

# 第8章

## 近接場における磁気光学効果

佐藤勝昭

近接場というのは、全反射光学系において境界面から漏れ出し、伝搬することなくその強度が界面からの距離とともに単調に減衰していくような電磁波の場を表している。同様の近接場は、伝搬する光の場に微小散乱体が置かれたときに散乱体のごく近傍にもみられる。このような近接場の中に観測したい散乱体が置かれると伝搬光に戻るので、波長より小さな微小物体を観測することができる。この章では、初めに近接場を用いて微小物体を観測する技術について歴史的な背景を述べ、近接場顕微鏡の原理と実際の観測結果を紹介している。次に、この技術に磁気光学効果の観測技術を組み合わせ、磁性体の微小磁区を観測する方法について述べる。最後に、光ファイバーをテーパ状に加工したプローブを用いて光磁気記録された微小な磁区を観測した結果について紹介している。

## 8.1 はじめに

近年、磁気記録の高密度化や磁性微細構造に特有の物性の発現にともない、サブミクロン～ナノメートルサイズの微小領域における磁性を観測する技術の開発が求められている。従来から、磁気力顕微鏡、電子線ホログラフィー法などの観測技術が開発されているが、いずれも磁性体付近の磁束を観測する手段であり、磁化を直接観測する技術ではなかった。これに対し、微小領域の磁気光学効果を観測することができれば、磁性体自体の磁化について直接の情報が得られるはずである。この章では、このような考えに基づき、微小領域の磁気光学効果を観測するための顕微鏡の開発について述べる。

従来の光学顕微鏡においては、光の回折限界により波長と同程度の解像度しか得られないということによく知られている。実際、パルス光照射磁場変調でPt/Coディスクに記録された長さ $0.3\ \mu\text{m}$ の矢羽形のマークをCCDカメラ付き偏光顕微鏡で観測すると、矢羽には見えず円にしか見えない。通常の顕微鏡の解像度はレンズの回折限界で決まる。分解できる寸法 $d$ は $d = 0.61\lambda/\text{NA}$ で表される。NAは開口数で、 $\text{NA} = n \sin\alpha$ で与えられる。 $\alpha$ はレンズの開口角の1/2である。したがって、波長以下のサイズの情報を得るには、NAを高くするか $\lambda$ を短くするしかない。NAを大きくする方法の1つとして、たとえば屈折率 $n$ の大きな液滴を用いて高解像度を得る方法は以前から知られている。また、 $\sin\alpha$ を大きくする手段として、半球レンズ(solid immersion lens, SIL)によって同様の情報を得る方法も開発されている。

これを解決する手段として、ここではnear field (近接場または近視野と訳す)光を用いたSNOM (scanning near field optical microscopy) 技術について述べる。

近接場とは何であろうか。初めに、図8.1のような全反射光学系を考えよう。媒質1の屈折率が媒質2の屈折率より小さいとき、媒質2から入射した光のうち、臨界角より大きな入射角をもつものは、媒質1へ伝搬することができず、全反射する。このとき、媒質1側には、境界面から垂直方向に指数関数的に減衰する電磁場(エバネセント波, evanescent wave)が存在する。このような光の場を近接場とよぶ。この場の存在領域は光の波長よりはるかに短い。

近接場が観測されるのは、全反射系に限ったことではない。図8.2に示すように、伝搬する光の場の中に波長より小さな微小物体(直径 $d$ の球とする)を置くと、この物体中には電気双極子が誘起されるが、この双極子がつくる振動電場のうち、小球の直径程度のごく近傍にある電磁場は伝搬せず、距離とともに単調に減衰する。この光の

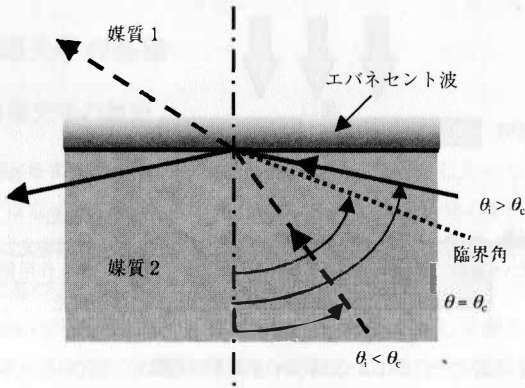


図8.1 全反射とエバネセント波.

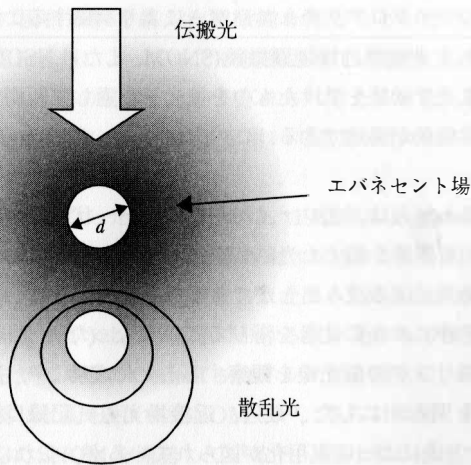


図8.2 微小物体のまわりのエバネセント場に置かれたもう1つの微小物体による散乱光.

場は、やはり近接場である。この近接場の中に光の波長より小さな微小散乱体を置くと、近接場光は散乱されて再び伝搬光となるので、波長より小さな散乱体を観測することが可能になる。

走査型プローブ顕微鏡のプローブとして光ファイバーを用い、その先端を細くして波長以下の開口をつくとエバネセント光ができる。図8.3は、この場合の光の場について原理を示す図である。エバネセント光の近接場の中に観測したい対象を置くと、光は散乱され、伝搬する波となって放射する。この光を光電的に検出することによっ

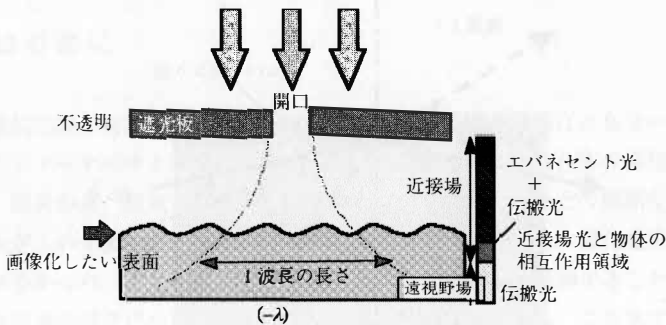


図8.3 近接場の原理を示す図。

て、光の回折限界よりも小さな領域を見る顕微鏡ができる。プローブの位置をSTMなど同様のマイクロアクチュエーターにより制御することにより画像化することができる。これを走査型近接場顕微鏡(SNOM, またはNSOM)とよぶ。偏光を入射し、磁性体で磁気光学効果を受けたものを検光子を通して観測すれば、回折限界以下の領域の磁気光学効果が測定できる。この方法によって50 nmの磁気光学像の解像力が得られている。

1991年、Betzigらは、光ファイバーをテーパー状に細めたプローブから出る近接場光を用いて回折限界を超えた光磁気記録ができること、および、このプローブを用いて磁気光学効果による読み出しができることを明らかにし、将来の高密度記録方式として近接場光がにわかに注目を浴びることになった<sup>1)</sup>。同時にBetzigは、超微細加工した金属細線リングの偏光像を観察することに成功し<sup>2)</sup>、磁気光学顕微鏡として利用できることを明らかにした。最近、近接場光磁気記録は、Betzigの方式ではなく、SILを用いた方式によって実用化が図られているが、これについては後述する。

Betzig以後も、SNOMを微小領域の磁性の観測に用いる試みはいくつかの機関で行われたが、光ファイバーに偏光を通すことの難しさから、磁気光学効果の測定手段として使うことについては困難とされてきた。

この章では、近接場について解説するとともに、磁気光学SNOMの実際例を紹介し、光ファイバープローブを原子間力顕微鏡(AFM)の探針として用いる近接場磁気光学顕微鏡(MO-SNOM)技術について記述する<sup>3)</sup>。また、SILを用いた近接場光磁気記録について説明する。

## 8.2 近接場光学の基礎

### 8.2.1 近接場光学の歴史

前節で, Betzigらによる近接場光磁気記録について紹介した. しかし, この研究は突然現れたのではなく, 以前からのきわめて地道な基礎研究の1つの帰結として出てきたものであることを知っておかなければならない. ここでは, D.W. Pohl (IBM, Zürich)の解説に基づき, SNOMの歴史を振り返っておく<sup>4)</sup>.

電磁気学において near field (近接場) という概念は決して新しいものではない. Hertzは, ダイポールの近くの電磁界は  $1/r$  ではなく,  $1/r^3$  の依存性をもち, far field から予測される強さよりはるかに強いということを明らかにしている. Sommerfeld は, 具体的にダイポールアンテナの近傍における電磁場を導出している<sup>5)</sup>.

狭い開口部を用いて光の回折限界を超える顕微鏡を作ろうというアイディアは, 1928年にイギリスの科学者 Syngé によってすでに提案されている<sup>6)</sup>. しかし, これはアイディアの段階にとどまり, 彼の名はすっかり忘れられてしまった. 最近の発展につながる直接の先駆者は Ashらで, マイクロ波を用いて波長の  $1/60$  の超解像像が得られることを明らかにしていた<sup>7)</sup>.

現在ある姿の SNOM の原型となった最初のもは, 1982年の Pohlらの実験で, 刊行は1984年であった<sup>8)</sup>. SNOM (当時は NFO とよばれていた) によるイメージングの最初の報告は1985年になされ, 20 nm の分解能が得られた<sup>9)</sup>. これとはまったく独立に, Fischer (ドイツ Braunschweig 大学) は, 暗視野における狭い孔からの散乱を利用する SNOM を開発した<sup>10)</sup>. 一方, ベル研の Cornellらのグループも独立に, マイクロリソグラフィを利用して作製した孔を用いた SNOM や<sup>11)</sup>, さらに細く引き伸ばしたマイクロピペットを利用した SNOM を開発している<sup>12)</sup>. 1991年 Betzigらは, マイクロピペットのテーパーを改良して液体を満たすことにより, 空間分解能を飛躍的に向上させることに成功した. これにより初めて, 分光や表面改質まで含めた実用性の高い SNOM が実現したといっても差し支えないであろう<sup>13,14)</sup>. 先に述べた磁気光学効果への SNOM の利用は, 偏光特性についての詳細な実験的裏づけがなされてこそ可能になったものであった<sup>2)</sup>.

もう1つ, SNOM と並行して発展した重要な概念として, 光子 STM (PSTM) がある<sup>15)</sup>. これは, エバネセント光子による局所的な「物体・プローブ間相互作用」を用いた顕微鏡で, STM の光子版とでもいった概念である. PSTM の描像に立つと, エバネセント状態とは, 2つの光子伝搬状態に挟まれたトンネル状態とみなすことがで

きる。Horiは、有効質量  $m = \hbar/c\lambda_c$  をもつ仮想光子(virtual photon)のトンネリングという概念を導入し、近距離の相互作用が湯川ポテンシャルを用いて表せると仮定して理論を展開した<sup>16)</sup>。従来のSNOMの概念は電磁波の伝搬という古典的な枠組みで議論されたが、今後はトンネルの概念に基づいた議論が重要であると考えられる。

## 8.2.2 SNOMの分類

SNOMには、図8.4に示すように、全反射系から漏れ出すエバネセント場に置かれた物体からの散乱光をプローブで観測する集光モード(collection mode)と、プローブから漏れ出すエバネセント場に置かれた物体による散乱光を普通の光学系で検出する照射モード(illumination mode)との2種類のモードがある。集光モードの場合、エバネセント場の強さが距離とともに指数関数的に減少する性質を用いて、プローブと試料間の距離を制御できる。これに対して照射モードの場合は、プローブ・試料間の距離制御に別の手段を用いなければならない。

照射モードSNOMにおいては、大きくみて2つの要素技術が、その能力を決定づけている。1つは、プローブをどのように作るかという問題であり、もう1つは、どのような手段でプローブと試料との距離を短い距離に保持するかという問題である。

まず、プローブの作製法については、単一モードファイバーを細く引き伸ばして切断し、Alなどの金属を斜め蒸着したものが最近の主流になっているが、マイクロピペットを引き伸ばしたタイプのものも用いられている。また、先端についてはエッチングにより、さまざまな形状に加工されている。プローブの先端から出る光の強度は、形状の最適化によって非常に増大するが、そのときの分解能は犠牲になる<sup>17)</sup>。

近接場顕微鏡においては、プローブと物体との距離をどのように保つかか問題にな

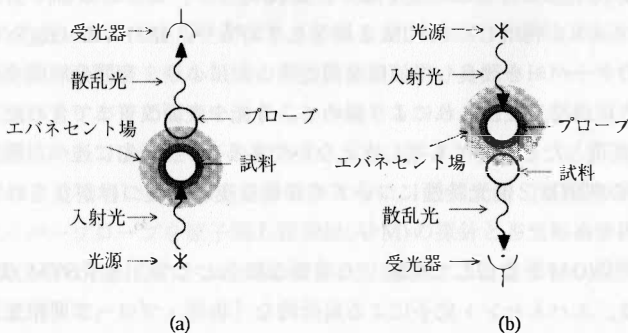


図8.4 近接場系の2つのモード。(a)集光モード、(b)照射モード。

る。最もよく用いられるのが、図8.5(a)に示すようにせん断力(shear force)を用いた方法で、プローブを水晶振動子などによって試料面と平行な方向に振動させておき、プローブを試料に近づけると、表面とのわずかな接触によって横方向にせん断力を受けて振動数に変化が生じるので、この変化を高さ調整用圧電アクチュエーターにフィードバックすることによって、試料・プローブ間距離を一定に保って浮上させる。もう1つの方法は、図8.5(b)に示すように光ファイバーを折り曲げ、原子間力顕微鏡(AFM)のカンチレバーとして用い、ファイバーの背に付けた鏡面状の平坦部を反射鏡として、光でこ法で高さを制御する方法である。この場合には、ファイバーをバイモルフなどの振動子で試料面に対して垂直に振動させ、試料との接近で共振曲線のスロープが変化することを利用して、アクチュエーターにフィードバックする。いずれのモードにおいても、アクチュエーターにフィードバックすることによってプローブの上下移動を行っているので、この信号を利用すれば光学像と同時にトポグラフ像も測定できる。Chibaらは、後者の方法であるSNOM/AFM (SNOAM) 方式をとっている<sup>18-20)</sup>。詳細は8.3節に記述する。

もう1つ、最近の流れの中に「アパーチャレス」というコンセプトがある。通常のファイバープローブの狭い開口部から出る光の伝達効率率は $10^{-5}$ 以下といわれている。これに対してアパーチャレス方式では、試料表面付近に微小な散乱体を置いてレーザー光を照射することにより散乱体付近に近接場をつくり、この場の中にある試料の情報を得る方法であるため、伝達効率が高く、分解能も散乱体で決まるので、ファイバープローブより高いという特徴をもつ<sup>21,22)</sup>。微小散乱体としてAFMやSTMのチップ先端を用いれば、距離制御も容易である。これは、反射型のSNOMに向けた方式で

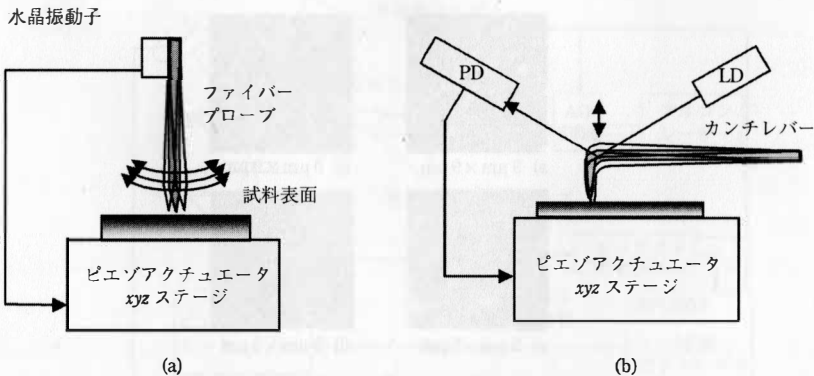


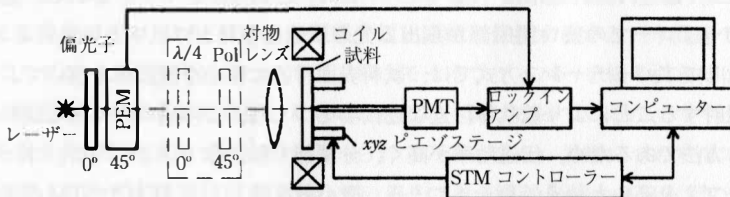
図8.5 2種類のフィードバックシステム。

あり、検討に値する。

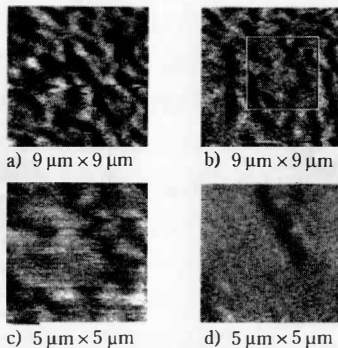
### 8.2.3 SNOMによる磁気光学効果の測定

近接場光を用いた磁気光学効果の測定については、Betzigらの報告<sup>21</sup>以来、多くの試みがなされている。ファイバースコープにおける偏光の乱れは、磁気光学効果の測定においてかなり深刻な問題を引き起こす。ほとんどの場合、コントラストが低く、十分な解像度も得られていない。Braunschweig大学のグループは、Satoグループ<sup>23</sup>と同様に illumination mode で PEM を用いて高感度化を図っているが、十分な分解能を得るに至っていない<sup>23</sup>。Dresdenのグループは、開口50 nmの単一モードファイバースコープを collection mode として使い、水晶振動子を用いたシアフォース型の制御によって、TbFeCo膜の磁気光学像を測定した。ファイバースコープの消光比が1~30と悪いため、十分なコントラストがとれないと発表している<sup>24</sup>。

CNRSのKottlerらは、通常の顕微鏡にPEMを組み合わせて得た変調左右円偏光を試料に照射し、光ファイバースコープを collection mode として用いて、円二色性の光



(a)



(b)

図8.6 (a) CD-SNOMシステム, (b) Pt/Coの磁区像.



強度変化信号を検出している。プローブ位置の制御には、前項で述べたせん断力 (shear force) 制御を行っている<sup>25)</sup>(図8.6(a))。彼らはこの仕掛けをCD-SNOMとよび、磁性体CoNi/Ptの磁区像を報告している(図8.6(b))。彼らは、磁性ドット配列をCD-SNOMにより観測し、強い回折および干渉による影響を受けており解釈が困難であると記述している<sup>26)</sup>。Hechtらは、“Facts and artifacts in near-field optical microscopy”<sup>27)</sup>という論文において、近接場光学を使った場合のアーティファクトに注意を喚起しているが、Kottlerが観測した干渉パターンもこのアーティファクトである可能性が大きい。

### 8.3 近接場磁気光学顕微鏡の一例

この節では、Satoらの報告する原子間力制御近接場磁気光学顕微鏡について概略を述べる。

#### 8.3.1 近接場光学顕微鏡 (SNOM) の構成<sup>18~20)</sup>

図8.7に、透過モードのSNOMのブロック図を示す。基本となっているのは、カンチレバー方式のAFMを用いたセイコーインスツルメンツのSPI 3800型SNOMである。

最も重要な部品はプローブである。光ファイバーとして単一モードファイバー(コア径3.2  $\mu\text{m}$ , クラッド径125  $\mu\text{m}$ )を用い、図8.8に示すように曲げて、熱引き法とエ

4分割フォトダイオード

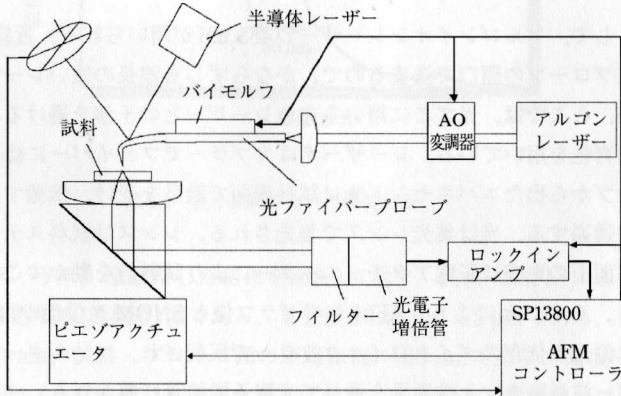


図8.7 SNOMシステム。

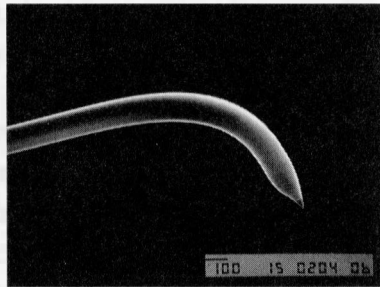


図8.8 ベントタイプのファイバープローブ.

ッチング法を組み合わせることで先端部をとがらせ、プローブとしている。プローブの開口部付近は、金属(Al)が真空蒸着で被覆されている。金属の被覆によりクラッド層からの漏れ光を防ぎ、伝搬光が散乱されることを防いでいる。Al被覆の厚みは100~150 nm, 先端部の開口の直径は80~100 nmである。プローブは、プローブホルダーに固定され、バイモルフ(振動子)によってその固有周波数(約15 kHz)で振動を受ける。

高い分解能を得るためには、プローブと試料との距離(浮上量)をエバネセント場の範囲内に制御することが緊要である。この顕微鏡では、8.2.2項に述べたように、プローブが試料に接近して原子間力が強まることによって生じた振動の変化を、圧電アクチュエーターにフィードバックすることによって位置制御を行う光てこ法を用いている。プローブの直線部の背の部分には反射ミラーがつくられており、半導体レーザーを照射し、反射光を分割型ディテクターで検出する。これにより、原子間力によるプローブのたわみによる反射角の変化を感度よく捉え、浮上量を20~30 nmに制御する。

光源として、アルゴンイオンレーザーの488 nmが用いられる。近接場顕微鏡では、解像度はプローブの開口で決まるので、かならずしも波長の短いレーザーを使う必要はないが、ここでは、光てこに用いる赤色レーザーとの干渉を避けるため、波長の十分離れた青色を用いている。レーザー光はカプラーでファイバーに結合する。

プローブから出たエバネセント光は試料表面で散乱を受け、伝搬する光に変換されて試料を透過する。光は集光レンズで集光される。レンズは試料ステージを兼ねており、試料面上の走査は圧電アクチュエーターにより試料台を動かすことによって行われている。このことにより、AFMトポグラフィ像とSNOM光学像が同時に得られる。透過光は偏光無依存のダイクロイックミラーで反射され、フィルター(光てこ用半導体レーザー波長除去)と検光子を通して光電子増倍管に導かれる。

この装置を用いてクロム薄膜標準試料(石英基板上に成膜された膜厚20 nm, 2  $\mu$ m

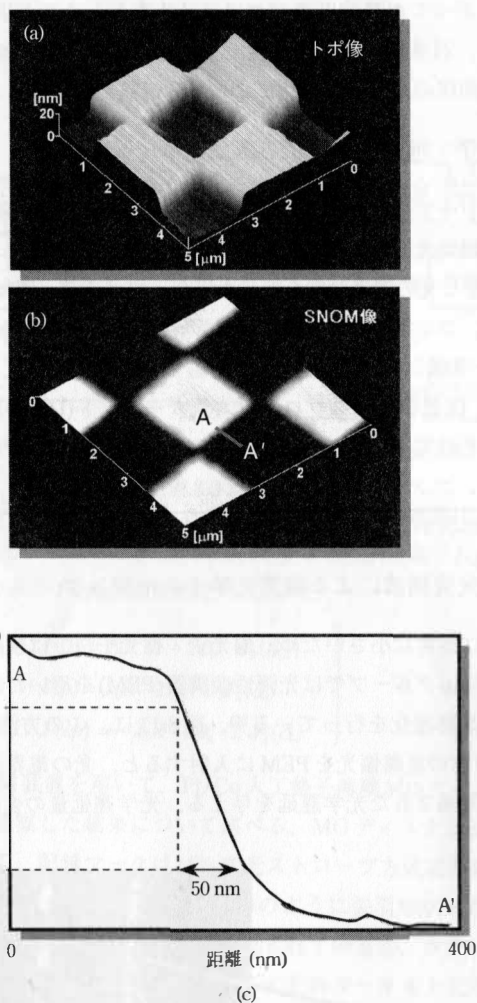


図8.9 標準試料を用いた性能評価.

$\times 2 \mu\text{m}$ のクロスハッチ)を観察した結果を図8.9に示す. 図(a)はAFMによるトポグラフィ像, 図(b)は近接場(非磁性)像である. 走査範囲は $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ である. プローブの振動振幅は $10 \text{ nm}$ , 試料・プローブ間の距離は $20 \sim 30 \text{ nm}$ である. 図(a)のトポグラフィ像の高い部分はクロムのパターンを表しており, 対応する近接場像では黒くなっている. これは, クロム薄膜の部分の透過率が低いことによる. 図(b)においてA-A'

と記された線に沿っての光強度のプロファイルを示したのが図(c)である。プロファイルの光強度は、石英基板の平均強度で規格化されている。20~80%を閾値として測った明部・暗部間のスロープの幅によって分解能を推定すると50 nmとなる。

### 8.3.2 偏光子・検光子法による磁気光学イメージング

直線偏光をプローブに入射し、試料の磁気光学効果による偏光の回転を検光子により検出すれば、磁気光学効果を用いたイメージングができる。一般に、プローブ光の波長において十分な光の透過強度を保った場合、ファラデー回転としてはせいぜい1~2°と小さいため、コントラストの高い像が得ることは困難である。この方法により、磁性ガーネット薄膜に光磁気記録された磁気マークを観測した結果を図8.10に示す<sup>28,29)</sup>。同図は、Bi置換ディスプロシウム鉄ガーネット(DyIG)薄膜MOディスクに光強度変調により光磁気記録された微小磁区(3 μm × 1 μmおよび0.7 μm × 1 μm)のMO-SNOM像である。コントラストとしては0.3程度が得られたが、図8.10の拡大図に示すようにマーク形状がはっきりしておらず、十分な解像度が得られなかった。

### 8.3.3 円偏光変調法による磁気光学イメージング

磁気光学効果は非常に小さいため、偏光子・検光子法では検出感度が低い。これを解決するため、Satoグループでは光弾性変調器(PEM)を用いた円偏光変調法を適用することによって高感度化を行っている<sup>30)</sup>。図8.11に、この方法のブロック図を示す。鉛直から45°の方位の直線偏光をPEMに入射すると、光の電界の鉛直成分と水平成分との間にpHzで変調された光学遅延を与える。光学遅延量の変調振幅を1/4波長に設

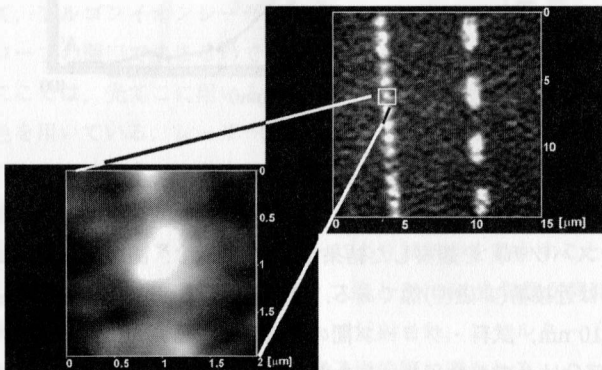


図8.10 Bi置換磁性ガーネットに記録された微小マーク(0.7 μm × 1 μm)のMO-SNOM像。

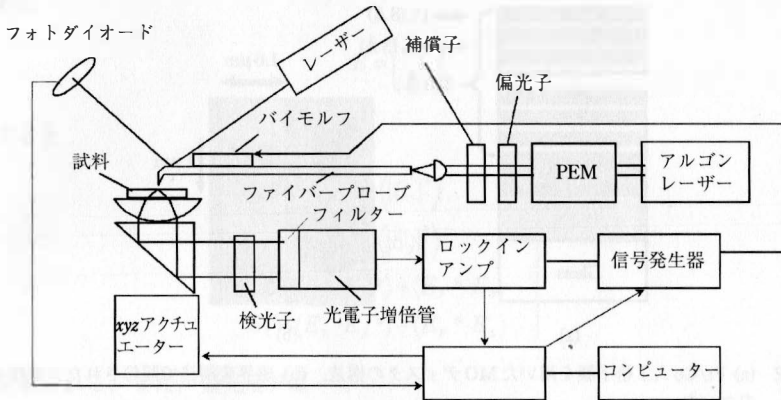


図8.11 PEMを用いた磁気光学SNOMシステム。

定すれば、左右円偏光が交互に現れる。この変調光を磁性体試料に入射し、透過光を鉛直方向に向けた検光子を通すと、変調周波数( $p = 50 \text{ kHz}$ )成分 $I(p)$ が楕円率を、その2倍の周波数( $2p$ )の成分 $I(2p)$ が回転角を与える<sup>31)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} I(0) &= I_0 R \{1 - 2\theta_k \cdot J_0(\delta_0)\} \\ I(p) &= I_0 R \cdot 2\eta_k \cdot 2J_1(\delta_0) \\ I(2p) &= -I_0 R \cdot 2\theta_k \cdot 2J_2(\delta_0) \end{aligned} \right\} \quad (8.1)$$

以下に、このSNOM装置を用いて、Pt/Co人工格子薄膜MOディスクに光磁気記録された記録マークを観察した結果について述べる。MOディスクは図8.12(a)に示すような構造をもっている。記録マークはパルス光ストロープ方式磁界変調法で光磁気記録されているので、マークの形状は図8.12(b)のように矢羽形状となっている。MOディスクにはグループ(溝)が刻まれているが、グループのない平坦な部分にも光磁気記録されている。図8.13は、この記録マークを上記の円偏光変調法を用いたMO-SNOMでイメージングしたものである。図8.13の左の図はAFMトポグラフィ像で、凹凸のあるグループ像以外は平坦な面しか見えないが、これに対し右の図に示すように平坦部のMO像には、明確に矢羽形状(マーク長 $6 \mu\text{m}$ )が観測されている。磁気光学効果の感度としては $1 \text{ mrad}$ 、空間分解能は $100 \text{ nm}$ である。単なるSNOM像の空間分解能 $50 \text{ nm}$ に比べ、やや分解能は悪くなっている。グループのある部分では、白黒が反転したゴーストが現れているが、凹凸をなぞることやプローブ・試料間の多重散乱によって生じるアーティファクトであると考えられている。

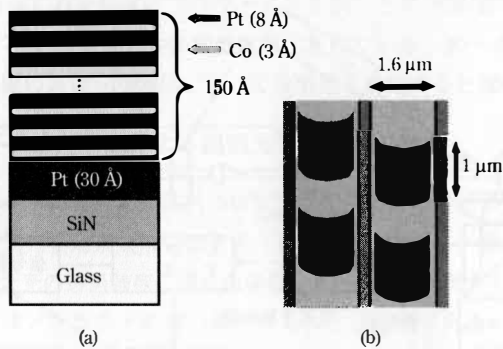


図8.12 (a) Pt/Co人工格子膜を用いたMOディスクの構造, (b) 磁界変調法で記録された矢羽根形状のマーク.

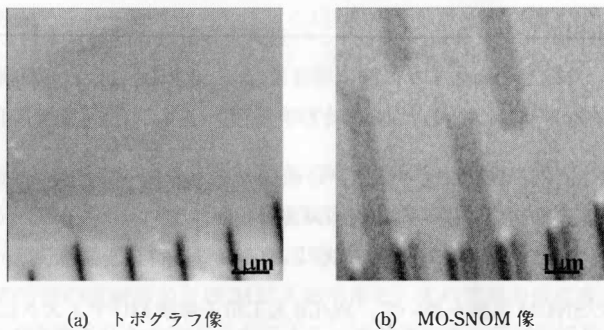


図8.13 Pt/Coディスクのトポグラフィ像とMO-SNOM像.

### 8.3.4. 光ファイバプローブの偏光伝達特性<sup>32,33)</sup>

前項に述べたように、円偏光変調法により明瞭なMO-SNOMイメージングを得ることができたが、観測している磁気光学像が回転角の像であるか楕円率の像であるかは、このままでは判定できない。それは、使用した光ファイバプローブの偏光伝達特性がわからないためである。

ここでは、偏光特性を知る方法としてストークスパラメーターによる評価法<sup>34)</sup>について述べる。

ストークスパラメーターは $S_0, S_1, S_2, S_3$ と書かれ、 $S_0$ は光強度、 $S_1$ は $x$ 方向の直線偏光性、 $S_2$ は $45^\circ$ 方向の直線偏光性、 $S_3$ は円偏光性を表すパラメーターで、電場ベクト

ル  $E$  を

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$

とすると

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_1 &= \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_2 &= \langle E_x \cdot E_y^* \rangle + \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \\ S_3 &= \langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \end{aligned} \right\} \quad (8.2)$$

と定義される。また、偏光度  $P$  は

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}$$

により与えられる。

プローブのストークスパラメーターおよび偏光度の測定法について述べる。光源からの直線偏光を  $1/2$  波長板を回転して角度  $\theta$  の直線偏光に変換し、プローブの入射端に導く。プローブ先端からの出射光の伝搬光成分をレンズで集光し、誘電体ミラーで反射後、光電子増倍管で受光する。

測定手順は次のとおりである。入射直線偏光の角度に対し、透過軸が  $0^\circ$  ( $x$  軸方向)、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$  ( $y$  軸方向) の検光子を透過後の光強度  $I_x(\theta)$ 、 $I_{45}(\theta)$ 、 $I_y(\theta)$  を測定する。次に、検光子の直前に  $1/4$  波長板 ( $0^\circ$ ) を挿入し、検光子 ( $45^\circ$ ) を透過後の光強度  $I_{45}(\theta)$  を測定する。ストークスパラメーター  $S_0(\theta)$ 、 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$  は、この4つの値から次式により求められる。

$$\left. \begin{aligned} S_0(\theta) &= I_x(\theta) + I_y(\theta) \\ S_1(\theta) &= I_x(\theta) - I_y(\theta) \\ S_2(\theta) &= 2I_{45}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \\ S_3(\theta) &= 2I_{45}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \end{aligned} \right\} \quad (8.3)$$

また、偏光度  $P(\theta)$  は全光強度に対する全偏光強度の比で表され、式(8.4)となる。

$$P(\theta) = \frac{\sqrt{S_1(\theta)^2 + S_2(\theta)^2 + S_3(\theta)^2}}{S_0(\theta)} \quad (8.4)$$

このようにして求めたベントタイプ光ファイバープローブのストークスパラメーターを図8.14に示す。 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$  は、全光強度  $S_0(\theta)$  で規格化したものがプロッ

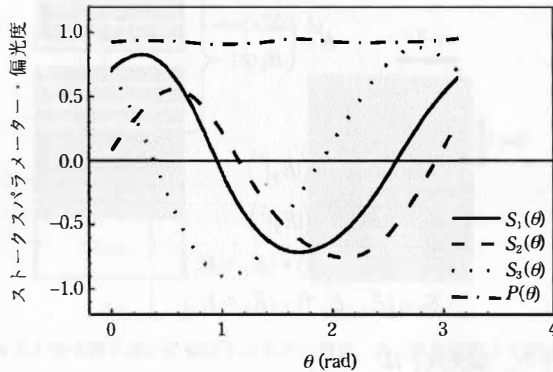


図8.14 ファイバープローブのストークスパラメーターの一例。

トしてある。  $S_1(\theta)$ ,  $S_2(\theta)$ ,  $S_3(\theta)$  は、入射直線偏光の偏光面の回転角  $\theta$  に対し、それぞれ正弦波的变化している。方位とともに位相差  $S_3(\theta)$  が変化していることから、このプローブは波長板のようにふるまうことがわかる。波形のわずかな歪みは、湾曲部分、テーパ部分、開口部分の形状の非対称性から生じると考えられる。

ベントタイププローブでは、折り曲げによる光弾性のために位相差が生じるほか、クラッドを伝搬するモードが発生して、開口からの出射光は偏光度が低下すると考えられる。しかし、偏光度はほぼ一定で、約0.93という、かなり高い値が得られており、開口から放出される光は大部分がプローブのコアを伝搬する成分であると考えられる。

このように、性能のよいプローブは高い偏光度をもち、偏光伝搬特性は波長板と同様のふるまいをするので、適当な位相補償子を用いることによって偏光特性を補償できる。

### 8.3.5 補償した光学系を用いた MO-SNOM 観察

一般に、方位角  $\alpha$ 、位相差  $\Delta$  の波長板に角度  $\theta$  の直線偏光が入射したときの波長板のストークスパラメーターは、式(8.5)で表すことができる。

$$\left. \begin{aligned} S_0(\theta) &= 1 \\ S_1(\theta) &= \cos 2\alpha \cdot \cos 2(\theta - \alpha) - \cos \Delta \cdot \sin 2\alpha \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \\ S_2(\theta) &= \sin 2\alpha \cdot \cos 2(\theta - \alpha) + \cos \Delta \cdot \cos 2\alpha \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \\ S_3(\theta) &= \sin \Delta \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \end{aligned} \right\} \quad (8.5)$$



これらの式から  $S_1(\theta)$ ,  $S_2(\theta)$ ,  $S_3(\theta)$  はそれぞれ正弦波で表され,  $S_3(\theta)$  の振幅値から位相差  $\Delta$ , 正弦波の位相から方位角  $\alpha$  が求まることがわかる.

補償子として, 波長依存性のない Berek 補償子を採用し, 方位角を  $\alpha + \pi/2$ , 位相差を  $\Delta$  に調節し, 実際にプローブの偏光特性の補償を行った結果を図 8.15 に示す. 位相差を表す  $S_3(\theta)$  の振幅が非常に小さく, 位相差は 0.1 rad 以下になっており, ほぼ完全に補償され直線偏光になっていることがわかる.

光軸に波長板 (位相差  $\Delta$ , 方位角  $\alpha$ ) が存在する場合,  $I(p)$ ,  $I(2p)$  は, 磁気光学効果と単純な比例関係にならない. 検光子の角度を波長板の方位角  $\alpha$  と一致させると,

$$\left. \begin{aligned} I(0) &\approx I_0 T \\ I(p) &\approx I_0 T \cdot 4J_1(\delta_0) (\cos \Delta \cdot \eta_F - \sin \Delta \cdot \theta_F) \\ I(2p) &\approx I_0 T \cdot 4J_2(\delta_0) \left( \frac{1}{2} \sin 2\alpha - \cos 2\alpha \cdot \sin \Delta \cdot \eta_F - \cos 2\alpha \cdot \cos \Delta \cdot \theta_F \right) \end{aligned} \right\} \quad (8.6)$$

となり,  $I(p)$  には位相差  $\Delta$  に応じて  $\eta_F$ ,  $\theta_F$  が混じった信号が現れる. また,  $I(2p)$  には, さらに方位角  $\alpha$  を含む項のため, 磁気光学効果の検出が困難になることがわかる. ここで,  $\alpha = 0$  とすると,

$$\left. \begin{aligned} I(0) &\approx I_0 T \\ I(p) &\approx I_0 T \cdot 4J_1(\delta_0) (\cos \Delta \cdot \eta_F - \sin \Delta \cdot \theta_F) \\ I(2p) &\approx -I_0 T \cdot 4J_2(\delta_0) (\sin \Delta \cdot \eta_F + \cos \Delta \cdot \theta_F) \end{aligned} \right\} \quad (8.7)$$

となり, 両周波数成分とも位相差  $\Delta$  と  $\eta_F$ ,  $\theta_F$  を含む信号が現れる. したがって, 楕円率および回転角を分離して得るためには, 方位角  $\alpha = 0$ , 位相差  $\Delta = 0$  あるいは  $\Delta = \pi/2$

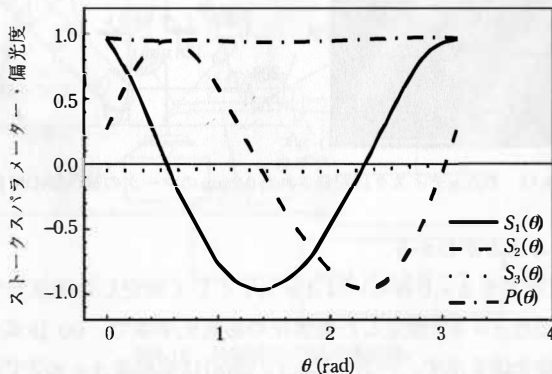


図 8.15 偏光伝搬特性補償後のファイバープローブのストークスパラメーター.

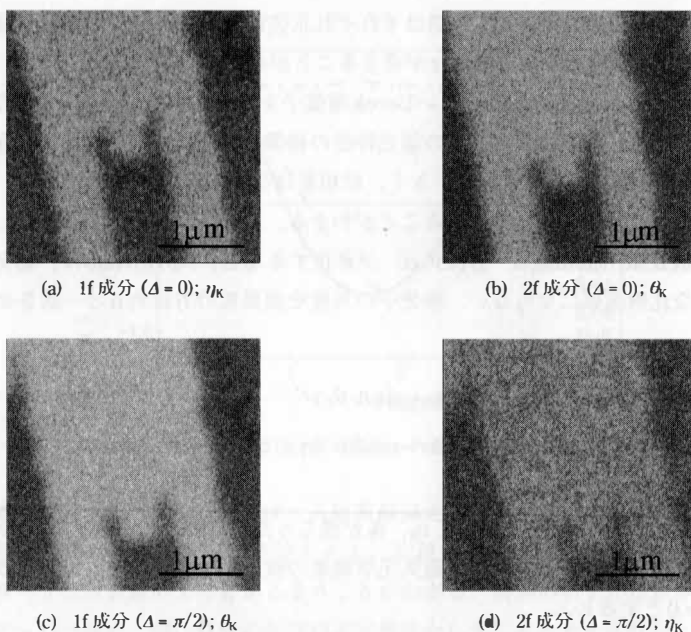


図8.16 Pt/Coに記録されたマークの伝搬特性補正後のMO-SNOM像。  
 リターデーション $\Delta=0$ の場合 (a) ファラデー楕円率像, (b) ファラデー回転像  
 リターデーション $\Delta=\pi/2$ の場合 (c) ファラデー回転像, (d) ファラデー楕円率像

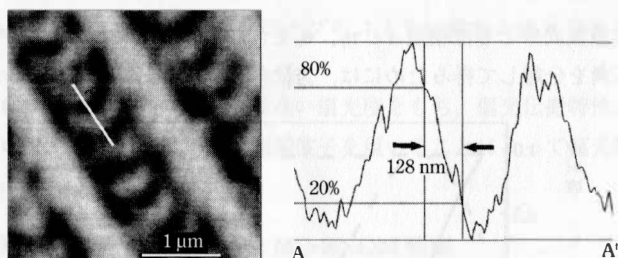


図8.17 Pt/Coディスクに記録された $0.2\ \mu\text{m}$ のマークのMO-SNOM像。

にする必要があることがわかる。

図8.16に、位相差を $\Delta=0$ あるいは $\Delta=\pi/2$ として測定した磁気光学像を示す。図(a)と図(b)は位相差 $\Delta=0$ で測定した補償後の磁気光学像で、(a)  $[p$ 成分]は楕円率像、(b)  $[2p$ 成分]は旋光像を示す。一方、図(c)と図(d)は位相差 $\Delta=\pi/2$ で測定した磁気光学像で、(c)  $[p$ 成分]が旋光角像、(d)  $[2p$ 成分]は楕円率像を表している。それぞれコ

ントラストの異なる像が得られ、明瞭にマーク形状が確認できた。

図8.17は、同じPt/Coディスクに記録された長さ0.2  $\mu\text{m}$ の矢羽形記録マークのカー楕円率像を示す、ほぼ100 nmの解像度が得られている。感度は約1 mradである。

## 8.4 反射型MO-SNOM

磁性材料の大部分は光学的に不透明であるから、透過型のセッティングではなく反射型のセッティングであれば使いやすい。Satoグループでは、図8.18に示すような反射型SNOMを試作した。反射光強度は弱く、特にプローブが試料に接近するときプローブで蹴られるため光を取り出しにくい。図8.19は、クロム薄膜標準試料（石英基板上に成膜された膜厚20 nm、2  $\mu\text{m}$   $\times$  2  $\mu\text{m}$ のクロスハッチ）の反射SNOM像である。多少のアーティファクトがみられるが、100 nm程度の解像度で光学像が観測されている。MO-SNOM像は報告されていない。

Güntherodtのグループでは、図8.20に示すような放物面反射鏡を用いた反射型SNOMを開発し、これを用いてPt/Co光磁気ディスクの記録マークを観察した<sup>35)</sup>。かならずしも高い解像度は得られていないが、磁気光学イメージングに成功している。

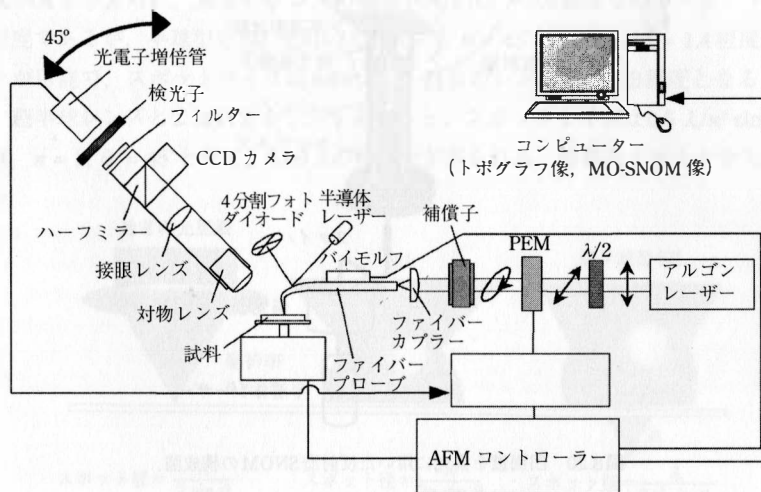


図8.18 反射型SNOMの構成図。

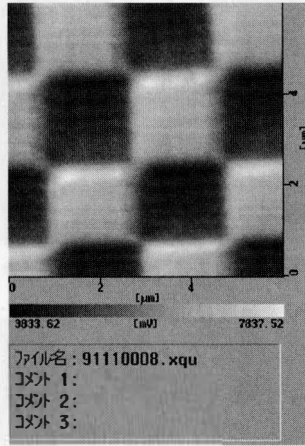


図8.19 反射型SNOMで測定した標準試料の光学像.

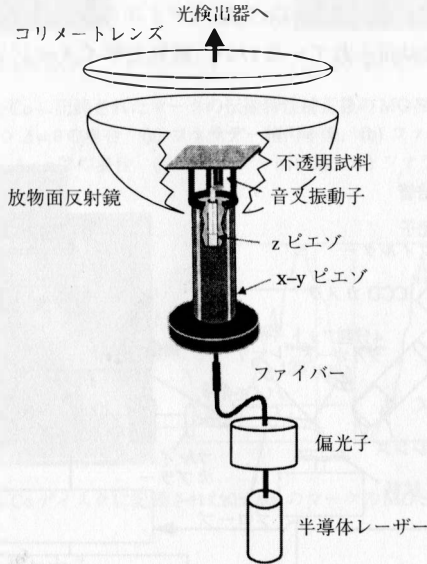


図8.20 凹面鏡を集光に用いた反射型SNOMの構成図.

## 8.5 近接場の光記録への応用

8.1節に述べたように、Betzigらは近接場を用いた光磁気記録に初めて成功したり。彼らは、光ファイバプローブを用いてPt/Co人工格子膜に直径60 nmのマークを波長514 nmの光で近接場記録し、記録磁区を近接場磁気光学顕微鏡で観測した。Hosakaグループは、この方法が光磁気記録だけでなく光相変化記録にも利用できることを明らかにした<sup>36,37)</sup>。

しかし、このように光ファイバプローブを走査するやり方では、高速の転送レートを得ることができない。このことを解決する方法として提案されたのが、SIL (solid immersion lens)<sup>38)</sup>というレンズを用いた光磁気記録である<sup>39)</sup>。

SIL光学系そのものは近接場ではなく、通常の回折理論が成立する系である。8.1節に述べたように回折限界はレンズの $NA = n \sin \theta$ に反比例するので、このNAを大きくしてやれば分解能が向上する。NAを大きくする方法として、開口角 $\theta$ を大きくするとともに、対物レンズと対象物体の間の空間を屈折率 $n$ の大きな液体で満たす手法がある。その液体の代わりにレンズの媒質自体を使うのがSILである。図8.21は、SILについての説明図である<sup>40)</sup>。レンズで集光された場合のスポットサイズはほぼ $0.5\lambda/NA$ で与えられ、通常のレンズの場合NAは0.5~0.6程度なのでスポット径は $\lambda$ の程度であるが、半球型SILを用いると $n = 2$ 、 $\theta = 45^\circ$ として、 $NA = 1.4$ 程度にすることが可能で、スポットサイズは $0.18 \lambda$ と、通常のレンズ系の1/3程度となる。さらに、超半球型レンズとよばれるレンズを用いると、スポットサイズは $0.5 \lambda/n^2 \sin^2 \theta_1$ で表され、 $n = 2$ 、 $\theta_1 = 45^\circ$ として、 $0.09 \lambda$ の解像度が得られる。臨界角より大きな入射角で

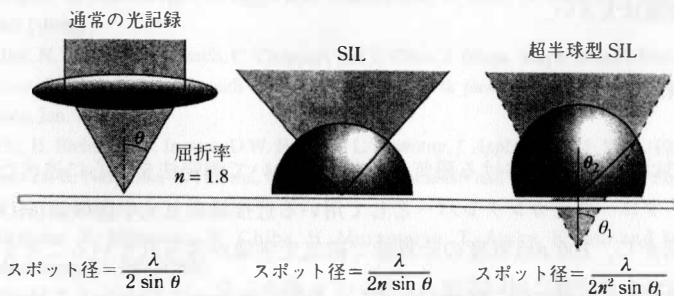


図8.21 SILの説明図。(a) 通常のレンズ集光系、(b) 半球型SILを用いた集光系、(c) 超半球型SILを用いた集光系。

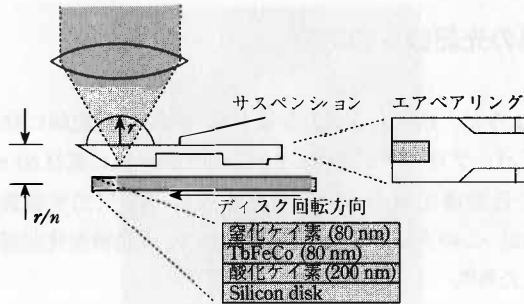


図8.22 ハードディスク用ヘッドアセンブリーに搭載したSILを用いた近接場光磁気記録システム。

レンズの底面に達した光は全反射するので、SILの平坦な底面からは伝搬光として出射せず、エバネセント波となる。したがって、SILと記録媒体の距離を近接場の範囲に保持するならば、近接場記録・再生が可能である。

図8.22に示すように、SILを磁気ディスク装置のヘッドアセンブリー（いわゆるジンバル）に搭載して光磁気記録を行うアイデアが、1994年Terrisらにより出された<sup>41)</sup>。この方法により、面記録密度380 Mbit/cm<sup>2</sup>、データ転送速度3.3 Mbpsを達成している。鈴木らはMFM（磁気力顕微鏡）を用いて、SIL記録されたマークを観測し、2 Gmarks/in<sup>2</sup>を達成していると発表した<sup>42)</sup>。このSIL記録については、ヘッド浮上量は100 nm以上あるため、かならずしも近接場の範囲になく、また、臨界角より小さな入射角で入った光の効果が大きいので、近接場記録とするべきではないとの批判もある。しかし、ハードディスクの記録密度限界を超えるアプローチの1つとして、光アシスト磁気記録などが検討される現在<sup>43,44)</sup>、ハードディスク系に磁気光学の導入を進めた功績は大きい。

## 8.6 おわりに

この章では、近接場における磁気光学効果について測定法を中心に述べた。特に、ファイバースコープをカンチレバーとして用いる近接場磁気光学顕微鏡(MO-SNOM)について紹介し、100 nm程度の分解能で磁気光学像が得られていることを示した。また、近接場を光記録に用いる試みについても紹介した。

浅学のため、近接場の理論について触れることができなかった。これについては、専門家の書かれたものを参照されたい<sup>17)</sup>。

## 参考文献

- 1) E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder and C. -H. Chang, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1432 (1992).
- 2) E. Betzig, J. K. Trautman, J. S. Weiner, T. D. Harris and R. Wolfe, *Appl. Opt.*, **31**, 4563 (1992).
- 3) 佐藤勝昭, 固体物理, **34**, 681 (1999).
- 4) D. W. Pohl, *Near Field Optics* (ed. D. W. Pohl and D. Courjon), p.1, Kluwer Academic Pub. (1993).
- 5) A. Sommerfeld, *Ann. D. Phys.*, **IV 28**, 665 (1909).
- 6) E. H. Synge, *Phil. Mag.*, **6**, 356 (1928).
- 7) E. A. Ash and G. Nichols, *Nature*, **237**, 510 (1972).
- 8) D. W. Pohl, W. Denk and M. Lanz, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 651 (1984).
- 9) D. W. Pohl, W. Denk and U. Dürig, *Proc. SPIE*, **565**, 56 (1985).
- 10) U. Ch. Fischer, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B3**, 386 (1985).
- 11) A. Lews, M. Isaacson, A. Harootunian and A. Murray, *Ultramicroscopy*, **13**, 227 (1984).
- 12) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 674 (1988).
- 13) E. Bezig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner and R. L. Kostelak, *Science*, **251**, 1468 (1991).
- 14) E. Bezig and J. K. Trautman, *Science*, **257**, 189 (1992).
- 15) R. C. Reddick, R. J. Warmack and T. L. Ferrell, *Phys. Rev.*, **B39**, 767 (1989).
- 16) H. Hori, *Near Field Optics* (ed. D. W. Pohl and D. Courjon), p. 105, Kluwer Academic Pub. (1993).
- 17) M. Otsu and H. Hori, *Near-Field Nano-Optics*, Chap. 4, p.113, Kluwer Academic Pub. (1999).
- 18) M. Fujihira, H. Mononobe, H. Muramatsu and T. Ataka, *Chem. Lett.*, **3**, 657 (1994).
- 19) N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka and M. Fujihira, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 321 (1995).
- 20) H. Muramatsu, N. Chiba, K. Homma, K. Nakajima, T. Ataka, S. Ohta, A. Kasumi and M. Fujihira, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3245 (1995).
- 21) F. Zenhausern, M.P. O'Boyle and H. K. Wickramasinghe, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1623 (1994).
- 22) Y. Inouye and S. Kawata, *J. Microscopy*, **178**, 14 (1995).
- 23) G. Eggers, A. Rosenberger, N. Held and P. Fumagalli, *Proc. 4th Int. Conf. Near-Field Optics* (NFO-4), Feb. 9-13 (1997).
- 24) P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Günterodt, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2803 (1998).
- 25) V. Kottler, N. Essaidi, N. Ronarch, C. Chappert and Y. Chen, *J. Magn. Magn. Mater.*, **165**, 398 (1997).
- 26) V. Kottler, C. Chappert, N. Essaidi and Y. Chen, *Digest: 7th Joint MMM-Intermag Conference*, San Francisco, Jan. 1998, GEII.
- 27) B. Hecht, H. Bielefeldt, Y. Inouye, D.W. Pohl and L. Nowotny, *J. Appl. Phys.*, **81**, 2492 (1997).
- 28) Y. Mitsuoka, K. Nakajima, K. Honma, N. Chiba, H. Muramatsu and T. Akita, *J. Appl. Phys.*, **83**, 3998 (1998).
- 29) K. Nakajima, Y. Mitsuoka, N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka, K. Sato and M. Fujihira, *Ultramicroscopy*, **71**, 257 (1998).
- 30) T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 712 (1999).
- 31) K. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, 2403 (1981).

- 32) T. Ishibashi, T. Yoshida, A. Iijima, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima, *J. Microscopy*, **194**, 374 (1999).
- 33) 吉田武一心, 山本 仁, 飯島文子, 石橋隆幸, 佐藤勝昭, 中島邦雄, 光岡靖幸, 日本応用磁気学会誌, **23**, 1960 (1999).
- 34) 川上彰二郎, 白石和男, 大橋正治, 光ファイバーとファイバー形デバイス, 培風館 (1996).
- 35) P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Günterodt, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2803 (1998).
- 36) R. Imura, T. Shintani, K. Nakamura and S. Hosaka, *Proc. 3rd International Symposium on Physics of Magnetic Materials*, p.511 (1995).
- 37) S. Hosaka, T. Shintani, M. Miyamoto, A. Hirotsune, M. Terao, M. Yoshida, K. Fujita and S. Kammer, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**, 443 (1996).
- 38) S. M. Mansfield and G. Kino, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2615 (1990).
- 39) B. D. Terris, H. J. Mamin and D. Rugar, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 141 (1996).
- 40) P. F. Carcia and T. Suzuki, *Magneto-Optical Recording Materials* (ed. R. J. Gambino and T. Suzuki), Chap. 3, p.90, IEEE, New York, (2000).
- 41) B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar, W. R. Studenmund and G. S. Kino, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 388 (1994).
- 42) P. Glijer, T. Suzuki and B. Terris, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **20**, Suppl. S1, 297 (1996).
- 43) H. Nemoto, H. Saga, H. Sakeda and M. Takahashi, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, Suppl. S1, 229 (1999).
- 44) H. Katayama, S. Sawamura, Y. Ogimoto, J. Nakajima, K. Kojima and K. Ohta, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, Suppl. S1, 233 (1999).