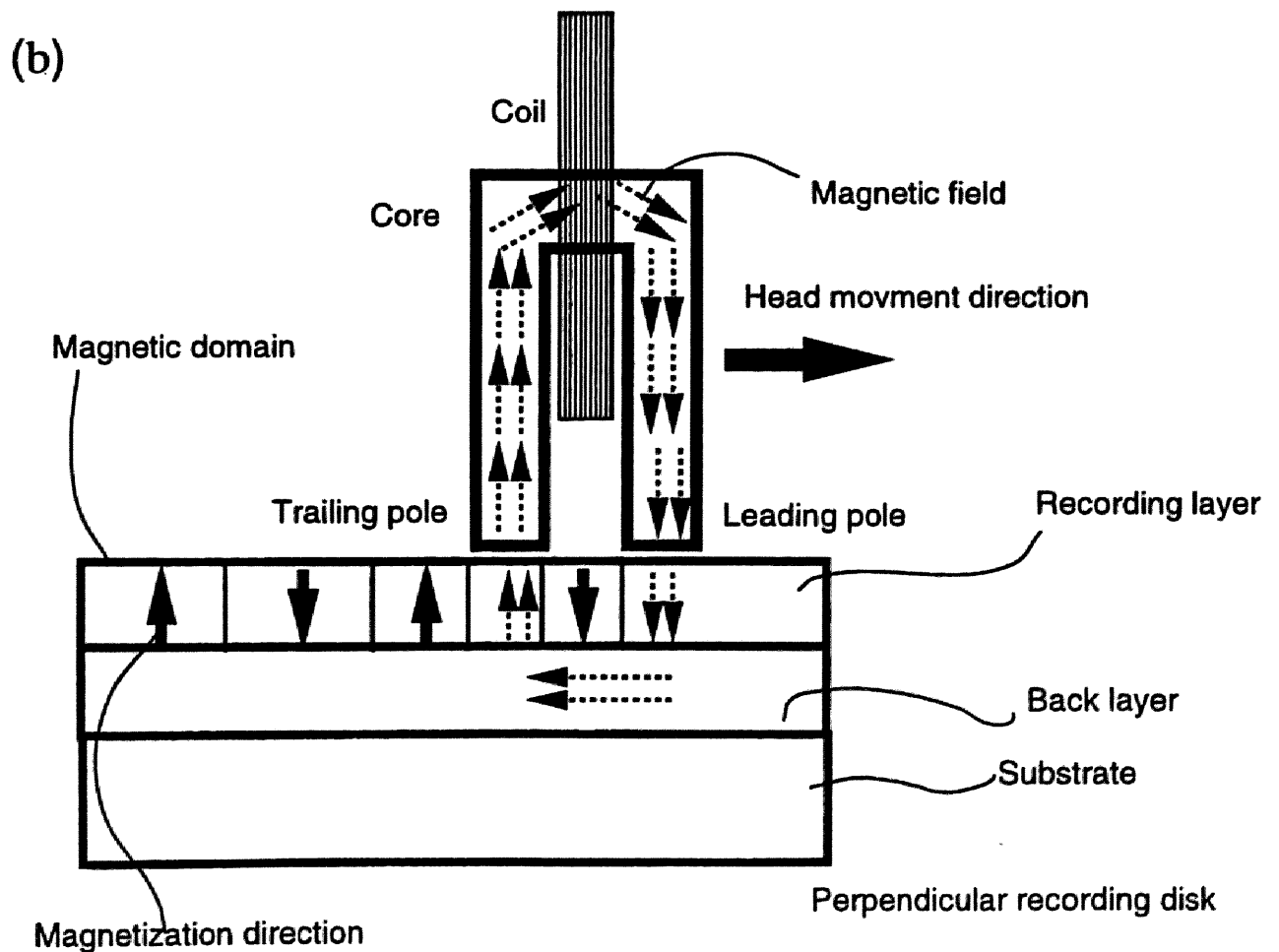
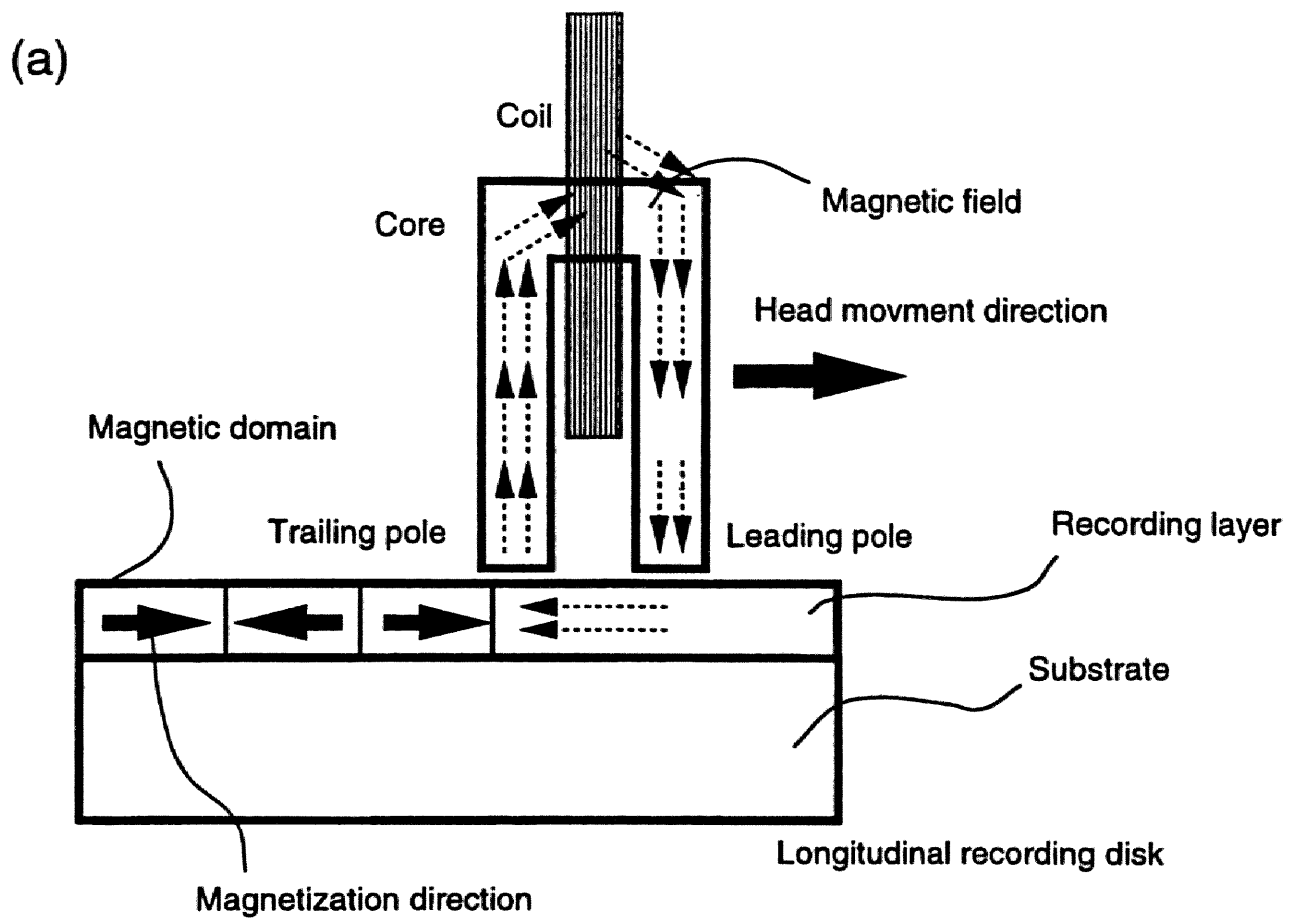


図2.3-3. 磁気ヘッドと磁気ディスク媒体。
 (a) 長手記録方式、(b) 垂直記録方式。

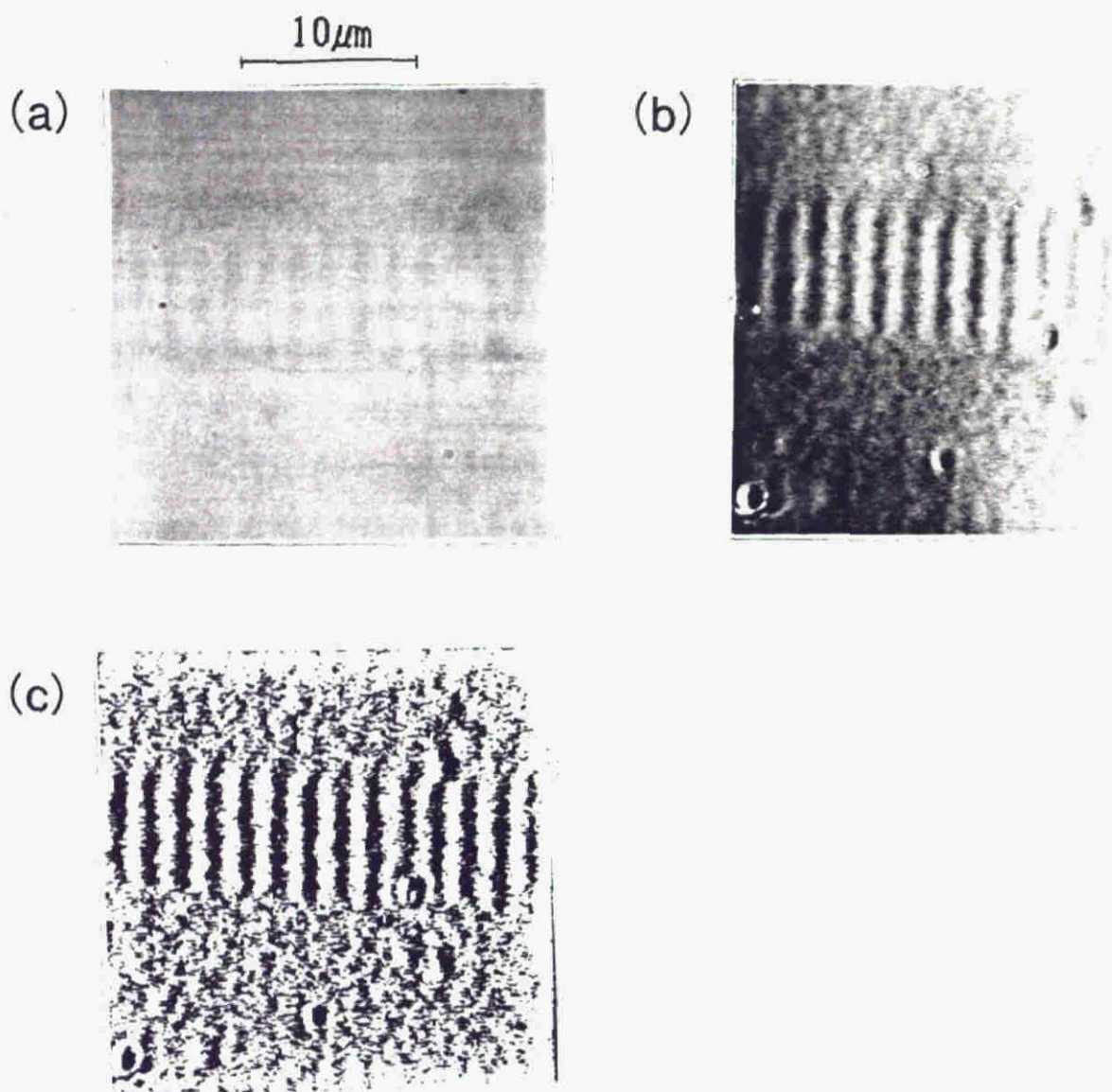


図 2.3-4. 磁気光学カー効果を用いた磁区観測で得た記録磁区像。

- (a) 差分像処理によるコントラスト増強前。
- (b) (a) に差分像処理を施し、コントラストを増強した記録磁区像。
- (c) (b) に空関数周波数処理し低周波ノイズを除き、二値化処理した記録磁区像。

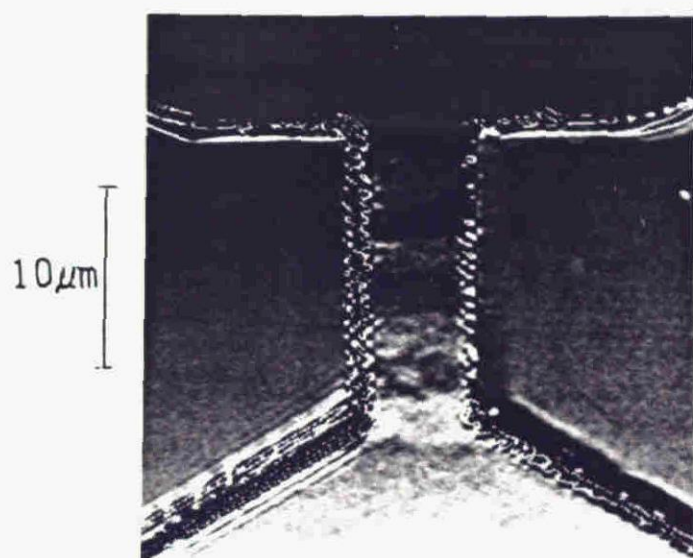


図 2.3-5. 薄膜ヘッドのヨーク部の磁区像（差分像処理後）。

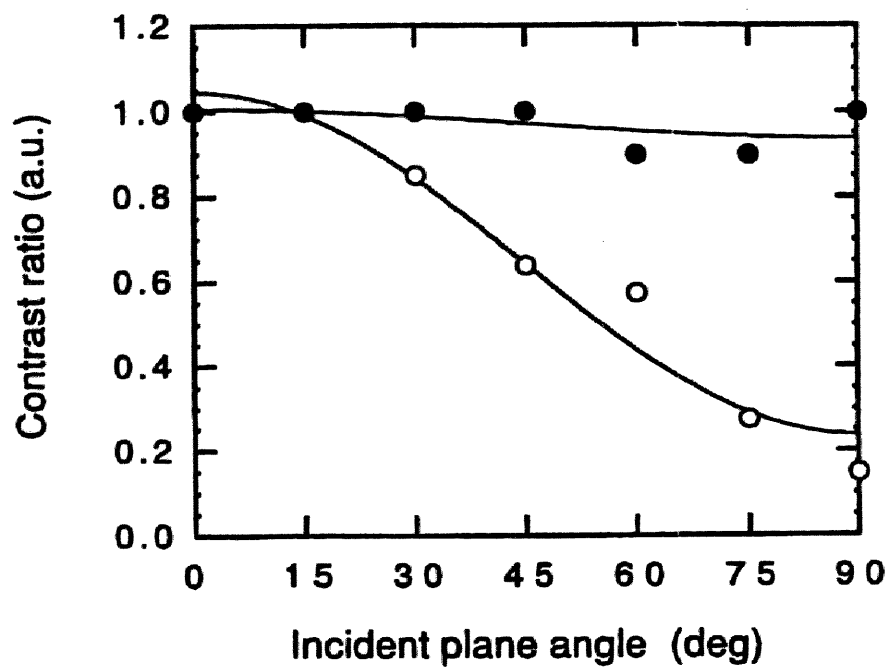


図2.3-6. カー・コントラストと入射面の方向。
 θ は入射面と磁区の磁化方向とのなす角。
 黒丸は、垂直記録媒体上の記録磁区。
 白丸は、長手方向の磁化による磁区。

2.3.3 観測結果にもとづいた記録過程解析

上の2.3.2節で述べたように、垂直記録方式では、磁気ヘッドの前磁極（Leading pole）と後磁極（Trailing pole）に発生する磁場の向きを変えることにより異なる向きの磁化を記録する（図2.3-3（b））。さらに2.3-2節では、記録された磁化ベクトルの向きは、媒体面に対して垂直な方向を有していることが磁区観測により明らかにできた。本実験系でも垂直記録がなされるなら、前磁極が単独に記録し、その後を後磁極がオーバーライトする記録過程となるはずである（図2.3-3（b））。この仮定を検証するために、前磁極と後磁極の長さが大きく異なり、さらにそれぞれの中心がずれているような磁気ヘッドにより記録した磁区を観測した。記録ヘッドを磁気ディスク媒体面から見た形状を模式的に図2.3-7

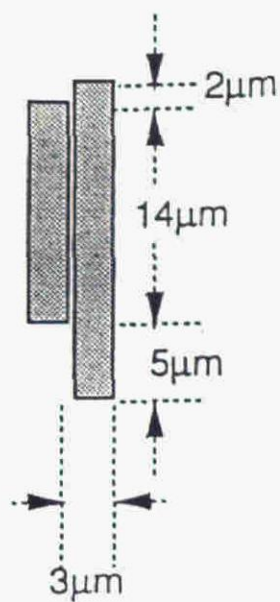
（a）に示す。以下では、ヘッドの進行方向と垂直な方向をトラック方向と呼ぶ。すなわち、このヘッドのトラック幅方向の幅は前磁極では $21\mu\text{m}$ で、後磁極では $14\mu\text{m}$ である。観測した磁区像を図2.3-7（b）に、また観測した磁区像から解析された磁区構造を図2.3-7（c）に模式的に示す。この磁区形状には、注目すべき以下の3点の特徴がある。

- （1）磁区のトラック幅方向の端には、磁化の向きの反転した磁区が付随している。
- （2）ヘッド進行方向の磁化の反転位置について、（1）で述べた付随磁区と中心の磁区の反転位置が、常にずれている。そして、この反転位置のずれ d （図2.3-7（c））は、後磁極の後端と前磁極の後端との距離におおむね等しい。すなわち、 $d \sim 3\mu\text{m}$ である。
- （3）トラック幅方向の磁区の長さについて、中心磁区の長さ W_a （図2.3-7（c））は、 $14\mu\text{m}$ 、付随磁区の幅 W_b 、 W_c はそれぞれ $5\mu\text{m}$ と $2\mu\text{m}$ である。この長さは、図2.3-7（a）で示したように記録に用いた磁気ヘッドのトラック幅方向の形状に対応している。

本実験では、記録用ディスクとしては垂直記録方式用のものを用いているが、記録用の磁気ヘッドとしては従来の長手記録方式用の磁気ヘッドを用いている。それゆえ、上で述べたトラック方向端部の付随磁区の記録過程を考える上で、長手記録方式で報告されている現象と比較する必要がある。本実験で用いたような磁極中心がずれた磁気ヘッドで記録した場合の、トラック幅方向の付随磁区について、従来の長手記録方式ではいくつかのグループから報告がなされている^[6-9]。拡大モデルによる実験と磁気ヘッドからの記録磁場の計算結果から、磁極中心がずれた磁気ヘッドでは、ずれのない記録ヘッドよりもトラック幅方向への磁場の漏れが大きくなる^[6]。再生信号解析の結果から、磁極中心がずれた磁

気ヘッドにより記録した磁区のトラック幅の端部分で、ノイズが大きくなる^[7]。さらに、磁気ヘッドからの記録磁場の測定結果と磁極の磁化観測の結果から、磁極中心のずれた磁気ヘッドからの磁場は、磁極のトラック方向の端部でその長手成分の強度が大きくなっていると報告されている^[8]。以上の結果から、FengとHarperは、前磁極と後磁極のギャップで記録された磁区を、後磁極のトラック方向の端部からの反転磁場が一部消去し、中心部と向きが反転した付随磁区を記録するというモデルを提案している^[9]。しかしながら、以上のような長手記録で報告されている付随磁区と図2.3-7で示した付随磁区は、大きく異なる点が存在する。FengとHarperのモデルによると、長手記録の場合、トラックの端部分の付随磁区は後磁極からの磁場で記録される。すなわち両磁極間のギャップで記録した磁区を後磁極で一部オーバーライトしながら記録していく。そのため、図2.3-7 (d) で示したような磁区パターンとなるはずである。トラックの端部分の付随磁区の磁化の向きの反転位置は、中心磁区のそれに比べ記録ヘッドの進行方向に対して後ろになる。これに対して、図2.3-7 (c) に示した本実験で得られた記録磁区パターンでは、トラックの端部分の付随磁区の反転位置は、中心の磁区の反転位置に比べ記録ヘッドの進行方向に対して前となる。この結果は、本実験で生じたトラック端部の付随磁区が、従来の長手記録で報告されている後磁極のトラック方向端部から漏洩磁場によるものではないことを示している。すなわち、本実験で得られたトラック端部の付随磁区は垂直記録方式特有の効果である。本実験では、記録ヘッドとして長手記録用の磁気ヘッドを用いている。しかし、図2.3-7 (c) は、記録過程は長手記録の記録過程とは異なっていることを示している。すなわち、本実験で用いた系では、長手記録のように前磁極と後磁極の間のギャップで記録されるのではなく、前磁極と後磁極がそれぞれ独立に磁区を記録していくことを示している。これは、用いた磁気ディスク媒体が垂直磁気異方性を有しており、磁場の垂直成分に敏感なためであると考えられる。長手記録では、長手成分の最も大きなギャップ部の磁場で磁区が記録される。これに対して、本実験系では、上で述べた記録過程に従って記録されたとすると、磁場の垂直成分は磁極の下で大きくなっていると考えられる。さらに、本実験で用いた磁気ディスク媒体は二層構造媒体で、記録層の下に垂直成分を増強するための高透磁率層を設けたものを用いている。このため磁極下の磁場の垂直成分が大きくなっていると考えられる。

(a)



(b)

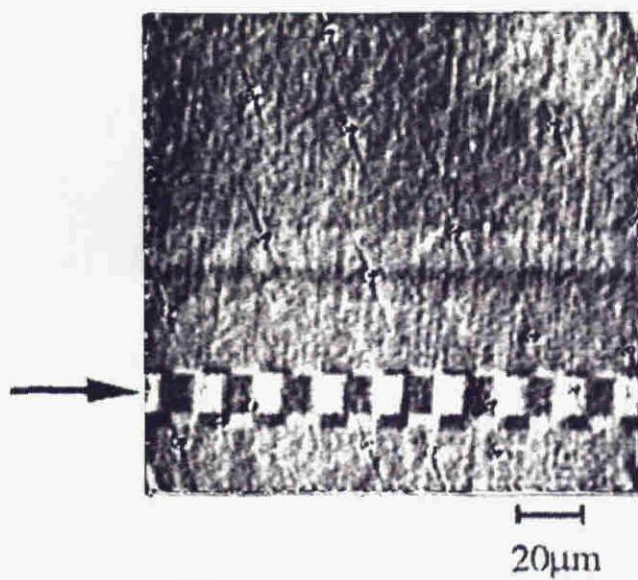
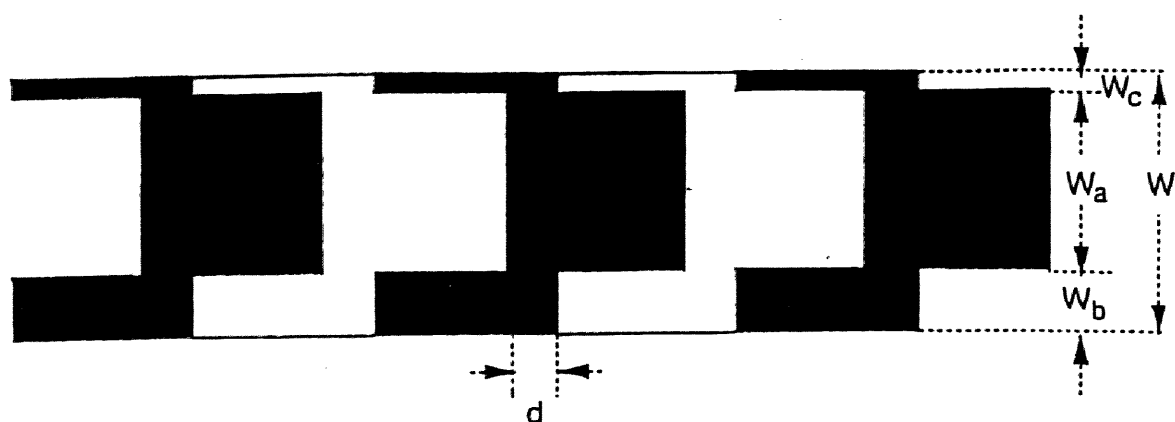


図 2.3-7. 観測した磁区像に基づく記録過程の解析。
(a) 記録に用いた薄膜ヘッドの磁極形状の模式図。
(b) 記録磁区の観測結果。

(c)



(d)

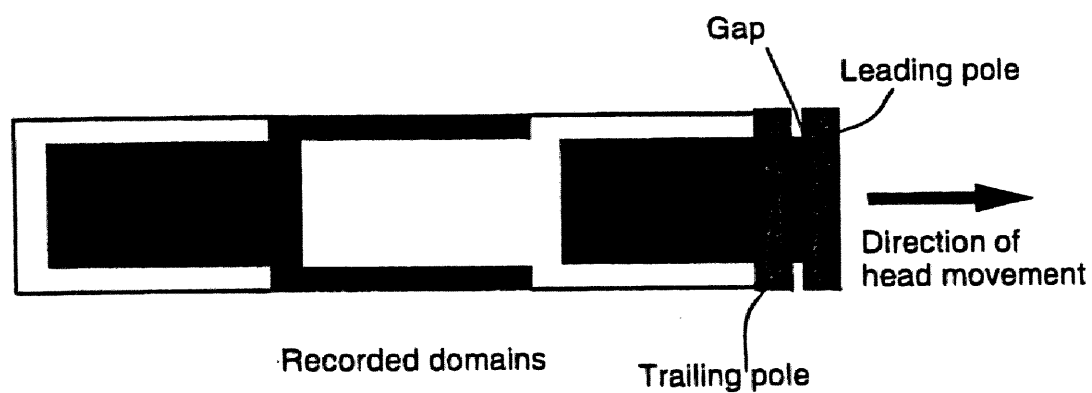


図 2.3-7. 観測した磁区像に基づく記録過程の解析。

(c) 記録磁区の形状の模式図。

(d) 長手記録方式で記録された場合の記録磁区形状の模式図。

上で述べたことを確かめるために、磁気ヘッドからの記録磁場を3次元積分方程式法により計算した^[10]。積分方程式法は、有限要素法と異なり全解析空間を要素分割する必要がなく、磁性体の分割だけで磁場分布を求めることができる。ここに、積分方程式法を簡単にまとめておく。電流と磁性体が存在する系の磁場 H は、電流のみによる磁場 H_0 と、電流によって磁化された磁性体の作る磁場 H_m の重ね合わせとなる。すなわち、

$$H = H_0 + H_m. \quad (2.5)$$

ここで、 H_0 はビオ・サバルの式から求められて、

$$H_0 = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{r}}{r^3} dv. \quad (2.6)$$

磁場 H 中の磁性体に誘起される磁気モーメント M は、

$$M = \chi H. \quad (2.7)$$

ここで、磁化率 χ は、磁場 H の関数である。発生した磁気モーメント M は磁性体中に磁場 H_m を作る。

$$H_m = \int G(M) dv. \quad (2.8)$$

ここで、 $G(M)$ は、微小磁気モーメントの作る磁場分布関数である。式(2.6)と(2.8)を式(2.5)に代入して H を求める。その H を式(2.7)と(2.8)に代入し H_m を求め、再度、式(2.5)から H を求める。先に得られた H の値と今回の値を比較し、値が収束するまで繰り返し計算を行う。実験で用いた磁気ヘッドの磁極部(図2.3-7(a))および磁気ディスク媒体(厚さ $0.3\mu\text{m}$ 記録層/厚さ $1.0\mu\text{m}$ 高透磁率層)の形状を要素分割して求めた磁場分布の計算結果を図2.3-8に示す。ここで、磁気ヘッドの磁極、磁気ディスクの記録層、高透磁率層(図2.3-3(b))の比透磁率をそれぞれ2000、1、400とした。高透磁率層の透磁率は、薄膜であることを考慮して、バルクのそれより小さく仮定した。図2.3-8は磁極端面より $0.25\mu\text{m}$ 下の平面での磁場の垂直成分の大きさを等高線で示したものである。磁極形状を重ね書きしてある(斜線を施した矩形部)。磁気ディスク媒体の磁化の反転が起こる磁場の大きさである保持力に等しい760 Oeの等高線に注目すると(17ページ参照)、それが磁極の形状にほぼ沿っていることがわかる。磁化の反転が、この760 Oeの等高線の後端で起こると仮定する。ここで、後端とは、磁気ヘッドの進行方向に対して後側の端とする。図2.3-8では磁気ヘッドは、紙面上で左から右へ移動しているものとしているから、後端は図で前・後磁極上の左端を指す。このようにして磁区が記録されると仮定すると、図2.3-7で指摘した磁極の形状に対応したトラック幅方向端部の付随磁区も説明できる。また、磁場760 Oeの等高線の後端の間隔は約 $3.5\mu\text{m}$ であり、付随磁区と中心の磁区の磁化反転の位置のずれも、図2.3-7で指摘した値($d\sim 3\mu\text{m}$)とおおむね一致している。これらの結果は、本実験において、前磁極が記録した磁区を後磁極がオーバーライトして反対向きの磁区を記録する記録過程であることを支持している。そして、記録磁区の形状は、前・後磁極の磁気ヘッドの進行方向に対して後端の磁場分布で決定される。

長手記録用磁気ヘッドを記録に用いた場合でも、垂直記録用媒体に対しては、垂直記録用ヘッドと同様の過程で記録されることが磁区観測結果から示される。記録磁区の形状は、前・後磁極のヘッド進行方向に対して後側の端の磁場の垂直成分で決定される。前磁極が記録した磁区を後磁極がオーバーライトする。そのため、前・後磁極形状が大きく異なる場合あるいは磁極中心が大きくずれている場合、磁極の形状を反映した付随磁区がトラックの幅方向の端部に生ずる。図2.3-4で示した記録磁区に付随磁区が見られないのは、前・後磁極がほぼ同じ形状を有するもので記録したためと考えられる。以上の結果から、長手用磁気ヘッドを垂直記録媒体と組み合わせた記録系でも垂直記録が可能であるといえる。

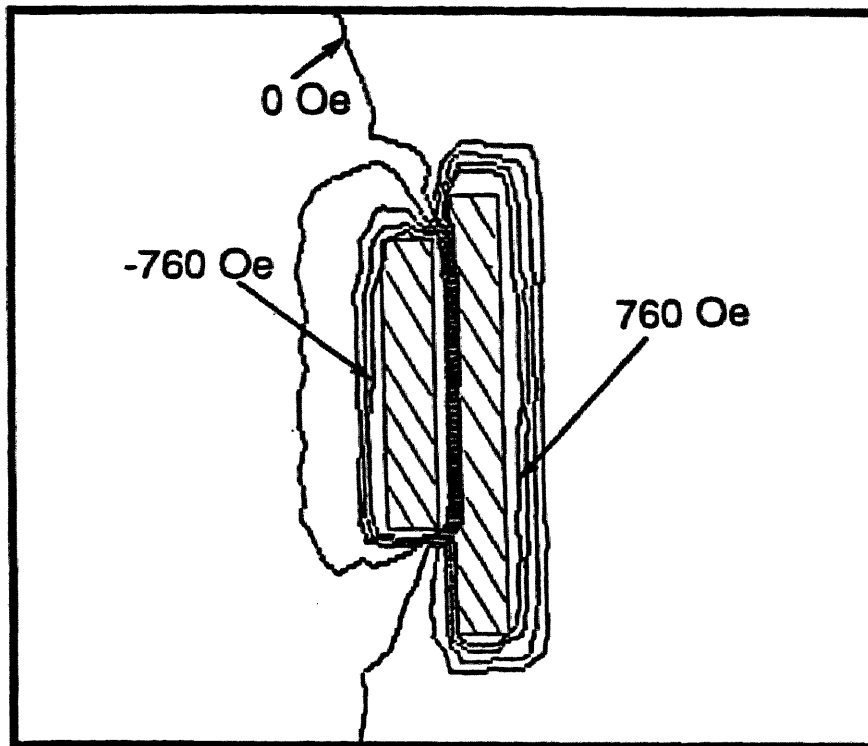


図 2.3-8. 図2.3-7 (a) の磁気ヘッドから発生する垂直磁場分布の積分方程式法による計算結果。

2.4 共焦点光学系を用いた磁区精密測長法

本節では、磁区サイズの測長に適した光学的磁区観測法を検討した。光学観測法では回折限界により、光スポットの大きさをAiry-disk径程度までしか原理的に小さくすることができない。そのため、磁壁の幅は数十nmであるにもかかわらず、光学観測で得られた磁区像の磁壁幅はAiry-disk径程度の幅を持つ。Airy-disk径は、通常は $0.3\mu\text{m}$ 程度である。そして、従来の光学的磁区観測では結像特性を明確に決定することが困難で、磁区像から磁壁位置はAiry-disk径程度の精度でしか求められなかった。共焦点型光学系で磁区像を観測したとき、磁区の測長に適した結像特性が得られることを解析的に明らかにし、 $0.1\mu\text{m}$ の磁区の大きさの変動を捕らえることが可能であることを実験的に示した。さらに、磁区サイズの揺らぎの観測結果から、記録過程についての知見が得られることを示した。

2.4.1 光学的磁区測長の意義

近年、急速に普及しはじめた光磁気ディスクも磁気ディスクと同様に磁区を記録し、磁区の磁化の向きにより情報を記録している。磁気ディスクは、磁気ヘッドの磁場により記録し、電磁誘導を利用して読み出しを行う。これに対し、光磁気ディスクにおいては、レーザスポットにより、キュリー一点以上にディスクを局所的に加熱し、冷却過程で発生する磁化の向きを、磁場により制御して情報を記録する。読み出しは、2.2節で述べた磁気光学カー効果により、ディスク面から反射したレーザ光の偏光方向を測定し、磁化の向きを検出する。この光磁気ディスク記録において、磁区サイズの大きさの揺らぎが大きな問題となっている。磁区サイズの揺らぎは、検出信号のノイズとなり高密度記録化のためには、必ず解決しなければならない問題である。記録条件およびディスクの構成条件を最適化し、磁区サイズ揺らぎを低減することは、光磁気ディスク記録の高記録密度化にとって必須の課題である。これを解決するため、高精度で磁区サイズを測長できる磁区観測法の開発が望まれている。この用途に適した磁区観測法としては、磁気光学カー効果を用いた観測法のほかにも、走査型プローブ顕微鏡の一種である磁気力顕微鏡、電子顕微鏡を用いたローレンツ顕微鏡がある^{[11], [12]}。磁気力顕微鏡やローレンツ顕微鏡は、分解能では磁気光学カー効果を用いた観測法より優れているが、LianとHumpheryは、磁区の境界（磁壁）の位

置の測定に関しては、光学的観測法でも同様の精度が達成できるという主張している^[13]。彼らは、磁気光学的観測法により縞状磁区の磁壁位置を $0.05\mu\text{m}$ の精度で決定した。しかし、彼らは結像特性と磁壁位置の関係については、十分議論していない。

光磁気ディスク上の磁区を観測する際に、磁気光学観測法は、磁気力顕微鏡やローレンツ顕微鏡に比べて優れた特長がある。それは、非破壊観測であるとともに、プローブを試料に近接させる必要がない点である。光磁気ディスクは、一般に、図2.4-1のように 1.2mm 厚の透明基板上に誘電体層／記録層／誘電体層で形成され、2枚のディスクを記録層を内側にして接着剤で張り合わせた構造となっている。磁気力顕微鏡による観測では、プローブを試料に nm オーダーで近接させなければならないので、接着剤の部分からディスク同士をはがし、さらに誘電体層をはがすなどの必要がある。ローレンツ顕微鏡では、透過電子顕微鏡を元になっているので、磁気力顕微鏡の試料からさらに記録層だけを取り出さなければならない。いずれの場合も、観測そのものは非破壊観測であるが、観測用試料を作るためには、ディスクを破壊する必要がある。それゆえ、一度観測を行った試料に再度記録することはできない。これに対して、磁気光学観測法は、基板を通して磁区を観測することができる。すなわち、ディスクを全く破壊する必要がない。同じ試料で、磁区観測・異なる記録条件で記録・観測というサイクルが繰り返し行え、現象の解析に極めて優れている。磁気光学観測による光磁気ディスクの磁区観測は、実用的な意味において非破壊観測であるという優位点を持っている。

2.4.2 共焦点型光学系による磁区観測における結像特性

レーザ走査型顕微鏡は、レーザスポットを試料面上で走査し試料の光学像を得る新しい光学顕微鏡である。その中でも、共焦点型光学系を採用した共焦点型レーザ走査型顕微鏡 (confocal laser scanning microscope) は、通常の光学顕微鏡と異なる結像特性を有していることから、近年、様々な分野で注目されている観測法である。空間分解能は、通常の光学顕微鏡に比べ、試料面内で約1.4倍に、試料面と鉛直方向には1桁以上分解能が向上することが知られている^[14]。Cleggらは、共焦点型レーザ走査型顕微鏡の高空間分解能に着目して、光磁気ディスクの磁区観測を行った。そして、 $1\mu\text{m}$ 程度の磁区の大きさと記録条件との関係について報告した^[15]。しかし、共焦点型顕微鏡を磁区観測に適用した場合の

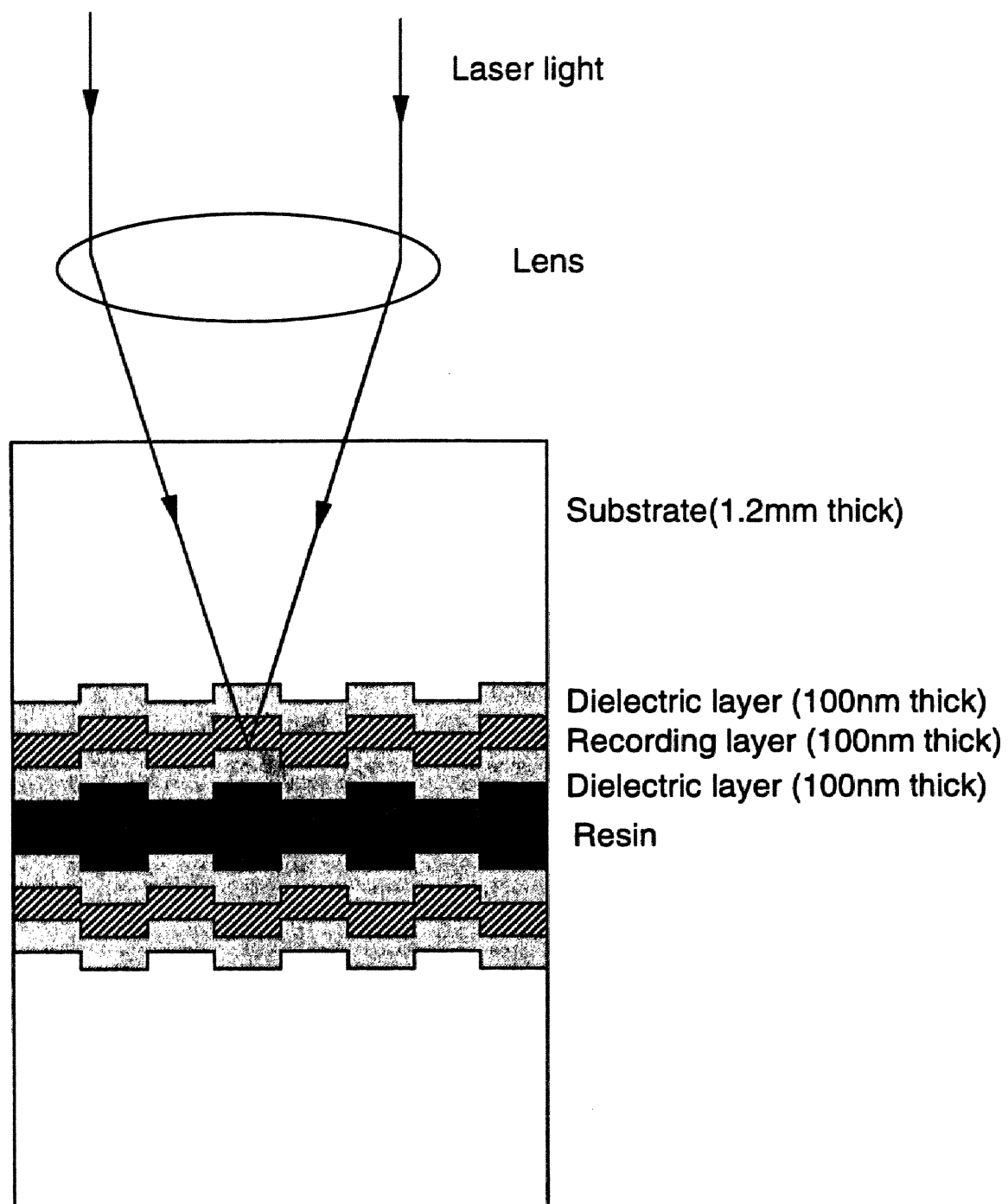


図2.4-1. 光磁気ディスクの構造。

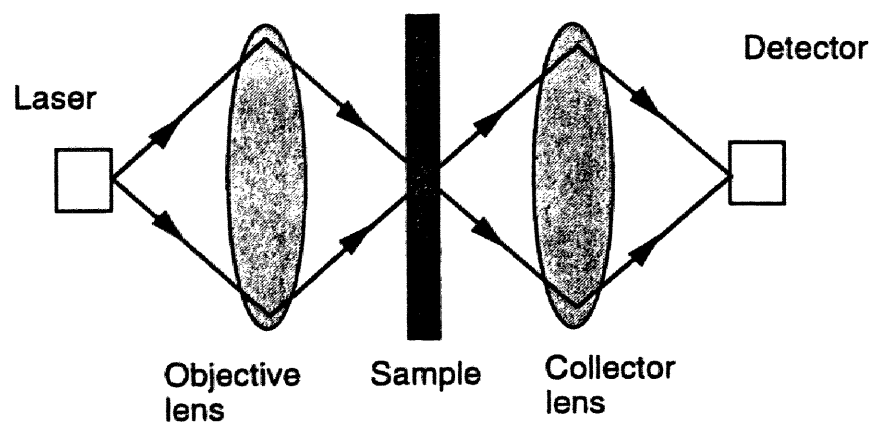
結像特性は通常の共焦点顕微鏡のそれと等しい考え、十分な議論が行われていない。本節では、この共焦点型光学系で磁区観測を行った場合に結像特性が通常の共焦点顕微鏡のそれとは異なることを示し、この結像特性を利用すれば、サブミクロン以下の精度で磁区サイズの測長が可能であることを示す。

図2.4-2は共焦点型光学系を模式的に示したものである。図2.4-2 (a) は、通常のレーザ走査型顕微鏡、図2.4-2 (b) は共焦点型光学顕微鏡の光学系を示す。通常の光学顕微鏡の結像特性は、通常のレーザ走査型顕微鏡のそれに等しい^[14]。通常のレーザ走査型顕微鏡では、レーザ光を対物レンズで試料面上に絞り、試料からの透過光または反射光をコレクターレンズにより検出器に集光する。試料あるいはレーザスポットを走査することにより、試料の光学像を得る。共焦点型光学顕微鏡と通常のレーザ走査型顕微鏡との違いは、図2.4-2 (b) に示したピンホールにある。光源であるレーザと検出器の前にピンホールを配置し、光源を点光源、検出器を点検出器とする。これに対して、通常のレーザ走査型顕微鏡あるいは光学顕微鏡では、光源と検出器のうちどちらか一つあるいは両方が、有限のサイズを有する点で、共焦点型光学顕微鏡とは異なっている。光源と検出器のサイズを無限小とすることにより、共焦点型光学顕微鏡は、通常の顕微鏡とは異なる結像特性を有することになる。

以下に、共焦点型光学系を用いた磁区観測の結像特性について議論する。Airy-diskより小さい精度で物体のサイズを測る場合、その結像特性を考慮に入れる必要がある^[16]。一般に2点が弁別できる最小距離を空間分解能と定義する。この分解能は、Airy-disk径程度である。分解能が有限である限り、磁区像の境界は有限な幅を有する。そして、この幅のどこに実際の磁壁位置があるかは、光学系の結像特性による。すなわち空間分解能より高い精度で磁壁位置を決める場合、光学系の結像特性を解析し、磁区像と磁壁位置の関係を検討しておく必要がある。

前2.3節で述べたように、磁気光学カー効果を利用した磁区観測では、磁性体表面上で磁化ベクトルの方向により光の振動面が回転するため、反射光の振動面を検出することにより磁区像を得ることができる。図2.4-3に反射光の振動面の検出方法を示す。これは45度作動検出法と呼ばれているもので、光磁気ディスクドライブ装置にも採用されている一般的な方法である。図2.4-3 (a) に示したように、磁性体試料表面からの反射光は、偏光ビームスプリッタ (PBS) により、その振動面が互いに直交する二つの光に分解され、別々の検出器で検出される。図2.4-3 (b) に入射光と反射光の振動面の関係を示す。あらかじめ

(a)



(b)

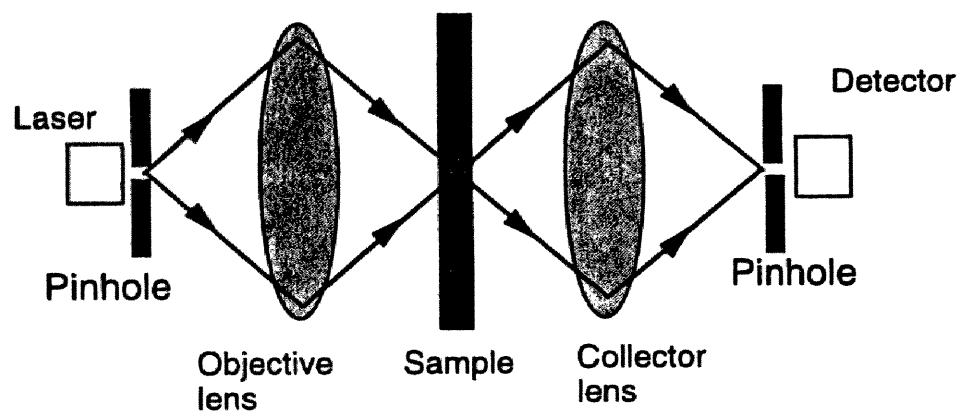
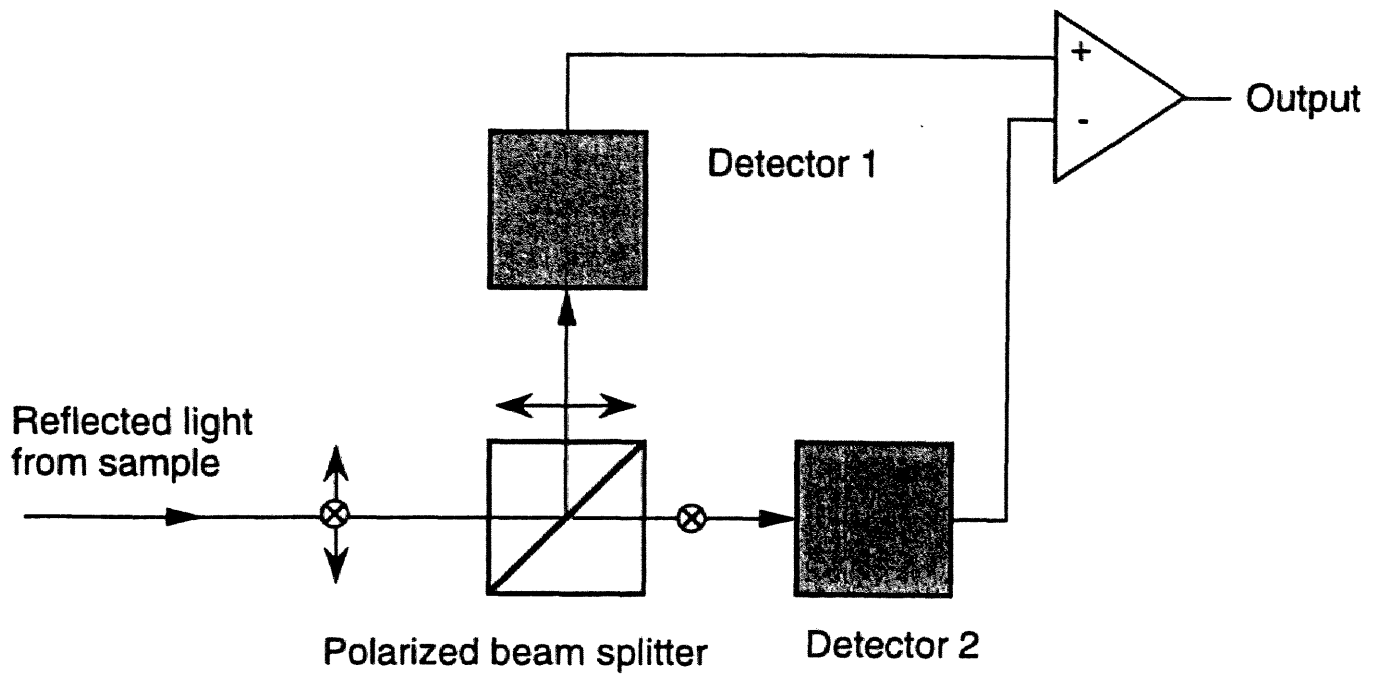


図2.4-2. 共焦点型光学系と通常の光学系の違い。
(a) 通常の光学系、(b) 共焦点型光学系。

(a)



(b)

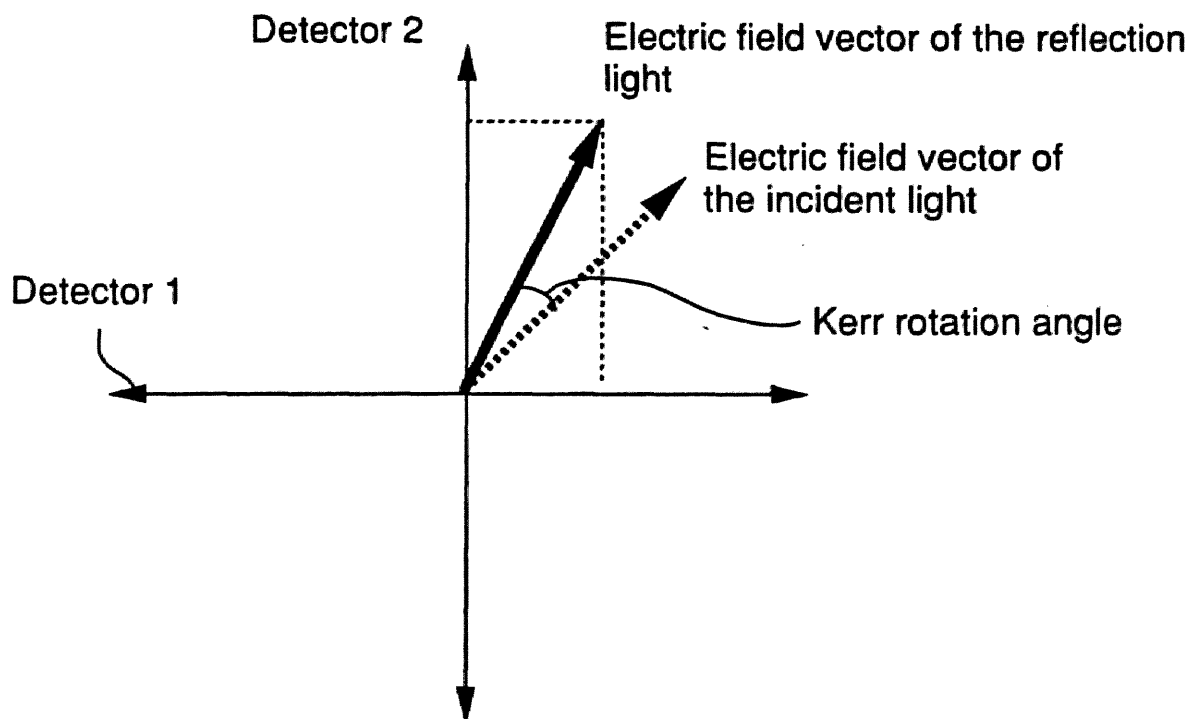


図2.4-3. 45度差動検出法。
(a) 検出系、(b) 検出系での光の振動面の関係。

め、磁区のない部分での反射光で、検出器1と2で同じ出力が得られるようにPBSを調整しておく（図2.4-3（b）の点線で示した電場ベクトル）。この状態で、カー回転した反射光を検出すると、それぞれ検出器の出力が異なる。この差を差動増幅器などで増幅して、カー回転信号とする。磁化ベクトルの向きが反転すると、カー回転信号の符号が変わる。入射光をs-偏光とすると、反射光はカー回転によりp-偏光成分が付加される。差動増幅器からの出力信号 i_d は、以下のようにして求められる。図2.4-3の検出器1と検出器2に到達した光の電場の振幅はそれぞれ、以下のように表される。

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_s + E_p), \quad (2.9)$$

$$E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_s - E_p). \quad (2.10)$$

ここで、 E_s と E_p は電場ベクトルのs-およびp-偏光成分の振幅を表す。それぞれの検出器の光電流は、検出器の光電変換効率を q とすると

$$i_1 = \frac{1}{2} q (|E_s|^2 + |E_p|^2 + 2 \operatorname{Re} (E_s^* E_p)), \quad (2.11)$$

$$i_2 = \frac{1}{2} q (|E_s|^2 + |E_p|^2 - 2 \operatorname{Re} (E_s^* E_p)). \quad (2.12)$$

ゆえに、差動検出器から信号 i_d は

$$i_d = 2q \operatorname{Re}(E_s^* E_p). \quad (2.13)$$

共焦点型レーザ顕微鏡において、レーザスポットが試料面上の点 (x_s, y_s) にあるときの差動出力信号 i_d は、以下のように与えられる。

$$i_d(x_s, y_s) = 2q \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 \{ h_a^*(x_0, y_0) h_a^*(x_0, y_0) r_s^* \} \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 \{ h_a(x_0, y_0) h_a(x_0, y_0) r_p(x_s - x_0, y_s - y_0) \} \right]. \quad (2.14)$$

ここで、 r_s 、 r_p は s-および p-偏光に対する振幅反射率、 h_a は対物レンズの振幅点像分布関数、 h_a^* はその複素共役関数、 (x_0, y_0) は試料面上の点の座標である。点像分布関数 h_a は、大きさ無限小の点状の試料を結像したときに得られる像で、線形応答理論のインパルス応答に対応する。入射 s-偏光成分は、カー回転により付加される p-偏光成分に比べ十分大きいので、近似的にカー回転がない場合の反射率と考えられる。すなわち、 r_s はカー回転の影響を受けず場所によらず定数として取り扱える。磁区像は、カー回転により付加される r_p が空間分布を持つ関数であることにより表される。それゆえ、式 (2.14) の右辺のはじめの積分項は定数となる。さらに、カー回転角が小さくかつカー回転角は磁化ベクトルの大きさに比例することから、 r_p は磁化ベクトルの大きさに比例する量である (2.2節、式 (2.1))。ここで、簡単のために以下の仮定をする。すなわち、対物レンズの収差が無視できるほど小さく、かつディスク基板 (図2.4-1) のリタデーションは少ないか、補償されて無視できる程度であることを仮定する。以上の仮定から、 h_a 、 r_s 、 r_p は、実数となり、式 (2.14) は以下のように書き直すことができる。

$$i_d(x_s, y_s) = \text{const} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 \{ h_a^2(x_0, y_0) r_p(x_s - x_0, y_s - y_0) \}. \quad (2.15)$$

式 (2.15) の関数 $h_a^2(x_0, y_0)$ は、強度点像分布関数 $h(x_0, y_0)$ に等しい。ゆえに式 (2.15) は、以下のように書ける。

$$i_d(x_s, y_s) = \text{const} \times h \otimes r_p. \quad (2.16)$$

ここで、 \otimes はコンボリューション積分を表す。式 (2.16) は、共焦点型光学系による磁区観測法の結像特性が、完全なインコヒーレント結像系による結像特性として取り扱えることを示している。このようにして得られた磁区像の強度は、磁化ベクトルの大きさに比例しているため、磁壁位置は、磁区像の強度プロファイルの最大強度の半分の位置として決めてよい。これに対して、通常の顕微鏡における照明は、一般的に、部分的コヒーレント結像系である。完全なコヒーレント結像系における磁壁位置は、磁区像の最大強度の25%の強度の位置となる。通常の光学顕微鏡の結像系は、コヒーレントとインコヒーレント系の間にある。すなわち、磁化ベクトルの大きさに磁区像の強度が必ずしも比例しない。それゆえ、通常の光学顕微鏡で得た像から磁壁位置を決めるには、結像系のコヒーレンシーの程度を求め、結像特性を決定してからでないと正確な位置は決められない。以上のように、共焦点型光学系による磁区観測法は、従来の磁区観測法に比して磁壁位置を正確に測定するのに、原理的に適した方法であるといえる。磁区像の磁壁部が有限な幅を持っている、その幅のどこの位置に磁壁があるかを、磁区像の最大強度の50%を基準として決定できるからである。

2.4.3 観測装置

図2.4-4に製作した共焦点型磁区観測顕微鏡のブロックダイアグラムを示す。対象とし

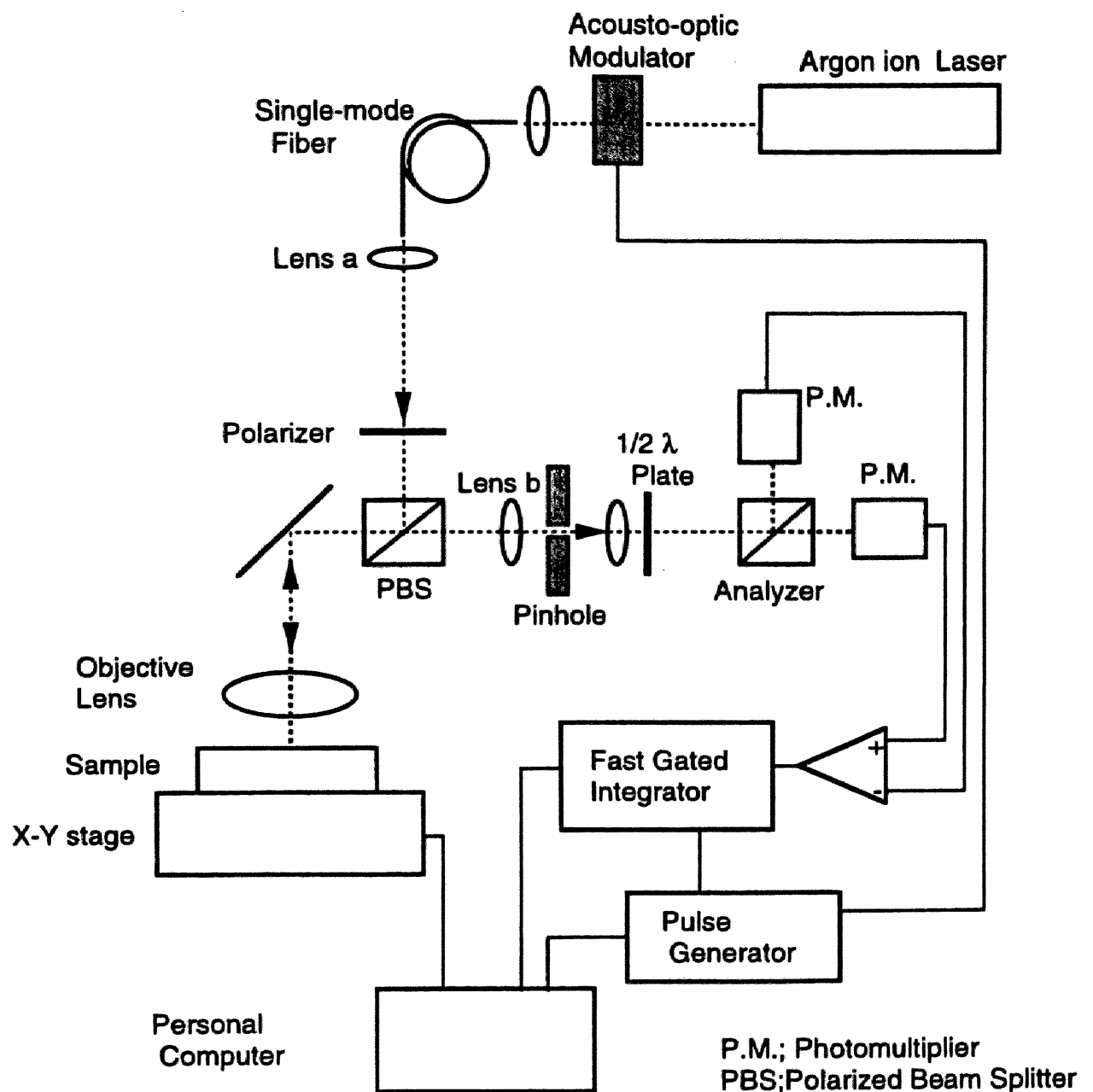


図 2.4-4. 共焦点型光学系を用いた磁区観測装置の構成。

ている光磁気ディスク上の磁化ベクトルはディスク面に対して垂直なので、カー効果としては、極カー効果を用いるのが最も有効である（図2.2-1）。それゆえ、光学系の入射系としては垂直入射を選んだ。波長488 nmのアルゴンイオン・レーザを光源としている。レーザ光は、コア径4 μm のシングルモード・ファイバにより顕微鏡まで導いた。ファイバは、光源側のピンホールの役割も果たしている。そして、検出系の前段に配置した10 μm 径のピンホールにより共焦点型光学系とした（図2.4-2）。アルゴンイオン・レーザは空冷式のもので比較的振動ノイズが大きかった。そのため、ファイバを用いることにより、光源系を顕微鏡光学系の光学定盤とは別の固定台に配置し、アルゴンイオン・レーザからの振動ノイズの低減させた。図2.4-4でレンズaは、焦点距離23mmのコリメータ・レンズである。また、レンズbは、焦点距離50 mmのフォーカシング・レンズである。対物レンズとしては、開口数0.8の長焦点型のレンズ（Nikon CF M Plan）を用いた。このレンズの焦点距離は2.3 mmであるため、1.2 mm厚の光ディスク基板（図2.4-1）を通して磁区像を観測できる。このため試料である光磁気ディスクを全く破壊することがない。したがって、同一のディスクに記録・観測が何回でも行えた。この観測系について空間分解能（2点間の弁別能力）について、Rayleighの定義に基づいて計算すると、0.37 μm となる。カー回転角は、図2.4-3で説明した45度差動検出法を用いて測定した。

レーザ光は、音響光学偏向素子（Acousto-optic modulator）とスリットを組み合わせ、cw光をパルス光に変調した。これは、温度上昇による熱揺らぎの増加により磁化の大きさが減少し、カー回転角が低下することを避けるためである。そのためパルス光のデューティ比は、パルス幅0.5 μs に対して繰り返し周期100 μs と非常に小さく設定した。SN比を向上させるために、高速ボックスカー積分器を用いてレーザ照射時間にゲートをかけ、必要とする部分を取り出し、さらに複数回の加算平均を行った。サンプリング・ゲート幅は0.3 μs で、加算回数は最高1点につき1000回である。本観測装置では、走査ピエゾ素子を用いて試料を走査した。走査範囲は5 μm で、送りのステップは75 nmから100 nmである。ピエゾ素子は、内部の歪みゲージによりピエゾの伸長量をモニタし、ピエゾ印可電圧にフィードバックしている。そのため、繰り返し再現性は0.1 μm 以内であった。

図2.4-5は、パルスレーザ照明の効果を示したものである。レーザ光強度と光磁気信号の関係を示した。パルス光のデューティ比は、パルス幅0.5 μs で、繰り返し周期100 μs と設定した。試料である光磁気ディスクは、図2.4-1で述べたような層構造からなっており、記録層は、TbFeCo層から成っている。問題を簡単化するために、観測の対象とした磁区

は、ディスクの溝の平滑な部分に記録した磁区を選んだ。

式 (2.13) で、 E_s は入射光の振幅にほぼ等しいから入射光強度を I_0 として、以下のよう
に書ける。

$$i_d = 2q r_s r_p I_0. \quad (2.17)$$

さらに r_p はカー回転角に比例するから、

$$i_d = \text{const} \times \theta_K I_0. \quad (2.18)$$

結局、差動検出信号はカー回転角とレーザ光強度に比例する。もし、レーザ照射により試
料が加熱され、カー回転角が減少した場合、式 (2.18) の関係が成り立たなくなるはずで
ある。図2.4-5の結果は、用いたレーザ照射条件では、式 (2.18) の関係が成り立っており、
カー回転角の低下は抑えられることがわかる。

図2.4-6は加算平均の効果を示したものである。3個の磁区を横切るようにレーザを走
査したときの像強度を示した。レーザ光強度は、試料面上で約0.4 mWであった。レーザ
のパルス幅・繰り返し周期は、上に述べた条件で固定した。加算平均によりショットノイ
ズ・回路ノイズが、低減できることがわかる。

2.4.4 磁区サイズ測定結果

共焦点型磁区観測法を磁区サイズの揺らぎの観測に適用した。上の2.4-1節で述べたよ
うに、光磁気ディスクでは、レーザスポットでディスク面上を加熱することにより磁区を
記録する。高密度に記録する場合、前のレーザ・スポットの熱的影響が次の記録時に磁区
形成に干渉する。すなわち、磁区同士の記録時の熱干渉により磁区サイズが揺らぐことが
考えられ、これを避けるようなディスク構成・記録条件を検討しなければならない。

図2.4-7 (a) は、パルス間隔が短くしたために熱干渉が起きている再生信号である。3
個の隣接して記録した磁区からの再生信号を示した。記録・再生とも通常ドライブ装置と

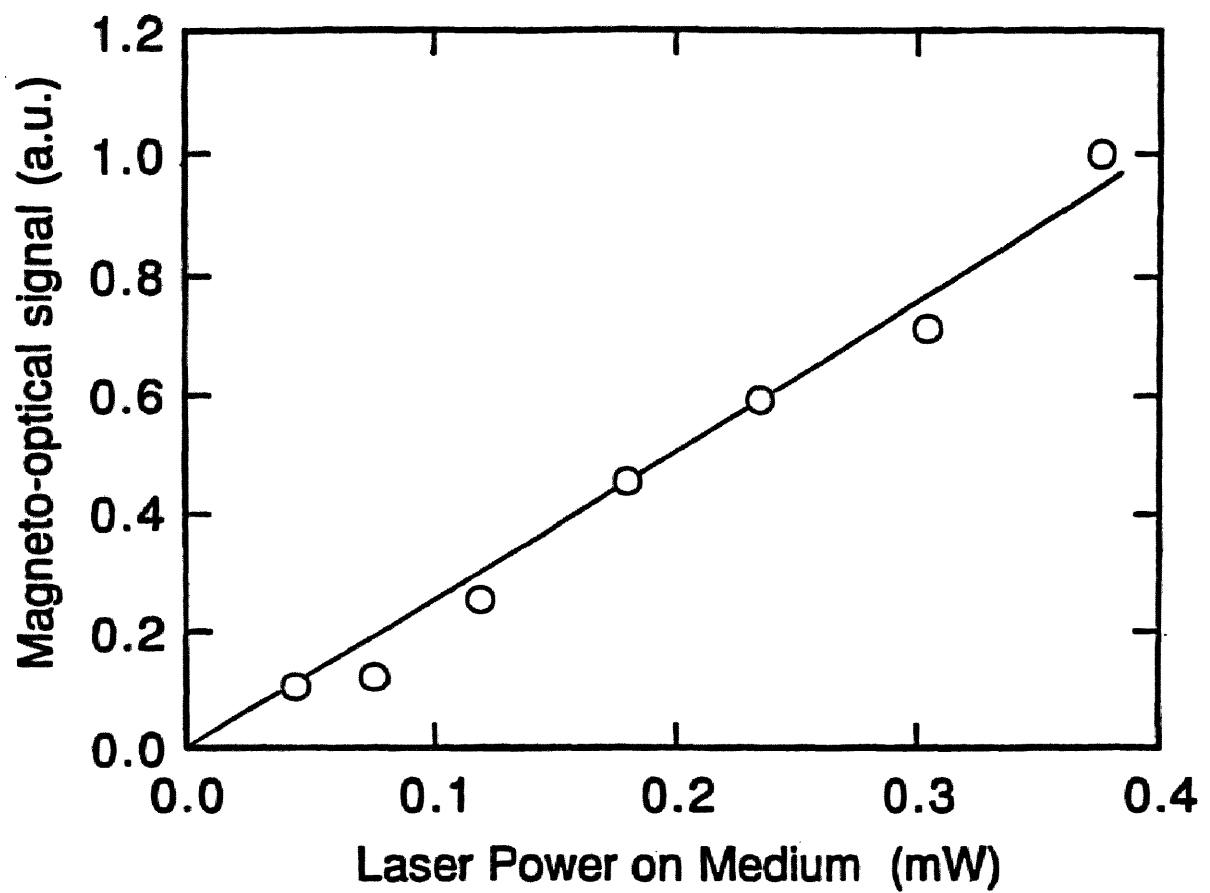


図 2.4-5. レーザパワーと光磁気信号の関係。

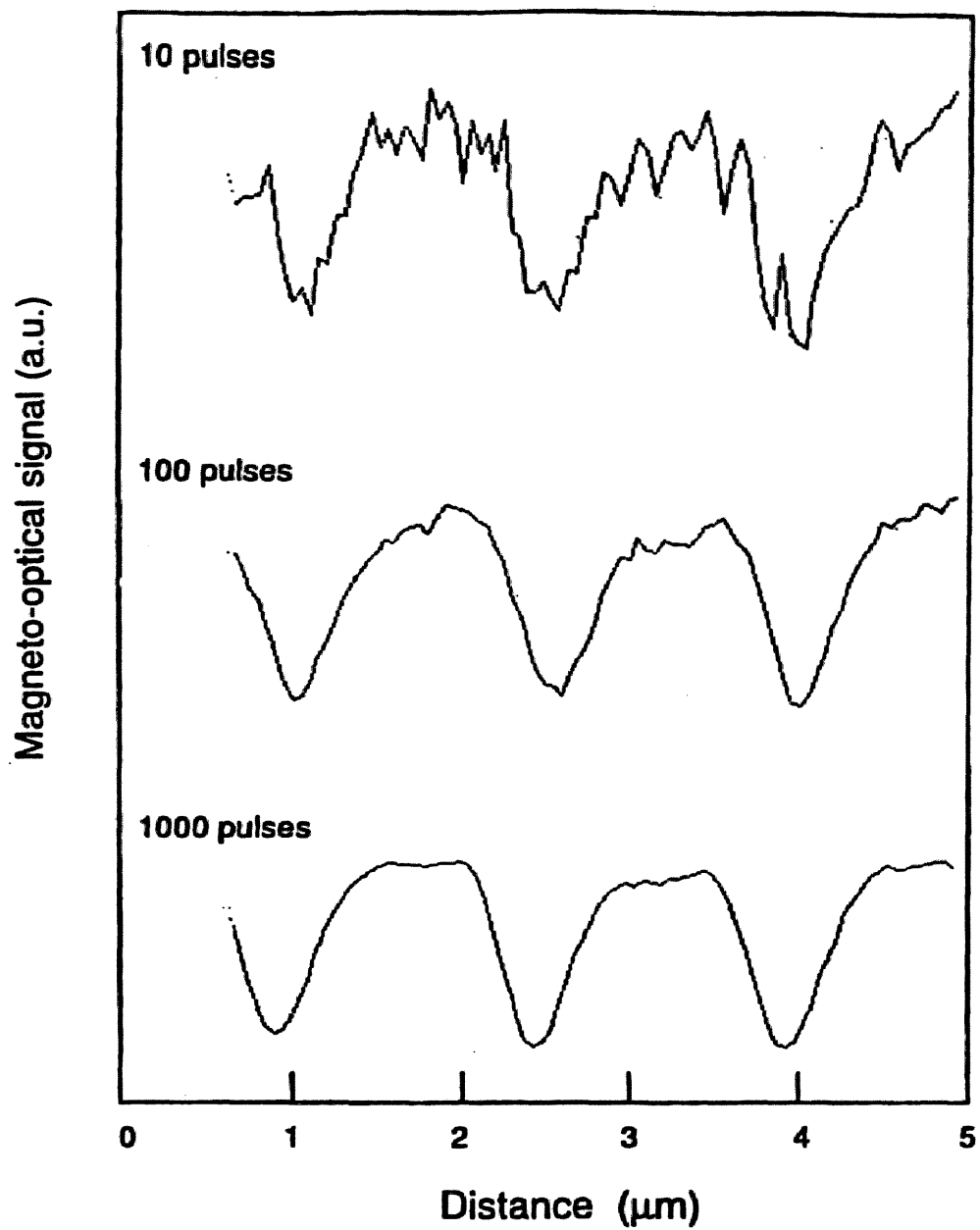
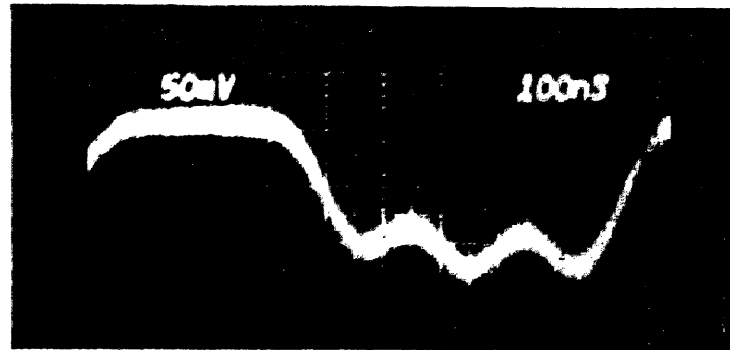
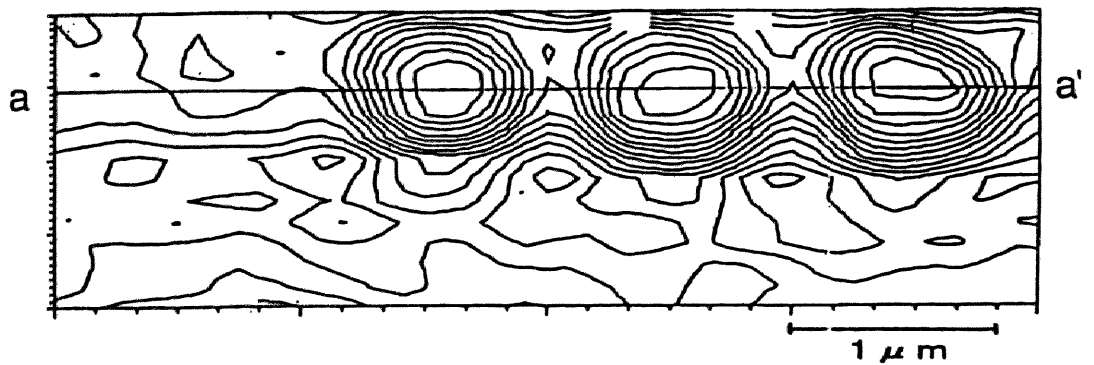


図 2.4-6. 加算平均によるノイズの低減の効果。3個の磁区像を加算平均回数を変えて表示した。

(a)



(b)



(c)

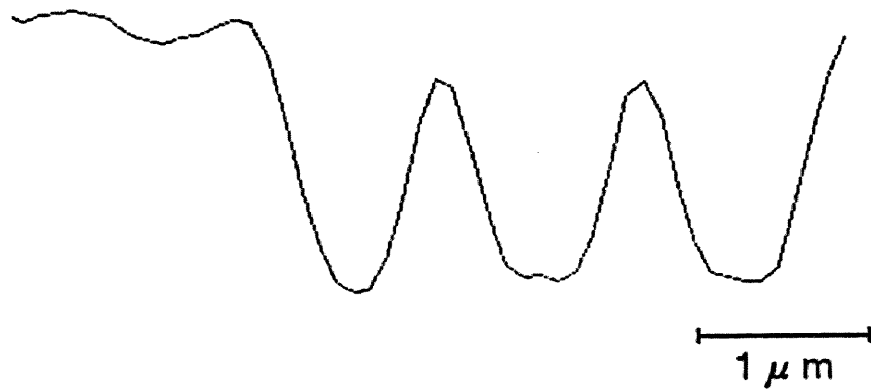


図 2.4-7. 磁区サイズの揺らぎの観測。

(a) 磁区サイズの揺らぎが原因と考えられる光磁気信号の揺らぎ。

(b) 共焦点型磁区観測装置による (a) の観測結果。

(c) (b) の線a-a'の断面図。左端の磁区がそれ以外の磁区に比べ小さい。

同様な試験ドライブ装置を用いた。表2.4-1に記録条件を示した。

表2.4-1 磁区（図2.4-7）の記録条件

記録条件	設定値
パルス幅	80 ns
繰り返し周期	200 ns
レーザパワー	6.5 mW
レーザ波長	830 nm
線速度（ディスク回転速度）	6.1 m/s
対物レンズのN.A.	0.55

図2.4-7 (a) において、左端ほど時系列的に前に記録した磁区からの信号を読み出している。時系列的に最初に記録した磁区からの再生信号（左端の谷）は、後に記録した二つの磁区からの再生信号（中央と右端の谷）よりも小さい。この再生信号の揺らぎは、先に磁区を記録した時の熱が、後に記録した磁区に影響を与えていることを示している。図2.4-7 (b) に、図2.4-7 (a) の実験に用いた試料を共焦点型磁区顕微鏡により観測した結果を示す。レーザ・パルスの照射条件は、上に述べたものと同じである。レーザ光強度は、0.13 mWであった。加算平均回数は、1 観測点あたり1000回であった。差動検出器からのカー回転信号を等高線地図で示した。紙面上で、左の磁区から右の磁区の順にレーザスポットが移動し、磁区を記録している。図2.4-7 (c) に、図2.4-7 (b) の線a-a'上での磁区像の断面図を示した。上の2.4.2節で述べたように、共焦点型磁区顕微鏡による観測像で、磁壁の位置は磁区像の強度の最大値の50%の位置にある。図2.4-7 (b) あるいは (c) から

磁区の大きさを求めるには、半値幅を求めれば良い。表2.4-2に測長した磁区の長さと呼を示す。ここで、長さは図2.4-7 (b) で線分a-a'に平行な方向の磁区の大きさ、幅は図2.4-7 (b) で線分a-a'に垂直な方向の磁区の大きさである。

表2.4-2 共焦点型磁区顕微鏡で測定した図2.4-7 (b) の磁区の大きさ

	左端の磁区	中央の磁区	右端の磁区
長さ (μm)	0.7	0.8	0.8
幅 (μm)	0.5	0.6	0.6

この表2.4-2に示した結果から、図2.4-7 (b) に示した磁区のサイズは、長さ・幅とも時系列的に先に記録された磁区に対して、後から記録された二つの磁区は、 $0.1\ \mu\text{m}$ 大きくなっていることがわかる。数値計算で得られた温度分布をもとにした理論計算も、 $0.1\ \mu\text{m}$ 程度の磁区の大きさの揺らぎを推定している^[17]。そして、この推定は表2.4-2に示した結果とも一致している。以上の結果から、図2.4-7 (a) で観測された再生信号の揺らぎは、隣接した磁区間の熱干渉による磁区サイズの揺らぎに起因することが明らかになった。このように共焦点型磁区顕微鏡は、磁区サイズを $0.1\ \mu\text{m}$ オーダの精度で測長可能である。また、記録条件により磁区の形が楕円形から涙滴形へとサブミクロンのオーダで変化するが、共焦点型磁区顕微鏡は、このような形状の変化の観測にも適用することができる^[18]。

2.5 結言

本章では、光学的高分解能顕微鏡法を磁区観測に適用することを目的として、磁気光学カー効果を用いた磁区観測法について検討した。特に、磁気光学カー効果を用いた磁区観測

により磁区の形状・大きさを評価する場合の基本的な課題；

- (1) 磁区像のコントラストが十分取れること、
- (2) 磁区の実際の大きさと像との対応関係が明らかなこと、

上の二つの課題を解決することを目的として、新しい観測法を提案した。さらに、観測結果から磁気ディスクおよび光磁気ディスクの磁区の記録過程について知見が得られることを示した。

磁区像のコントラスト増強に画像処理技術を用いた観測法を考案し、カー回転角が従来の観測例より1桁程度小さいCoCr膜上の磁区観測を可能にした。CoCr膜のカー回転角は、 10^{-4} (rad) のオーダーでカー・コントラストが小さく、光学系のみによる観測は困難であったので、画像処理技術を用いてコントラストを向上させた。検光子の向きを変えて明暗の反転した二つの磁区像から、その差分像を得ることによりコントラストを向上させ、CoCr膜上の磁区構造の観測を可能とした。長手記録用磁気ヘッドで垂直記録用磁気ディスク媒体に記録した場合の記録過程について、磁区構造を観測することにより知見を得た。入射面とカー回転角の関係を求め、記録された磁化ベクトルの向きが、磁気ディスク媒体面に垂直であることを明らかにした。つぎに、記録された磁区形状と記録した磁気ヘッドの形状を比較することおよび積分方程式法による記録磁場の計算の結果により、長手記録用ヘッド・垂直記録用ディスク媒体の組み合わせの記録過程は、長手記録用ヘッドと長手記録用媒体を組み合わせた記録過程と異なり、垂直記録方式的な記録過程になることを明らかにした。前磁極が記録した磁区を後磁極がオーバーライトする。そのため、記録磁区の形状は、前・後磁極のヘッド進行方向に対して後側の端の磁場の垂直成分で決定される。この結果は、長手記録用ヘッドでも垂直媒体を用いれば垂直記録が可能であることを示す。

また、磁区の実際の大きさと像との対応関係が明らかな観測法として共焦点型光学系が適当である。従来 $0.3\mu\text{m}$ 程度の精度しかなかったが、この研究では光学的磁区観測の精度を $0.1\mu\text{m}$ 以下に向上させることが可能であることを解析的に示した。従来の光学的磁区観測では結像特性を明確に決定することが困難で、磁区像から磁壁位置はAiry-disk径程度の精度でしか求められなかったが、共焦点型磁区顕微鏡による観測では、磁壁の位置は磁区像の強度の最大値の50%の位置として求められる。そして、共焦点型磁区顕微鏡により $0.1\mu\text{m}$ の磁区の大きさの変動を捕らえることが可能であることを実験的に示し、さらに観測結果から記録過程を検討できることを示した。すなわち、隣接して記録した磁区では、記録時の熱干渉により、後に記録された磁区が先に記録した磁区より $0.1\mu\text{m}$ 程度大きく記録

され、それが信号の揺らぎをもたらすことを明らかにした。

以上、光学的な磁区観測における基本的な課題：（１）磁区像のコントラスト、（２）磁区の実際の大きさと像との明らかな対応関係、この課題の解決に本節で提案した方法が、有効であることを示した。光学的磁区観測装置は、高空間分解能な上に、記録した試料を破壊することなく、記録・評価が何回でも行え、効率的な開発が可能となる。本観測法は、実用的な観測法として有効な方法である。

第2章の参考文献

- [1] 佐藤勝昭、「光と磁気」、(朝倉書店、1988).
- [2] F. Scimdt and A. Hubert, *J. Magn. Magn. Mat.*, **61**, 307 (1986).
- [3] D. Treves, *J. Appl. Phys.*, **32**, 358 (1960).
- [4] D. Herman, Jr. and B. E. Argyle, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-22**, 772 (1986).
- [5] K. Shirae and K. Sugiyama, *J. Appl. Phys.*, **53**, 8380 (1982).
- [6] D. E. Heim and J. D. Monson, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-22**, 198 (1987).
- [7] E. J. Yamchuk, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-22**, 877 (1986).
- [8] P. V. Koeppe, M. E. Re, and M. H. Kryder, *J. Appl. Phys.*, **63**, 4042 (1988).
- [9] J. S. -Y. Feng and R. D. Harper, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-23**, 2082 (1987).
- [10] J. Kisigami, K. Itoh, and Y. Koshimoto, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-24**, 2841 (1988).
- [11] Y. Martin, D. Rugar, and H. K. Wickramasighe, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 244 (1988).
- [12] J. C. Suits, H. Geiss, C. J. Lin, D. Rugar, and A. E. Bell, *J. Appl. Phys.*, **61**, 3509 (1987).
- [13] M. R. Lian and F. B. Humphrey, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-33**, 2176 (1987).
- [14] T. Wilson and C. J. R. Sheppard, "*Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy*," (Academic Press, London, 1984).
- [15] W.W. Clegg, N. A. Heyes, and C. D. Wright, *J. Magn. & Magn. Mater.*, **83**, 32 (1990).
- [16] D. Nyyssonen, *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 1425 (1982).
- [17] Y. Yoneyama, H. Tanaka, T. Satoh, Y. Takatsuka, and T. Yorozu, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-25**, 4042 (1989).
- [18] T. Tanabe, N. Amano, R. Arai, and K. Fukuzawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **19** (Supplement S1), 359 (1995).

第3章 近接場光学効果を用いた顕微法：プローブとそれを用いた観測装置

3.1 緒言

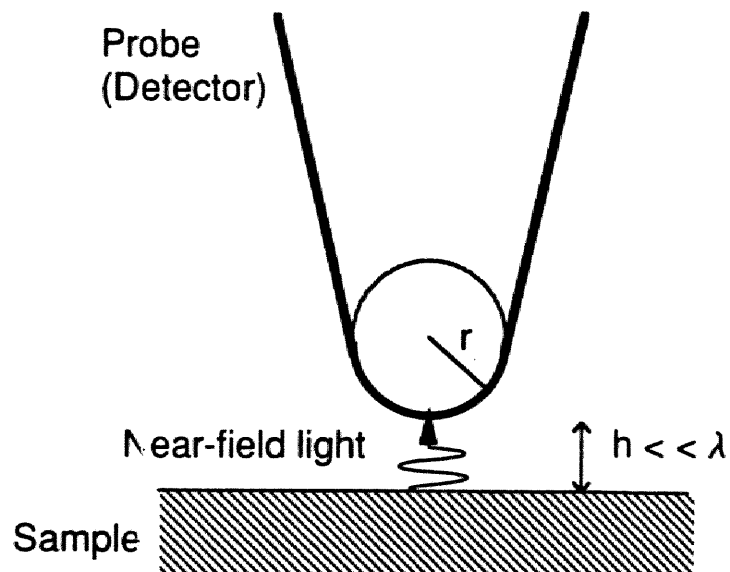
本章および次章では、光学的観測法の高空間分解能化という課題について検討する。高空間分解能化を目的として、試料に近接したプローブと試料の相互作用である近接場光の効果を用いた光学顕微法について検討した。本章では、近接場光学顕微法のうちマイクロマシニング技術を用いた光検出微小プローブおよびそれを用いた観測装置について述べる。この微小プローブは、通常の原子間力顕微鏡で用いられている片持ち梁状のマイクロ・プローブで、その先端にフォトダイオードを作製したものである。このマイクロ・プローブにより近接場光像と原子間力像の両方が、同時検出可能であることを示した。また、この微小プローブを用いた観測法の空間分解能が20 nm程度であり、さらに屈折率分布の可視化も可能であることを示した。

3.2 近接場光学効果を用いた顕微法の原理

図3.2-1は、通常の光学顕微鏡と本章で検討した近接場顕微鏡の光検出のメカニズムを模式的に示したものである。通常の光学顕微鏡においては、試料との距離が光の波長より十分大きなfar-field領域に光検出器がある。そのため、試料からの光は波動として振舞い、光の回折により空間分解能が制限される。レンズによる結像系を利用するfar-field領域の光を利用する通常の顕微鏡では、試料の2点を弁別できる最小の距離として面内方向の空間分解能 x_r は以下の式で与えられる^[1]。

$$x_r = 0.6 \frac{\lambda}{\text{N.A.}} . \quad (3.1)$$

(a)



(b)

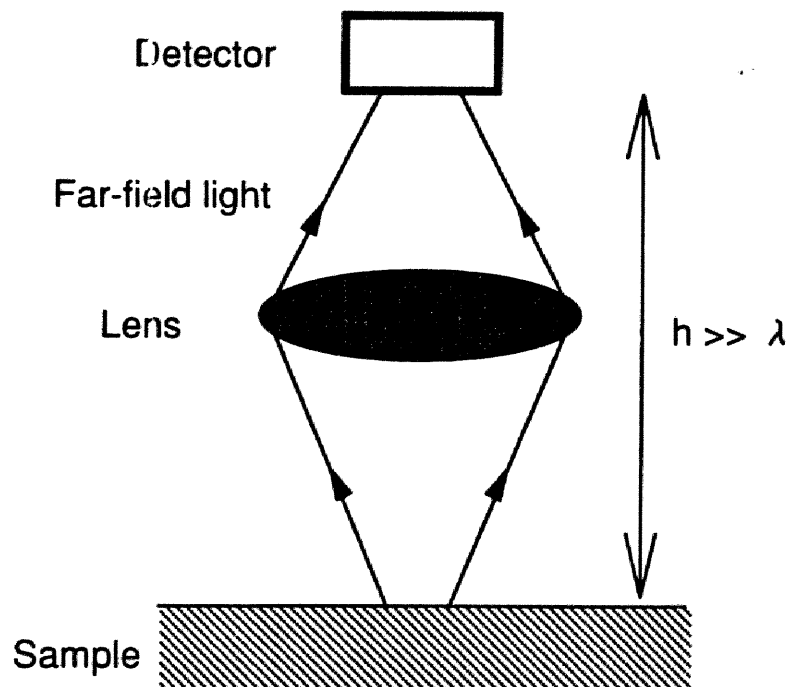


図3.2-1. 近接場光学効果を用いた光学顕微鏡。
(a) 近接場光学顕微鏡。(b) 通常の光学顕微鏡。
近接場光学顕微鏡では、光検出器が試料に近接している。
そのため、分解能は回折限界に制限されない。

ここで、 λ は光波長、N.A.は対物レンズの開口数である。N.A.は、通常の対物レンズでは1より小さく、油浸レンズを使った場合でも高々1.3程度である。すなわち、通常の光学顕微鏡の分解能は「回折限界」という原理的な限界のため、分解能は光の波長程度に制限される。第2章で述べた共焦点型顕微鏡は、観測対象によっては分解能を式(3.1)で示した値に比べ向上させることができるが、高々1.4倍程度である。仮に、波長633 nmのHe-Neレーザを光源として、N.A.= 1.3の油浸レンズを用いた共焦点顕微鏡の分解能は、約200 nmである。すなわち、通常の光学顕微鏡では、波長の数分の一程度が原理的な限界である。

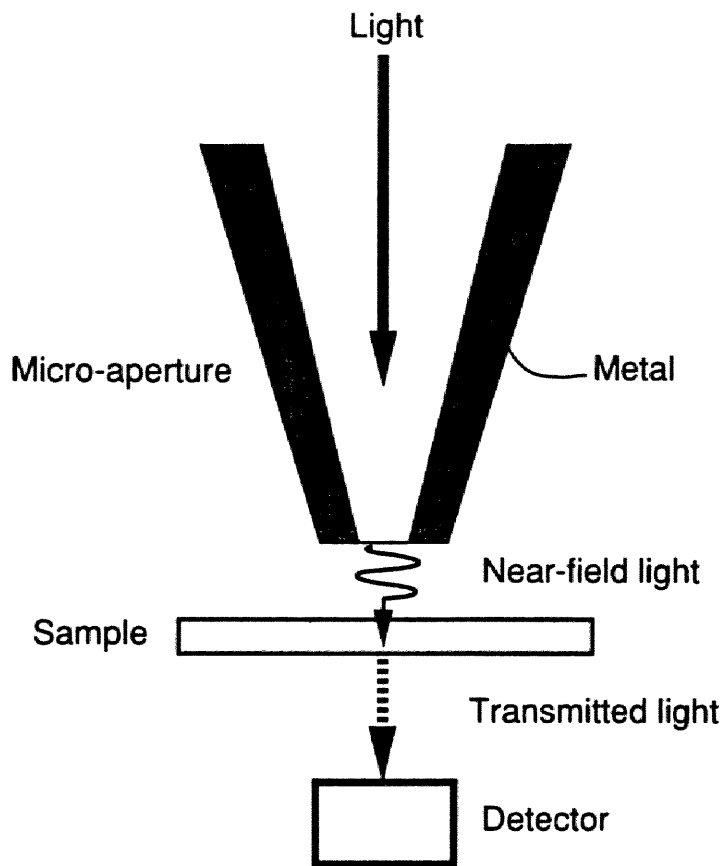
そこで、光検出器を試料との距離が波長より十分小さい「近接場」領域で近接場光の効果を利用して、光を検出し回折限界を克服しようという近接場光学顕微鏡 (Near-field Scanning Optical Microscopy; NSOM) が提案された^[2]。この領域では、光の波動としての振舞いが無視できるため、分解能は回折限界で制限されない。このNSOMでの分解能は、回折限界という原理的なものでなく、光検出プローブの形状・サイズや試料との距離といった幾何学的なもので決まる。そのため、光検出プローブの微小化を図れば、分解能は波長に制限されることなく、nmオーダーまで実現できる。NSOMは、空間周波数領域について以下のような性質をもつ。Wolf と Nietno-Vesperiansは、すべての散乱光には伝搬成分と非伝搬成分 (エバネセント光) が含まれており、高空間周波数成分は非伝搬成分に含まれていることを指摘している^[3]。すなわち、高空間周波数成分は試料である散乱体の近傍にのみ存在し、遠隔場まで伝搬しない。空間分解能を上げるために、高空間周波数成分を含む非伝搬光を近接場領域で検出する顕微法がNSOMである。本章では、半導体微細加工技術を用いて微小プローブを作製し、それを用いたNSOMを検討した。

3.3 近接場光学顕微鏡用プローブ

3.3.1 従来の近接場光学顕微鏡用プローブ

図3.3-1に、従来研究されてきたNSOM用プローブを示す。大別して、二種のタイプが提案されている。すなわち、開口型と探針型である。開口型は近接場顕微鏡用プローブとして最も広く研究されてきた。微小な径を有する開口を作製し、その開口を試料に数nmの距離まで近接させる。その開口を通して光を試料に照射し、試料を透過した光を検出する。

(a)



(b)

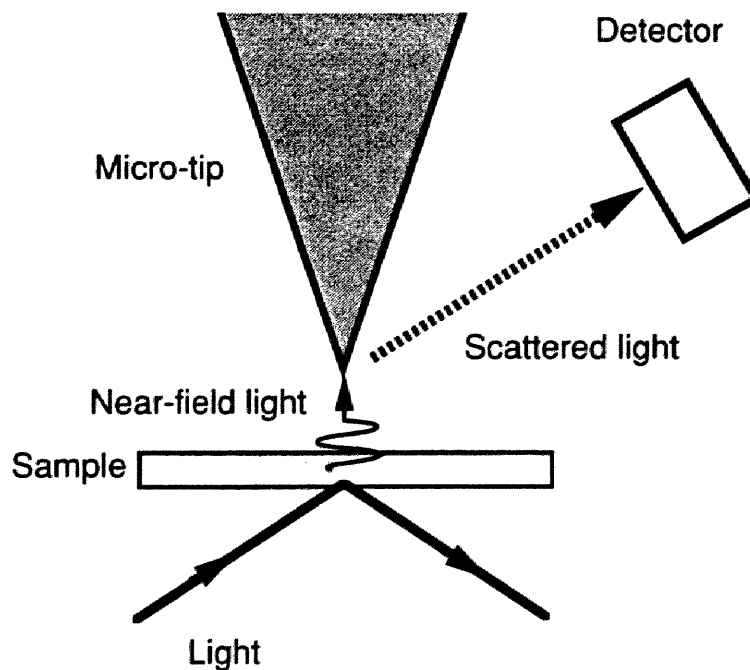


図3.3-1. 従来の近接場光学顕微鏡用プローブ。

(a) 開口型。微小開口を微小光源あるいは微小光検出プローブとして利用する。(b) 探針型。探針先端でエバネセント場を散乱させ、検出器で受光する。

このタイプのNSOMでは、開口径程度の分解能が得られる。開口は、初期には水晶の単結晶の先端部に金属膜を蒸着し、その先端をスライドガラスに押し当てることにより作製された^[4]。最近では、ピペットを加熱して引き伸ばして先端を先鋭化し、金属膜をコーティングする^[5]、あるいは、光ファイバーを加熱して引き伸ばすか化学的にエッチングして先鋭化し、金属膜をコーティングして開口を形成している^[6,7]。これらの開口型の径は数十nm程度のものが実現されている。もう一方の探針型は、最近、研究が進んできたタイプのプローブで、市販の原子間力顕微鏡（Atomic Force Microscopy; AFM）で用いられているような先端の鋭い探針を近接場の中に入れ、探針先端からの散乱光を検出器で測定する^[8-10]。特に、Zenhausenらは、散乱光の偏光の振動面を光干渉法により検出することにより、1nmの分解能を達成したと主張している^[11]。開口型のプローブは、先端にnmオーダーの開口を作製しなければならない。現状の微細加工技術は、再現性・量産性という点で微小開口作製に適したものがない。これに対して、探針型はその先端径を小さくすることが重要であるが、AFMプローブ用に開発された技術により先端径1nmオーダーのプローブをよい再現性・量産性で作製することができる。

開口型も探針型いずれもプローブが試料にnmオーダーの距離まで近接する必要がある。試料とプローブ間隙制御をnmオーダーの制御しなければならない。開口型のプローブでは、プローブを試料面に対して水平方向に振動させ、試料面とプローブに働くせん断力を検出し、せん断力一定になるように間隙を制御している^[12-14]。これらは、試料の摩擦力分布に敏感な構成となっているので、試料が平面であってもプローブ・試料間の間隙が変わる可能性がある。光ファイバーを先端で90度曲げ、反射鏡を接着剤で固定して、AFMで用いられている光てこ法を適用できるようにしたものもあるが^[15]、光ファイバーを曲げるため、導波路としての曲げ損失を生じてしまう。また、プローブ・試料間に流れるトンネル電流で間隙を制御した例も報告されているが^[16,17]、光学的分布に興味ある試料は一般的に誘電体が多く、絶縁材料であることを考えると汎用的な方法とはいえない。これに対して、探針型のプローブは、AFMの探針・試料間の間隙制御技術がそのまま使えるメリットがある。なぜなら、探針型プローブでは、AFMで広く用いられている片持ち梁形状と同様の形状をしたプローブを用いているからである。

本研究では、探針型は開口型に比べ長所が多いと考え、探針型に絞って研究した。しかしながら探針型にも問題点がある。すなわち、集光効率を上げるにはできるだけ大きな集

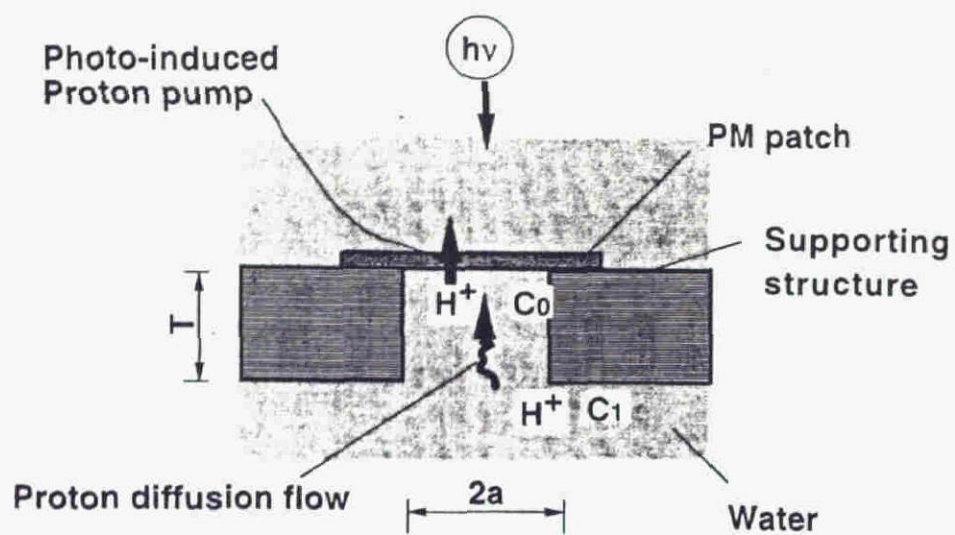
光角で散乱光を検出しなければならないが、通常のAFMプローブでは、散乱体である探針を覆うようにカンチレバーが配置されているので、集光効率を向上させるのが困難である。本研究では、探針からの散乱光の集光効率向上を目的として、新しい構造のプローブを用いたNSOMを検討した。このプローブでは、マイクロマシーニング技術を用いて探針の近傍に受光器を配置し、集光効率向上を図った。プローブの詳細とそれを用いた観測装置について以下に述べる。

3.3.2 マイクロマシーニング技術による光検出微小プローブ：フォトカンチレバーの作製

マイクロマシーニングは、半導体微細加工技術をベースにした μm オーダの構造物を作製する加工技術である。従来の加工技術では作製の困難であった微小な構造物を作製できるので、サイズが小さいことによる新しい効果をもつ素子の開発が期待されている。例えば、この技術により微小な歯車^[18]、バルブ^[19]、リレー^[20]などが開発されている。図3.3-2に光検出素子の作製に適用した例を示す。直径 $2\mu\text{m}$ の微小孔を、 $6\times 6\text{mm}^2$ 角で厚さ $0.6\mu\text{m}$ の金薄膜に $5\mu\text{m}$ ピッチで開けた微小孔アレイを作製した。この微小孔アレイ上に生体由来の光電変換薄膜（ $<100\text{nm}$ 厚）を固定化し、光電流変換を可能にした。この薄膜は紫膜と呼ばれ、高度好塩菌（*Halobacterium Salinarium*）と呼ばれるバクテリアの細胞膜である。このバクテリアは、水中で光照射により体内中の水素イオンを体外に放出し、水素イオン濃度勾配を作り出し、この化学エネルギーをもとに鞭毛モータの回転あるいはATPの合成を行っている^[21]。水素イオンは膜内側から外側を貫通するように能動輸送される。紫膜の光電変換機能を*in vitro*な系で人工的に発現させるためには、水素イオンのドナーとアクセプタである水が、紫膜と十分に接触できるような系にしなければならない。そのため、紫膜を薄膜状にした隔膜がよい。図3.3-2（a）のように薄膜に微小孔を開けたもの（孔の半径 a 、厚さ T ）で紫膜を支持した場合、水素イオンの拡散流 J は、

$$J = \pi \frac{a^2}{T} D (C_1 - C_0). \quad (3.2)$$

(a)



(b)

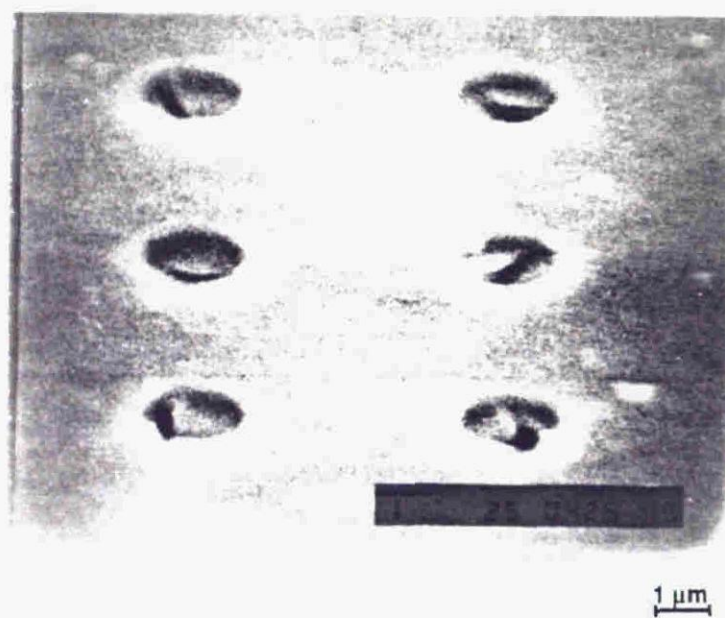
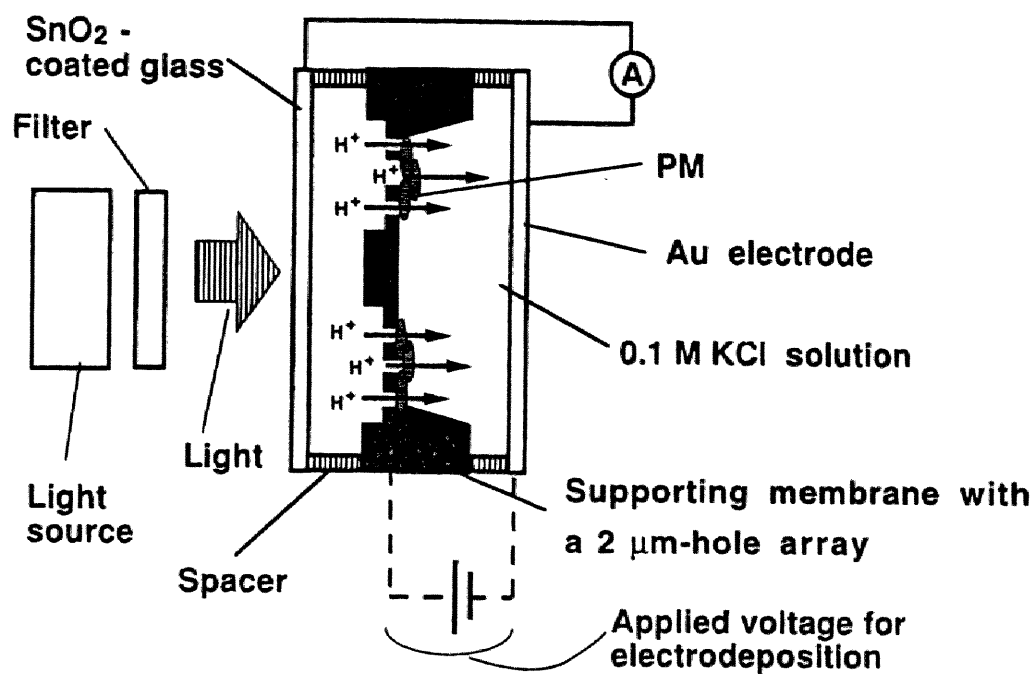


図 3.3-2. マイクロマシーニング技術を用いて作製した光電変換セルおよびその特徴。(a) 光電変換セルの原理。(b) 作製した微小孔アレイに固定化した蛋白質バクテリオロドプシン膜の電子顕微鏡像。

(c)



(d)

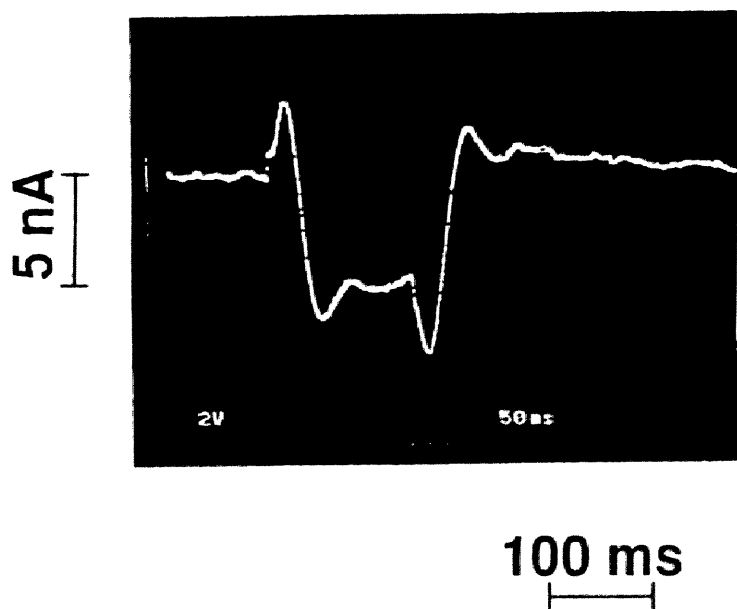


図 3.3-2. マイクロマシーニング技術を用いて作製した光電変換セルおよびその特徴。(c) 光電変換セルの模式図。(d) 光電変換セルの光応答。

ここで、 D は水素イオンの拡散係数、 C_1 と C_0 は、紫膜付近と外部の水素イオン濃度である。式(3.2)から、支持体の厚さ T はできるだけ薄くするのがよい。固定すべき紫膜は直径 $1\mu\text{m}$ 程度、厚さ約 5nm のディスク状薄膜なので、固定化する孔のサイズもその程度の直径にする必要がある。すなわち、支持体としては、直径 $1\mu\text{m}$ 程度の微小孔を無数に設けた薄膜がもっとも適している。マイクロマシーニング技術を用いて作製した微小孔アレイ上に紫膜を固定化し、隔膜を形成した。図3.3-2 (b)は、作製した微小孔アレイ上に固定化した紫膜薄膜の電子顕微鏡像で、図3.3-2 (c)は光電変換セルと、図3.3-2 (d)は得られた光電変換電流である。水素イオンの輸送による光電流が検出できた。以上のように、マイクロマシーニング技術により、新たな機能を有する素子の作製が可能となる。また、マイクロマシーニング技術は半導体微細加工技術をベースにしているので、再現性・量産性に優れた技術である。

図3.3-3は、マイクロマシーニング技術を用いて作製したNSOM用プローブである。上の3.3.1節で指摘したように、探針型プローブとして通常のAFM用プローブを用いた場合、集光効率を向上させるのが困難である。カンチレバーが影となり、探針先端からの散乱光が外部に配置した受光器まで到達しないからである。このマイクロプローブでは、散乱体と受光器を近接させることにより、集光効率の向上を図った。すなわち、マイクロマシーニング技術を用いて、その先端にpn接合型のフォトダイオードを設けたカンチレバーを作製した^[22,23]。以下では、このカンチレバーをphoto-sensitiveなcantileverという意味でフォトカンチレバー(photocantilever)と呼ぶ。マイクロマシーニング技術を用いて散乱体と受光器を一体で作製しているため、外部に受光器を配置した場合に比べ、集光効率を高めることができる。カンチレバーはシリコン単結晶(基板面方位(100)面)から成り、そのサイズは、長さ $1500\mu\text{m}$ 、幅 $100\mu\text{m}$ 、厚さ $5\mu\text{m}$ である。フォトダイオードの面積は、約 $100\mu\text{m}^2$ である。バネ定数の計算値は、 0.2 N/m である。通常のAFM用カンチレバーに比べ長いのは、光を十分に吸収するため厚さを大きくしたためである。すなわち、シリコンの波長 670 nm の光に対する吸収係数は約 $4\mu\text{m}^{-1}$ であるため、厚さを $5\mu\text{m}$ とした。さらに、試料に働く力を小さくするためにはバネ定数は 1 N/m 以下が望ましい。バネ定数 k と形状との間には以下のような関係がある。

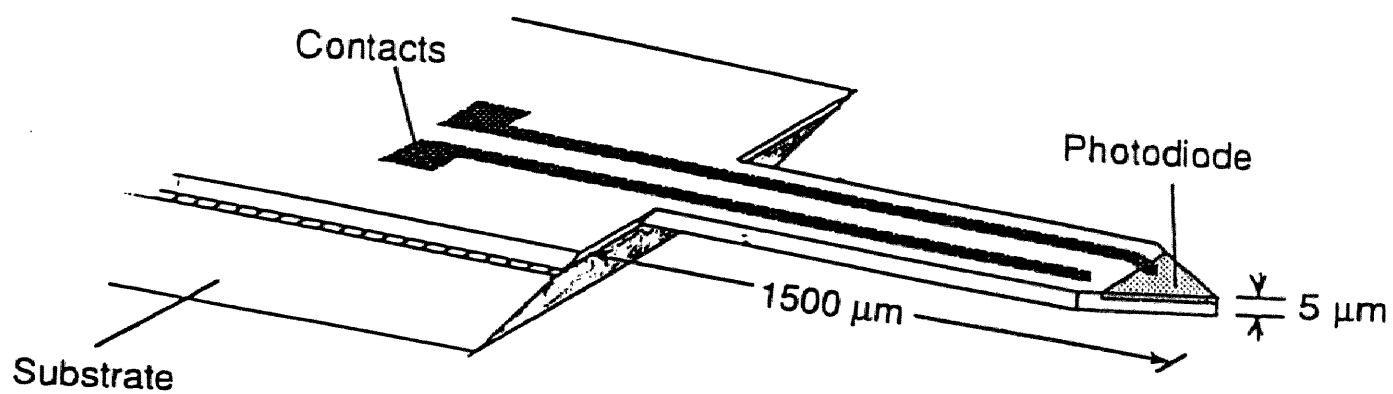


図 3.3-3. フォトカンチレバーの構造。
先端にフォトダイオードを持つ微小カンチレバーである。

$$k = \frac{Et^3b}{4L^3}. \quad (3.3)$$

ここで、 E はヤング率、 t は厚さ、 L は長さ、 b は幅を表す。厚さを大きくすることにより、バネ定数はその3乗で大きくなる。バネ定数を小さくするためには、長さを大きくするのがもっとも有効であることを式(3.3)は示している。このように $5\mu\text{m}$ の厚さでかつ 1N/m 以下のバネ定数とするためカンチレバー長を大きくする必要がある。また、上に述べたサイズは典型的な大きさを示したものである。半導体加工技術と同様の作製技術を用いているので、1回の工程で、異なる形状・サイズのカンチレバーを同一基板内に作製が可能である。

図3.3-4に示した手順で作製した。pn接合は、ボロンをドーピングしたp型基板にリン・イオンをイオン注入して作製した。pn接合の深さは、 $1\mu\text{m}$ に設定した。フォトダイオード部、アルミ薄膜からなる電気配線部を作製した後、カンチレバー型にドライエッチングをした。この後、カンチレバー下のシリコン基板をエチレン・ジアミン・パイロカテコール(EDP)液による異方性エッチングにより除いた。カンチレバー部上側は、ポリイミド膜をコーティングし、EDP液でエッチングされないようにした。さらに、カンチレバーの下側がEDP液でエッチングされないように、あらかじめカンチレバーの下にエッチ・ストップ層であるボロン高濃度層を形成した。ここで、EDP液によるエッチング進行速度が低下し、カンチレバー部までエッチングされないうちにエッチングを終了した。その後、カンチレバー上側のポリイミド保護層及び下側のエッチストップ層をそれぞれアッシング、ドライエッチングにより除き、free-standing状態のカンチレバーを得た。

3.3.3 フォトカンチレバーの検出感度特性

一般に、高分解能をねらうNSOM信号光は微弱光である。本節では、フォトカンチレバーを用いた場合のNSOM信号光の受光効率と検出限界について議論する。上の3.3-2節で述べたように、フォトカンチレバーでは、散乱体と受光器であるフォトダイオードが近接して配置できるので、効率よく散乱光を集光できる。散乱体と検出面積のなす立体角で議論すると、AFM用カンチレバーによる場合に比して^[8]、数倍程度大きい。AFM用カンチレバ

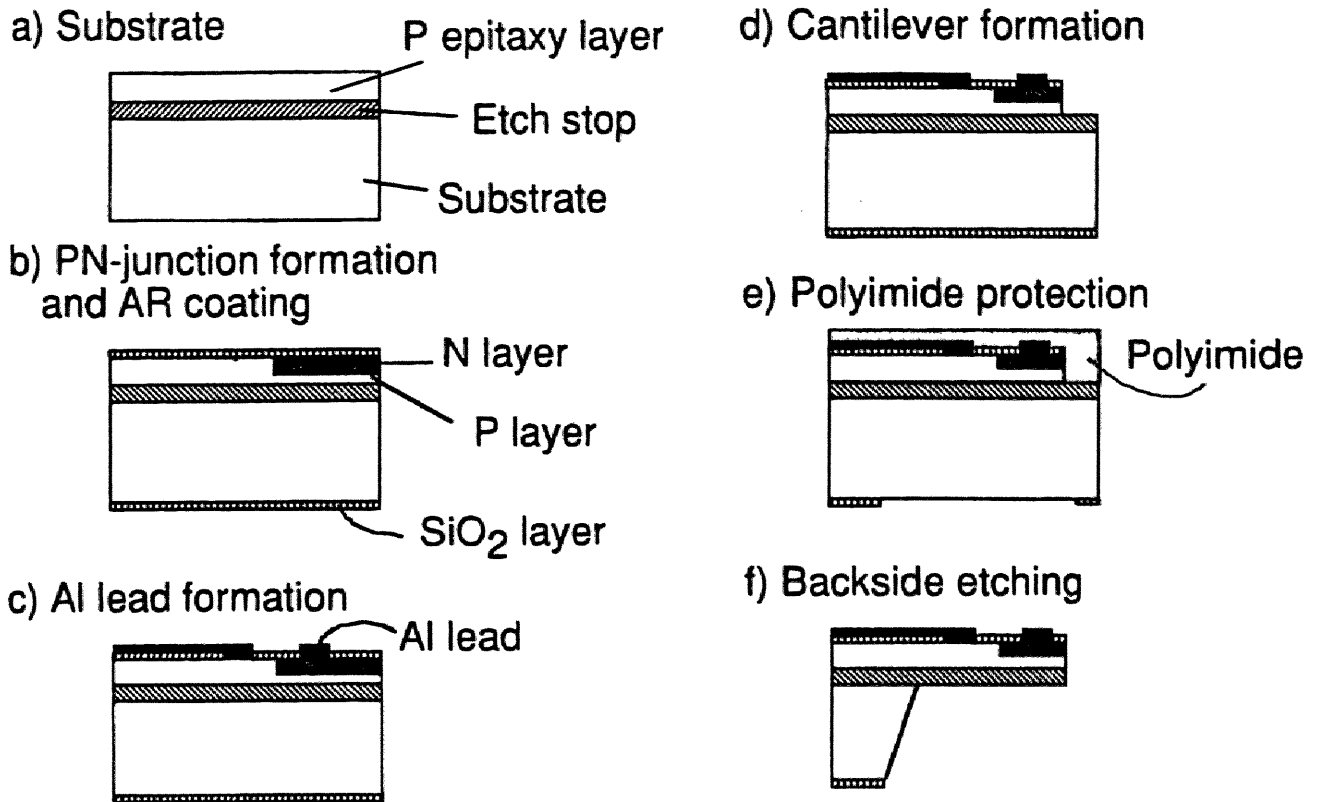


図 3.3-4. フォトカンチレバーの作製手順。

- (a) エピタキシャル成長によって作製したシリコン基板。p型層／エッチストップ層／基板という構造である。
- (b) イオン注入によるpn接合の形成と熱酸化による絶縁膜の形成。
- (c) アルミ導線の作製。
- (d) 反応性イオンエッチングによるカンチレバー形状の作製。
- (e) ポリイミド保護層の塗布。
- (f) 異方性化学エッチングによる基板のエッチング。

ーで光を散乱させ、開口数 (N.A. = α) のレンズで受光した場合の集光面を立体角 Ω_0 であらわすと、

$$\Omega_0 = 2\pi (1 - \cos \theta) . \quad (3.4)$$

ここで、 $\theta = \sin^{-1}(\alpha)$ である。文献[8]では、N.A. = 0.5のレンズを用いているので、 $\Omega_0 = 0.8$ (st. rad) である。フォトカンチレバーの先端で散乱し、カンチレバー先端付近のフォトダイオードで受光した場合に、実際の形状を考慮して計算した立体角 $\Omega_p = 1.5$ (st. rad) である。文献[8]のAFM用カンチレバーでの計算では、カンチレバー部が受光器に対して影にならず、光がうまく透過していくとしたと仮定した場合の計算である。カンチレバーでの反射や吸収を考慮すると、AFM用カンチレバーを用いた場合はもっと効率が低いと考えられる。実際、フォトカンチレバーで得られたNSOM信号は、文献[8]で報告されている信号より1桁大きい。

次に、フォトカンチレバーのNSOM信号の検出限界について議論する。フォトダイオードのSN比は一般に以下のように書ける [24]。

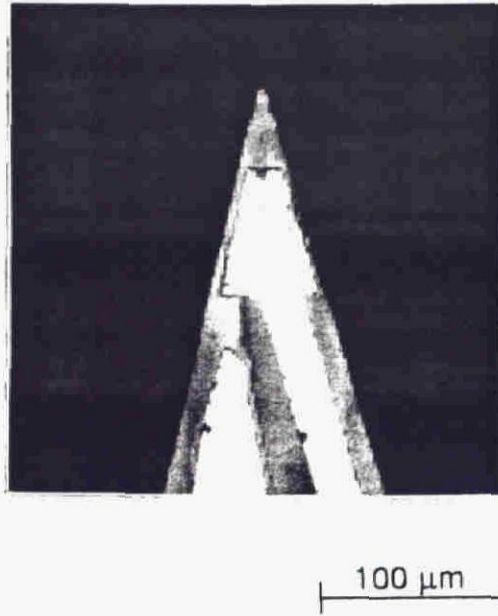
$$\frac{S}{N} = \frac{2 (P \alpha)^2}{\Delta \nu [3 e \alpha (P + P_B) + 2 e I_d + 4 k T / R_L]} . \quad (3.5)$$

ここで、 P はNSOM信号光強度、 P_B はノイズとなる背景光の強度である。 I_d は暗電流、 α はフォトダイオードの光電変換効率、 R_L は負荷抵抗、 $\Delta \nu$ は検出系の帯域幅である。 e は、電子の電荷、 k はBoltzmann定数、 T は温度である。 P_B は、迷光および後述するAFMのための光でこ用レーザの影響も含んでいる (図3.4-1)。フォトダイオードの光電変換効率は0.5 (A/W) であり、暗電流 I_d は1 pAのオーダーであった。光電流の検出はオペアンプを用いた電流・電圧変換器で行った。この検出系では、負荷抵抗 R_L は1 M Ω で、帯域幅 $\Delta \nu$ は約2 kHzであった。まず、フォトダイオードのノイズのみを考慮する。すなわち、回路ノイ

ズおよび背景光ノイズを無視する。検出系の回路ノイズが無視できるとすると、温度 T は室温としてよい。SN比=1の時のNSOM信号強度は、式(3.5)から $P=10\text{ pW}$ となる。この値は、フォトダイオードのノイズから決まる理論的検出限界である。

しかし、実際の系では背景光ノイズ P_B が最も大きかった。これは、フォトカンチレバーと試料間の間隔制御用の光てこレーザ照射により、フォトダイオード部で光電流が発生するためである。光てこ法を用いずにNSOM観測を行っても、フォトカンチレバーと試料間の間隔制御がされず、安定した像を得るのは難しい。また、光てこ法によるレーザ照射ノイズの問題を解決すれば、NSOM/AFM同時観測が可能となる。図3.3-5により、この光てこ用レーザ光による背景光ノイズをいかに低減させたかを説明する。図3.3-5 (a) は、カンチレバー先端形状をレーザ走査顕微鏡により観測したものである。反射率の高い部分ほど明るく表示してある。カンチレバー先端の外形形状は三角形である。図3.3-5 (a) で、明るく見える部分はアルミ配線部分である。上側の台形部分がn型部分のコンタクト・ホール部で、下側の台形部がp型部分のコンタクト・ホール部である。n型部分のコンタクト・ホール部電極より先端側の部分にpn接合を形成した。図3.3-5 (b) に、フォトダイオードとして有効な部分を示した。この図はOptical Beam Induced Current (OBIC) 法による像である。すなわち、レーザ走査顕微鏡のレーザビーム（径約 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ ）をフォトカンチレバー上で2次元的に走査し、そのレーザビーム位置で発生した光電流を2次元的にプロットしたものである。このOBIC法により、フォトカンチレバーのどの部分が光に応答するかがわかる。図3.3-5 (b) で、明るく表示した部分は光電流が大きく発生した部分である。レーザビームは、光てこ用レーザと同様に、カンチレバーの裏側（図3.4-1）に照射した。図3.3-5 (b) は、先端部のpn接合部が、フォトダイオードとして有効に機能していることを示している。pn接合部から離れた部分は暗く光電流の発生が少ない。これは、レーザ照射により光電流が発生しても、接合からの距離が遠いためキャリア同士の再結合により、接合に到達するまでに消失してしまうためと考えられる。すなわち、この部分は、NSOM観測においては光に対して応答しない部分と考えてもよい。図3.3-5 (b) から、pn接合から $100\text{ }\mu\text{m}$ 程度以上離れた部分からの光電流は、フォトカンチレバーでは検出しないことがわかる。これは、光てこ法用レーザ照射の効果は、レーザスポットをpn接合から $100\text{ }\mu\text{m}$ 程度以上離せば、無視できることを示している。実際、数百 μm 程度、光てこ用レーザスポットをpn接合から離すことにより、最小 40 pW のNSOM信号が検出可能であった。

(a)



(b)

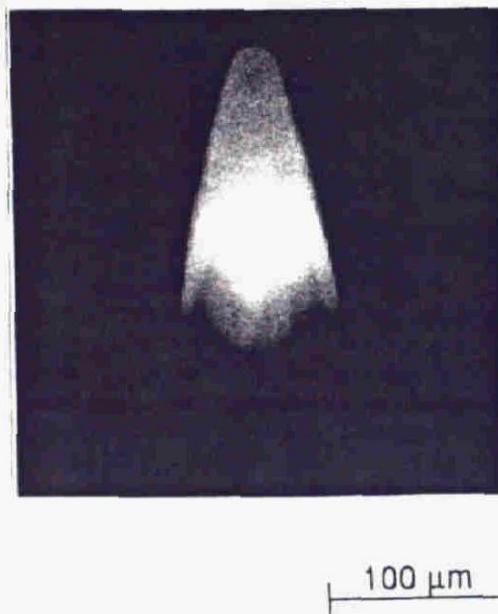


図 3.3-5. レーザ顕微鏡で観測したフォトカンチレバーの形状とダイオード特性。(a) フォトカンチレバーの形状。(b) OBI-C法によるフォトダイオード像。光電流を発生している部分は明るく表示される。

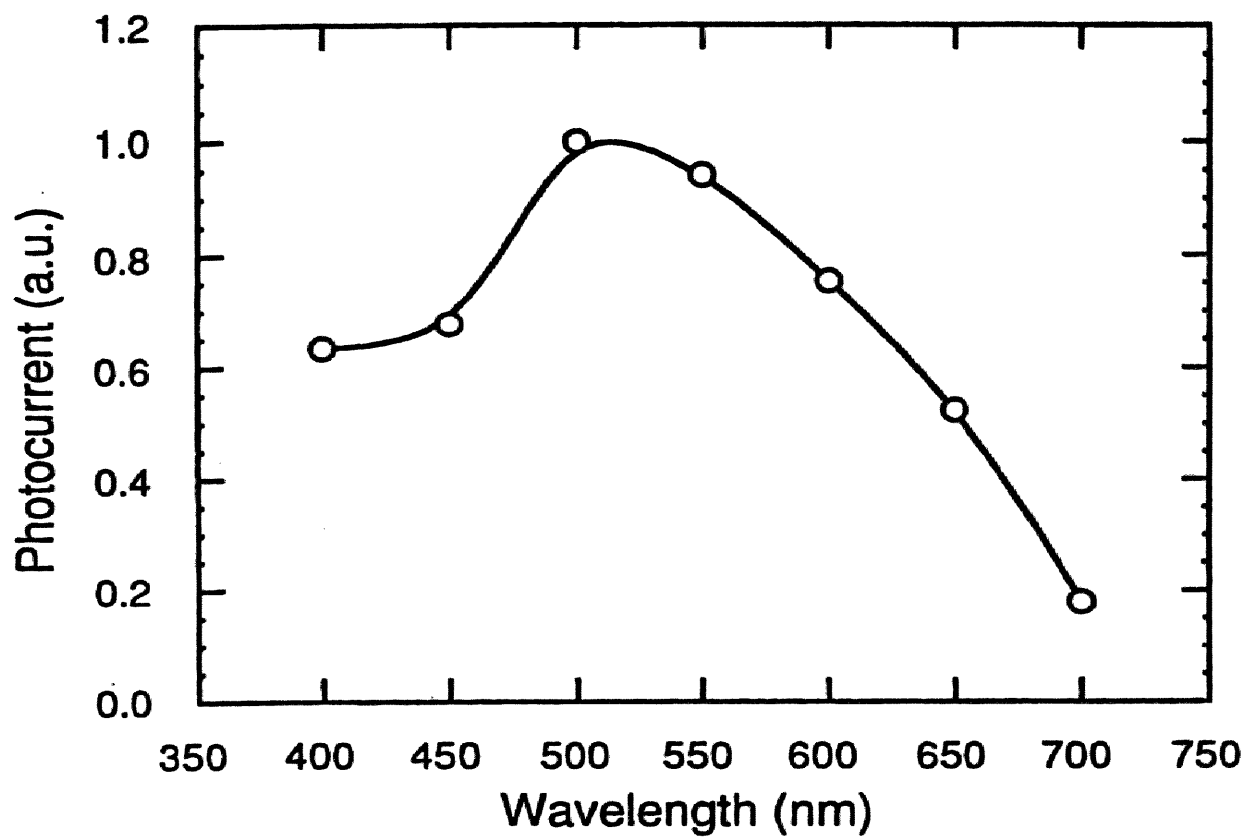


図 3.3-6. フォトカンチレバーの波長応答特性。

この値は、上に述べたフォトダイオード・ノイズによる理論値と同じオーダーに達している。NSOM信号の典型的な値は1nWのオーダーであり、NSOM観測に十分なSN比を達成できた。また、この方法により、NSOM・AFMの同時観測が可能となり、光学像と凹凸像の両方を同時に得ることができる。

つぎに、フォトカンチレバーの波長感度特性について述べる。フォトカンチレバーはシリコン製pn接合型フォトダイオードなので、可視光域に応答特性を有する。シリコンのバンド・ギャップを考慮すると波長約1.1 μ m以下の光に対して応答感度を持つことが期待できる。可視光に対する試料の応答を調べることにより、試料の構造等について重要な情報を得ることができる。特に、有機分子あるいは色素分子を有する分子のキャラクタリゼーションに有効である。また、可視光域のレーザは現状で比較的入手し易いレーザである。そのため、可視光域に感度を有することは、光源として入手しやすい可視光域のレーザを利用できることであり、実用的な面でもメリットがある。図3.3-6は、フォトカンチレバーの可視光域での分光特性を示したものである。白色光を干渉フィルタにより分光して照射したときに発生した光電流を示した。光源としてはキセノンランプを用い、干渉フィルタとしては半値幅5 nmのものを用いた。図3.3-6からフォトカンチレバーは、可視光域全体に応答感度を持ち、特に波長500 nm付近で最大となることがわかる。この結果は、フォトカンチレバーは可視光域のスペクトロスコープに適していること、およびフォトカンチレバーによるNSOM用光源としては、波長500 nm付近ものを用いることがもっとも効率的であることを示している。

3.4 フォトカンチレバーによる近接場光学・原子間力同時観測装置

本節では、NSOM・AFM同時観測装置を述べる。図3.4-1に、フォトカンチレバーを用いたNSOMの観測系を示す。試料をピエゾステージ上のプリズムに置く。レーザ光をプリズム表面で全反射するように入射させると、試料を透過した光は試料表面で全反射し、試料表面近傍にしか存在しないエバネセント光となる。カンチレバー先端が試料に近づくと、試料表面近傍のエバネセント光がレバー先端で散乱光に変換される。このようにしてエバネセント光を伝搬光に変換し、カンチレバー上に作製したフォトダイオードでエバネセン

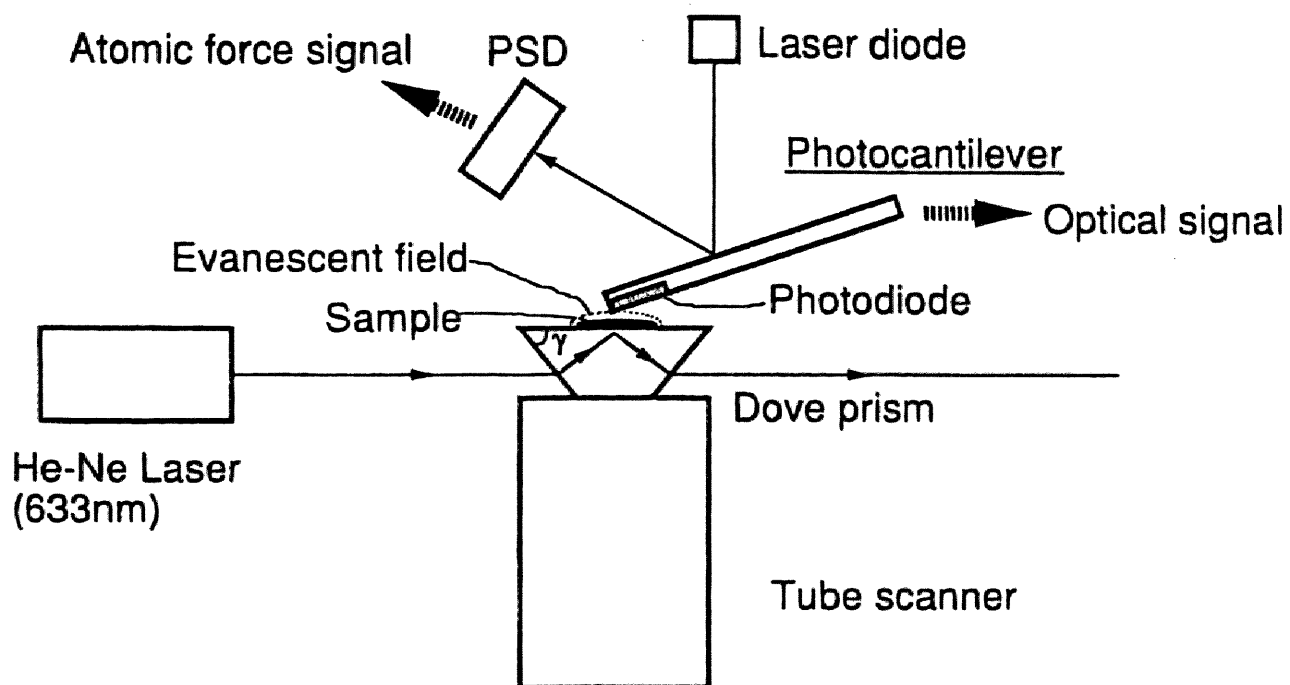


図 3.4-1. フォトカンチレバーによる近接場光学／原子間力顕微鏡の構成。

ト光強度を検出する。プローブ・試料間の間隔制御としては、AFMで広く用いられている光てこ法を適用した。3.3節で述べたように、フォトカンチレバーの形状はAFM用カンチレバーと同様なので、AFM装置に特に改造をしなくてもそのまま使用できる。光てこ法は、レーザと2分割フォトダイオードを組み合わせ、カンチレバーのふれをnmスケールで計測する方法で、サブÅオーダーの鉛直方向分解能が可能なが示されている [25]。このふれが、試料とカンチレバー先端に働く原子間力を反映している。このカンチレバーのふれを一定になるように試料とカンチレバー間の距離を制御し、かつ試料をピエゾステージにより2次元的に走査する。制御した距離を2次元的にプロットすることにより、試料・カンチレバー間の原子間力一定の条件での、試料の凹凸像（AFM像）が得られる。このAFM測定モードはコンタクト・モードと呼ばれている。図3.4-1に示したように、フォトカンチレバーによる観測系では、NSOM信号とAFM信号を同時に得ることができる。すなわち、光学像と凹凸像を同時に得ることが可能となる。レーザは、2 mWのHe-Neレーザ（波長633 nm）を用いた。プリズムの頂角（図3.4-1の γ ）は40 degとし、レーザの入射角は70.7 degとした。フォトカンチレバーは、図3.3-3で示したタイプのものを用いた。3.3.3節で述べたように、光てこレーザスポットをカンチレバー先端から根元に数百 μ m程度ずらし、NSOM・AFM同時観測を行った。AFMのモードとしては、原子間力一定のコンタクト・モードで行った。また、試料はプリズム上に置き、その間に屈折率整合オイルを充填した。

3.4.1 近接場光学像と原子間力像の関係

NSOM像の解釈には、NSOM像とAFM像の関係を議論する必要がある。カンチレバーが点 (x,y,z) にあるときのNSOM信号 $I(x,y)$ は、単純化して表すと以下のような。

$$I(x,y,z) \approx \eta I_0 T[x,y,h(x,y)] D[z-h(x,y)]. \quad (3.6)$$

ここで η は、フォトカンチレバー検出効率、 I_0 は入射エバネセント光強度、 $h(x,y)$ は試料の厚さ、 $T(x,y,h)$ は試料の透過率の分布、そして $D(z)$ は試料上のエバネセント光の減衰関数である。ここで、 z 方向はプリズム表面に対して垂直な方向とし、 z はプリズム表面からカンチレバー先端までの距離とする。本実験では、コンタクトAFMモードを用いている

ので、常に $z=h(x,y)$ になるように制御しながら試料を走査する。そのため、このモードでは、式(3.6)の $D[z-h(x,y)]$ は、常に定数 $D(0)$ となる。そして、AFM像は $h(x,y)$ にほぼ一致する。関数 $h(x,y)$ は、試料の形状を表していることを考えると、式(3.6)はNSOM像が必ずしも試料の光学的な情報のみを反映しているわけではなく、形状情報の混じった光学情報であることを示している。それゆえ、NSOM像の解釈には形状情報が必要となる。

図3.4-2は、NSOM信号とAFM信号の z 方向の依存性を示したものである。バネ定数と z 変位との積として原子間力を求めた。横軸はピエゾスキャナーの z 走査の駆動信号である。本実験ではプリズム上に試料を置かず、プリズム表面に生じたエバネセント光をフォトカンチレバーで検出した(図3.4-1)。この実験では、カンチレバーを z 方向にのみ走査した。図3.4-2(a)、(b)では、図の左からフォトカンチレバーがプリズム表面に近づいている。カンチレバー先端がプリズム表面に接触後、AFM信号曲線の傾きが変化している(図3.4-2(b))。同時にNSOM信号も飽和している(図3.4-2(a))。カンチレバーがプリズムから近づく方向にピエゾを走査する場合とカンチレバーがプリズムから離れる方向へ走査する場合では、ヒステリシスが生じている。すなわち、プリズム表面に接触したカンチレバーは、プリズム表面のコンタミ層に捕捉されるため、プリズム表面から離れる点が接近する場合と離れる場合で異なる。また、AFM信号曲線では、プリズムから離れたカンチレバーが振動していることがわかる。NSOM信号では、プリズムから十分離れているためにエバネセント光強度が小さく、この振動は観測できない。カンチレバーが、プリズム表面から離れる点は、NSOM信号とAFM信号と一致している。この結果は、二つの信号が同一の点、すなわちカンチレバーとプリズムの接点から発生していることを示唆している。図3.4-2(a)の曲線は以下の式で近似できる。

$$I(x_0, y_0, z) \approx \text{const} \times \exp(-\mu_0 z). \quad (3.7)$$

ここで、 x_0, y_0 は、実験を行ったプリズム上の座標を表している。実験的に得られた μ_0^{-1} は約40 nmであった。式(3.7)を式(3.6)と比較する。本実験では、試料がないので式(3.6)で $T(x,y,h)=1$ 、および $h(x,y)=0$ である。すなわち、式(3.7)の \exp の項は式(3.6)においてはエバネセント光の減衰関数に対応している。式(3.7)はカンチレバー

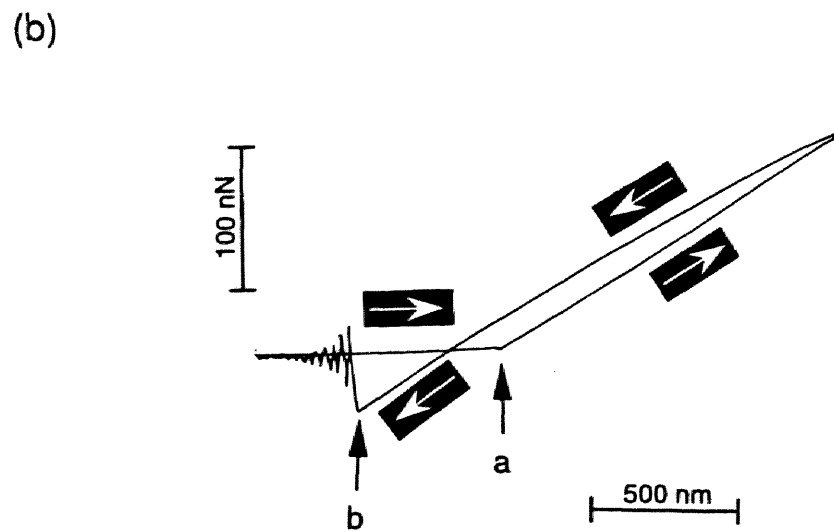
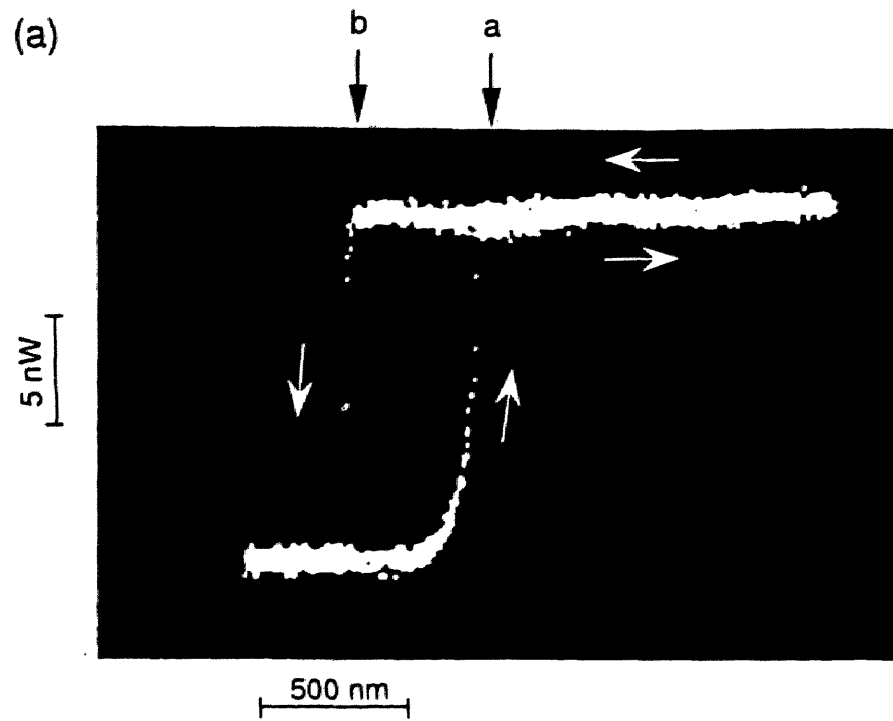


図 3.4-2. 近接場光信号と原子間力信号の鉛直方向距離依存性。横軸は鉛直方向走査ピエゾの駆動信号で、横軸の原点は同じ位置に取ってある。図の白い矢印はカンチレバーの走査方向を表す。点aで接触し、点bで離れる。(a) 近接場光学信号の依存性。(b) 原子間力信号の依存性。

がない場合のプリズム・空気界面に生ずるエバネセント光の減衰関数とおおむね一致し、フォトカンチレバーではエバネセント光を検出しているを示している。

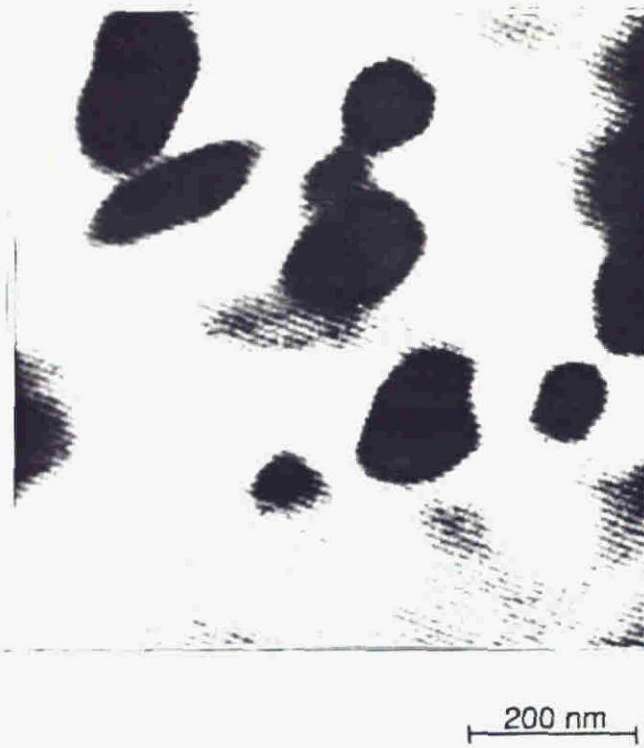
3.4.2 近接場光学顕微鏡の空間分解能

本節では、フォトカンチレバーによるNSOM観測の空間分解能について議論する。図3.4-3は、フォトカンチレバーを用いたNSOMによる面内方向の高空間分解能観測を示すものである。この図はプリズム表面上にたまたま付着していた微粒子を観測したものである。NSOM像（図3.4-3（a））において、明るく表示した点は光強度が大きい点であることを示している。また、AFM像（図3.4-3（b））において、明るく表示した点は高さが高い点であることを示している。図3.4-3（a）および（b）に示したNSOMとAFM像は良く一致している。これは、NSOMとAFM信号がカンチレバー先端の同一の点から発生しているという図3.4-2で示した事実を支持している。図3.4-3（c）および（d）は、図3.4-3（a）および（b）の図の左上隅から図の右下隅を結ぶ対角線で切った断面に対する像を示したものである。図3.4-3（c）および（d）から、約20 nmの微粒子間の間隙が解像できていることがわかる（図中の矢印で示した箇所）。長さ20 nmは用いた光の波長の1/30に相当する。これらのデータは、フォトカンチレバーを用いたNSOMの空間分解能が20 nm程度になる可能性を示している。

また、光学情報と形状情報を同時に得ることができるので、同一の試料についてそれぞれを比較することが可能である。図3.4-3（e）は、微粒子についてNSOM信号とAFMから得たプリズム表面からの高さの関係を示す。この図は、微粒子上の同一の点から得たNSOMとAFM信号からプロットしたものである。図3.4-3（e）は $\exp(-\mu_1 h)$ で近似でき、 μ_1^{-1} は約5 nmであった。 μ_1 は式（3.7）の μ_0 に比べ非常に大きい。微粒子によるエバネセント光の吸収が場所によらず均一だとすると、式（3.6）の $T(x,y,h)$ は、 $T(x,y,h) = \exp(-\alpha h)$ となるため、この場合に対する式（3.6）は以下ようになる。

$$I(x,y,z) \approx \eta I_0 \exp(-\alpha h). \quad (3.8)$$

(a)



(b)

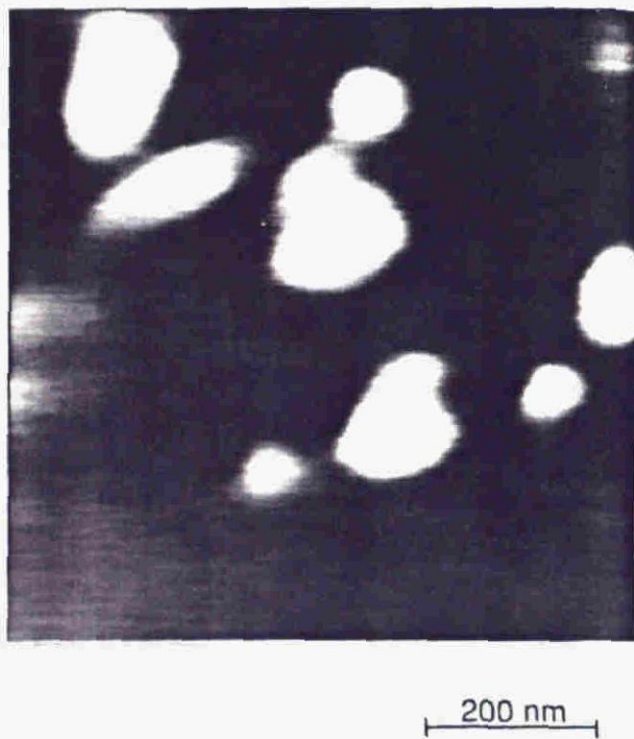
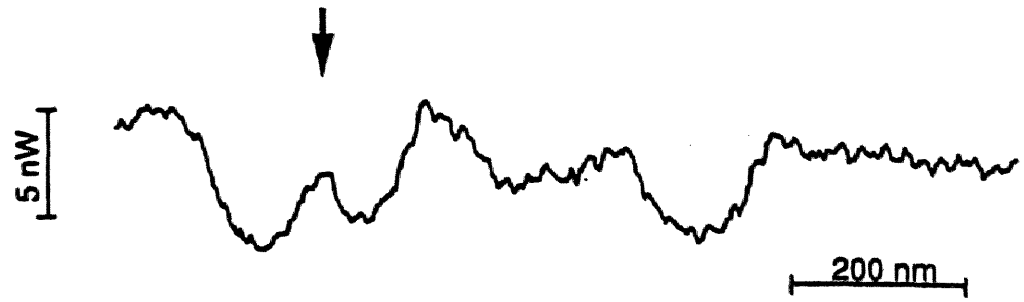


図 3.4-3. プリズム上の微粒子について得られた近接場光学像、原子間力像とその断面図。(a) 近接場光学像。(b) 原子間力像。

(c)



(d)



(e)

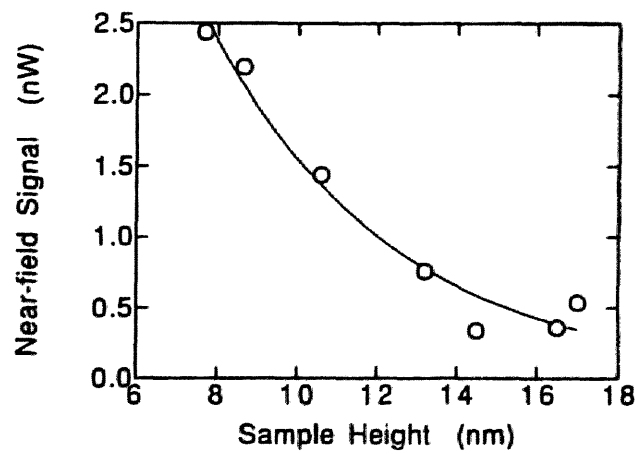


図3.4-3. プリズム上の微粒子について得られた近接場光学像、原子間力像とその断面図。(c) (a) の断面図。(d) (b) の断面図。(e) (a) (b) から得た近接場光信号と形状の関係。

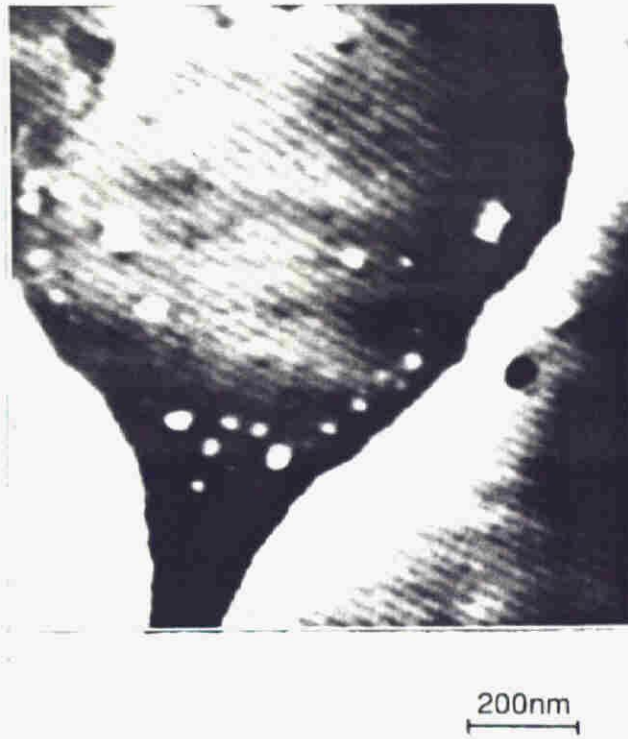
ここで、 α は微粒子の吸収係数である。 μ_1 は微粒子の吸収係数を表していることになる。したがって、 α は約 0.2 nm^{-1} となる。これは金属の吸収係数と同じオーダーである。このNSOMとAFM信号を比較することにより、この微粒子が金属でできていると推測することができる。

図3.4-4は、フォトカンチレバーを用いたNSOMの鉛直方向の高空間分解能を示すデータである。上の3.3.2節で述べた紫膜のNSOM・AFM同時観測像である。紫膜は脂質2分子膜上に蛋白質バクテリオロドプシンが埋め込まれて構成された2次元結晶である^[21]。厚さは約5 nmであることが知られている^[26]。水溶液に分散させた紫膜をプリズム表面上に滴下し、乾燥させたものを試料として用いた。図3.4-4 (a) はNSOM像を、図3.4-4 (b) はAFM像を示す。図3.4-4 (c) および図3.4-4 (d) はそれぞれの断面図を示した。厚さ5nmの薄膜が、NSOM像では明瞭に解像できていることがわかる。これらのデータからフォトカンチレバーを用いたNSOMの鉛直方向分解能は1 nmのオーダーであるといえる。NSOM像の方がAFM像よりもエッジがシャープに見える。これは、NSOMとAFM信号のz方向依存性の違いによる。すなわち、これは図3.4-2に示したようにNSOM信号が、z方向に対して指数関数的に変化するのに対して、AFMは線形に変化することによる。このため、NSOM信号の方が高さの変化に対してより敏感である。図3.4-4 (a) および図3.4-4 (b) に10 nmのオーダーの微小孔が見られる。この10 nmのオーダーの微小孔を解像しているというデータは、上で述べた面内方向の分解能が20 nm程度あることを支持している。

3.4.3 屈折率分布の可視化

本節では、フォトカンチレバーを用いたNSOMが屈折率分布など光学情報を可視化できることを示す。図3.4-5 (a) および (b) では、フォトカンチレバーにより屈折率分布が可視化可能であることを示したものである。これは相変化光ディスク上に記録したピットを観測したものである。記録層はGeTe-Sb₂-Te₃-Sbから成っている^[27]。相変化光ディスクでは、レーザビームで記録層を加熱・冷却し記録ピットを記録する。記録ピット部は、アモルファス状態であり、それ以外の部分は結晶状態となっている。この相の違いが、光学的には屈折率の違いに反映する。すなわち、記録ピット部の屈折率は $4.9+1.4 i$ であり、記録ピット以外の部分は $5.7+3.4 i$ である。記録ピットはディスクの内周の溝のない平滑な

(a)



(b)

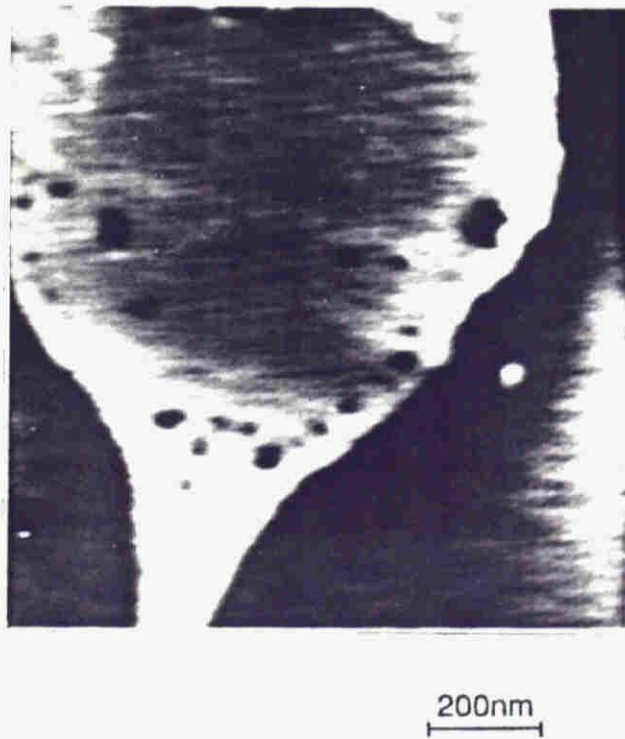


図 3.4-4. バクテリア細胞膜（紫膜）の近接場光学像と原子間力像。
(a) 近接場光学像。(b) 原子間力像。

(c)



(d)

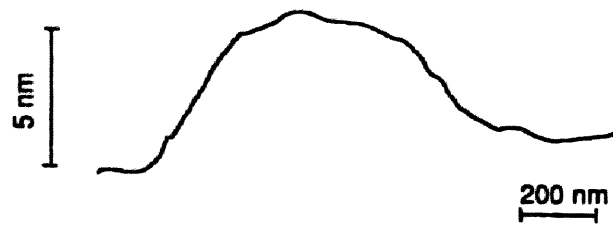


図 3.4-4. バクテリア細胞膜（紫膜）の近接場光学像と原子間力像。
(c) (a) の断面図。(d) (b) の断面図。

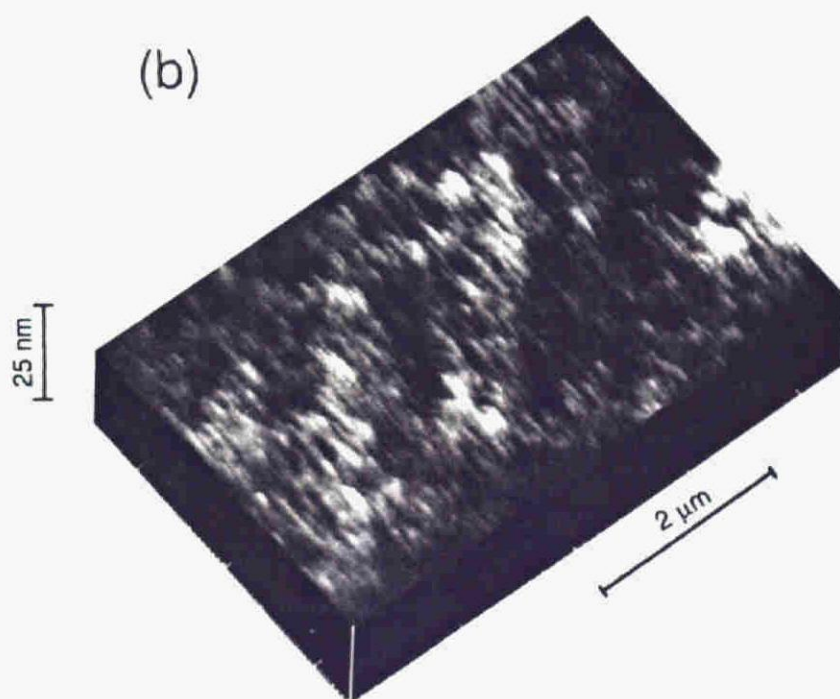
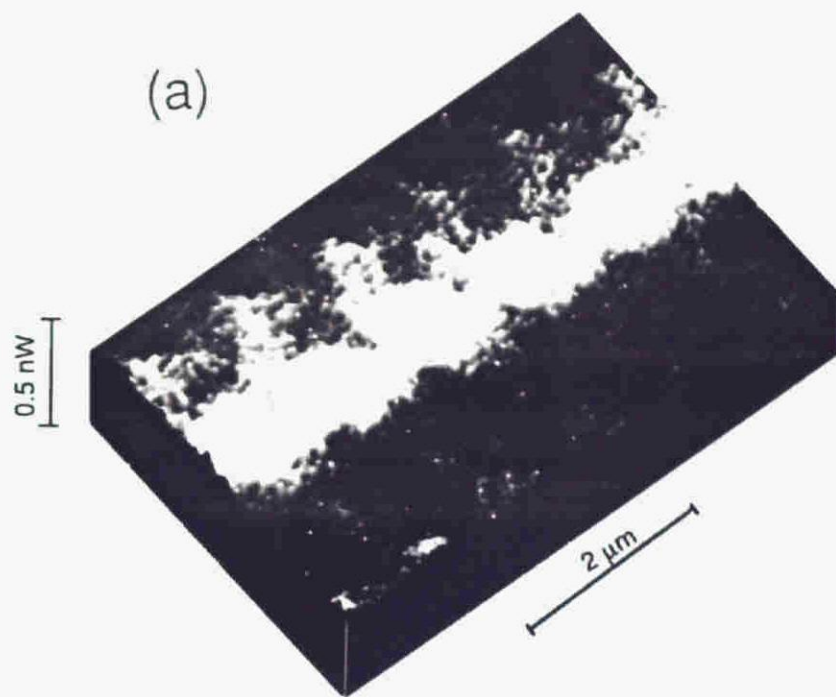


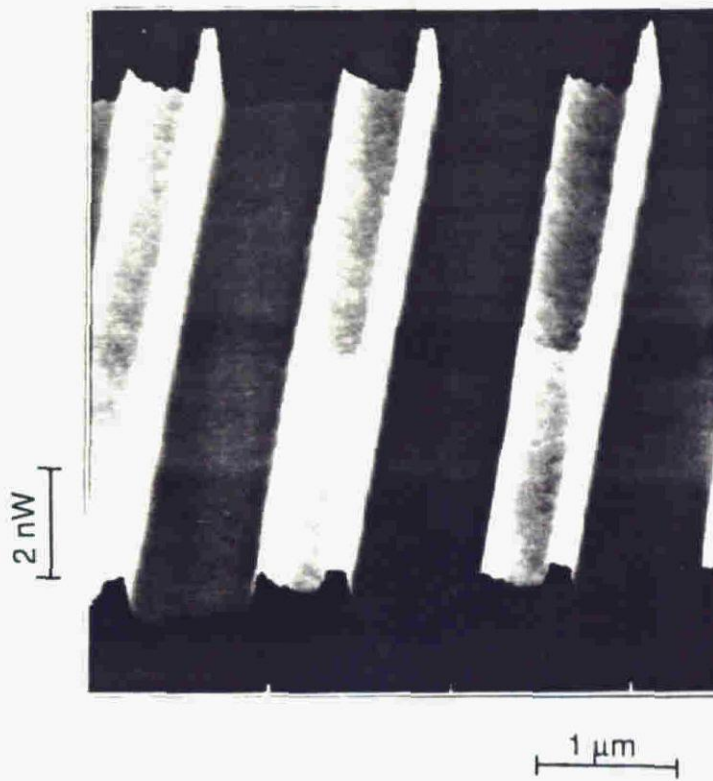
図 3.4-5. 近接場光学顕微鏡による屈折率分布の可視化。試料は相変化光ディスク上に記録したピット。

(a) 近接場光学像。(b) 原子間力像。

部分に記録したものを観測した。形状的には平らな面に屈折率分布が存在するような観測試料となっている。式 (3.6) によって解釈すると、 $h(x,y)$ は位置 (x,y) に依らず一定だが、透過率 $T(x,y,h)$ が位置 (x,y) によって変化する。ディスク・ドライブ装置で記録した後、張り合わせてある接着剤層からはがし、さらにアルミ薄膜でできた反射層をはがし、記録層をむき出しにした（第2章図2.4-1参照）。記録層が上に透明基板が下になるように屈折率整合オイルを介してプリズム上においた。入射光は、屈折率整合オイルを通して光ディスクの透明基板まで透過し、記録層と空気の界面で全反射を起こしてエバネセント光を発生させている。図3.4-5 (a) に示したように、NSOM観測により記録ピットが明瞭に可視化できた。これに対してAFM像は、形状的に平坦であることを示している（図3.4-5 (b) ）。この結果は、フォトカンチレバーを用いたNSOM観測により屈折率分布が可視化できることを示している。図3.4-5 (a) に示したNSOM像は、上に示したNSOM像（図3.4-3 (a) あるいは図3.4-4 (a) ）に比して分解能が劣化しているように見える。これは、試料に用いた相変化光ディスクが多層膜構造（記録層／誘電体層／透明基板）となっており、多層膜の光の多重干渉により像がぼけ、分解能が劣化したように見えるためと考えられる。

図3.4-6は、NSOM像に光学像特有の効果が現れた例を示している。試料は、図3.4-5に示した相変化光ディスクの溝部を観測したものである。ピッチ1600 nmの回折格子となっている。溝の幅は800 nmである。AFM観測結果から溝部の深さは約85 nmであった（図3.4-6 (b) ）。これに対して、NSOM観測像では、溝部の光強度の方がランド部と呼ばれる台地部よりも大きくなっている（図3.4-6 (a) ）。NSOM像のひとつの単純な解釈としては、ランド部で入射光が減衰するためにランド部が暗く見えると考えられる。溝部においては、入射光は溝部の表面と空気との界面で全反射し、エバネセント光を発生する。しかるにランド部では、入射光はランド表面に向かって溝部より奥に進もうとする。入射光に対して、ランド部がスリットの役割を果たすと考えられる。すなわち、ランド部では入射光は、狭い幅のスリットを通過しないとランド部表面には到達できない。一般的に、スリットの幅が光の波長程度かそれ以下の場合、光は透過するのが難しく減衰してしまう。本実験の場合、スリットに当たるランド部の幅800 nmで透過光の波長633 nmと同じ程度である。溝部では、このスリット効果による光の減衰を経験せずにフォトカンチレバーに到達できるので、溝部の光強度は大きく、ランド部の強度は小さくなる。Fourier光学の理論を用いて、ランド部での透過光の減衰長 μ_2^{-1} を見積もると^[28]、

(a)



(b)

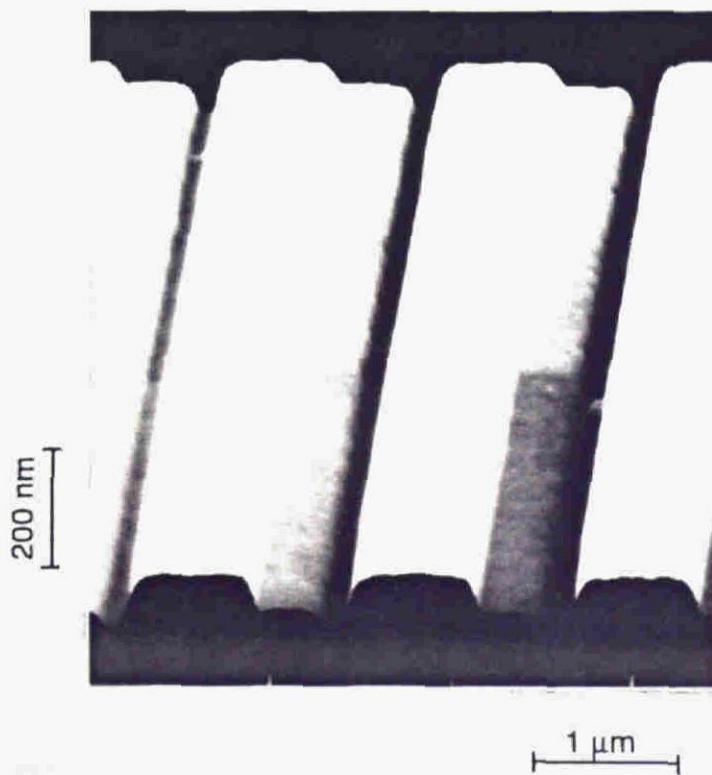


図 3.4-6. 回折格子の観測結果。
(a) 近接場光学像。(b) 原子間力像。

$$\mu_2^{-1} = \frac{\frac{\lambda}{4n \cos \theta}}{\sqrt{\left(\frac{\lambda}{a n \cos \theta}\right)^2 - 1}}. \quad (3.9)$$

ここで、 a はランドの幅、 θ は入射角、 n はディスク基板の屈折率、 λ は入射光の波長である。式 (3.9) と (3.6) からランド部と溝部 I_g でのNSOM信号強度 I_l と I_g は、以下のよう
に表すことができる。

$$I_l(x,y,z) \approx \eta I_0 T_0 \exp(-\mu_2 h_l), \quad (3.10)$$

$$I_g(x,y,z) \approx \eta I_0 T_0. \quad (3.11)$$

ここで、 h_l はランド部の高さすなわち溝部の深さである。すなわち、 z 軸の原点を溝部の表面に取っている。 $n = 1.5$ 、 $\theta = 70.7 \text{ deg}$ 、 $a = 800 \text{ nm}$ 、 $\lambda = 633 \text{ nm}$ として、式 (3.9) から得られる減衰長 μ_2^{-1} は 84 nm であった。上に述べたランド部の高さは 85 nm で同じオーダーの値である。この結果は、図3.4-6 (a) で得られたNSOM像が、ランド部のスリットの効果による入射光の減衰というモデルにより説明できることを示している。

3.5 結言

本章では、光学的観測法の高分解能化を目的として、試料に近接したプローブと試料との相互作用である近接場光の効果を用いた光学顕微法について検討した。マイクロマシーニング技術を用いた光検出微小プローブおよびそれを用いた観測装置について述べた。こ

の微小プローブは、通常のAFMで用いられるカンチレバー状のマイクロ・プローブの先端にフォトダイオードを作製したものである。フォトカンチレバーを用いたNSOM信号の検出限界を議論し、理論的には10 pWまで検出できることを明らかにした。実際の観測系で最も大きなノイズとなるAFM用光てこレーザの背景光ノイズがフォトダイオードから数100 μ m以上離すことで低減できることを示し、最小40 pWのNSOM信号を検出できることを実験的に確認した。さらに、光てこレーザスポットとフォトダイオードを離す方法を用いてNSOMとAFM同時観測が可能であることを示した。この観測をもとにフォトカンチレバーを用いたNSOMで以下の結果を得た。

- 1) NSOM信号とAFM信号はカンチレバー先端で生じている。
- 2) 空間分解能に関して、面内方向の分解能は20 nm程度であり、鉛直方向の分解能は1 nmの程度である。
- 3) 屈折率分布を可視化できる。
- 4) フォトカンチレバーは可視光域全域で感度を持ち、特に波長500 nm付近で感度最大を持つ。

以上のように、フォトカンチレバーを用いたNSOMは、光学顕微鏡の分解能を飛躍的に向上させる方法として有効な方法であることを示した。

第3章の参考文献

- [1] e.g., M. Born and E. Wolf, "*Principles of Optics*," (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- [2] E. A. Ash and G. Nicholls, *Nature*, **237**, 510 (1972).
- [3] E. Wolf and M. Nietno-Vesperians, *J. Opt. Soc. Am.*, **2**, 886 (1985).
- [4] D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 651 (1984).
- [5] A. Lewis, M. Issacson, A. Hrootunian, and A. Muray, *Ultramicroscopy*, **13**, 227 (1983).
- [6] E. Betzig and Trautman, *Science*, **257**, 189 (1992).
- [7] S. Jiang, H. Ohsawa, K. Yamada, T. Panagaribuan, M. Ohtsu, K. Imai, and A. Ikai,
Jpn. J. Appl. Phys., **31**, 2282 (1992).
- [8] N. F. van Hulst, M. H. P. Moers, O. F. J. Noordman, R. G. Tack, F. B. Segerink, and
B. Bolger, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 461 (1993).
- [9] Y. Inouye and S. Kawata, *Opt. Lett.*, **19**, 159 (1994).
- [10] F. Zenhausern, M. P. O'Boyle, and H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.*, **65**,
1623 (1994).
- [11] F. Zenhausern, Y. Martin, and H. K. Wickramasinghe, *Science*, **269**, 1083 (1995).
- [12] P. C. Yang, Y. Cheng, and M. Vaez-Iravani, *J. Appl. Phys.*, **71**, 2499 (1992).
- [13] E. Betzig, P. Finn and J. S. Weiner, *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2484 (1992).
- [14] R. Toledo-Crow, P. C. Yang, Y. Cheng, and M. Vaez-Iravani, *Appl. Phys. Lett.*, **60**,
2975 (1992).
- [15] S. Shalom, K. Liberman, and A. Lewis, *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 4061 (1992).
- [16] U. Durig, D. W. Pohl, and F. Rohner, *J. Appl. Phys.*, **59**, 3318 (1986).
- [17] K. Liberman and A. Lewis, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1335 (1993).
- [18] L. S. Tavrow, S. F. Bart, J. H. Lanz, and M. F. Schlecht, *Sensors and Actuators*, **21**,
893, (1990).
- [19] K. Yanagisawa, H. Kuwano, and A. Tago, *Proc. 7th Int. Conf. on Solid Sensors and
Actuators*, 102 (1993).
- [20] H. Hosaka, H. Kuwano, and K. Yanagisawa, *Sensors and Actuators*, **40**, 41 (1994).
- [21] T. Kouyama, K. Kinoshita, Jr., and A. Ikegami, *Adv. Biophys.*, **24**, 123 (1988).

- [22] S. Akamine, H. Kuwano, K. Fukuzawa, and H. Yamada, *Proc. IEEE Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, **145**, (1995).
- [23] S. Akamine, H. Kuwano, and H. Yamada, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 579 (1996).
- [24] e.g., A. Yariv, "*Introduction to Optical Electronics*," (Holt, Rinehart, and Winston, 1971).
- [25] G. Meyer and N. M. Amer, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1045, (1988).
- [26] H. -J. Butt. C. B. Prater, and P. K. Hansma, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B9**, 1193 (1991).
- [27] T. Ohta, K. Inoue, M. Uchida, K. Yoshioka, T. Akiyama, S. Furukwa, K. Nagata, and S. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, 123 (1989).
- [28] e.g., J. W. Goodman, "*Introduction to Fourier Optics*," (McGraw-hill, 1986).

第4章 近接場光学効果を用いた顕微法：

近接場光検出のモデル解析

4.1 緒言

本章では、近接場光学効果を利用した顕微法についてその近接場光検出過程について検討した。このカンチレバー先端では、伝搬しない近接場光を伝搬光に変換して、その伝搬光をフォトダイオードが検出する。前章では、理解しやすくするために近接場光が散乱光に変換されることを仮定して述べたが、この仮定は自明なものではない。そして近接場光・伝搬光変換過程は、この観測方法の高分解能化あるいは像の解釈に最も重要な過程である。このメカニズムについて、まず、プローブのサイズを無限大と無限小とした極限的な二つのモデルについて理論的に検討し、実験結果との比較からプローブサイズを無限小としたモデルがよりよい近似を与えることを明らかにした。すなわち、近接場光は散乱光に変換されてフォトダイオードに到達する（4.2節）。さらに、より厳密な電磁場解析法を用いて、プローブサイズを無限小としたモデルの適用範囲を明らかにするとともに、プローブの有限なサイズが近接場光変換過程に及ぼす効果を解析した（4.3節）。この結果から、プローブ無限小とした散乱型モデルは、先端半径が約 $\lambda/13$ 以下のプローブに有効なことを明らかにし、また、それ以上の半径のプローブについても設計指針を得た。

4.2 プローブサイズを無限小あるいは無限大とした解析

前章で述べたように、フォトカンチレバーを用いたNSOMは、従来の光学顕微鏡に比して、空間分解能が10倍以上に向上する。これは、試料近傍に存在する近接場光であるエバネセント光をフォトカンチレバーが検出しており、このエバネセント光に試料からの高空間周波数成分が含まれているからであると考えられる。しかし、エバネセント光は遠方まで伝搬しない非伝搬光である。検出器のある遠方まで伝搬する伝搬光に変換して検出しなければならない。先鋭化した光ファイバーまたはAFM用カンチレバーを用いたフォトン走

査型トンネル顕微鏡 (Photon Scanning Tunneling Microscopy; PSTM^[1-3]あるいは Scanning Tunneling Optical Microscopy; STOM^[4]) においては、このエバネセント・伝搬光変換がプローブである光ファイバーあるいはAFMカンチレバー先端で行われ、遠方の検出器で伝搬光を検出する。フォトカンチレバーを用いたNSOMでもエバネセント光で試料を照明しており、PSTMと同様の観測系を用いている (図3.4-1)。しかし、光検出器が試料に近い距離に配置されているため、エバネセント光を伝搬光に変換せずに検出する可能性もある。試料に接する先端は、フォトダイオード部自身でなくSiO₂から成る反射防止層である (図4.2-1 (b))。厚さは約220 nmであり、エバネセント光の減衰長よりも大きい。フォトダイオードは、エバネセント光の減衰長より大きな距離だけ試料から離れている。そのため、エバネセント光はフォトダイオードに直接到達せず、NSOM信号に対するエバネセント光の直接検出分の寄与は小さいと考えられる。すなわち、フォトカンチレバーにおいても、エバネセント光・伝搬光変換過程が近接場光検出過程における最も本質的なメカニズムである。本節では、このメカニズムを解明すべく、プローブのサイズを無限大と無限小とした二つのモデルについて、実験的に得られたNSOM基本特性、すなわち偏光特性とz方向の減衰関数、を比較してどちらのモデルがより妥当かを検討した。

4.2.1 近接場光測定系

図4.2-1 (a) にフォトカンチレバーからの近接場光測定系を示す。前章で述べたNSOM・AFM観測系 (図3.4-1) と同様に、He-Neレーザの光 (波長633 nm) をプリズム面で全反射させ、エバネセント光を発生させた。入射角は45 degに設定した。また、偏光子と1/2波長板を組み合わせ、偏光面を回転できるようにした。カンチレバーは、図3.3-3に示したものと同様の形状のものを用いた (図4.2-1 (b))。試料に接するのは、フォトダイオード上のSiO₂から成る反射防止層 (厚さ220 nm) である。フォトダイオードは三角形をしており、底辺・高さともに10 μ m程度である。プリズム表面に試料は置かず、プリズム表面に発生したエバネセント光を、フォトカンチレバー先端で伝搬光に変換した。光電流の検出系は、図3.4-1と同様の電流・電圧変換器により行った。この測定系を用いてNSOM基本特性、すなわち偏光特性とz方向の減衰関数、を実験的に得た。

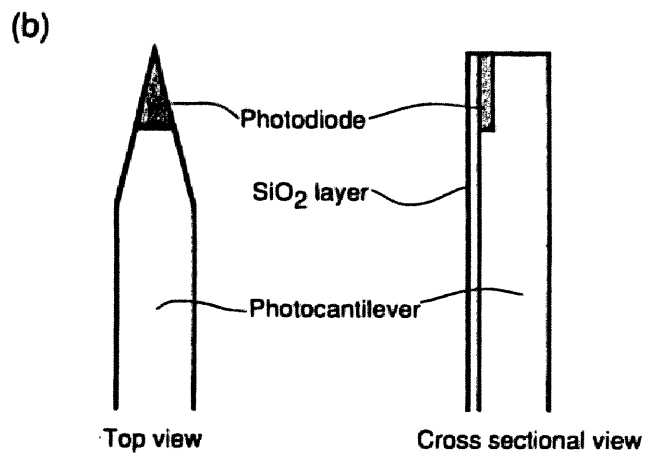
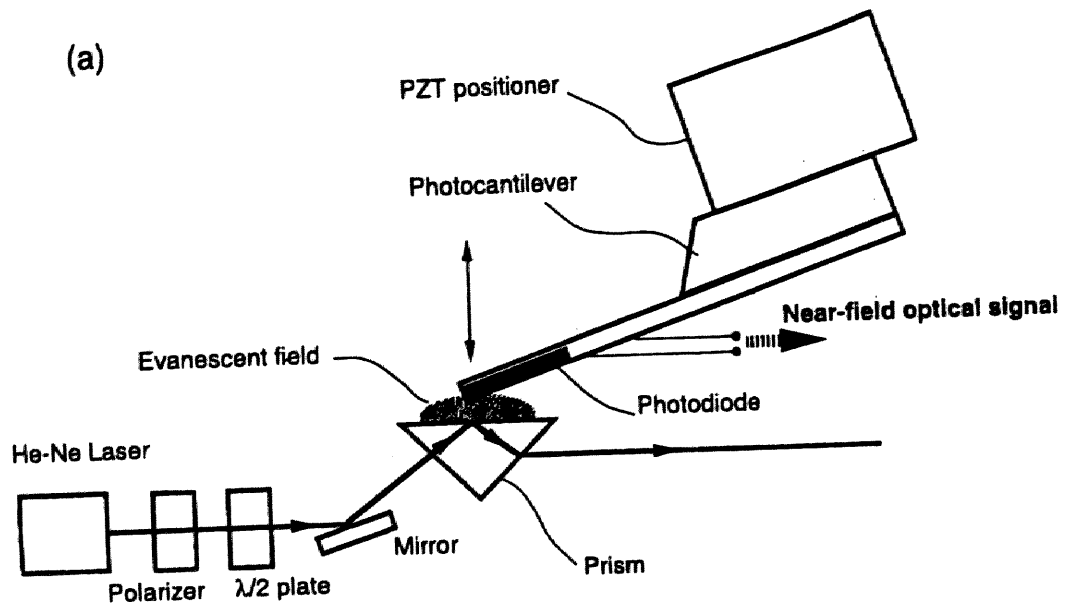


図 4.2-1. 近接場信号の測定。
 (a) 近接場信号の測定系。 (b) フォトカンチレバーの構造。

4.2.2 理論的解析

エバネセント・伝搬光変換過程として、二つのモデルを検討した。すなわち、透過型モデルと散乱型モデルである。それぞれを図4.2-2に示した。(a)の透過型モデルでは、プローブであるカンチレバー先端のサイズを無限大、すなわち、カンチレバー先端を無限平板と仮定した。エバネセント光は、プリズム平面からプローブである無限平板へ透過し、この透過光をフォトダイオードで検出する。すなわち、プローブとプリズムは空気層で隔てられた2枚の無限平板と仮定し、フォトダイオードで検出する光はこの2枚の無限平板間を透過した光として取り扱う。これに対して、(b)の散乱型モデルでは、プローブであるカンチレバー先端のサイズを無限小、すなわち、点であると仮定した。エバネセント光は、この点状の物体によって散乱され、フォトダイオードにより検出される。偏光特性と z 方向の減衰関数という二つのNSOM基本特性を、上の二つのモデルをもとに理論的に求め、実験結果と比較する。

A. 透過型モデル

図4.2-2 (a) に示した透過型モデルにおいて、フォトダイオードで検出する光強度、すなわち、NSOM信号は空気層で隔てられた二つの無限平板間の透過率に比例する。同様のモデルをもとにPSTMについて理論的検討がなされている^[5]。この問題は、無限プリズム平板／空気層／無限プローブ平板という多層膜に、プリズム側から光を入射させたときの透過率を求める問題に等しい。すなわち、多層膜に対する透過率を求める問題である。この問題に対しては、多層膜の特性行列を用いた解が知られている^[6]。この方法では多層膜間の多重反射の効果も考慮されている。この解によると、プリズム・カンチレバー間の距離が z の時、 p -および s -偏光に対する透過率 $T_p(z)$ および $T_s(z)$ は、以下の式で表すことができる。

$$T_p(z) = \frac{n_3 \cos \theta_1}{n_1 \sqrt{1 - n_{13}^2 \sin^2 \theta_1}} \left| \frac{2p_0}{p_0 m_{11} + p_0 p_s m_{12} + m_{21} + p_s m_{22}} \right|^2, \quad (4.1)$$

$$T_s(z) = \frac{n_3 \sqrt{1 - n_{13}^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1} \left| \frac{2q_0}{q_0 m_{11} + q_0 q_s m_{12} + m_{21} + q_s m_{22}} \right|^2. \quad (4.2)$$

ここで、 n_1 はプリズムの屈折率、 n_3 はフォトカンチレバーの屈折率、 $n_{ij}=n_i/n_j$ 、 θ_1 はレーザー光の入射角である。また、 p_0 、 p_s 、 q_0 、 q_s は以下のように与えられる。

$$p_0 = \frac{n_1}{\cos \theta_1}, \quad (4.3)$$

$$p_s = \frac{n_3}{\sqrt{1 - n_{13}^2 \sin^2 \theta_1}}, \quad (4.4)$$

$$q_0 = n_1 \cos \theta_1, \quad (4.5)$$

$$q_s = n_3 \sqrt{1 - n_{13}^2 \sin^2 \theta_1}. \quad (4.6)$$

また、 m_{ij} は以下の特性行列の要素で、p-およびs-偏光に対する特性行列 M_p および M_s は、以下のように表される。

$$M_p = \begin{pmatrix} \cos \gamma_d z & \frac{-i \sin \gamma_d z}{p} \\ -i p \sin \gamma_d z & \cos \gamma_d z \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

$$M_s = \begin{pmatrix} \cos \gamma_d z & \frac{-i \sin \gamma_d z}{q} \\ -i q \sin \gamma_d z & \cos \gamma_d z \end{pmatrix}. \quad (4.8)$$

ここで、 γ_d 、 p 、 q は以下のように与えられる。

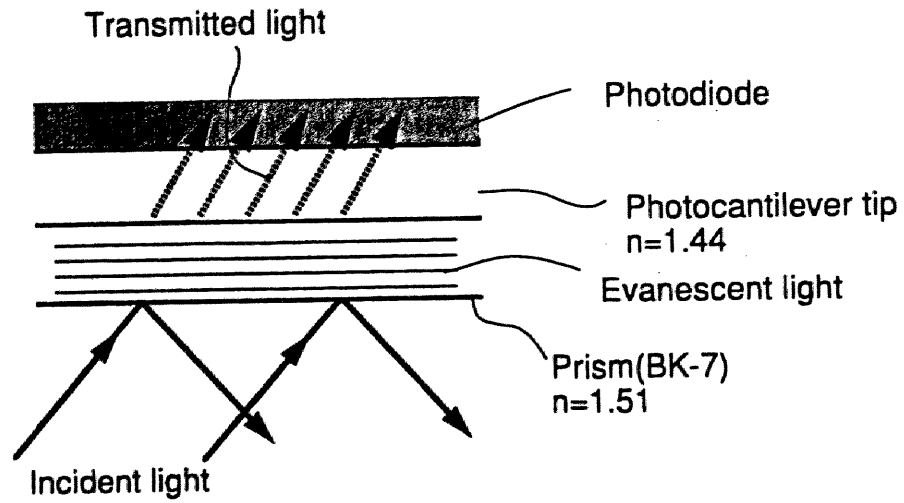
$$\gamma_d = i k n_2 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - 1}, \quad (4.9)$$

$$p = n_2 / (i \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_2 - 1}), \quad (4.10)$$

$$q = i n_2 \sqrt{n_3^2 \sin^2 \theta_2 - 1}. \quad (4.11)$$

ここで、 n_2 は空気の屈折率である。プリズムはBK-7ガラス製であり、フォトカンチレバーは、 SiO_2 からなる反射防止膜がプリズム面と接触するので、本計算では、 $n_1=1.51$ 、 $n_3=1.44$ とした。式 (4.1) および (4.2) から偏光特性と z 方向の減衰関数を求めた。すなわち、偏光特性は $z=0$ の時の $T_p(z)$ と $T_s(z)$ の値で、また、 $T_p(z)$ と $T_s(z)$ は減衰関数である。

(a)



(b)

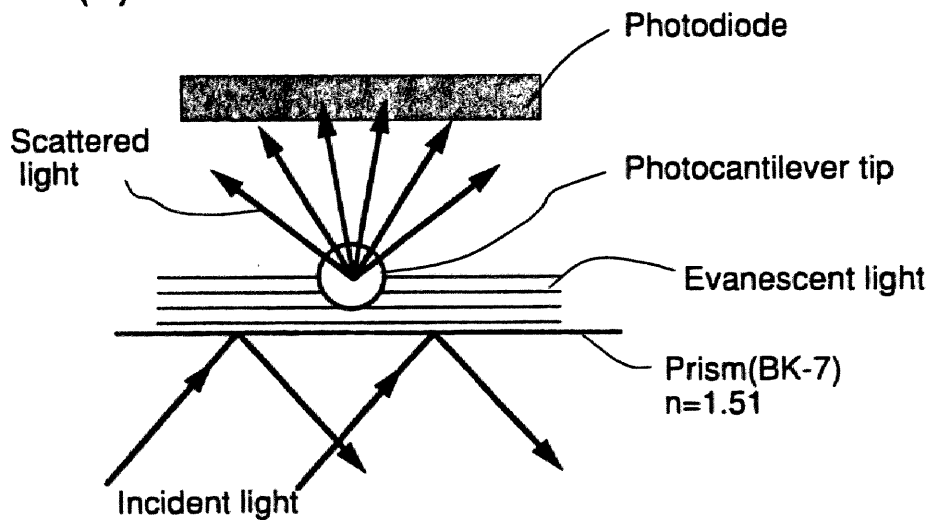


図 4.2-2. 近接場光・伝搬光変換過程のモデル。
(a) 透過型モデル。(b) 散乱型モデル。

B. 散乱型モデル

散乱型モデルにおいては、エバネセント場中にある点状物体が光を散乱する。散乱光を求めるには、エバネセント場中に置かれた点状双極子が輻射する電磁波を計算すればよい。このモデルにおいて、フォトカンチレバー先端のサイズは無限小と近似しているので、フォトカンチレバーの存在はエバネセント場の分布に擾乱を与えない。すなわち、図4.2-1に示した測定系において、フォトカンチレバーをプリズム表面に近づけてもエバネセント場の分布は、フォトカンチレバーがない場合のプリズム・空気界面に生ずる分布と変わらない。それゆえ、このモデルによると、フォトカンチレバーで測定される z 方向の減衰関数は、以下のように表される。

$$I(z) \approx \text{const} \times \exp(2i\gamma_d z). \quad (4.12)$$

ここで、 z はプリズム表面とカンチレバー先端までの距離、 γ_d は式(4.9)で示した関数である。 z 方向の減衰関数は式(4.12)から求めた。

次に、散乱型モデルにもとづいた近接場信号の偏光特性の計算法を述べる。まず、双極子モーメント p は、 $p = \alpha E$ （分極率 α 、電場 E ）の関係を使って求めた。ここで、点状物体は等方的な分極率をもつと仮定した。すなわち、 α は定数である。双極子を誘起する電場 E の振幅は、フォトカンチレバー先端がプリズム表面に接触するとき（ $z = 0$ ）の振幅透過係数から求めた。すなわち、プリズムから空気界面へ透過する光の振幅透過係数を求め、これに比例する大きさを持つ双極子がプリズム表面に発生するとした。振幅透過係数はFresnelの式により以下のように与えられる。入射光の振幅を E_0 とした時に、プリズム表面に発生するエバネセント光の電場の振幅 E_1 は、s-偏光については、

$$E_1^s = \frac{2 \cos \theta_0}{\cos \theta_0 + i \sqrt{\sin^2 \theta_0 - n_1^2}} E_0^s. \quad (4.13)$$

p-偏光については、

$$E_1^p = \frac{2 n_{21} \cos \theta_0}{n_{21}^2 \cos \theta_0 + i \sqrt{\sin^2 \theta_0 - n_{21}^2}} E_0^p. \quad (4.14)$$

ここで、 θ_0 は入射角、 n_1 プリズムの屈折率、 n_2 は空気の屈折率、 $n_{21}=n_2/n_1$ である。
一般に点双極子の輻射場は以下のように表される^[7]。

$$E = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \left\{ k^2 (n \times p) \times n \frac{e^{ikr}}{r} + [3 n (n \cdot p) - p] \left(\frac{1}{r^3} - \frac{i k}{r^2} \right) e^{ikr} \right\}, \quad (4.15)$$

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{k^2}{4 \pi \epsilon_0} (n \times p) \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right). \quad (4.16)$$

ここで、 p は双極子モーメント、 k は入射光の波数である。また、 r および n は双極子から観測点までの距離とその方向ベクトルの単位ベクトルである。フォトカンチレバーの波長670 nm付近の光に対する吸収係数は、 $4 \mu\text{m}^{-1}$ である。すなわち、フォトカンチレバーに入射した強度1の光を $(1 - e^{-1})$ すなわち63%だけ吸収するのに、光はフォトカンチレバー内を $4 \mu\text{m}$ 通過しなければならない。したがって、散乱体であるフォトカンチレバー付近のダイオードだけでは吸収しきれず、カンチレバー全体で光を吸収し、光電流に変換すると考えられる。フォトカンチレバーの厚さは $5 \mu\text{m}$ としたので、フォトカンチレバーの近接場信号において、カンチレバー先端からの距離が波長（633 nm）程度より離れた部分で吸収された光の寄与の方が、波長程度以内の近い部分で吸収された光より大きいと考えられる。すなわち、フォトカンチレバーによる散乱光検出において、検出器は波長よりも大きな距離にある。言い換えると、検出器はfar-field領域にある。このとき、式（4.15）、（4.16）において、 $kr \gg 1$ となるので、それぞれ以下のように書き直される。

$$E = \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} (n \times p) \times n \frac{e^{ikr}}{r} \quad (kr \gg 1), \quad (4.17)$$

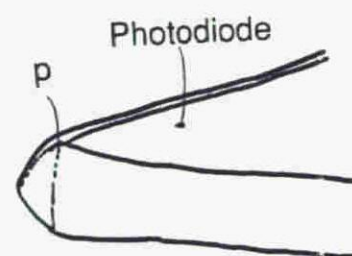
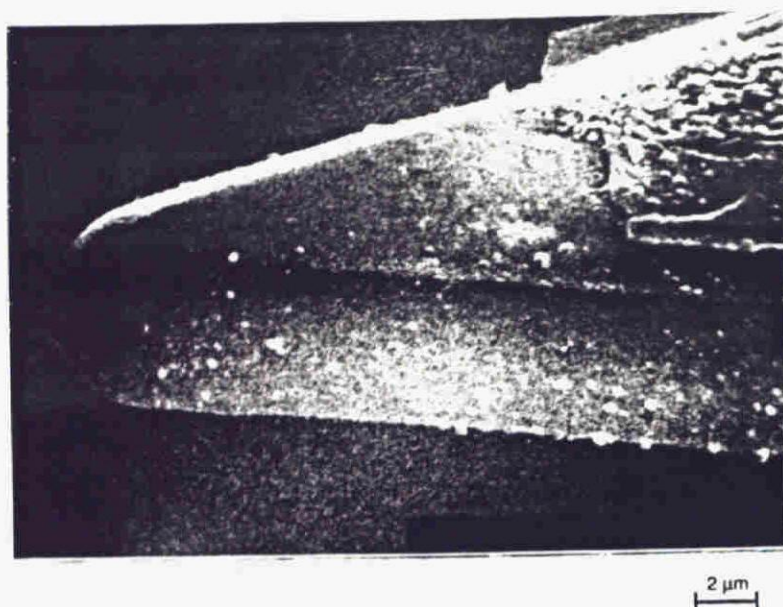
$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{k^2}{4\pi\epsilon_0} (n \times p) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (kr \gg 1). \quad (4.18)$$

s-およびp-偏光では、双極子モーメント p が異なるベクトルを持つ。ゆえに式(4.17)、(4.18)は、s-とp-偏光においては、双極子の輻射場の角度分布が異なることを示す。フォトカンチレバーの受光面の面積は有限なので、双極子の輻射による散乱光をすべて受光するわけではなく、その中の一部を受光することになる。フォトカンチレバーで受光する散乱光の強度は、フォトカンチレバーのフォトダイオード部の形状、およびカンチレバーと試料との幾何学的な配置によって決まる。それゆえ、フォトカンチレバーの近接場信号の強度 P は、実際のフォトカンチレバーの形状と配置で与えられる立体角上に流れ込むPoyntingベクトルを積分すればよい。すなわち、以下の式で P は与えられる。

$$P = \frac{1}{2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \operatorname{Re}[r^2 n \cdot (E \times H^*)]. \quad (4.19)$$

ここで、 H^* は H の複素共役を表す。図4.2-3は、式(4.19)で示したPoyntingベクトルの積分領域 $\Delta\Omega$ を説明するための図である。図4.2-3(a)は、フォトカンチレバー先端の走査型電子顕微鏡(SEM)像とSEM像から得られたカンチレバーの輪郭を示した図である。フォトダイオードは、図で上側の面に作製してある。図4.2-3(a)の点 p は、カンチレバー先端のプリズムに接する点である。カンチレバー側面は、フォトダイオード面に対して垂直でなく傾きを持っている。これは、用いた作製プロセス法の特徴を反映している。SEM観測をもとにして、Poyntingベクトルの積分範囲を図4.2-3(b)のようにモデル化した。図4.2-3(b)では、図4.2-3(a)とはフォトダイオード面が上下逆になっている。図4.2-3(b)

(a)



(b)

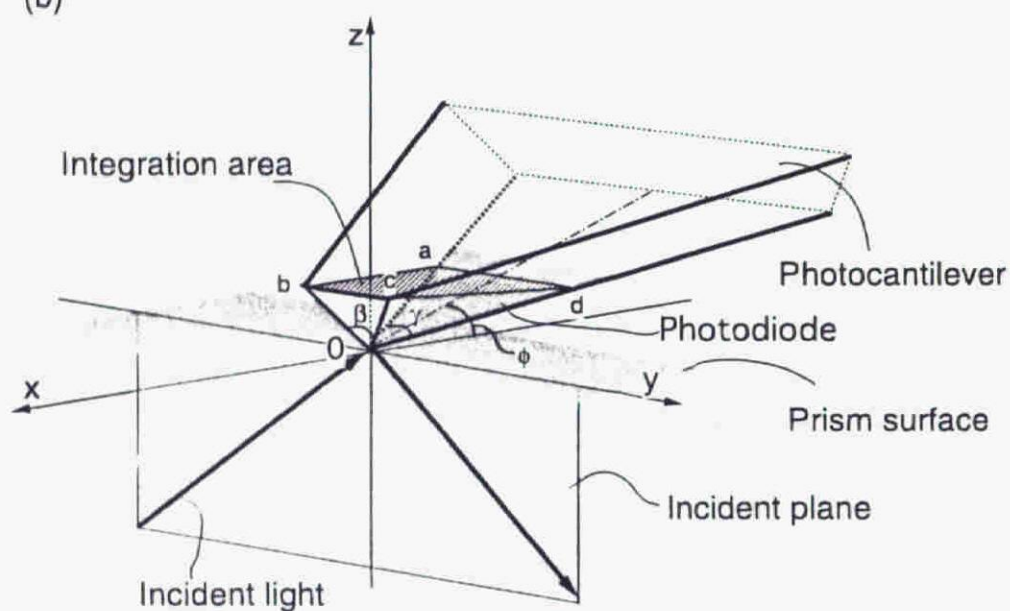


図 4.2-3. 散乱型モデルでの実際のカンチレバーの形状に即した検出光強度の計算。(a) カンチレバー先端の電子顕微鏡像。輪郭を示した図を加えた。点pは、カンチレバーの先端の点。(b) 形状モデル。図中斜線を施した台形abcdを通過するPoyntingベクトルを積分する。

の斜線を施した台形abcdの部分に流れ込むPoyntingベクトルを積分した。図4.2-3 (b) でプリズム表面をxy平面 ($z=0$) に入射面をyz平面 ($x=0$) とした。カンチレバーの長軸はx軸に平行とし、カンチレバー先端とプリズムの接点を原点とした。すなわち、図4.2-3 (a) の点pは原点上にある。フォトダイオード面はxy平面に面している。カンチレバー側面の傾き角 β は64 degであり、カンチレバーはプリズム表面に対して、15 deg傾けて配置した ($\phi = 15 \text{ deg}$)。また、カンチレバーをフォトダイオード面から見たときは、頂角30 degの三角形である ($\gamma = 30 \text{ deg}$)。s-およびp-偏光に対する、双極子モーメント p の向きは、それぞれx軸およびz軸に平行である。本散乱モデルで、近接場信号の偏光依存性を、図4.2-3 (b) に示した立体角上でPoyntingベクトルを積分して求めた。(詳細は付録1を参照)

4.2.3 実験結果との比較

図4.2-4に、近接場信号強度とカンチレバー・プリズム間距離との関係を示す。図4.2-4の横軸は、z方向ピエゾスキャナーの駆動信号強度に対応している。点線は透過型モデルにより計算した曲線、実線は散乱型モデルにより計算した曲線を示す。透過型の計算値は式 (4.1) を使って、散乱型の計算値は式 (4.12) を使って求めた。併せて実験値を○で示した。レーザ光の入射角45 degで、偏光はp-偏光とした。散乱型モデルの計算結果と実験値はよく一致し、透過型モデルの計算結果と実験値の一致は良くないことがわかる。

図4.2-5に近接場信号の入射光の偏光依存性を示す。図4.2-5の横軸は、入射光の偏光面の角度を示している。ここで、 $\theta = 0 \text{ deg}$ のときがs-偏光、 $\theta = 90 \text{ deg}$ のときp-偏光である。図4.2-4と同様に、実線は散乱型モデルにより計算した曲線、点線は透過型モデルにより計算した曲線を示す。透過型モデルの計算値は、式 (4.1) および (4.2) を使って求めた。散乱型の計算値は式 (4.19) を使って求めた。併せて実験値を○で示した。近接場信号は、カンチレバーがプリズム表面に接触したときの信号である。透過型モデルでは、偏光依存性が強くないと考えられる。これは、エバネセント光が、屈折率の近い物体同士を透過するからである。すなわち、ガラスでできたプリズムからSiO₂でできた反射防止膜へ透過するためである(図4.2-1参照)。図4.2-5の結果も図4.2-4の結果と同様に、散乱型モデルの方が透過型モデルと比べ実験結果をよりよく説明している。また、図4.2-5のp-偏光の散乱

型モデルによる計算値は、実験結果と20%程度の食い違いがある。これは散乱体のサイズを無限小とし、エバネセント場に対して影響を全く与えないという簡単化しすぎた近似を用いたためと考えている。すなわち、散乱体サイズの効果を考慮することにより、よりよく説明できると考えている。

以上の実験値と計算値の比較から、フォトカンチレバーを用いたNSOMの光検出メカニズムをモデルとしては、透過型モデルより散乱型モデルの方が適切であることを明らかにした。すなわち、フォトカンチレバー先端では、エバネセント光は散乱光に変換され、フォトダイオードで検出される。

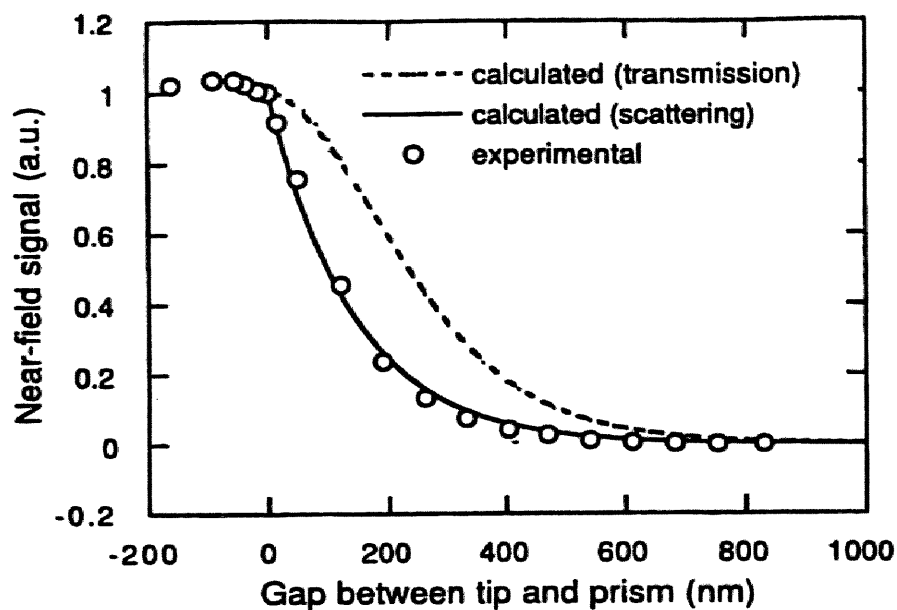


図 4.2-4. 実験結果とモデル計算の比較。近接場光信号の鉛直方向依存性。

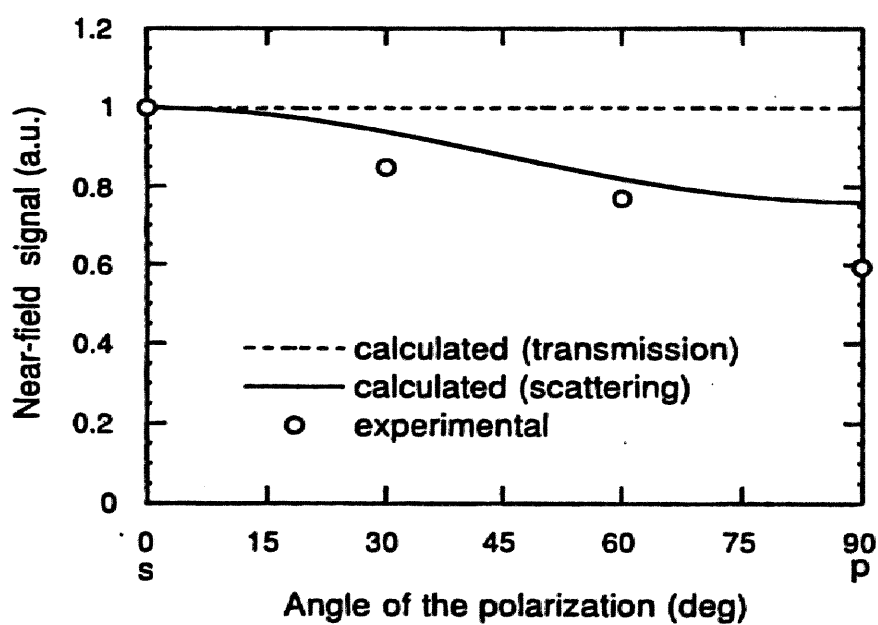


図 4.2-5. 実験結果とモデル計算の比較。入射偏光依存性。

4.3 プローブサイズを考慮した解析

4.3.1 点整合法による近接場信号光の解析

フォトカンチレバーを用いるNSOMでは、カンチレバー先端で試料近傍の近接場光を散乱光とすることにより伝搬光に変換し、フォトダイオードで検出することを前節で明らかにした。前節の解析では、フォトカンチレバー先端のサイズは、無限小あるいは無限大とし、そのサイズの効果を無視していたが、実際のカンチレバー先端は有限な大きさである（図4.2-3 (a) の点p）。本節では、プローブサイズを考慮に入れた、より厳密な電磁波解析を行うことにより、前節のプローブサイズを無限小とした散乱型モデルの適用範囲を求めるとともに、プローブサイズが近接場光変換過程に与える効果を理論的に明らかにする。この結果から散乱光の受光効率を向上させる指針を得ることができる。また、この解析は、プリズム上の微小な試料により近接場光が散乱光に変換される機構を明らかにする上でも有用であり、さらに、フォトカンチレバー以外のNSOM、例えばPSTMについても役立つ情報を与える。

微小物体がエバネセント場から発生する散乱光については、微視的なアプローチ^[8]および巨視的なアプローチ^[9]の両面から解析がなされている。微視的なアプローチからの解析では、解析すべきプローブの体積全体を分割して考える必要があり、比較的大きなサイズのプローブの解析では計算時間と必要なメモリー量が大きくなり、本章で対象とする半径100 nm前後のプローブの解析には適さない^[8]。Barchiesi と Labekeは、プリズム上のエバネセント場中に置かれた微小球から発生する散乱光を解析的に解いた。しかし、彼らはプローブである微小球がプリズム表面より十分遠い位置にあると仮定し、プローブとプリズム表面間の相互作用を無視した。NSOMにおいてプローブと試料面は1 nmのオーダーで近接していることを考慮すると、この仮定は妥当とはいえない。

点整合法（Point Matching Method; PMM）はアンテナ等の解析によく用いられている電磁波解析法の一つである。この方法を用いて、通常の散乱波の解析も行われてきた^[10]。最近、Novotnyら^[11]は、PMMを発展させた方法により、開口型のNSOMのプローブ付近の電磁波を解析した。彼らはその方法をMultiple-Multipole Methodと呼んでいる。PMMは準解析的な数値計算法である。Maxwellの方程式を満たすような基底関数列の線形和で電磁波を

表し、境界条件を満たすように各関数の係数を決定する。いったん係数が決まれば任意の点での電磁波の大きさを求めることができる。関数列の項数が無限であれば解析的に正しい式となるが、有限個で打ち切ったとき近似解を求める方法がPMMである。この方法では、境界面で要素分割する。本章の解析では、プローブに対してはその表面を分割するだけでよく、その体積を分割する必要がない。このため、PMMは本章で対象としている比較的大きなサイズのプローブの解析に適している。

図4.3-1に計算に用いたモデルを示す。本計算では、プローブとプリズムから成る系について解析した。モデルとしては2次元モデルを仮定し、プローブを円筒で近似した。プローブの中心を原点とし、プリズム表面と垂直な方向を $\theta=\pi$ とした。入射光をs-偏光とした。モデルを四つの領域の分割し、それぞれの領域で異なる基底関数列を用いた。すなわち、領域0はプリズム内、領域1はプリズムとプローブ間、領域2はプローブ内、領域3はそれ以外の空間である。この四つの領域の中で、領域3の電磁波分布に注目した。なぜなら、一般的にNSOMでは、この領域での散乱電磁波を検出するからである[1-3, 12-14]。

また、計算時間を節約するために、 x 軸に対して対称な解と反対称な解を別々に求め、後で二つの解の和を求めることにより最終的な解を得た。図4.3-2は対称解と反対称解を説明したものである。この対称解と反対称解の和を求める方法は、モデルの分割数を半分にできるため計算時間が短縮できる。最終的に解くべき方程式は、分割数の2倍に等しい元を持つ連立1次方程式となる。このため、おおむね分割数の2乗で計算時間が増加する。対称解と反対称解に分ければ分割数が半分で済むため、計算時間が約半分に短縮できる。対称解は、解くべき問題に、 x 軸に対称に進む入射波に加えることにより対称な問題とする(図4.3-2)。この問題から得られる解は、 x 軸に対称な解が期待できる。また、反対称解の場合、解くべき問題に、 x 軸に対称に進みかつ電場の符号が反対の入射波を加える。この問題は、 x 軸について対称な位置にある電場について符号を反転させれば一致することから、 x 軸について反対称な問題となる。すなわち、この解も x 軸について反対称になる。対称解と反対称解について、新たに加えた入射波は、その進行方向が等しく、電場の符号が異なるので、その和は0となる。すなわち、対称解と反対称解の和の2分の1が、求めるべき問題の解となる。

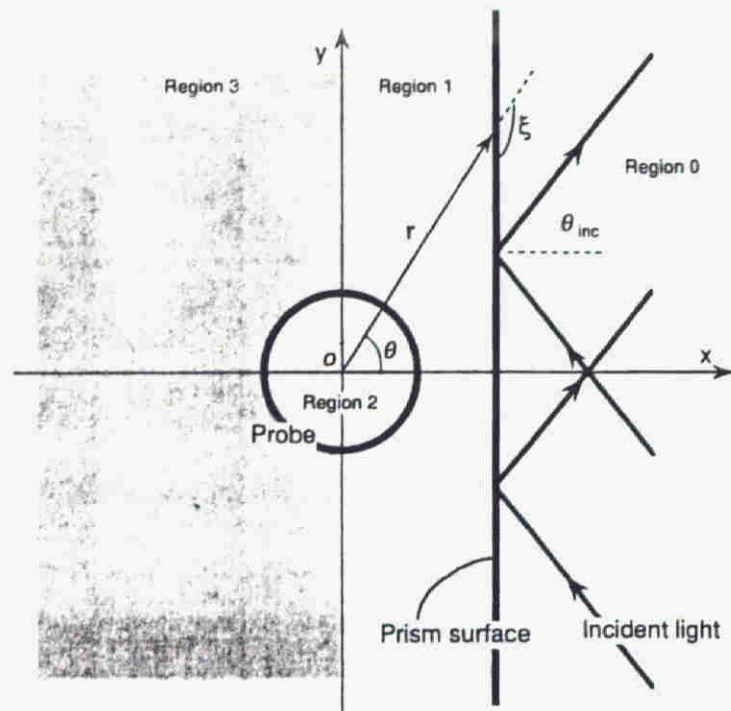


図 4.3-1. 点整合法による電磁場計算に用いたモデル。
領域 0 はプリズム内、領域 1 はプリズムとプローブ間、領域 2 はプローブ内、
領域 3 はそれ以外の空間である。領域 0 は光学ガラス、領域 1 は空気、領域 2
は SiO_2 、領域 3 は空気から成るとした。

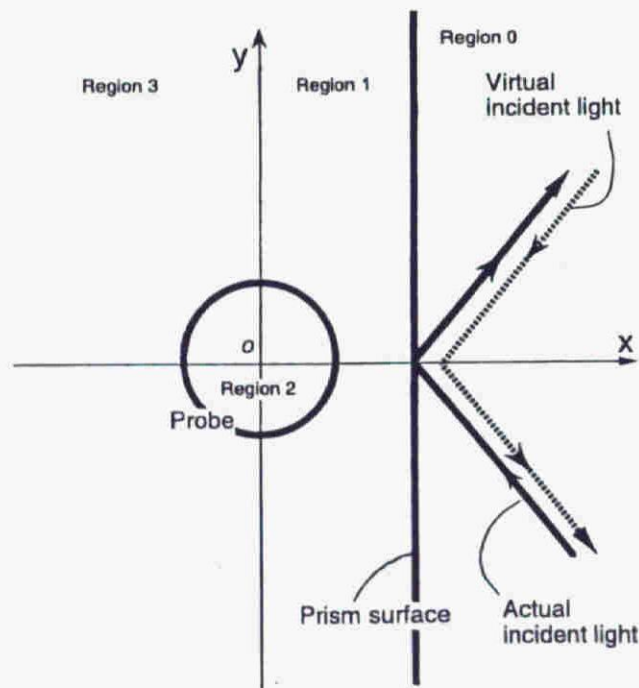


図 4.3-2. 対称解と反対称解。仮想的な入射光を加え、 x 軸に対して対称解、
反対称解をそれぞれ求めた後に二つの解の和を求め、計算時間を短縮した。

それぞれの領域での電磁波を基底関数の展開式で表現できる。それぞれの領域で発生する電磁波は、境界条件の特徴を考慮すると以下のとおりである。

- ・領域0の電磁波：入射波、プリズム表面での反射波およびプローブからの散乱波。

プローブからの散乱波は原点から遠ざかる方向に進む円筒波。

- ・領域1の電磁波：プリズム表面を透過したエバネセント波、プローブからの散乱波、およびプリズム表面からの反射波。プローブからの散乱波は原点から遠ざかる方向に進む円筒波で、プリズム表面からの反射波は原点に向かう円筒波で表される。この二つの波により、プローブ・プリズム間の相互作用、すなわち多重反射が考慮される。

- ・領域2の電磁波：プローブの内部の電磁波。原点に湧き出しを有する。

- ・領域3の電磁波：プローブからの散乱波およびプリズム表面を透過したエバネセント波。プローブからの散乱波は、原点から遠ざかる方向に進む円筒波。

すなわち、それぞれの領域における任意の点 (r, θ) の電磁波は、以下の基底関数で展開できる[15]。

$$E_z^0(r, \theta) = \sum_{n=n_s}^{N_0+n_s} a_n^0 H_n(k_0 r) g(n\theta) + c_i E_z^{\text{inc}} + c_r E_z^{\text{ref}} \quad \text{in region 0,} \quad (4.20)$$

$$E_z^1(r, \theta) = \sum_{n=n_s}^{N_1+n_s} (a_n^1 J_n(k_1 r) + b_n^1 Y_n(k_1 r)) g(n\theta) + c_e E_z^{\text{eva}} \quad \text{in region 1,} \quad (4.21)$$

$$E_z^2(r, \theta) = \sum_{n=n_s}^{N_2+n_s} a_n^2 J_n(k_2 r) g(n\theta) \quad \text{in region 2,} \quad (4.22)$$

$$E_z^3(r, \theta) = \sum_{n=n_s}^{N_3+n_s} a_n^3 H_n(k_3 r) g(n\theta) + c_e^3 E_z^{eva} \quad \text{in region 3,} \quad (4.23)$$

$$g(n, \theta) = \begin{cases} \cos(n\theta) & (\text{for symmetric solution}) \\ \sin(n\theta) & (\text{for antisymmetric solution}) \end{cases}, \quad (4.24)$$

$$n_s = \begin{cases} 0 & (\text{for symmetric solution}) \\ 1 & (\text{for antisymmetric solution}) \end{cases}. \quad (4.25)$$

ここで、 J_n 、 Y_n 、および H_n は、それぞれ第1種Bessel関数、第2種Bessel関数および第1種Hankel関数で、これらは円筒座標におけるMaxwellの方程式を満たす。 k_i は、領域*i*における光の波数を表す。 E_z^{inc} 、 E_z^{ref} および E_z^{eva} は、それぞれ、プローブがない場合の、入射光、プリズム表面での反射光、透過したエバネセント光を表す。本解析において入射波はs-偏光としているので、電場ベクトルはz成分しか有しない。上の解において時間項 $\exp(-i\omega t)$ は省略してある。一般に、第1種Hankel関数は原点から遠ざかる波を表す。領域0と3でのプローブから遠ざかる方向に進む散乱波は、この第1種Hankel関数で表した。領域1のプローブ・プリズム間の相互作用は、プローブから遠ざかる波とプローブに近づく波の線形和として表現した。すなわち、直接には第1種Hankel関数と第2種Hankel関数の線形和として表される。第1種、第2種Hankel関数は、それぞれ第1種Bessel関数と第2種Bessel関数の線形和で表現できるため、第1種、第2種Hankel関数の線形和は第1種、第2種Bessel関数の線形和で表される。本解析では数値計算の都合上、プリズムとプローブ間の相互作用である多重反射を第1種と第2種Bessel関数の線形和で表現した。境界条件は、以下の式で表される。電場の接線成分が等しいことから、

$$E_z^i(r, \theta) = E_z^j(r, \theta) \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (4.26)$$

ここで*i,j*は、領域の番号を表す。境界で磁場の接線成分が等しいことから、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z^i}{\partial \theta} \cos \xi + \frac{\partial E_z^i}{\partial r} \sin \xi = \frac{1}{r} \frac{\partial E_z^j}{\partial \theta} \cos \xi + \frac{\partial E_z^j}{\partial r} \sin \xi \quad i,j = 0,1,2,3. \quad (4.27)$$

ここで、 ξ は境界の接線方向ベクトルと原点と境界点を結ぶベクトルのなす角である（図 4.3-1）。式（4.27）の導出には、以下の磁場と電場の関係を使った。

$$H = - \frac{i}{\omega \mu} \nabla \times E. \quad (4.28)$$

式（4.20）から（4.23）の係数を、それぞれの境界で合うように求めれば、任意の点での電場分布 $E_z(r, \theta)$ が求められる。

具体的な手順を以下に述べる。

（１）境界の適当な場所を選び整合点とする。

（２）各整合点について、境界条件（4.26）および（4.27）から方程式を得る。領域*i, j*の境界上にある整合点の座標を (r_m, θ_m) としたとき、式（4.26）から、

$$E_z^i(r_m, \theta_m) = E_z^j(r_m, \theta_m). \quad (4.29)$$

式（4.27）から、

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_m} E_\theta^i(r_m, \theta_m) \cos \xi_m + E_r^i(r_m, \theta_m) \sin \xi_m = \\ \frac{1}{r_m} E_\theta^j(r_m, \theta_m) \cos \xi_m + E_r^j(r_m, \theta_m) \sin \xi_m, \end{aligned} \quad (4.30)$$

ここで、

$$E_{\theta}^i = \frac{\partial E_z^i}{\partial \theta}, \quad (4.31)$$

$$E_r^i = \frac{\partial E_z^i}{\partial r}. \quad (4.32)$$

また、 ξ_m は、整合点での値である。式(4.29)と(4.30)に式(4.20)～(4.23)のうち領域*i*、*j*の二組の式を代入し、一つの整合点について二つの方程式を得る。すなわち、方程式の数は整合点の数の2倍である。また、これらの方程式では展開係数が変数となっている。

(3) (2)で得た連立方程式を各係数について解いて、式(4.20)から(4.23)の係数を求める。

(4) 任意の点での、電場分布 $E_z(r, \theta)$ を求める。

連立方程式が成立するためには、整合点と各基底関数の次数の間に制限がある。整合点を全部で*M*個選んだとすると、上の(2)の手続きにより2*M*個の連立1次方程式ができる。この連立1次方程式が解けるためには、変数である係数も2*M*個必要である。係数は、入射波、反射波、エバネセント波、および散乱波の基底関数の展開次数分だけある。入射波の係数を基準として他を決めるとすると式(4.20)で $c_i=1$ としてよい。決めるべき係数は、領域0の反射波の c_r 、領域1と3のエバネセント波の c_e^1 、および c_e^3 、各領域の基底関数の展開次数の和、すなわち $N_0+N_1+N_2+N_3+3$ だけある。結局、整合点と展開次数の関係は、下記の式で表される。

$$2M = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 + 3. \quad (4.33)$$

展開次数および整合点は、式 (4.33) の条件を満たして、もっとも境界で誤差が少なくなるように調整した。

4.3.2 解析結果と考察

本節では、散乱波の分布にプローブのサイズの与える効果について検討する。図4.3-3は、異なるサイズのプローブ近傍の電場分布を計算した結果を示したものである。 $|E_z|^2$ の分布を等高線地図でlog表示した。散乱波の電場分布がわかりやすいように、入射波、反射波、透過エバネセント波は省略した。入射波の波長は633 nm、入射角は60 degとした。図4.3-3のそれぞれの領域について、領域0は光学ガラス、領域1は空気、領域2はSiO₂、領域3は空気から成るとした。各領域の屈折率は、それぞれ、 $n_0 = 1.51$ 、 $n_1 = 1.00$ 、 $n_2 = 1.44$ 、 $n_3 = 1.00$ とした。プローブとプリズム表面の間隙は1 nmとした。本解析では、入射波はs-偏光の平面波としたので、電場ベクトルは紙面に対して垂直な方向となる。

図4.3-3 (a) から、プローブの半径が波長 (633 nm) に比べ十分小さい ($r = 40$ nm) ときは、散乱波の強度分布はおおむね対称になることがわかる。さらに、プローブのサイズが大きくなると ($r = 75$ nm、 $r = 100$ nm)、散乱波の強度分布は非対称になることが、図4.3-3 (b) および (c) からわかる。この傾向は、通常の光散乱において散乱体のサイズが大きくなると、前方散乱の寄与が大きくなることと対応している。

図4.3-4は、領域3 (図4.3-1) のfar-field領域における散乱波の強度分布を示したものである。原点から6 μ m離れた点の角度依存性を、異なるプローブサイズ (半径 = 40~150 nm) と入射角 ($\theta_{\text{inc}} = \pi/4, \pi/3, 7\pi/18$) に対してプロットした。 $|E_z|^2$ と θ (図4.3-1) の関係を示した。図4.3-4の結果は、散乱波の分布が、プローブのサイズに対して、以下の三つのカテゴリに分類できることを示している。

- ・ カテゴリ1：プローブのサイズが、波長に対して十分小さいとき (半径 < 50 nm $\doteq \lambda/13$)。
- ・ カテゴリ2：1と3の間の中間カテゴリ。
- ・ カテゴリ3：プローブのサイズが、波長に対して十分大きいとき (半径 > 100 nm $\doteq \lambda/6$)。

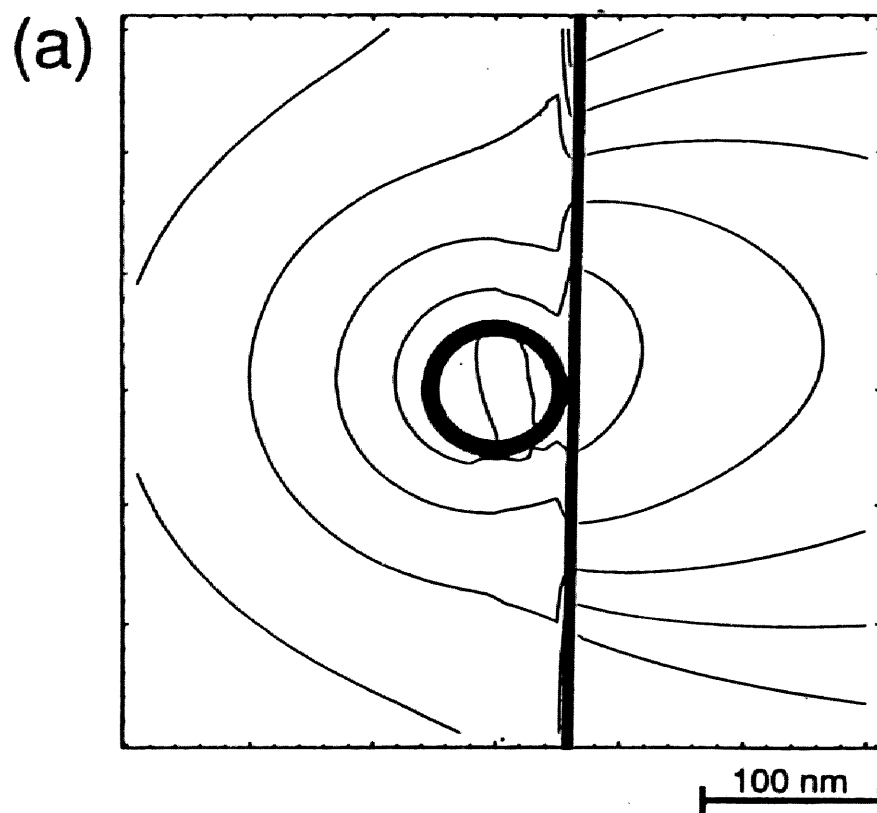


図 4.3-3. 得られたプローブ近傍の電磁場。散乱場の電場強度の等高線をlog表示で示す。

(a) プローブ半径 $r = 40 \text{ nm}$ 。

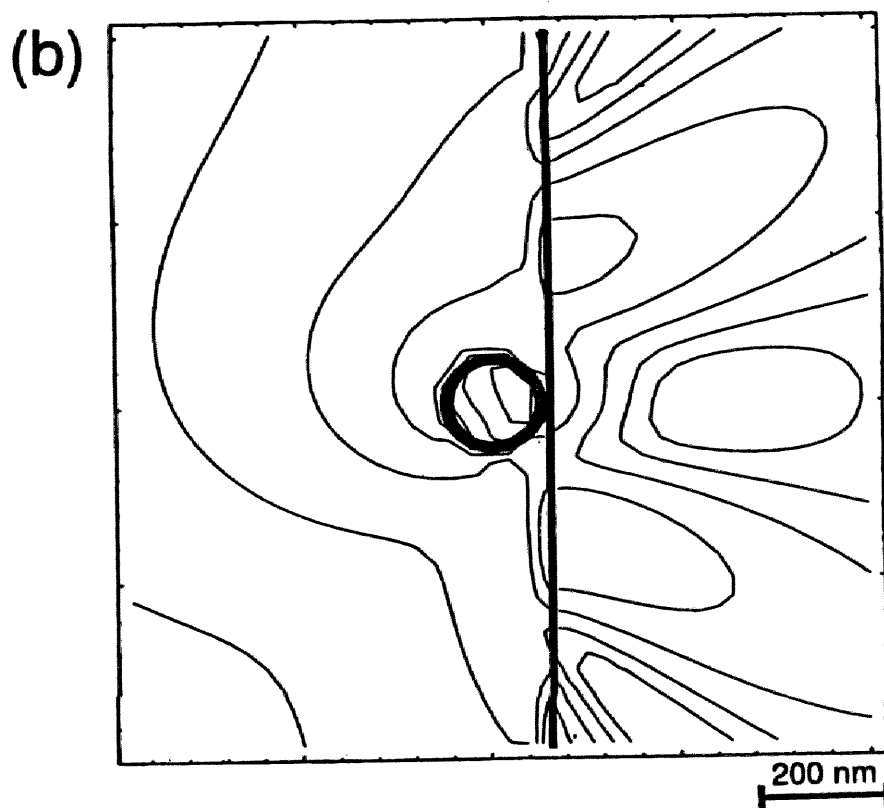


図 4.3-3. 得られたプローブ近傍の電磁場。散乱場の電場強度の等高線をlog表示で示す。

(b) プローブ半径 $r = 75 \text{ nm}$ 。

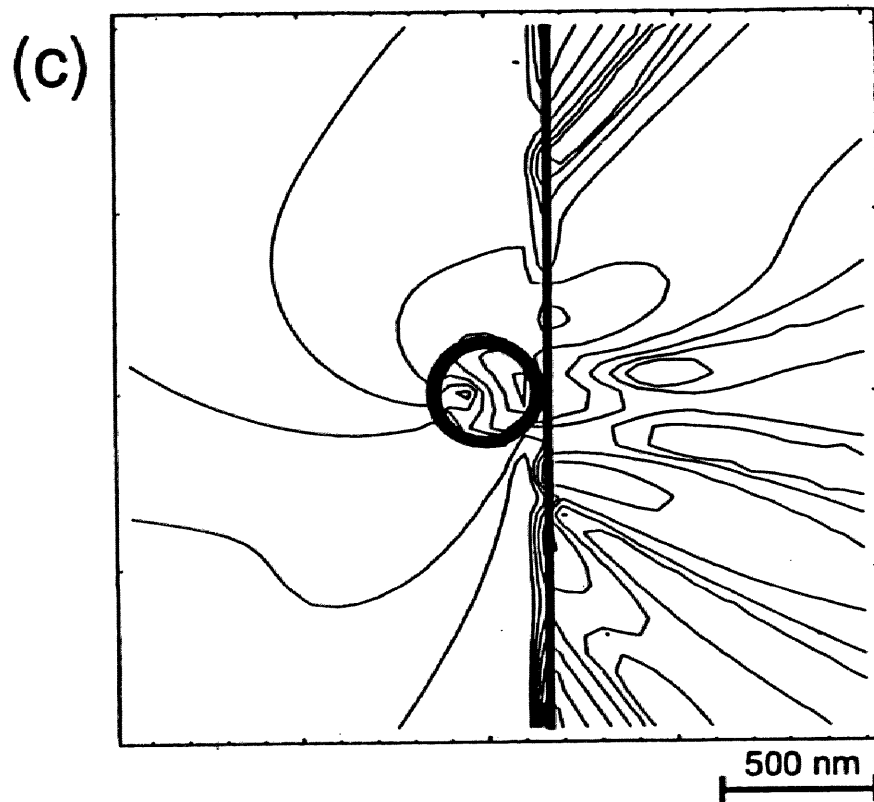


図 4.3-3. 得られたプローブ近傍の電磁場。散乱場の電場強度の等高線をlog表示で示す。

(c) プローブ半径 $r = 150 \text{ nm}$ 。

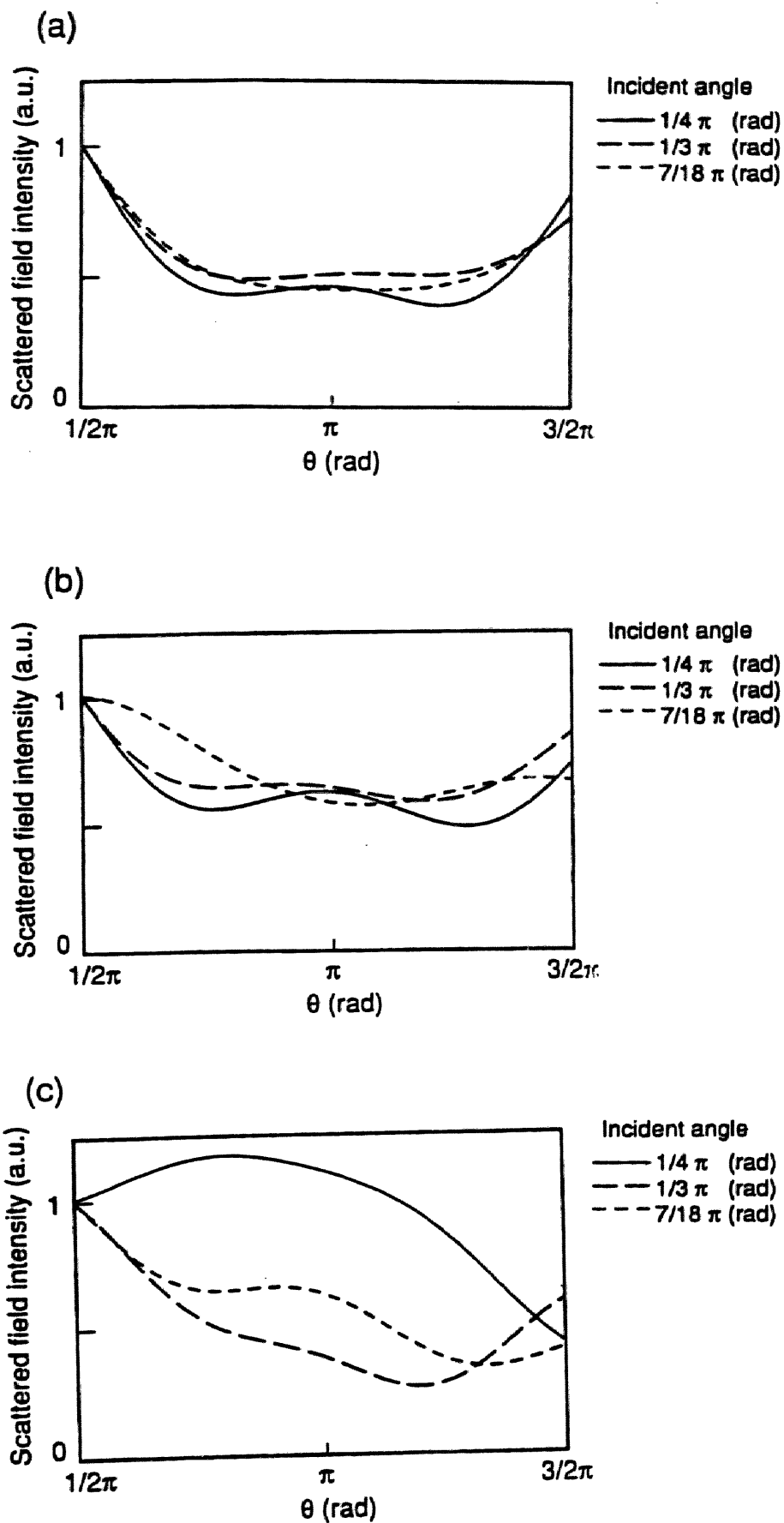


図 4.3-4. 散乱光の角度依存性。far-field領域 ($6\ \mu\text{m}$) で観測した場合。
 (a) プローブ半径 $r = 40$ nm。 (b) プローブ半径 $r = 50$ nm。
 (c) プローブ半径 $r = 75$ nm。

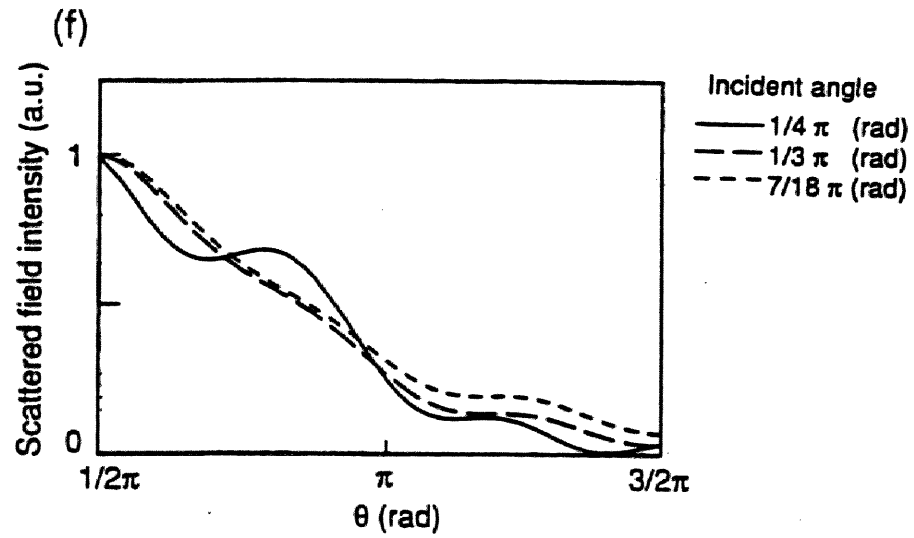
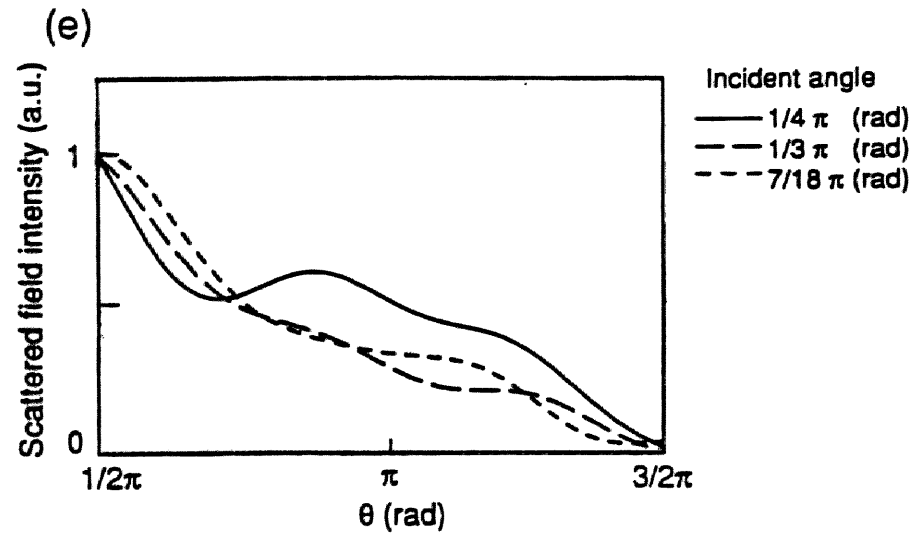
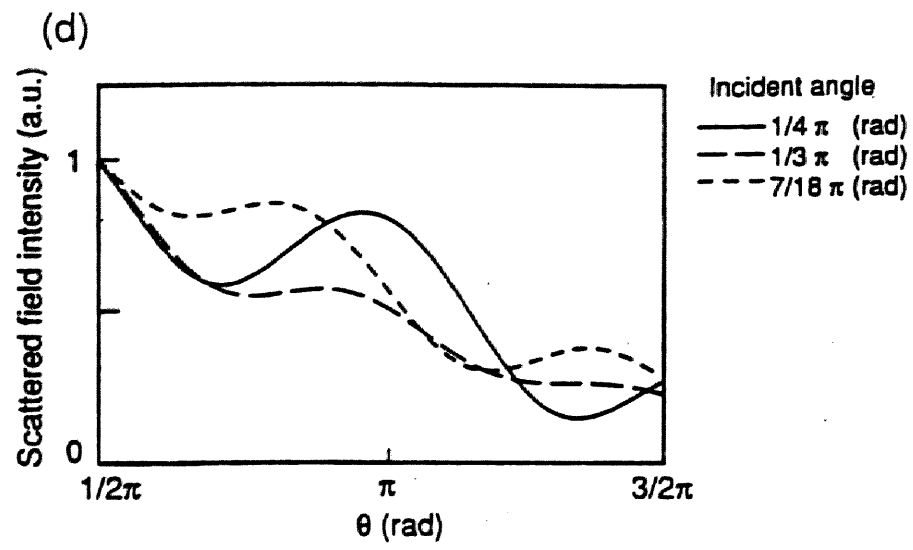


図 4.3-4. 散乱光の角度依存性。far-field領域 ($6 \mu\text{m}$) で観測した場合。
 (d) プローブ半径 $r = 100 \text{ nm}$ 。 (e) プローブ半径 $r = 125 \text{ nm}$ 。
 (f) プローブ半径 $r = 150 \text{ nm}$ 。

プローブのサイズがカテゴリ1にある時、散乱波の分布は x 軸に対して対称な分布を持ち、角度 θ に対する依存性も少ない。すなわち、図4.3-4 (a) の示すように、散乱波は、 $\theta = 3\pi/4$ から $5\pi/4$ radまで角度 θ に対する依存性が少ない。さらに異なる入射角に対する散乱波分布の違いも少ない。もし、プリズム表面上のエバネセント波により、その電場ベクトルと平行なベクトルを有する双極子がプローブ内に誘起されたとし（これは第4.2節の散乱型モデルの解析に等しい）、そして、電場ベクトルが本計算のごとくs-偏光である場合、図4.3-1の z 軸に平行な方向にベクトルを有する双極子が誘起される。この場合の散乱波の強度分布は、 z 軸に対して対称となる。すなわち、s-偏光波に誘起された双極子の発生する散乱波の強度は図4.3-1に示した θ に対する依存性を持たない。以上のように、エバネセント波が双極子を誘起した場合とカテゴリ1の散乱波分布は類似している。ただし、カテゴリ1の結果は、プリズム平面と平行な方向（ $\theta = \pi/2$ と $\theta = 3\pi/2$ ）の散乱強度の増加していることを示している。この結果は上で述べた点双極子の散乱波分布すなわちRayleigh散乱には見られない特徴である。これは、エバネセント波の散乱において基板の効果が大きく寄与することを示している。エバネセント波によりプローブ上に双極子が誘起されると、見かけ上プリズム内には鏡像双極子が誘起される。プローブ双極子と鏡像双極子はプリズム表面に対して対称な位置に存在し、鏡像双極子の大きさは、プローブ双極子を r_p 倍したものとなる。ここで、 ϵ_s はプリズムの誘電率として、 $r_p = -(\epsilon_s - 1)/(\epsilon_s + 1)$ である^[16]。すなわち、エバネセント波散乱では、互いに向きの異なる二つの双極子がプリズム面を挟んで誘起される。この二つの双極子が四重極子的な振る舞いをする。それゆえ、散乱波はプリズムの基板方向に大きな強度分布を有する。本解析では、4.3-1節に述べたようにプローブとプリズム間の相互作用である多重反射の効果も考慮されている。そのため、通常のRayleigh散乱では見られない、エバネセント波散乱に特有な基板の効果が顕著に現れたと考えられる。一般的に散乱光を利用するタイプのNSOMでは、受光角は $\theta = 3\pi/4$ から $5\pi/4$ 程度である。そしてこの範囲では、基板の効果は顕著に現れておらず、Rayleigh散乱の特徴が支配的である。NSOM信号を考える上では、50 nm以下、すなわち $\lambda/13$ 以下の半径を有するプローブは、Rayleigh粒子として扱ってよく、その大きさは無限小として無視して良いことがわかる。第4.2節で述べた近似計算は、プローブサイズを無限小としたRayleigh粒子として行われた。フォトカンチレバーでは、カンチレバーの先端のどの部分が散乱体であるかを明確に定義するのは困難であるが、Rayleigh粒子として計算

した散乱波強度が実験値の傾向と合っていることから、実効的な散乱体は、このカテゴリのプロープとして機能していると考えられる。

中間部分のカテゴリ2 ($50\text{ nm} < \text{半径} < 100\text{ nm}$; $\lambda/13 < \text{半径} < \lambda/6$) では、散乱波のパターンはカテゴリ1のそれに比べ複雑となっている。散乱波の強度分布は、プロープ半径が大きくなるにしたがって、対称なパターンから非対称なパターンへ変化する。また、入射角を変えると散乱パターンも大きく変化する。これらの結果は、多重極子の発生がプリズムとプロープの相互作用に依っていることを示している。このカテゴリーのプロープをNSOMに使用する場合、検出器の受光条件を固定していても、異なる入射角に対しては検出光量が異なることが考えられる。このカテゴリにあるサイズのプロープを用いる場合、プロープと試料の相互作用を考慮すべきである。

プロープ半径が波長より大きなカテゴリ3 (半径 $> 100\text{ nm}$; 半径 $> \lambda/6$) においては、散乱波の強度分布は非対称で、 $\theta = \pi/2$ で最大値を取る。すなわち、基板表面の方向のうち、入射波の進行方向の向きの強度が最大となる。また、カテゴリ2の結果に比べ、異なる入射角に対する散乱波の強度分布の違いは小さい。これらの結果は、このカテゴリにあるプロープのエバネセント波散乱においては、前方散乱の寄与が支配的であることを示している。プリズム表面のエバネセント波は、プリズム表面と垂直な方向には伝搬せず減衰するが、 $\theta = \pi/2$ 方向には伝搬光成分を有している。この成分による前方散乱により、 $\theta = \pi/2$ 方向に散乱強度が大きくなると考えられる。入射角を変えても $\theta = \pi/2$ 方向に伝搬光成分があることは変わらないため、入射角が異なっても散乱パターン大きく異ならない。

上に述べたPMMによる結果から、NSOMプロープの設計に関して以下の指針が得られる。先端径がカテゴリ1に属する (半径 $< \lambda/13$) のプロープについては、エバネセント場によりプロープ先端に単一の点双極子が誘起される。検出される近接場信号である散乱光は、双極子の発生する輻射場としてよい。エバネセント場と平行な方向に誘起された点双極子による散乱場の角度依存性を考慮し、実際の受光面を流れ出るPoyntingベクトルを積分すれば近接場光信号が求められる。これは、前節4.2で述べた散乱光の計算法である。言い換えると、前節4.2で述べた散乱光の計算の適用範囲は、先端半径 $< \lambda/13$ の場合である。さらに、入射光がs-偏光である場合、入射角を変えても受光効率はおおむね一定である。先端径がカテゴリ2に属する ($50\text{ nm} < \text{半径} < 100\text{ nm}$; $\lambda/13 < \text{半径} < \lambda/6$) のプロープについては、取り扱いは複雑である。同一のプロープを用いても、入射角によ

っても受光効率は異なり、プローブ先端に誘起される多重極子も統一した取り扱いが難しい。先端径と入射角によるケースバイケースの議論が必要である。先端径がカテゴリー3に属する（半径 $> 100 \text{ nm}$ ；半径 $> \lambda/6$ ）プローブについては、図4.3-1において、 $\theta = \pi/2$ 方向に散乱場の強度が大きくなるので、できるだけ $\theta = \pi/2$ 方向の散乱光を受光した方が近接場光信号の受光効率が高くなる。また、入射光がs-偏光である場合、入射角を変えても受光効率はおおむね一定である。

4.4 結言

本章では、NSOMにおける近接場光検出過程について理論的、実験的に明らかにした。4.2節では、NSOMの基本特性である偏光特性とz方向の減衰関数の実験結果と透過型・散乱型モデルの二つの理論モデルを比較した。透過型モデルでは、カンチレバー先端のサイズは無限大と仮定し、散乱型モデルでは無限小と仮定した。実験結果と理論計算との比較から、散乱型モデルの方がより適切な近似モデルであることを明らかにした。すなわち、フォトカンチレバー先端では、エバネセント光は散乱光に変換され、フォトダイオードで検出されることを明らかにした。さらに、4.3節では、PMMを用いて、プローブのサイズが散乱強度分布に与える効果を明らかにした。 SiO_2 から成るプローブを用いた時、プローブはそのサイズにより以下の三つのカテゴリに分類されることを示した。カテゴリ1：プローブの半径 $< 50 \text{ nm}$ ； $< \lambda/13$ 。カテゴリ2：1と3の間の中間カテゴリ。カテゴリ3：プローブの半径 $> 100 \text{ nm}$ ； $> \lambda/6$ 。散乱光分布から、カテゴリ1のプローブは、無限小プローブとして取り扱えることを示した。すなわち、前4.2節の散乱型モデルによる解析は、（半径 $< 50 \text{ nm}$ ； $< \lambda/13$ ）のプローブに対してまで有効である。中間のカテゴリ2のプローブは、散乱パターンの振る舞いはカテゴリ1、2に比べ複雑であり、入射角と先端径についてケースバイケースの議論をする必要がある。カテゴリ3のプローブは、プリズム表面のエバネセント光のうちの伝搬成分の前方散乱が散乱強度分布に主に寄与するので、プリズムと平行に受光器を設けた方が効率的に近接場光信号を受光できることを明らかにした。

第4章の参考文献

- [1] R. C. Reddick, R. J. Warmack, D. W. Chilcott, S. L. Sharp, and T. L. Ferrell, *Phys. Rev.*, **B39**, 767, (1989).
- [2] S. Jiang, H. Ohsawa, K. Yamada, T. Panagaribuan, M. Ohtsu, K. Imai, and A. Ikai, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, 2282 (1992).
- [3] N. F. van Hulst, M. H. P. Moers, O. F. J. Noordman, R. G. Tack, F. B. Segerink, and B. Bolger, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 461 (1993).
- [4] D. Courjon, K. Sarayedine, M. Spajer, *Opt. Commun.*, **71**, 23, (1989).
- [5] R. C. Reddick, R. J. Warmack, D. W. Chilcot, S. L. Sharp, and T. L. Ferrell, *Rev. Sci. Instrum.*, **61**, 3669, (1990).
- [6] e. g., M. Born and E. Wolf, "*Principles of Optics*," (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- [7] e. g., J. D. Jackson, "*Classical Electrodynamics*," (John Wiley & Sons, New York, 1962).
- [8] C. Girard and D. Courjon, *Phys. Rev.*, **B42**, 9340 (1990).
- [9] D. Barchiesi and D. Van Labeke, *Modern Optics*, **40**, 1239 (1993).
- [10] e.g., M. Kerker, "*The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*," (Academic Press, New York, 1969).
- [11] L. Novotny, D. W. Pohl, and P. Regli, *J. Opt. Soc. Am.*, **A11**, 1768 (1994).
- [12] S. Akamine, H. Kuwano, K. Fukuzawa, and H. Yamada, *Proc. IEEE Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, **145**, (1995).
- [13] S. Akamine, H. Kuwano, and H. Yamada, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 579 (1996).
- [14] Y. Inouye and S. Kawata, *Opt. Lett.*, **19**, 159 (1994).
- [15] e.g., J. Stratton, "*Electromagnetic Theory*," (McGraw-Hill, New York, 1941).
- [16] O. Keller, S. Bozhevolnyi, and M. Xiao, "*Near Field Optics*," 229 (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1993).

第5章 結論

本論文は、光学的効果を用いた微小構造の高空間分解能観測方法、すなわち、光学的顕微法により高空間分解能な磁区観測を実現することを目的とした磁気光学カー効果を用いた磁区観測法、および光学的顕微法の空間分解能をnmオーダーまで向上させることを目的とした近接場光学効果を用いた観測法について研究結果を述べたものである。前半では、磁気光学カー効果を用いた磁区観測法の研究を、後半では近接場光学効果を用いた観測法の研究の結果を述べた。以下に本研究で得られた結果を列挙する。

第1章では、本研究の背景として光学的な高空間分解顕微法の特徴とその課題点を述べ、本研究の目的を明らかにした。

第2章では、光学的な高空間分解能観測の適用領域の拡大を目的として、磁気光学カー効果を用いた磁区構造観測法を検討した。特に、磁気光学カー効果を用いた磁区観測による磁区の形状・大きさの評価における基本的な課題；磁区像のコントラストが十分取れるようにすること、および磁区の実際の大きさと像との対応関係を明らかにすること、という二つの課題を解決することを目的として観測法を提案した。さらに観測結果から磁気ディスクおよび光磁気ディスクの磁区の記録過程を検討できることを示した。

磁区像のコントラスト増強には、画像処理技術を用いた観測法を考案し、カー回転角 10^{-4} (rad) という、従来、光学的観測可能だった試料に比べ1桁程度カー・コントラストの小さなCoCr膜上の磁区観測を可能にした。検光子の向きを変え明暗を反転させた二つの磁区像の差分像を得ることにより、コントラストを向上させ、CoCr膜上の磁区構造の観測を可能とした。長手記録用磁気ヘッドで垂直記録用磁気ディスク媒体に記録した場合の記録過程を、磁区構造を観測することにより明らかにした。まず、入射面とカー回転角の関係を求め、記録された磁化ベクトルの向きが、磁気ディスク媒体面に垂直であることを明らかにした。つぎに、記録された磁区形状と記録した磁気ヘッドの形状を比較することおよび積分方程式法による記録磁場の計算の結果により、長手記録用ヘッド・垂直記録用ディスク媒体の組み合わせの記録過程は、長手記録用ヘッド・長手記録用媒体の組み合わせの記録過程と異なり、垂直記録的な記録過程になることを明らかにした。

また、磁区の実際の大きさと像との対応関係が明らかな観測法として共焦点型光学系が適当であることを解析的に明らかにした。さらに、 $0.1\mu\text{m}$ の磁区の大きさの変動を捉える

ことが可能であることを実験的に示し、その観測結果から記録過程を検討できることを示した。従来の光学的磁区観測では結像特性を明確に決定することが困難で、磁区像から磁壁位置はAiry-disk径程度 ($0.3\ \mu\text{m}$ 程度) の精度でしか求められなかったが、共焦点型磁区顕微鏡による観測では、磁壁の位置は磁区像の強度の最大値の50%の位置として求められるため、共焦点型磁区顕微鏡では、 $0.1\ \mu\text{m}$ 程度の精度で磁区サイズを測長可能であることを解析的に示した。この共焦点型磁区顕微鏡を用いて磁区サイズを測長し、記録時の熱干渉による $0.1\ \mu\text{m}$ の磁区サイズの揺らぎの観測が可能であることを実験的に示した。

また、本研究で提案した光学的磁区観測装置では、記録した試料を非破壊で観測できる。そのため、記録・評価が繰り返して行え、効率的な研究開発を可能とする。

第3章では、高空間分解能化という課題に対して、回折限界を克服するためにマイクロマシーニング技術を用いて作製した微小光プローブによる近接場顕微鏡を検討した。この微小プローブは、通常の原子間力顕微鏡で用いられているカンチレバー状のマイクロ・プローブの先端にフォトダイオード作製したものである。フォトカンチレバーを用いた近接場光学信号強度の検出限界を議論し、理論的には10 pWまで検出できることを明らかにした。実際の観測系で最も大きなノイズとなる原子間力検出用光てこレーザの背景光ノイズを、フォトダイオードからレーザスポットを数 $100\ \mu\text{m}$ 以上離すことで低減できることを示し、最小40 pWの近接場光学信号を検出できることを実験的に確認した。さらに、光てこレーザとフォトダイオードを離す方法を用いて近接場光と原子間力の同時観測が可能であることを示した。この観測をもとにフォトカンチレバーを用いた近接場光学顕微法について以下の結果を得た。

- ・ 近接場信号と原子間力信号はカンチレバー先端で生じている。
- ・ 空間分解能に関して、面内方向の分解能は20 nm程度であり、鉛直方向の分解能は1 nmのオーダーである。
- ・ 屈折率分布を可視化できる。
- ・ フォトカンチレバーは可視光域全域に感度を持ち、特に波長500 nm付近で最大感度を持つ。

以上のように、フォトカンチレバーを用いた近接場光学顕微鏡は、光学顕微鏡の分解能を飛躍的に向上させる方法として有効な方法であることを示した。

第4章では、近接場光学顕微鏡における近接場光検出過程について検討した。まず、近接場光学顕微鏡の基本特性である偏光特性とz方向の減衰関数の実験結果と透過型・散乱型モデルの二つの理論モデルにもとづく計算結果を比較検討した。透過型モデルでは、カンチレバー先端のサイズは無限大と仮定し、散乱型モデルでは無限小と仮定した。実験結果と解析結果との比較から、散乱型モデルの方がより適切なモデルであることを明らかにした。すなわち、フォトカンチレバー先端では、近接場光は散乱光に変換され、フォトダイオードで検出される。さらに、より厳密な電磁場解析法である点整合法を用いて、プローブサイズを無限小とした散乱型モデルの適用範囲を明らかにするとともに、プローブの有限なサイズが近接場光変換過程に及ぼす効果を解析した。 SiO_2 から成るプローブを用いるとき、プローブはそのサイズにより以下の三つのカテゴリに分類して考えることができる。カテゴリ1：プローブのサイズが、波長に対して十分小さいとき（半径 $< 50 \text{ nm}$ 、 $\lambda/13$ ）。カテゴリ2：1と3の間の中間カテゴリ。カテゴリ3：プローブのサイズが、波長に対して十分大きいとき（半径 $> 100 \text{ nm}$ 、 $\lambda/6$ ）。散乱波強度の角度分布から、カテゴリ1のプローブは、鏡像を考慮に入れた無限小プローブとして取り扱える。すなわち、上に述べた散乱型モデルによる解析は、（半径 $< 50 \text{ nm}$ 、 $\lambda/13$ ）のプローブに対してまで有効であることを示した。中間のカテゴリ2のプローブは、プローブと試料間の相互作用による多重極子の発生により、散乱パターンの振舞はカテゴリ1、3に比べ複雑である。そのため、入射角と先端径についてケースバイケースの議論が必要である。カテゴリ3のプローブは、エバネセント波の伝搬光成分の前方散乱が散乱光強度分布に主に寄与しているので、プリズムと平行方向に受光器を設けた方が効率的に近接場光信号を受光できることを示した。

以上、本論文では、磁気光学カー効果および近接場光学効果という光学的効果を用いた光学的顕微法が、高空間分解能観測に有効であることを示した。本論文で提案した観測法は、非破壊で高分解能観測を実現する方法である。そのため、部品あるいは材料の評価・改良という研究開発のサイクルを効率化できる。特に、急速に発展しつつある光エレクトロニクス分野では、部品および材料の高空間分解能な光学特性評価は必須の技術である。本論文で提案した観測法は、この分野で必要とされる高分解能な光学特性評価技術に対する一つの可能性を示す。現在、部品・材料のミクロな評価の多くの場合について、原子・分子レベルでの評価が要請され、今後さらにこの傾向は強まると考えられる。現状ではす

すべての観測対象についてこの要請に応えることは難しいが、蛍光ラベルした特定分子の分子レベルでの分布の可視化など、光学的観測法により原理的には可能となる観測対象も少なくない。今後、光学的観測法は部品・材料の原子・分子レベルでの評価法として、さらに重要な位置を占めると考えている。

謝辞

本論文を結ぶにあたり、終始懇切なるご指導を賜りました名古屋大学工学部 八田一郎教授に謹んで感謝の意を表します。また、本論文をまとめるに際し、数々の貴重なご教示とご助言を賜りました名古屋大学工学部 石橋善弘教授、中村新男教授に謹んで御礼申し上げます。

本研究は、主に日本電信電話株式会社（NTT）研究所において行なわれたものです。多数のNTTの方々から、ご指導、ご配慮いただきました。ここに深く感謝の意を表します。本研究を遂行しまとめる機会を与えていただいた、入出力システム研究所 戸島知之所長、中埜賢一部長、酒井重信部長、桑野博喜主幹研究員、三宅正二郎元主幹研究員、武田立元主幹研究員、山田一郎部長に厚く御礼申し上げます。また、本研究を進めるにあたりご指導、ご鞭撻を賜った岸上順一主幹研究員、福井茂寿元主幹研究員、渡部昭憲部長に深く感謝いたします。

本研究を遂行するにあたり、多数の方々のご指導、ご協力いただきました。ここに深く感謝の意を表します。とりわけ、紫膜の取り扱いをご指導いただいた工業技術院 眞島利和博士、微細加工技術についてご指導いただいたNTT入出力システム研究所 柳沢佳一主任研究員、近接場光学顕微鏡のプロープ作製および観測法に関してご協力いただいたNTT-AT社 角田信彦氏、Mckinsey社 Shinya Akamine博士、京都大学 山田啓文助教授、NTT入出力システム研究所 田中百合子社員、点整合法のついてご教授いただいた電気通信大学 來住直人助教授に深く感謝の意を表します。また、NTT電子応用研究所、境界領域研究所、入出力システム研究所の方々には、常にご指導、ご協力いただきました。ここに重ねて御礼申し上げます。

最後に、私事に言及することをご容赦願ひ、妻千代子に今日までの諸々の事々に感謝の意を表したいと思います。

付録１：散乱型モデルにもとづいた偏光特性の計算

第４章の式（４.19）に示した計算の詳細を以下に述べる。図4.2-3（b）に示した点a、b、c、およびdの座標は、幾何学的に以下のように与えられる。

点aの座標は、

$$\left(-\frac{h \cos \phi}{\tan \phi}, -h \frac{\tan \frac{\gamma}{2}}{\tan \phi}, h \cos \phi\right), \quad (\text{A1.1})$$

点bの座標は、

$$\left(h \sin \phi, -h \tan \frac{\beta}{2}, h \cos \phi\right), \quad (\text{A1.2})$$

点cの座標は、

$$\left(h \sin \phi, h \tan \frac{\beta}{2}, h \cos \phi\right), \quad (\text{A1.3})$$

点dの座標は、

$$\left(-\frac{h \cos \phi}{\tan \phi}, h \frac{\tan \frac{\gamma}{2}}{\tan \phi}, h \cos \phi\right). \quad (\text{A1.4})$$

ここで、 β 、 γ 、 ϕ は図4.2-3(b)に示した角度、 $h \cos \phi$ は台形面のxy面との距離を表す。

式（A1.1）～（A1.4）により、直線ab、cd、ad、bcの式は以下のように与えられる。

直線abの式は、

$$y = Y_1(x) = -h \tan \frac{\beta}{2} + \frac{h \tan \frac{\gamma}{2} - h \tan \frac{\beta}{2} \tan \phi}{h \cos \phi + h \sin \phi \tan \phi} (x - h \sin \phi),$$

$$z = h \cos \phi. \quad (\text{A1.5})$$

直線cdの式は、

$$y = Y_2(x) = h \tan \frac{\beta}{2} - \frac{h \tan \frac{\gamma}{2} - h \tan \frac{\beta}{2} \tan \phi}{h \cos \phi + h \sin \phi \tan \phi} (x - h \sin \phi),$$

$$z = h \cos \phi. \quad (\text{A1.6})$$

直線adの式は、

$$x = X_1 = -\frac{h \cos \phi}{\tan \phi}, \quad z = h \cos \phi. \quad (\text{A1.7})$$

直線bcの式は、

$$x = X_2 = h \sin \phi, \quad z = h \cos \phi. \quad (\text{A1.8})$$

また、 $d\Omega$ は、

$$d\Omega = \frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} dx dy. \quad (\text{A1.9})$$

次に、s-およびp-偏光について、式 (4.19) の被積分関数を求める。式 (4.19) の被積分

関数に式 (4.17) と (4.18) を代入してベクトルの計算を行うと、

$$P = C \int_{\Delta\Omega} d\Omega |n \times p|^2. \quad (\text{A1.10})$$

ここで、 C は定数である。また、観測点の方向の単位ベクトル n は、

$$n = \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right). \quad (\text{A1.11})$$

式 (A1.10) の被積分関数を、式 (4.13) と (4.14) で求めた透過エバネセント光の電場の振幅 E_1^s と E_1^p を使って表すと、

s-偏光のとき、 $p = (\alpha E_1^s, 0, 0)$ だから、

$$|n \times p|^2 = \frac{y^2 + z^2}{x^2 + y^2 + z^2} |\alpha E_1^s|^2. \quad (\text{A1.12})$$

p-偏光のとき、 $p = (0, 0, \alpha E_1^p)$ だから、

$$|n \times p|^2 = \frac{x^2 + y^2}{x^2 + y^2 + z^2} |\alpha E_1^p|^2. \quad (\text{A1.13})$$

以上の結果を式 (A1.10) に代入すると、

s-偏光のとき、

$$P = C |\alpha E_1^s|^2 \int_{Y_1(x)}^{Y_2(x)} dy \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{z (y^2 + z^2)}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (\text{A1.14})$$

p-偏光のとき、

$$P = C |\alpha E_1^p|^2 \int_{Y_1(x)}^{Y_2(x)} dy \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{z (x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (\text{A1.15})$$

式 (A1.14) と (A1.15) にSEM観測で得たカンチレバーの形状を表す角度 β 、 γ 、 ϕ (図 4.2-3 (b)) を代入して、散乱型モデルにもとづいた偏光特性を計算した。

研究業績

I. 原著論文

- 1) Kenji Fukuzawa, Toshifumi Ohkubo, Junichi Kishigami, and Yasuhiro Koshimoto:
"Kerr Effect Microscopy Imaging of Recorded Domains on Perpendicular Magnetic Recording Media,"
IEEE Transactions on Magnetics, **28**, pp. 3420-3422 (1992).
- 2) Kenji Fukuzawa and Akinori Watabe:
"Observation of Thermal Interferenced Domains in High Density Magneto-optical Recording by Laser Scanning Microscopy,"
Japanese Journal of Applied Physics, **31**, pp. 2753-2756 (1992).
- 3) Kenji Fukuzawa, Toshikazu Majima, and Hiroki Kuwano:
"Photoelectric Response of Dried Purple Membrane Film in Blue Form and Acid Purple Form,"
Journal of Intelligent Material Systems and Structures, **5**, pp. 743-748 (1994).
- 4) Kenji Fukuzawa:
"Motion-sensitive Position Sensing Using Bacteriorhodopsin,"
Applied Optics, **33**, pp. 7489-7495 (1994).
- 5) Kenji Fukuzawa, Kei-ichi Yanagisawa, and Hiroki Kuwano:
"Photoelectrical Cell utilizing Bacteriorhodopsin on an Hole Array Fabricated by Micromachining Techniques,"
Sensors and Actuators, **B30**, pp.121-126 (1996).
- 6) Kenji Fukuzawa, Yuriko Tanaka, Shinya Akamine, Hiroki Kuwano, and Hirofumi Yamada:
"Imaging of Optical and Topographical Distributions by Simultaneous NSOM/AFM with a Microfabricated Photocantilever,"
Journal of Applied Physics, **78**, pp. 7376-7381 (1995).
- 7) Kenji Fukuzawa, Yuriko Tanaka, Shinya Akamine, and Hiroki Kuwano:
"Microfabricated Photocantilever for Simultaneous NSOM/AFM of Optical Materials,"
電気学会論文誌, **116-E**, pp.136-142 (1996).

8) Kenji Fukuzawa and Hiroki Kuwano:

"Conversion of Evanescent into Propagating Light in Near-field Scanning Optical Microscopy,"
Journal of Applied Physics, **79**, pp. 8174-8178 (1996).

9) Kenji Fukuzawa and Hiroki Kuwano:

"Scattering of Evanescent Light by a Finite-size Probe in Near-field Scanning Optical Microscopy,"
Journal of Applied Physics, **80**, pp.4799-4803 (1996).

II. 国際会議発表

1) Kenji Fukuzawa, Junichi Kishigami, and Yasuhiro Koshimoto:

"Bit Observation on Perpendicular Recording Media using Magneto-optical Microscopy,"
Perpendicular Magnetic Recording Conference (Tokyo, 1989).

2) Kenji Fukuzawa, Kei-ichi Yanagisawa, and Hiroki Kuwano:

"Photo-electrochemical Cell Utilizing Bacteriorhodopsin Immobilized on to a Thin-film Lattice
Fabricated by Micromachining Techniques,"
Biosensors '93 (New Orleans, 1993).

3) Kenji Fukuzawa, Kei-ichi Yanagisawa, and Hiroki Kuwano:

"Protein-based Photoelectric Cell with a Hole Array Fabricated by Micromachining Techniques,"
International Symposium on Microsystems, Intelligent Materials and Robots (Sendai, 1995).

4) Kenji Fukuzawa, Yuriko Tanaka, Shinya Akamine, and Hiroki Kuwano:

"Observation of Optical Materials by Simultaneous NSOM and AFM with the Microfabricated
Photocantilever,"
Sensor Symposium (Tokyo, 1995) .

III. 著書（解説記事）

1) 福澤健二：「共焦点型レーザ走査顕微鏡」応用物理学会誌、第63巻、pp. 293-294
(1994).

2) 福澤健二、桑野博喜：「フォトカンチレバーを用いた近接視野顕微鏡の開発」Isotope
News（日本アイソトープ協会誌）、1995年12月号、pp. 6-7 (1995).