

筑波大学 物質創成科学特別講義I
2008.12.1-12.3

磁気光学入門(第3日)

佐藤勝昭

東京農工大学特任教授

JSTさきがけ「次世代デバイス」研究総括

第3日の内容

- 第1日(12月1日)
 - 1.磁気光学効果とは何か, (3時限)
 - 2.磁気光学効果は何に 응용されているか(4時限)
 - 3.電磁気学に基づく磁気光学の理論(5時限)
- 第2日(12月2日)
 - 4.磁気光学効果の電子論(2,3時限)
 - 5.磁気光学効果の測定法 (4時限)
 - 6.磁気光学で電子構造をさぐる(5時限)
- 第3日(12月3日)
 - 7.磁気光学の最近の展開 (2,3時限)

7.磁気光学の最近の展開

7.1 近接場磁気光学効果

7.2 非線形磁気光学効果

7.3 その他の磁気光学効果

7.3.1 X線磁気光学顕微鏡

7.3.2 Sagnac顕微鏡

7.3.3 ポンププローブ法による動的磁化測定

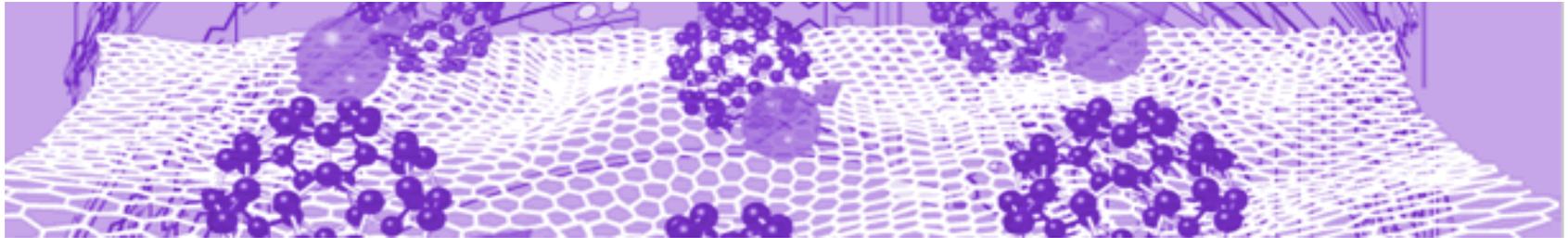
7.3.4 スピン注入の光学的観測

7.3.5 スピン注入磁化反転の磁気光学観察

参考事項 超短パルス光による高速磁化反転

4.1 近接場における光と磁気

- ① 従来の光学vs.近接場光学
- ② 近接場顕微鏡 (SNOM)
- ③ 光アシスト磁気記録に用いる近接場光ヘッド



①従来の光学vs.近接場光学

- **従来の光学**においては、波長より大きなスケールでの物質の光学応答を均質なものとみなし、平均化してマクロなパラメータである誘電率に置き換えて媒質を伝搬する電磁波の分散関係を設定することによって、電磁波の伝搬の問題を取り扱い、物質の部分系と光のミクロな電磁相互作用をあらわには取り扱いません。
- これに対して、**近接場光学**では、光学応答している物質系の表面に、光波長よりも遙かに近い距離まで小さなプローブを近づけて、物質系の光学応答を計測するので、原子レベルにいたるまでのミクロな領域での光と物質の相互作用の素過程を観察することとなります。

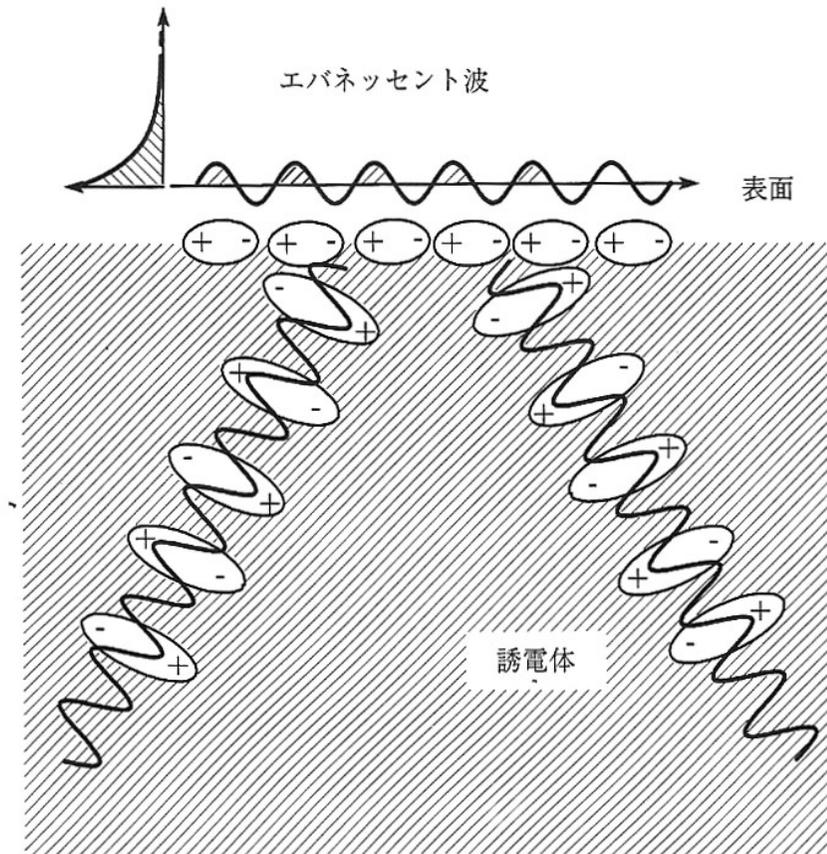


図 1・3 表面で途切れた分極の連鎖が作る物質表面の光波

近接場光学を特徴づける空間的サイズ

- 従来のスケールの波動光学においては、物質の光学応答は、光の波長のスケールで平均化されたものなので、波動現象が有効であるような空間的スケールは、どんなに小さくても波長程度の領域にとどまります。このため、波動現象に基づく干渉効果をどのように利用しても波長の数分の1程度以下の空間に収束することができません。これを光波の回折限界と呼んでいます。
- これに対して、**近接場光は**、あらゆる相互作用にともなう物質近傍での光の場を含んでおり、近接場光を特徴づける空間的なサイズは、波長ではなく、**着目している物質の空間的な広がり**と、**プローブと物質との距離に依存し、空間的細かさに制限はありません。**ただし、原子スケールに近づくと、電子の波動関数の広がりを観測することとなって、光の場と物質とを切り離すことができなくなります。

堀井上: ナノスケールの光学

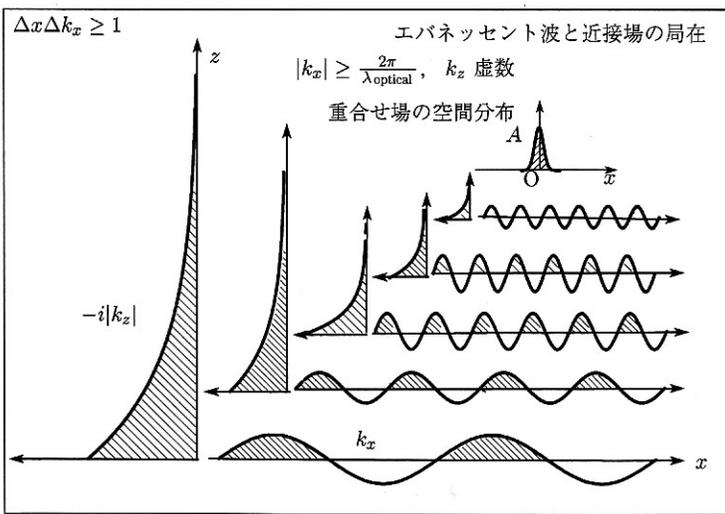
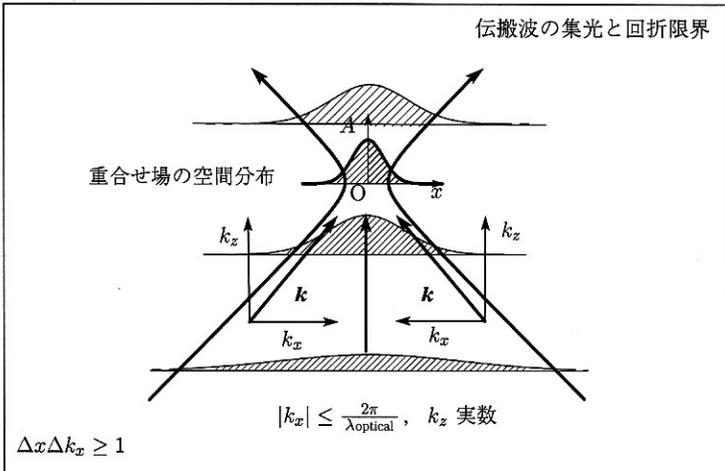


図 1・4 伝搬波の回折限界とエバネッセント波の重ねせによる光の場の空間的局在

近接場における電磁相互作用の特徴

- 波長よりはるかに微小な物質の近傍には、非常に空間周波数の高い、すなわち波数の大きな電磁場分布がありますが、この場は物質から遠ざかると指数関数的に減少してしまうエバネッセント波です。
- 従って、光波長よりも遙かに短い距離に置かれた2つの微小物体は、それぞれの物体の近傍にあって互いの相手に向かって指数関数的に減衰していく2つのエバネッセント波が含まれ、**近距離に置かれた物体間でのみ相互作用しあいます。**
- 一方の物体が光源であり、他方が検出器であれば、物体間での電磁エネルギーの移動がおきる。これは、物体間での**光励起のトンネル現象**と見ることができます。

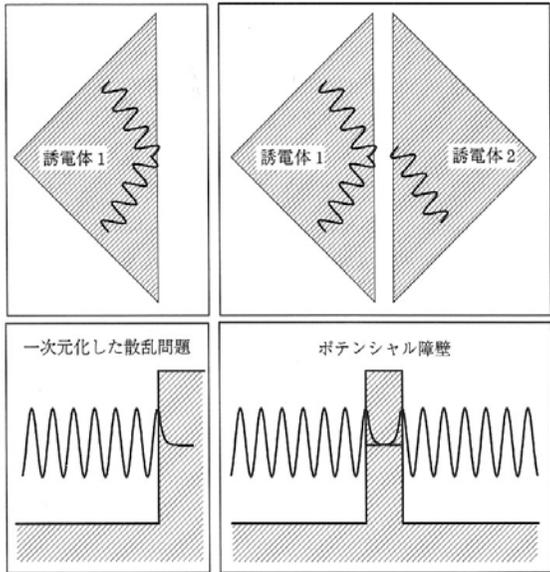
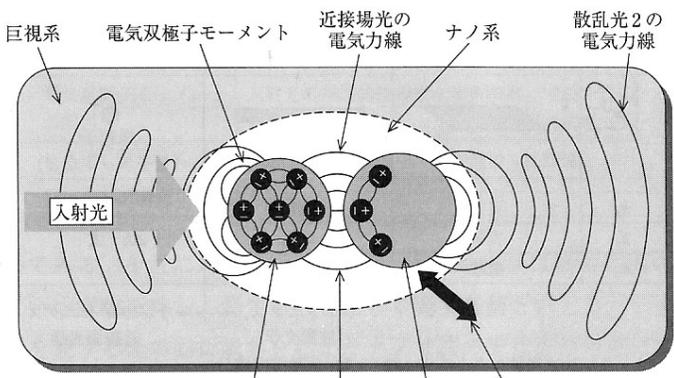


図 1-5 エバネッセント波を介しての励起の移動と一次元化された等価散乱問題としてのトンネル現象

堀・井上:前掲書



小 ← エネルギー移動量 → 大
 エネルギー移動量 → 0 に外挿
 形状計測、分光分析
 加工、デバイス機能
 ナノフォトニクス

図 1-10 近接場光の測定の様子

大津・小林:
 ナノフォトニクスの基礎
 (オーム社, 2006)

運動方程式とマクスウェル方程式を連立で解く

- 自由電子の運動方程式

$$m d^2 u / dt^2 = q E$$

に $P = N q u$ を代入して $d^2 P / dt^2 = (N q^2 / m) E = \omega_p^2 \varepsilon_0 E$ より

$$- \omega^2 P - \omega_p^2 \varepsilon_0 E = 0 \quad (1)$$

- 光の場は、マクスウェルの方程式で与えられるので、

$$\text{rot} \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t = -i \omega (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t = i \omega \mu_0 \mathbf{H}$$

となり、 H を消去すると

$$- \omega^2 \mathbf{P} + (c^2 K^2 - \omega^2) \varepsilon_0 \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

(1) と (2) を連立させて解く。

プラズモンポラリトン分散式

- (1)と(2)を連立させて、0でない解を得るためには、永年方程式

- $$\begin{vmatrix} \omega^2 & \omega_p^2 \varepsilon_0 \\ \omega^2 & (\omega^2 - c^2 K^2) \varepsilon_0 \end{vmatrix} = 0 \quad (3)$$

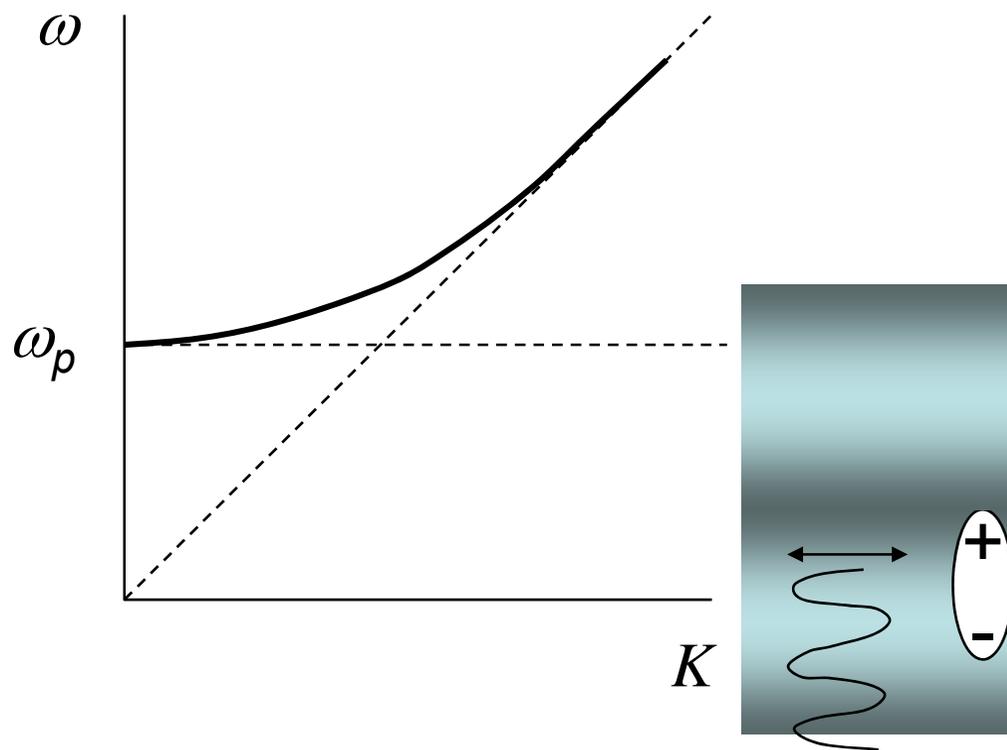
- が成立しなければならない。これより、

$$\omega_p^2 - (\omega^2 - c^2 K^2) \varepsilon_0 = 0 \quad (4)$$

- が得られる。これが、プラズモンポラリトンの分散を与える式である。これより $\{\omega_p^2 + c^2 K^2\}^{1/2}$
- 従って、 $K \rightarrow 0$ のとき $\omega = \omega_p$ 、 $K \rightarrow \infty$ のとき $\omega = cK$

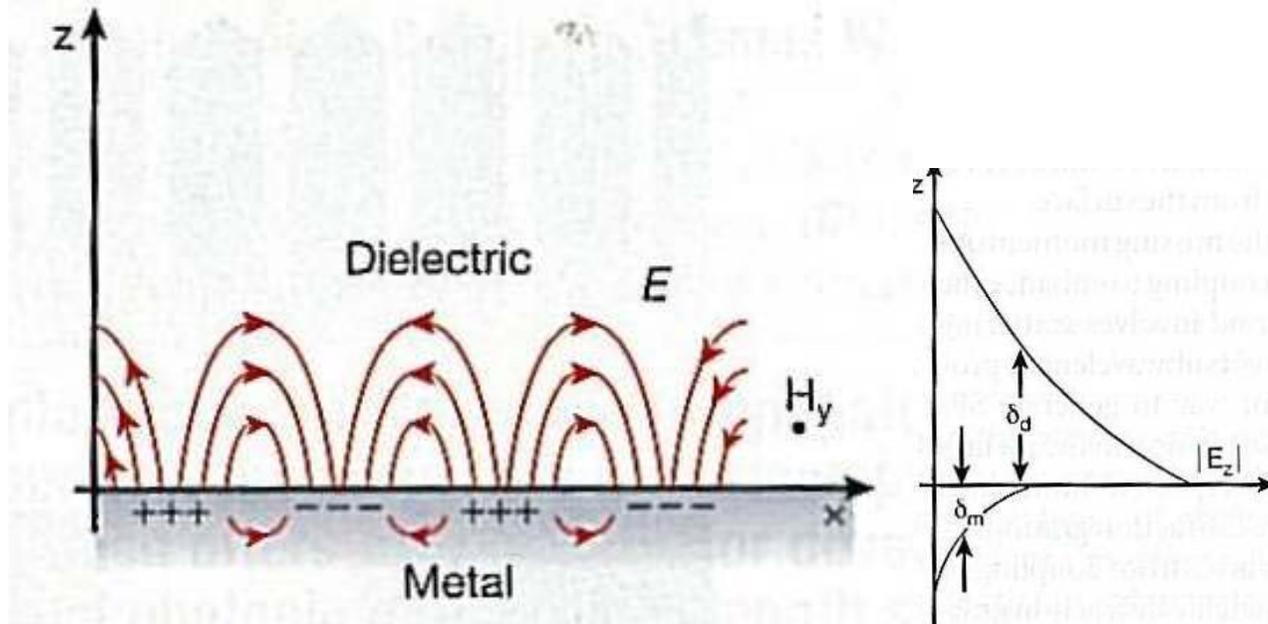
バルクプラズモンの分散式

- バルクプラズモンの分散曲線は電磁波の分散曲線と交点をもたない。
- 光は横波で、プラズマ振動(電荷の粗密波)は縦波だからである。



表面プラズモン

- 表面に電荷の粗密波が生じると、電気力線は表面に垂直に生じる。垂直入射した光とはカップルしないが、全反射の際に表面付近に沿ってすすむ光とはカップルできる。



表面プラズモンと電磁波の結合

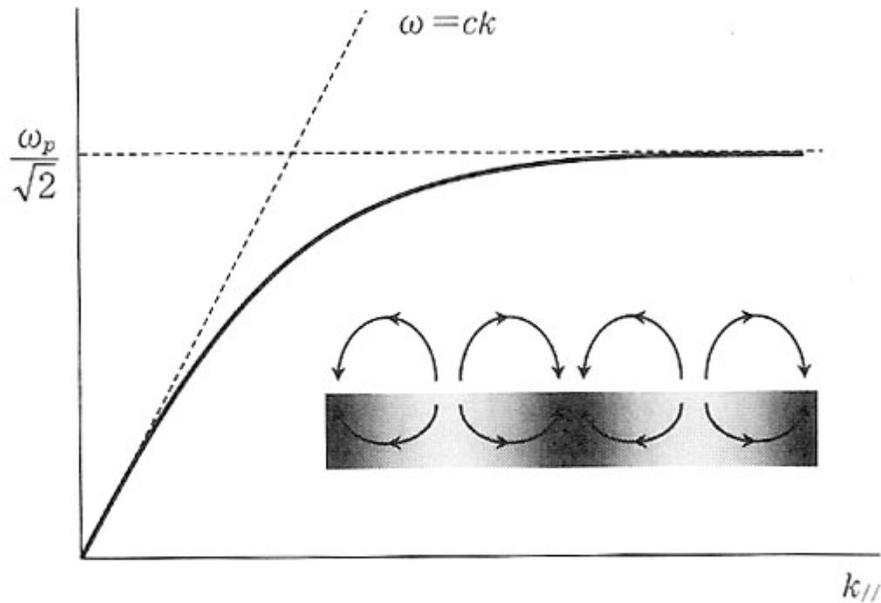


図 1・15 表面プラズモンの分散関係
 ——電子散乱を無視したドルーデモデルによる計算。挿入図は表面プラズモンのようすを電荷疎密波と電場ベクトルで描いている。黒い領域が電子密度の高いところ。ここでは完全導体を仮定（散乱を無視）しているので、界面での電場ベクトルは面に対して垂直である。点線は真空中を伝搬する光の分散関係。表面プラズモンの分散関係と交点を持たない（周波数と波数を同時に一致させることができない）ので、金属表面に直接光を照射しても表面プラズモンは励起できない——

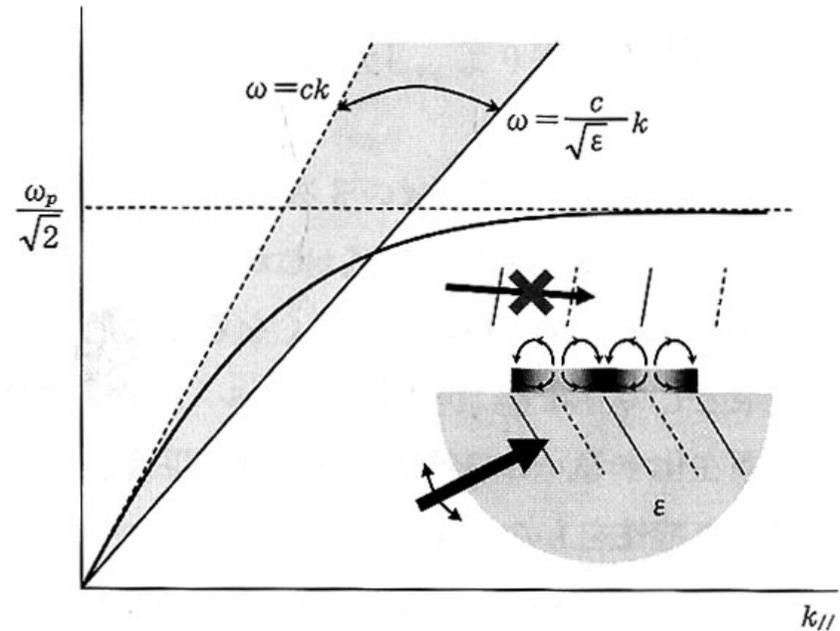


図 1・16 誘電体(ガラス)、空気、金属の3層構造による表面プラズモンの励起方法
 ——誘電体中で光の波長が短くなることを利用して、表面プラズモンの分散関係と交点を持つようにしている。エネルギーを固定して波数をマッチングさせる（入射角度で調整する）、あるいは入射角度を固定してエネルギーをマッチングさせることによって励起が可能である——

近接場光の発生

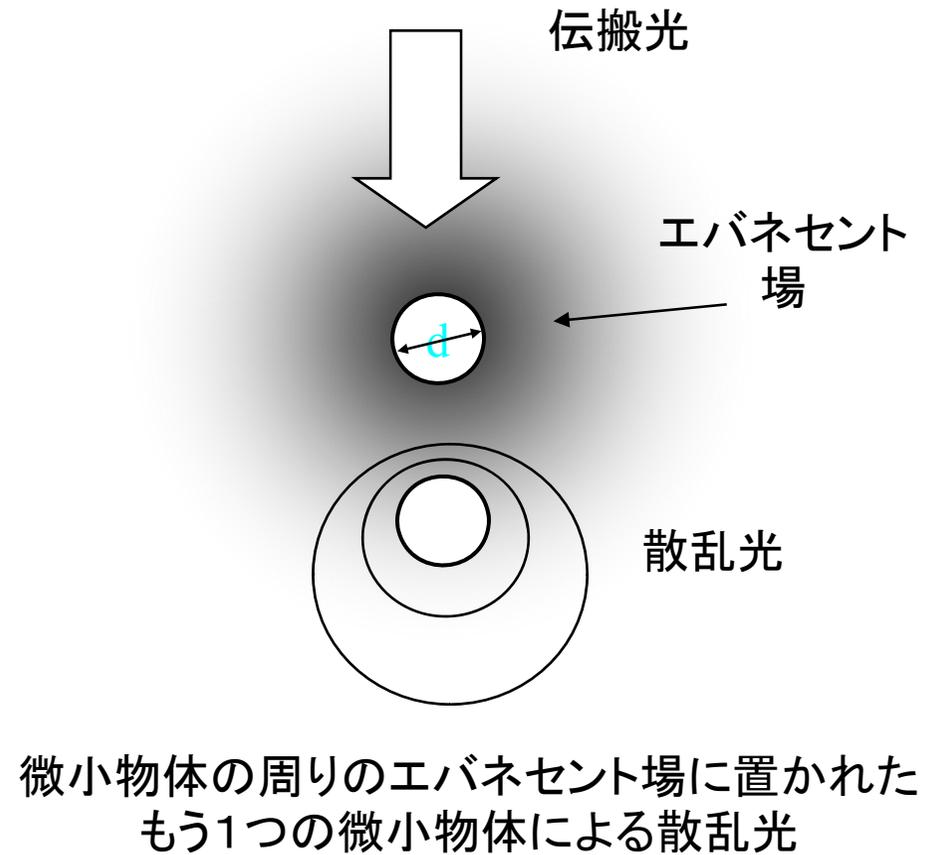
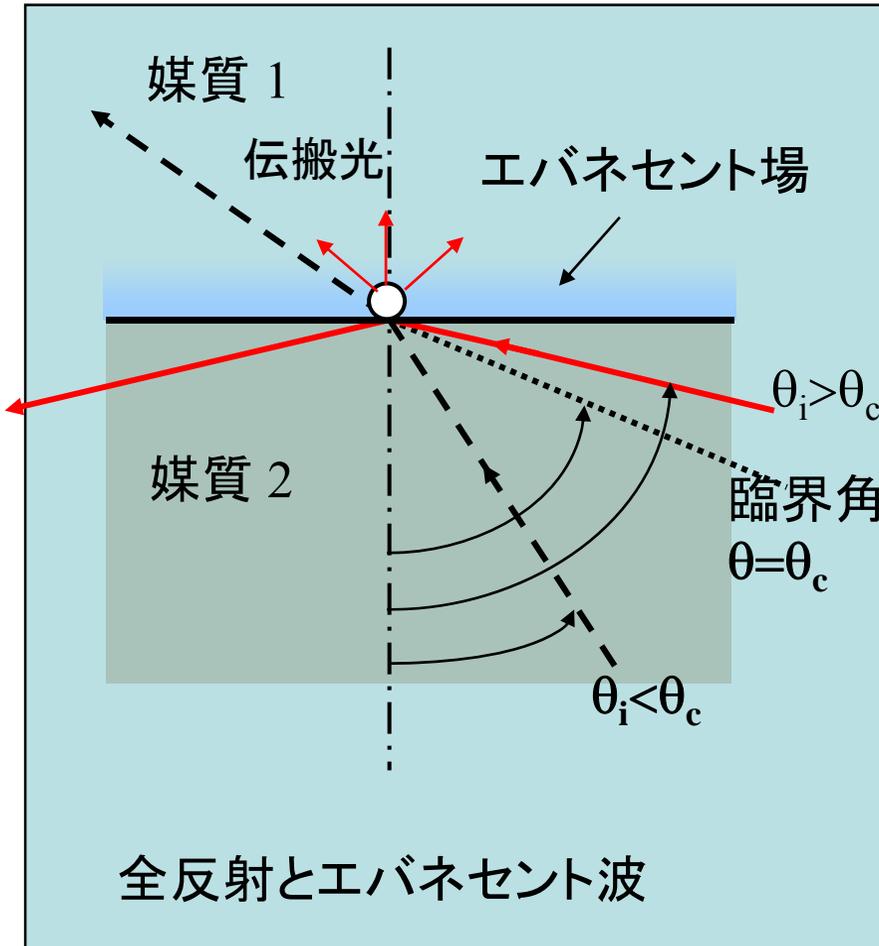
- 電磁気学において近接場という概念は決して新しいものではない。Hertzはダイポールの近くの電磁界は $1/r$ ではなく、 $1/r^3$ の依存性をもち遠隔場から予測される強さより遙かに強いということを明らかにしている。Sommerfeldは具体的にダイポールアンテナの近傍における電磁界を導出している[i]。
- 近接場光の発生の仕方にはいくつかの方法がある。全反射光学系において反射面の裏側に生じるエバネッセント波を利用する方法、微小開口を利用する方法、波長に比べて十分小さい物質を通常の伝搬光の場に置くことによって物質のごく近傍に発生させる方法などである[iii]。

•

[i] A. Sommerfeld: Ann.D. Phys. **IV 28**. 665 (1909)

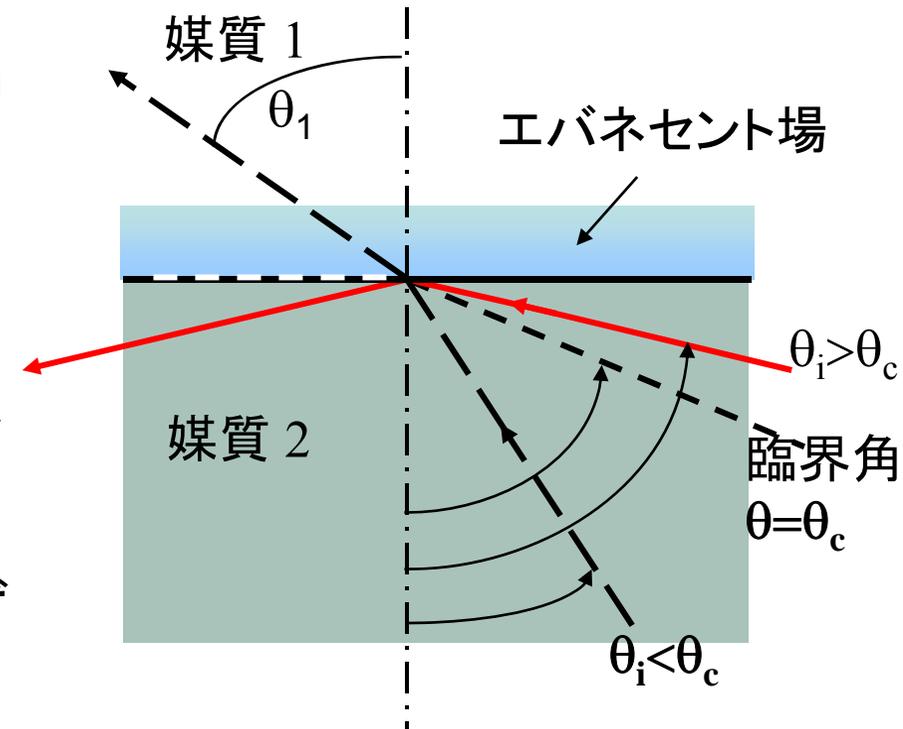
- [ii] 齋木敏治、戸田泰則: ナノスケールの光物性(オーム社、2004)p.89

近接場の発生



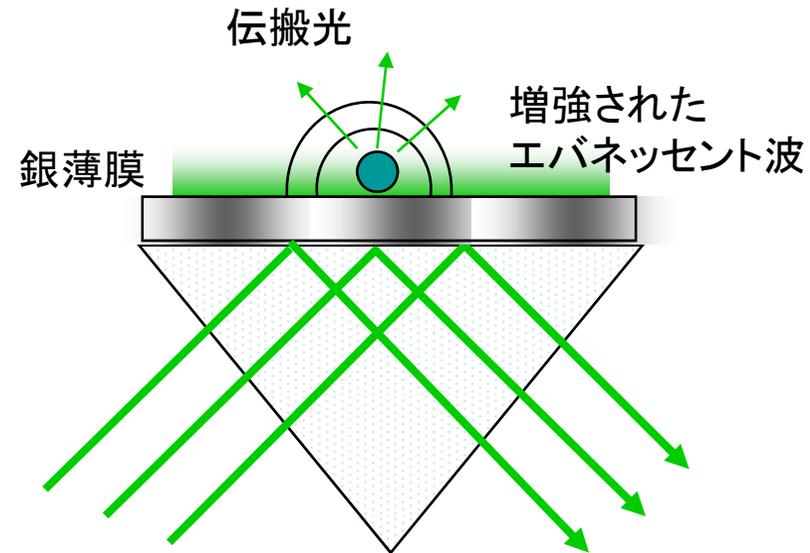
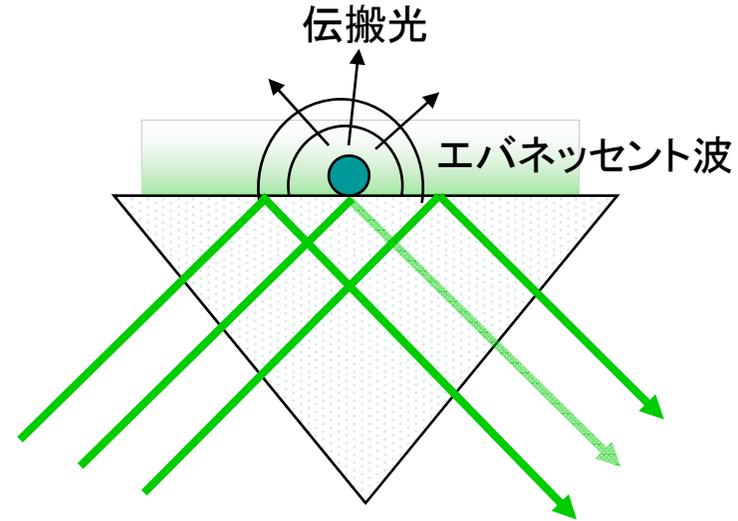
全反射とエバネッセント波

- 媒質1と媒質2が接しているとします。媒質2の屈折率が媒質1の屈折率より大きいと仮定します。
- 光が媒質2から媒質1にすすむとき、入射角 θ_i が臨界角 θ_c より小さいときは図の上の点線のようにスネルの法則に従って屈折しますが、入射角が臨界角になると、出射角が90度となり、面内に進みます。
- 入射角が臨界角を越えると、透過せず、赤線のように全反射が起きます。
- このとき、媒質1の表面には伝搬しない電磁波であるエバネッセント波が界面から波長程度の範囲に生じます。



全反射プリズム

- 全反射プリズムの反射面の外側にはエバネッセント波があります。この波は伝わらないで減衰する波ですが、ここに微小物体を置くと散乱光は伝搬光になり観測できます。
- 全反射プリズムの反射面に銀薄膜を堆積させると、エバネッセント波が表面プラズモン増強され微小物体が観測しやすくなります。



②近接場磁気光学顕微鏡 (MO-SNOM)

- 近接場顕微鏡(SNOM)の歴史
- 近接場磁気光学顕微鏡(MOSNOM)の開発
- MOSNOMによる光磁気記録データの観察

SNOM=scanning near-field optical microscope(近接場光学顕微鏡)

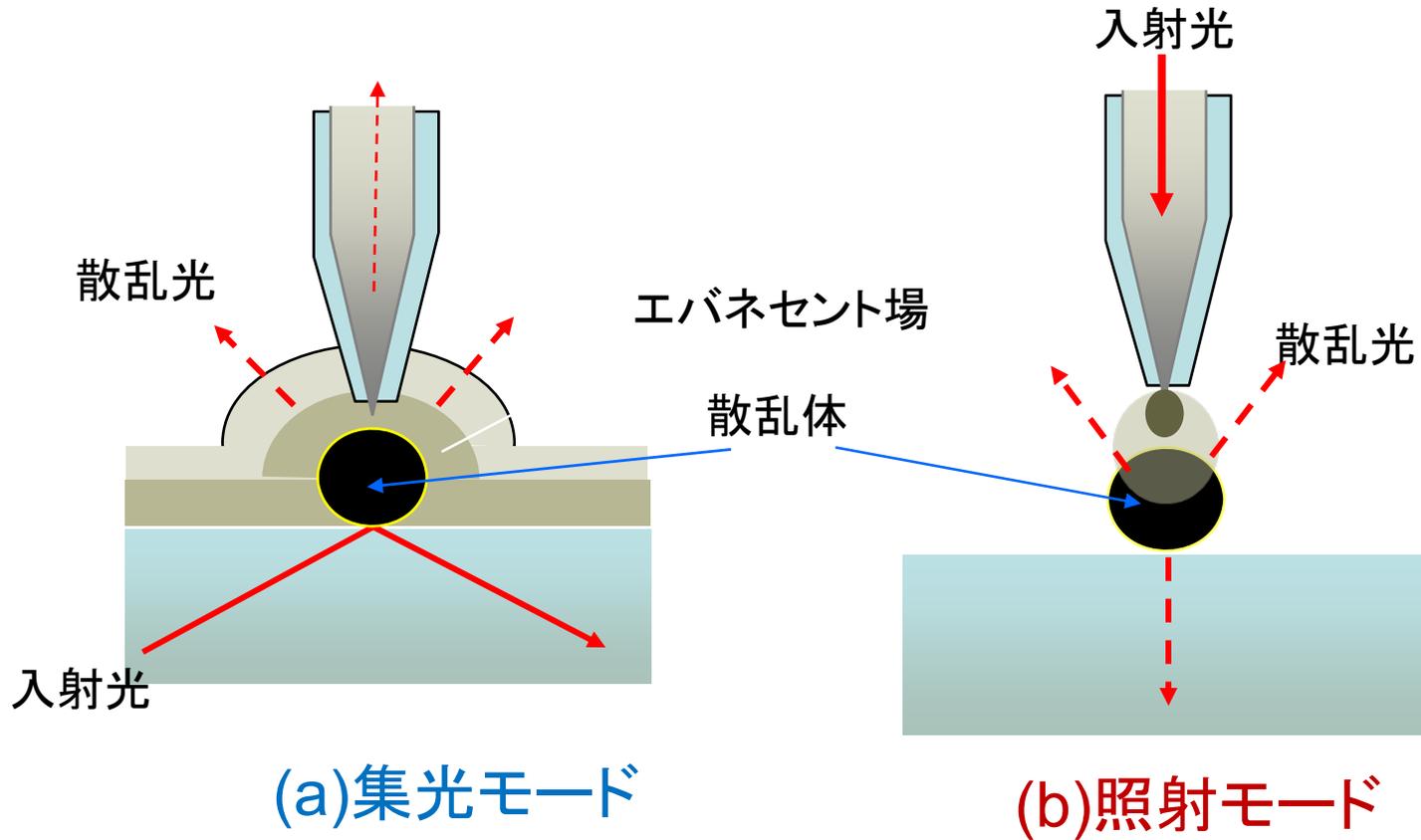
SNOMの歴史

- 近接場の概念：電磁気学において古くから知られる
 - Hertz: Dipoleの近くの電場は $1/r$ ではなく $1/r^2$:かなり強い
 - Sommerfeld: Dipole antenna近傍の近接場を導出
- 1928 Synge(英):近接場顕微鏡のアイデアを提案
- 1972 Ash:マイクロ波で波長の $1/60$ の解像度達成
- 1982 Pohl: SNOMの原形
- 1985 Pohl: 20nmの分解能達成
- 1991 Betzig:マイクロピペットを使って実用性の高いSNOMを開発;光磁気記録に成功

SNOMの3つのモード

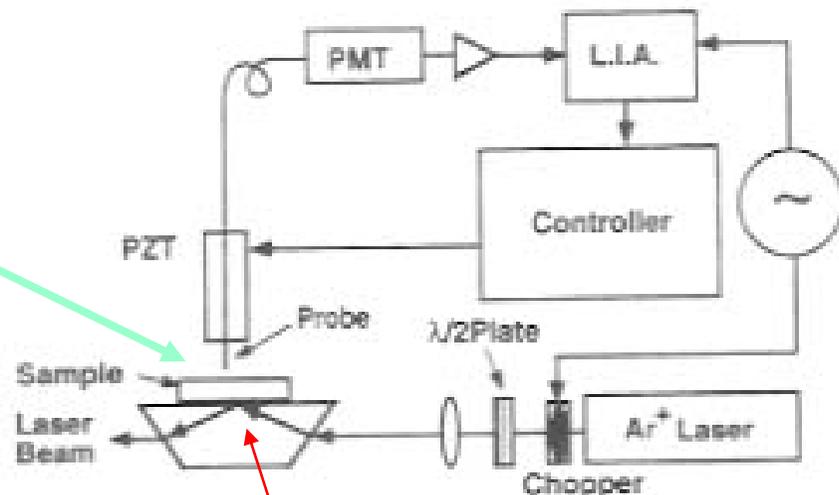
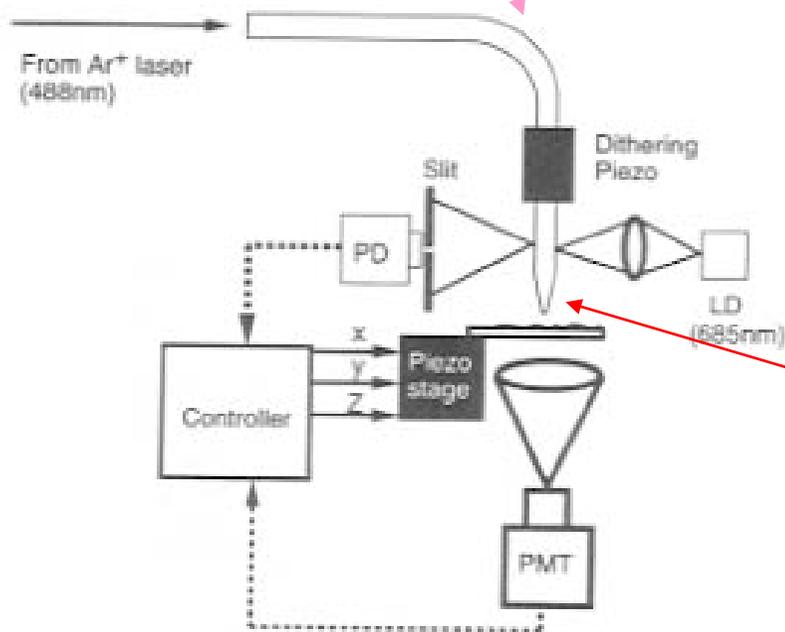
- 近接場を用いて、回折限界以下の微小な領域のイメージングをおこなうのが近接場顕微鏡である。
- プローブの使用形態によってつぎの3つのモードがある
 - 集光モード: 対象に遠隔場を照射しプローブで近接場光を集光する。
 - 照射モード: 対象にプローブからの近接場光を照射し遠隔場で検出する
 - 照射・集光モード: 同じプローブを照射・集光にもちいる。

光ファイバプローブを用いたSNOM



集光モード、照射モードのSNOM

- 集光モード
- 照射モード



全反射光学系のエバネセント場に試料を置く。

先を細くした光ファイバープローブから近接場光を出射

照射・集光モードのSNOM

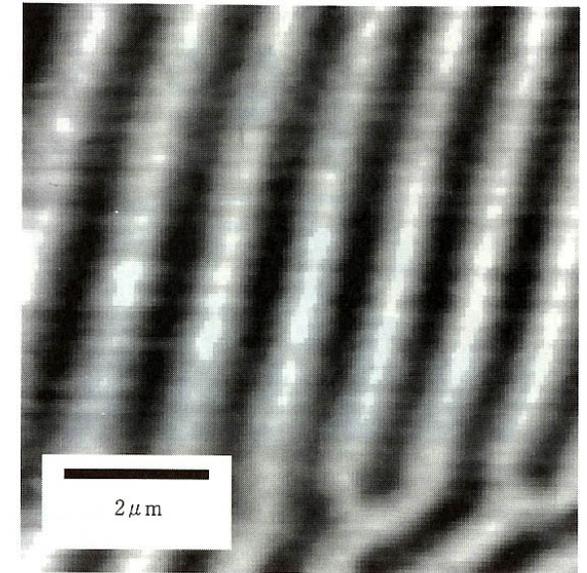
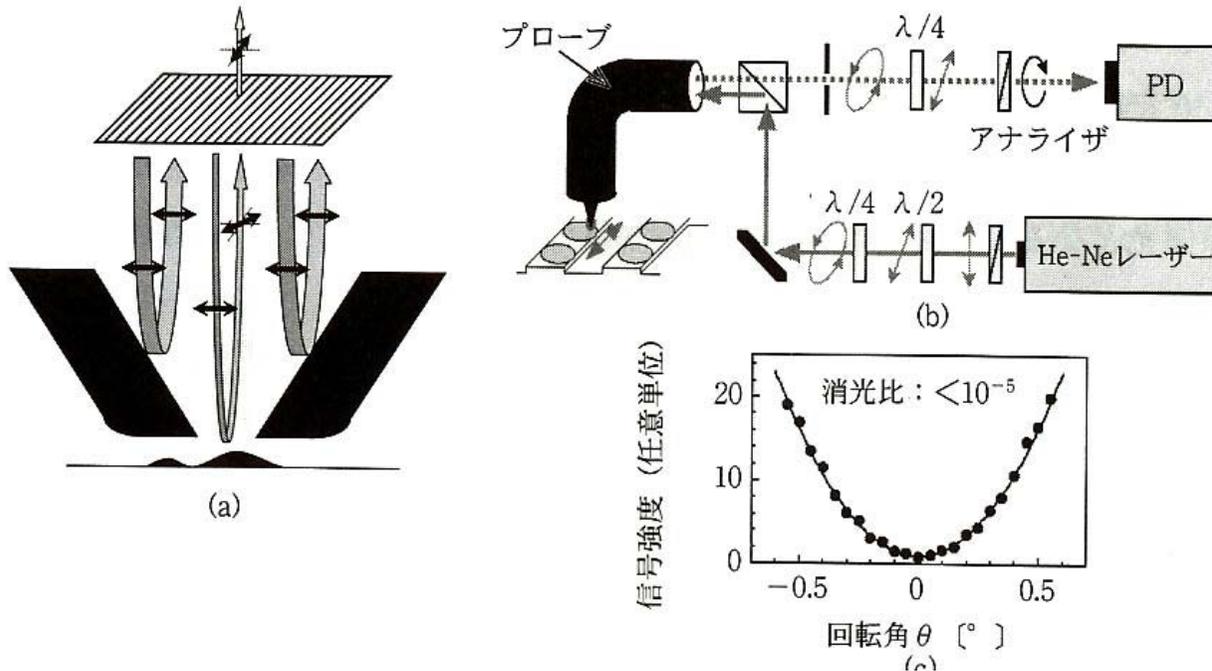
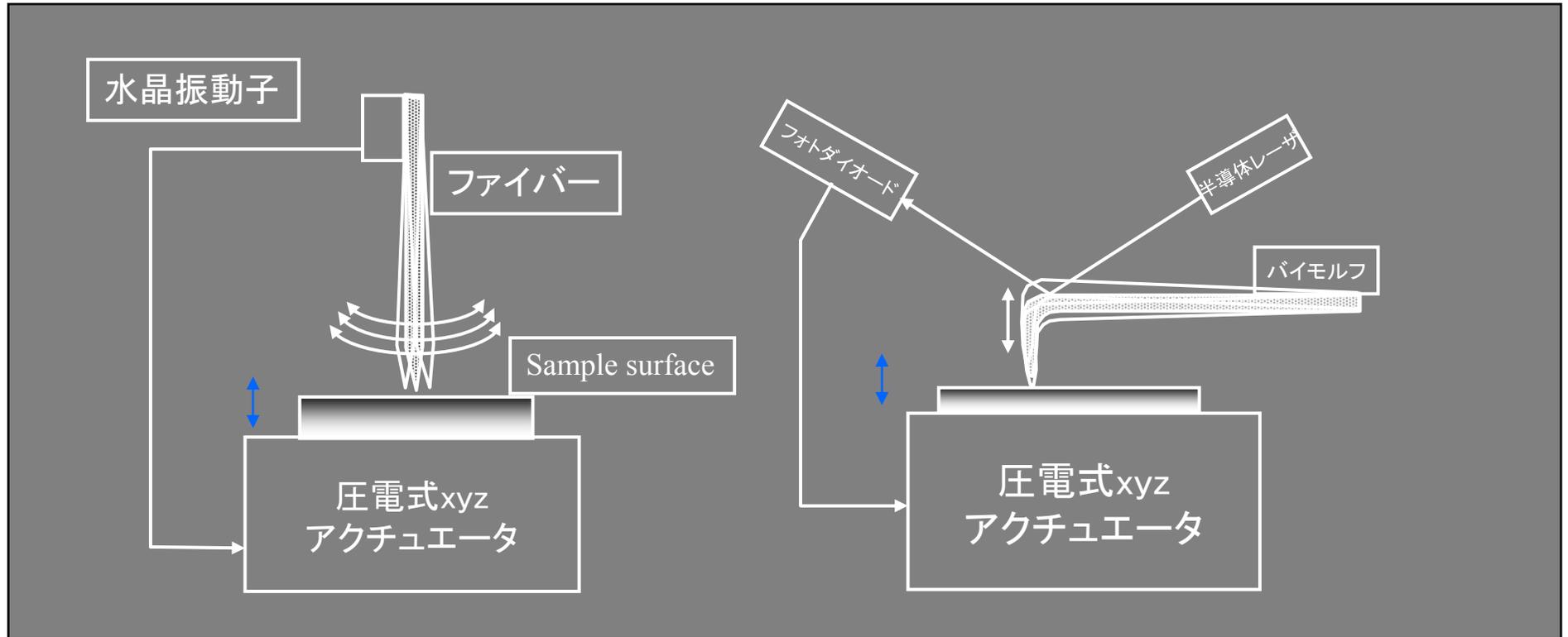


図 4・38 反射配置の磁気光学応答(カー回転)をコントラストとして観察したガーネット薄膜の磁区構造

- テーパ部における強い反射光が背景光になることを防ぐために偏光素子を用いる。

プローブの高さ制御



シアフォース(剪断力)方式

カンチレバー方式

SNOMによる磁気光学測定

- ・ 1991 Betzig : 光ファイバーをテーパー状に細めたプローブで光磁気記録・再生に成功
- ・ 1992 Betzig : 超微細加工した金属細線リングの偏光像
- ・ 多くの研究があるが、高解像度のMO-SNOM像は得られていない
- ・ 偏光をファイバを通して伝えるのが困難

Kottlerらの試み

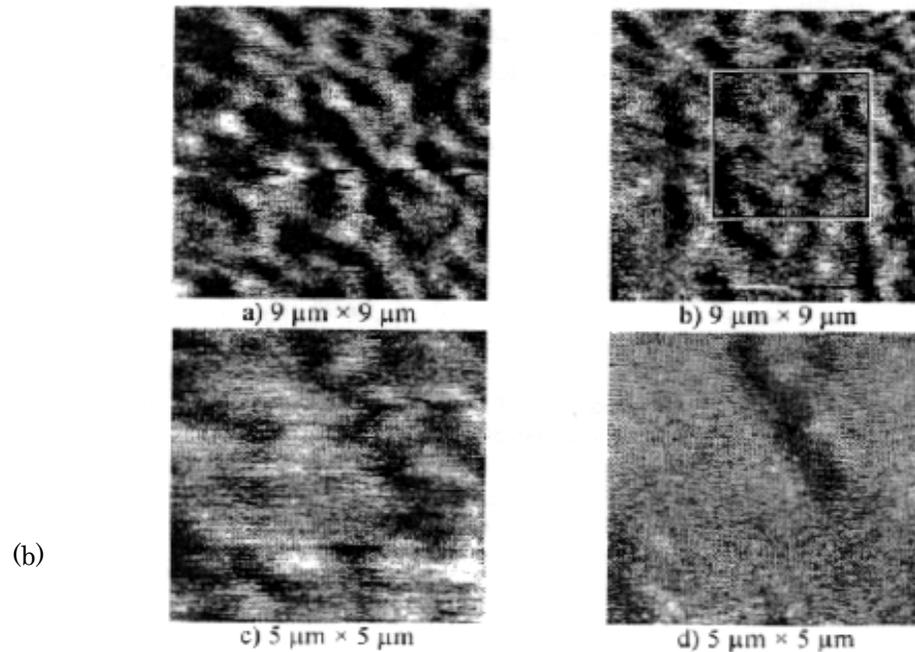
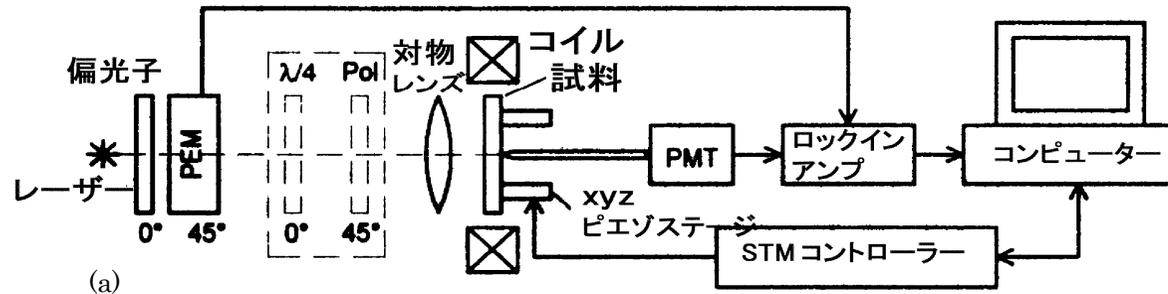
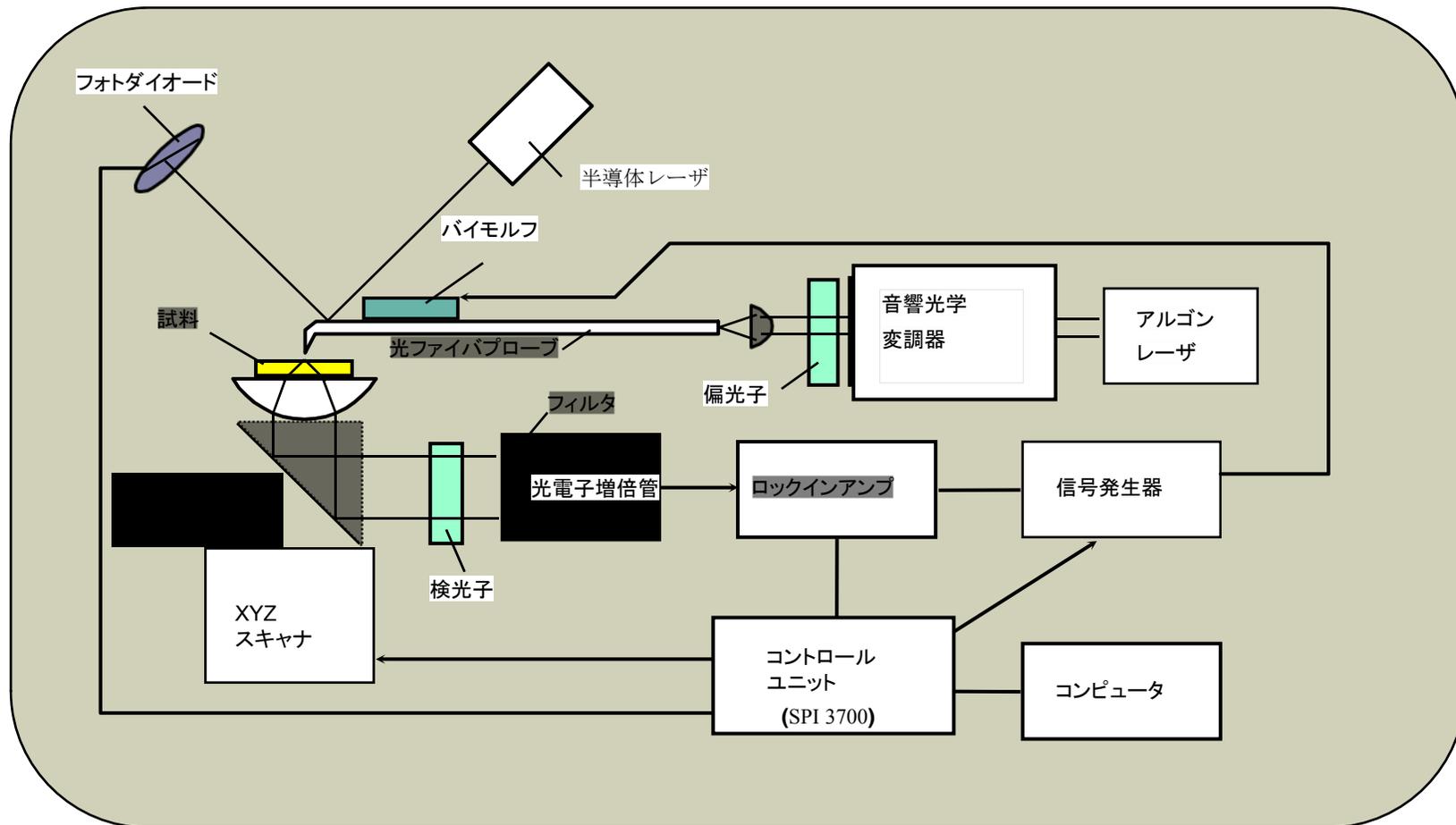


図6 (a) CD-SNOMシステムと(b)Pt/Coの磁区像 (Kottler²⁵)

筆者らの方法

- ・SNOM-AFMモードを利用
- ・クロスニコル法→コントラスト比とれない
→解決法: PEMによる偏光変調
- ・ファイバー特性の測定→プローブの選別
- ・偏光伝達特性の補償
→約0.1 μ mの解像度を達成

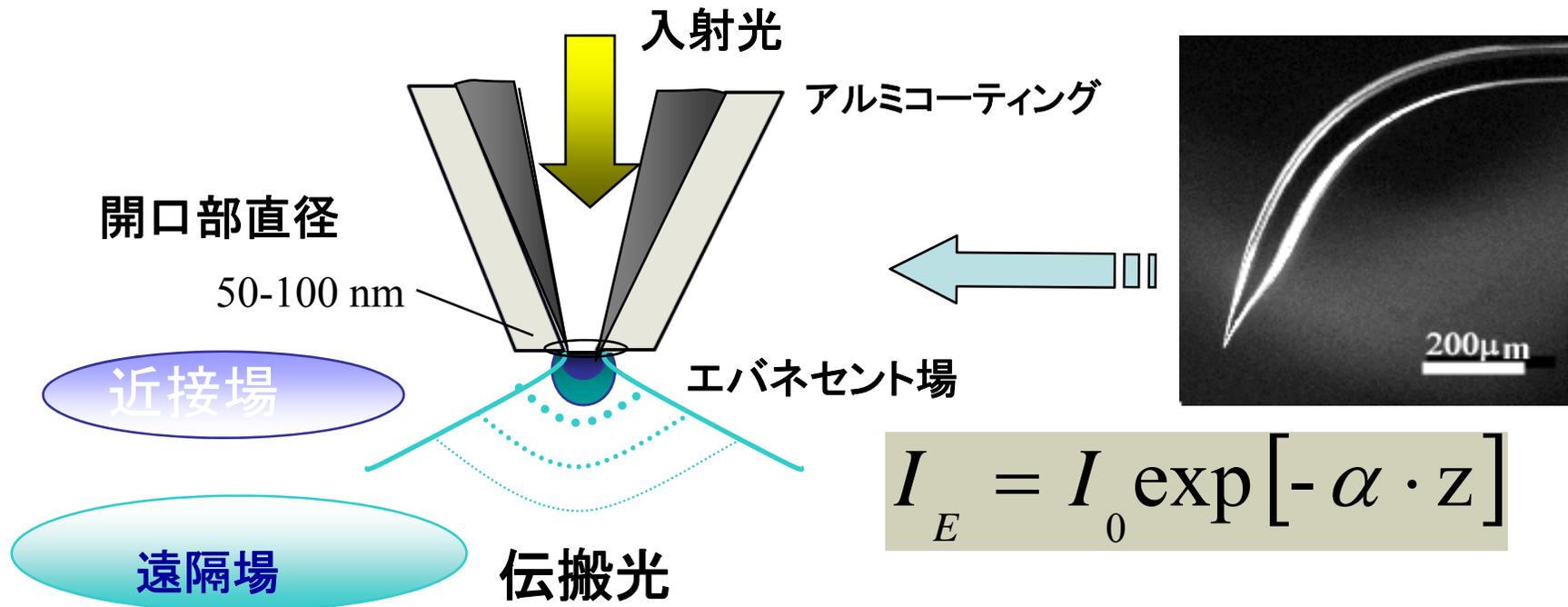
SNOMのブロック図



ベントファイバプローブ



光ファイバークローブと近接場光学系



$$I_E = I_0 \exp[-\alpha \cdot z]$$

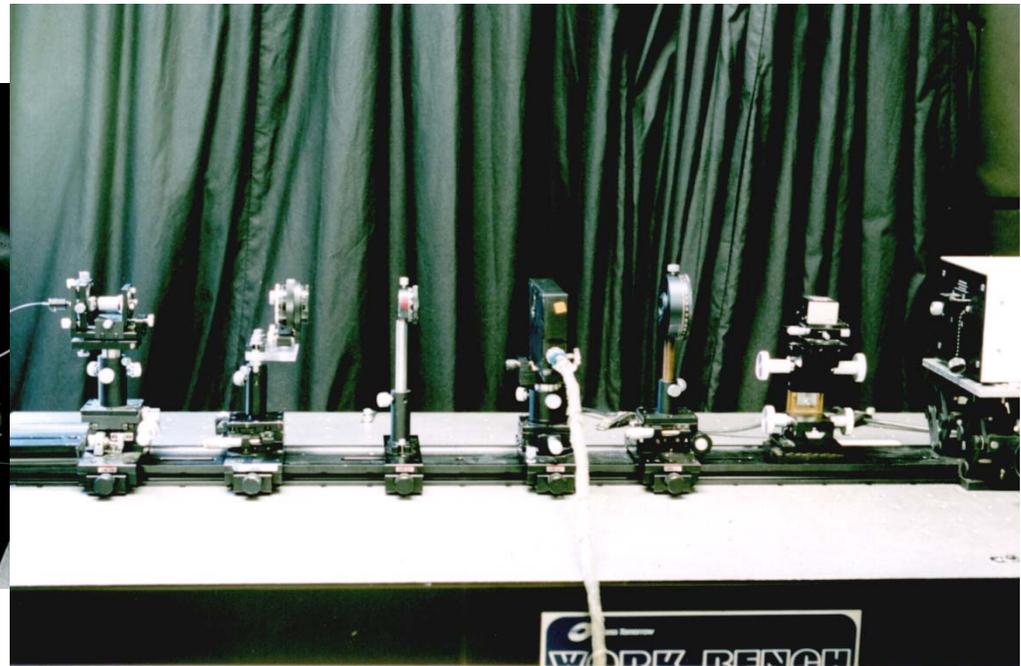
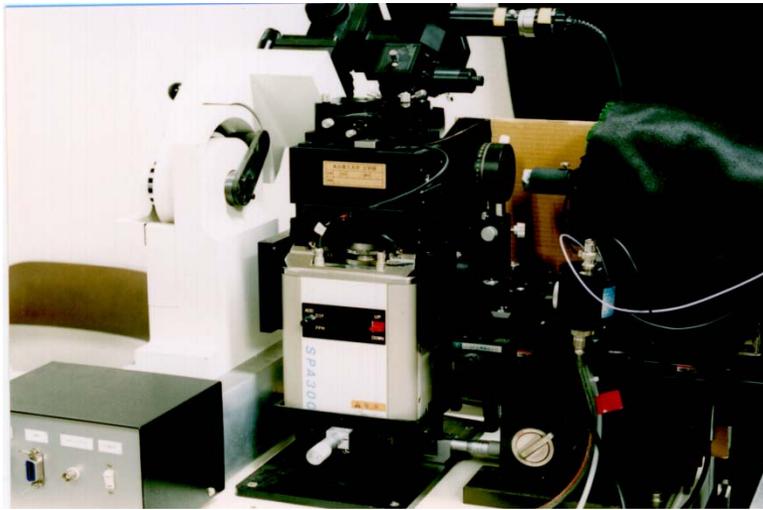
MO-SNOMへの応用 \longrightarrow 伝達特性

ファイバホルダー



図3

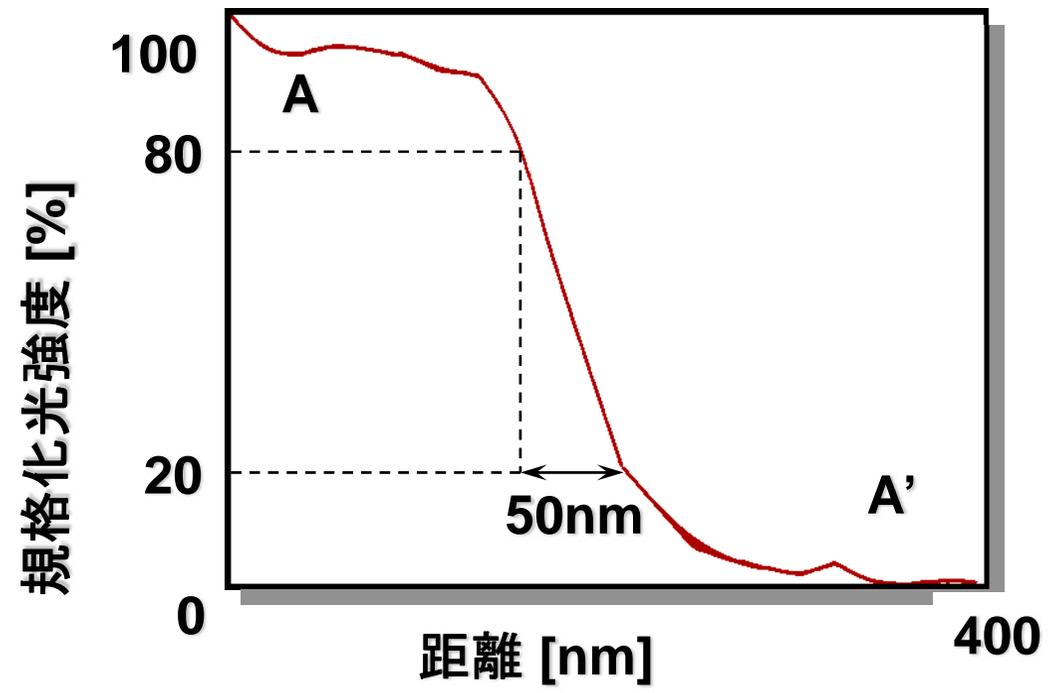
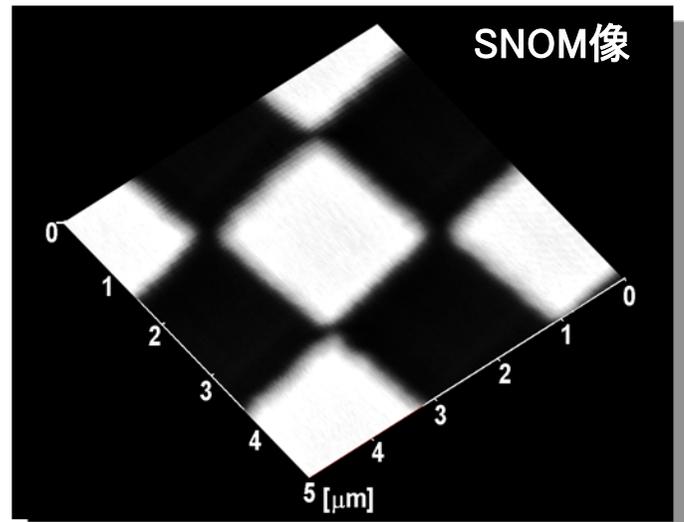
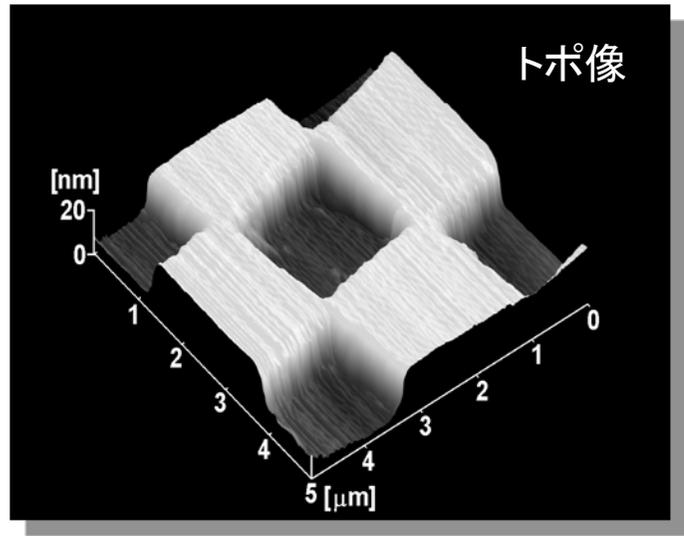
SNOMシステム



SNOMアセンブリ

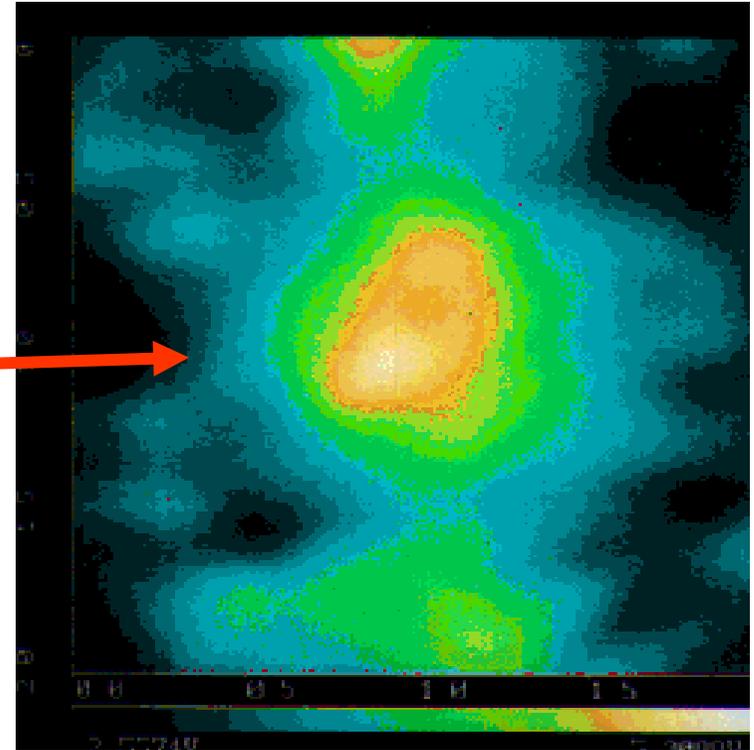
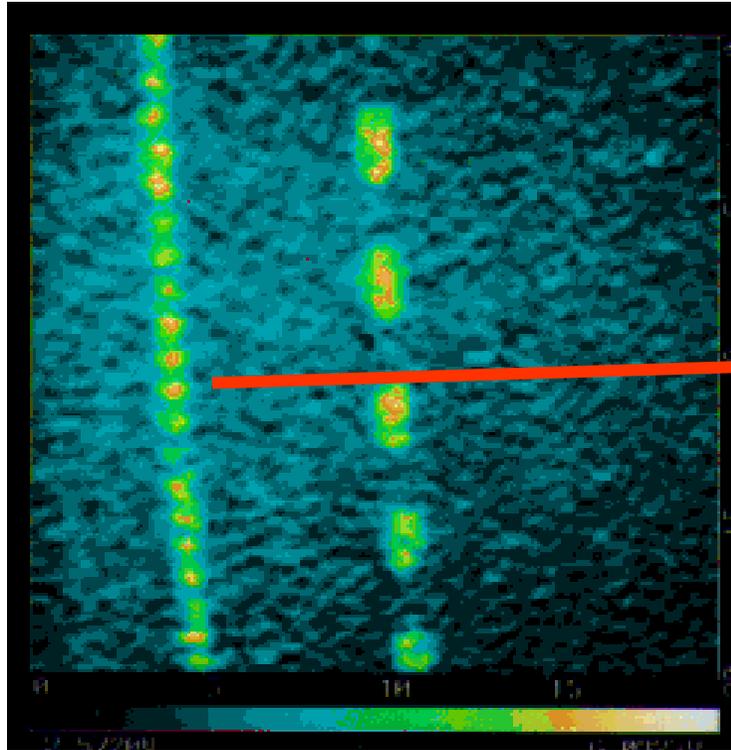


Cr市松模様の特写像とSNOM像



DyIGに記録されたマークの像

クロスニコル法によるイメージング

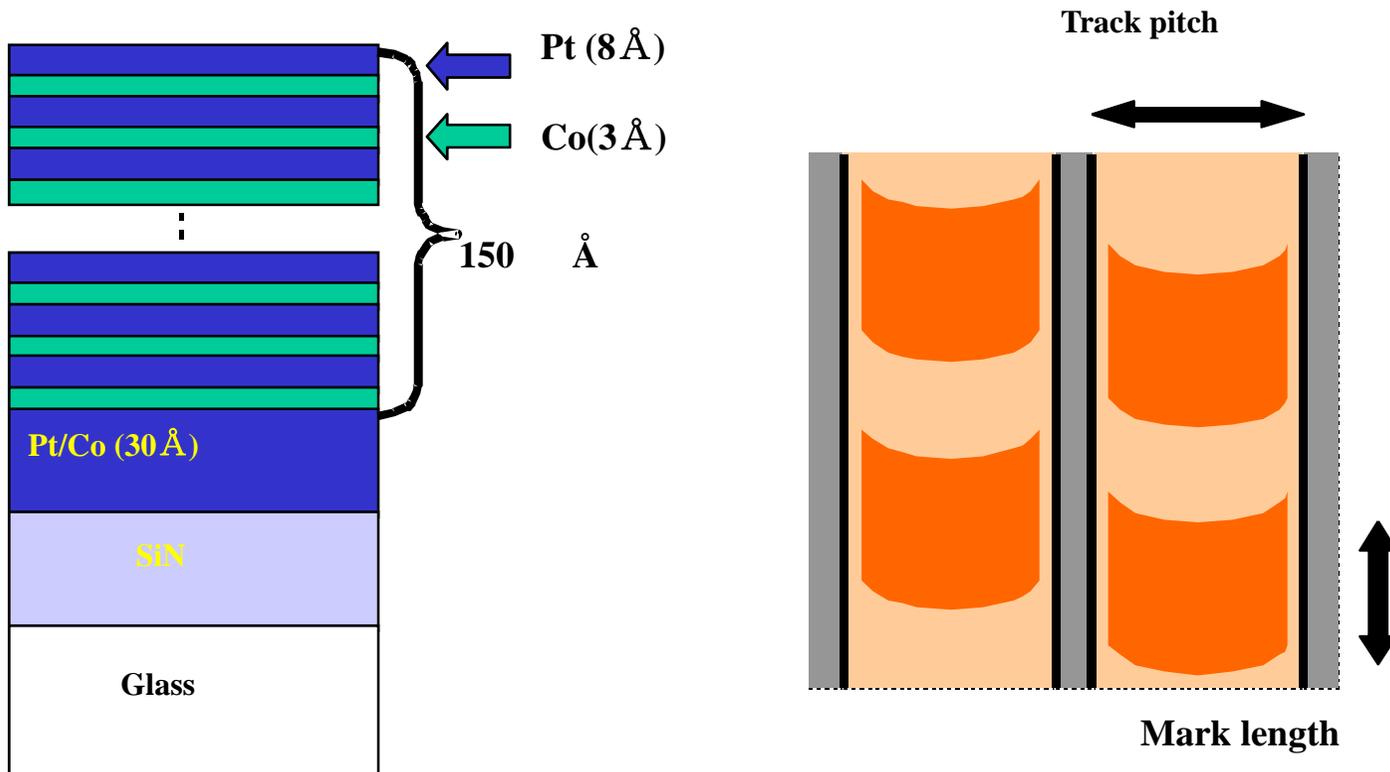


DyIG膜の記録マークの偏光像
(波長488nm)

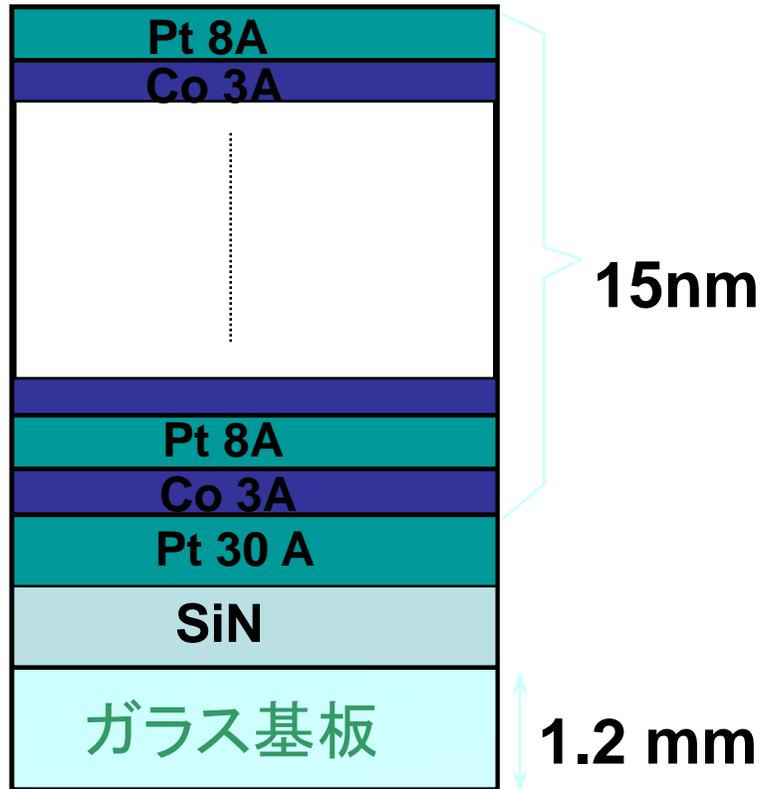
拡大図

試料: Pt/Co 多層膜ディスク

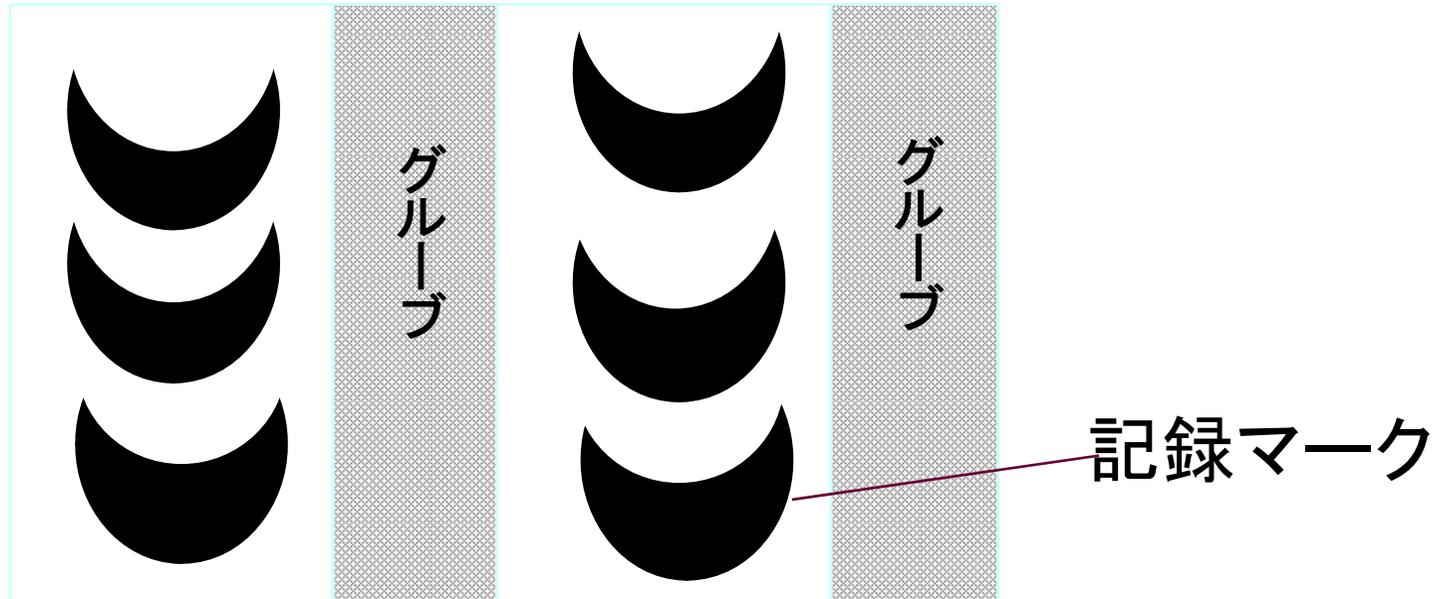
- Structure SiN/Pt(30Å)/[Pt(8Å)/Co(3Å)]₁₃ on glass
- Film thickness 150Å
- Recording System: Light pulse strobed MFM recording
- Track pitch : 1.6μm
- Mark Length: 0.1 ~ 6μm
- η_F, θ_F : $0.47^\circ, 0.74^\circ$



測定したPt/Co MOディスクの構造

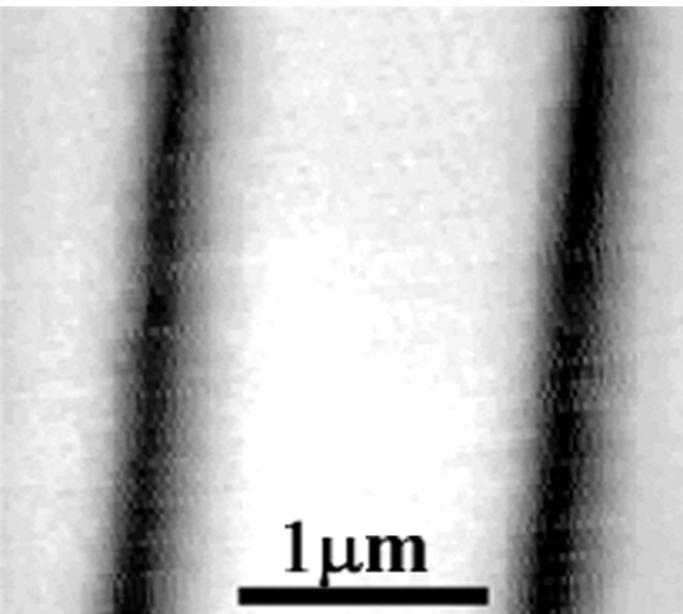


磁界変調記録の矢羽型記録マーク

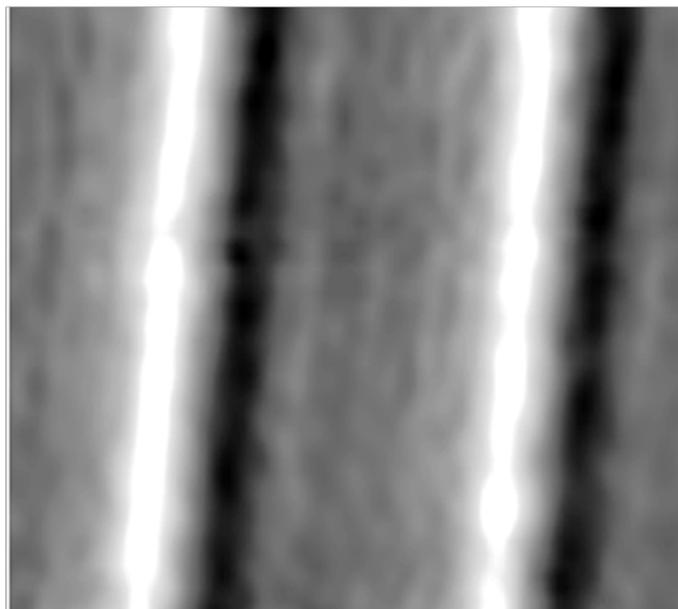


観測結果

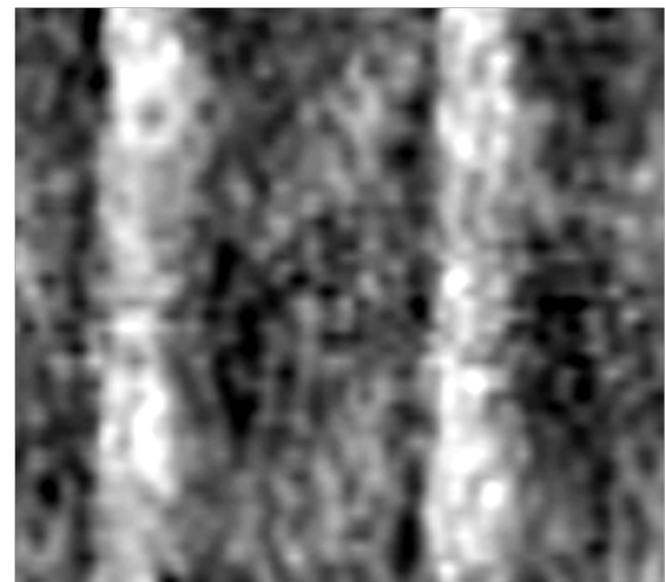
MO-SNOMによる記録マーク像 (クロスニコル法)



AFMトポ像

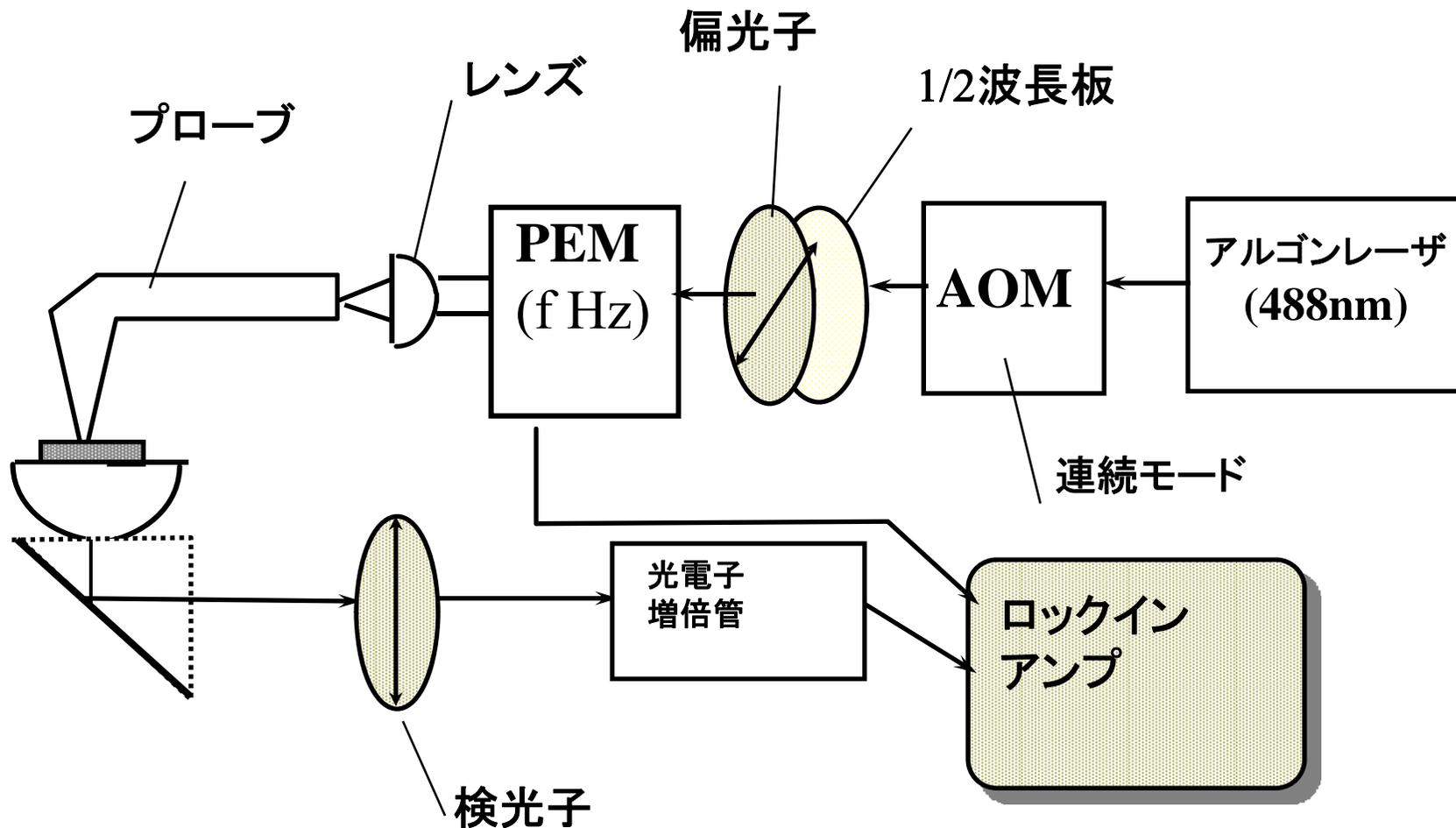


SNOM光学像

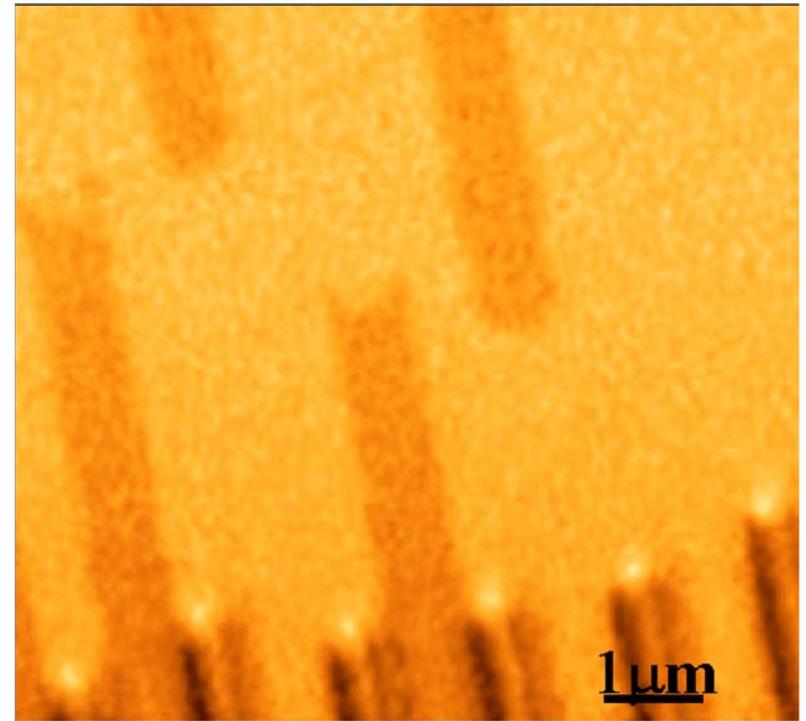
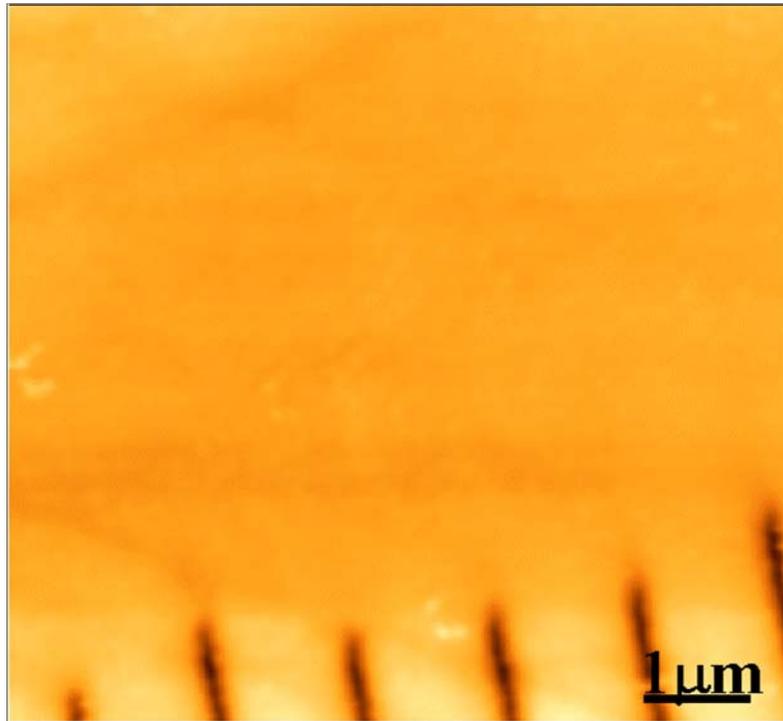


MO-SNOM像

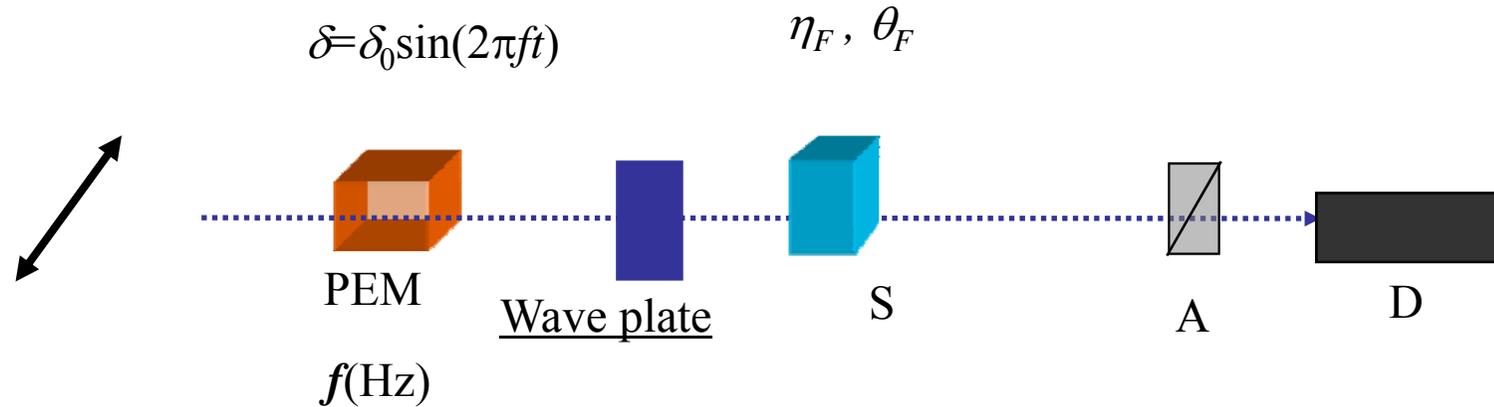
PEMを使ったSNOMシステム



Pt/Coディスクの記録マークの トポ像と磁気光学像



光ファイバーを光学遅延が Δ の波長板と見なし、円偏光変調法を考える。



$$I(0) \sim I_0 R \{1 + J_0(\delta_0) \sin 2\alpha\}$$

$$I(f) \sim I_0 R \cdot 4J_1(\delta_0) \{\cos \Delta \cdot \eta_F + \sin \Delta \cdot \theta_F\}$$

$$I(2f) \sim I_0 R \cdot 4J_2(\delta_0) \left\{ \frac{1}{2} \sin 2\alpha + \cos 2\alpha \sin \Delta \cdot \eta_F - \cos 2\alpha \cos \Delta \cdot \theta_F \right\}$$

$\Delta=0$ または $\Delta = \pi/4$ でない、出力を分離できない

光ファイバー特性の補償が必要

ストークスパラメータ

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

Electric field vector of light

$$S_0 = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle$$

Intensity of light

$$S_1 = \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle$$

Intensity of linearly polarized
light along x axis

$$S_2 = \langle E_x \cdot E_y^* \rangle + \langle E_x^* \cdot E_y \rangle$$

Intensity of linearly polarized
light oriented by 45 degrees

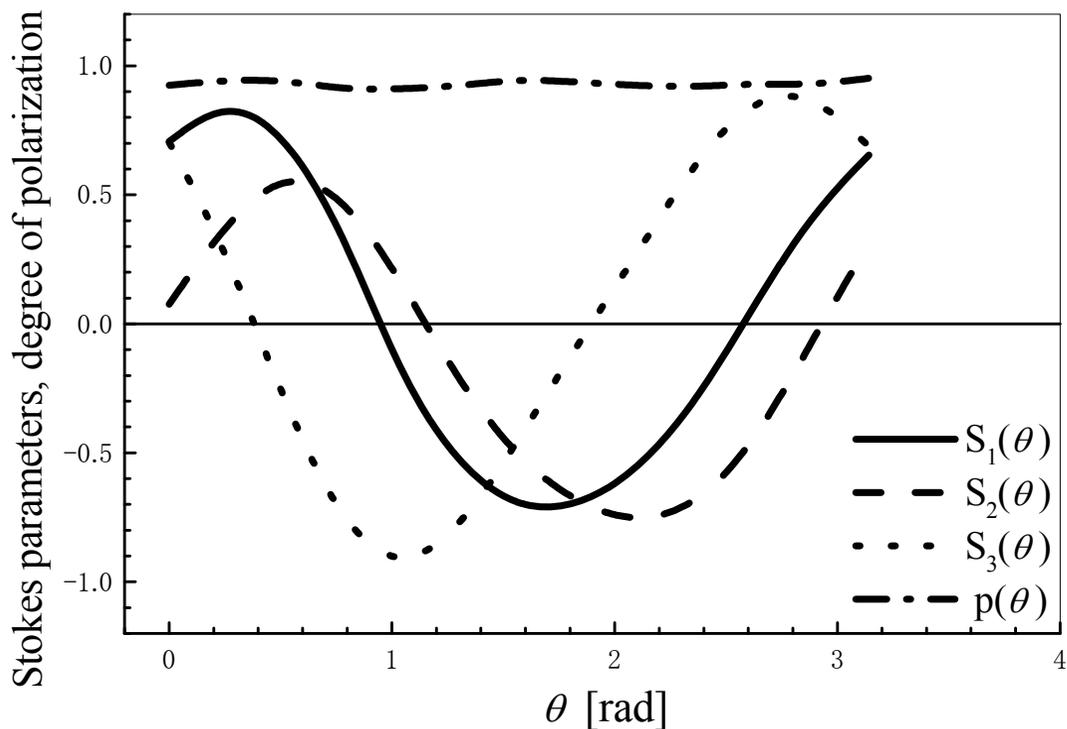
$$S_3 = -i \left[\langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \right]$$

Intensity of circularly
polarized light

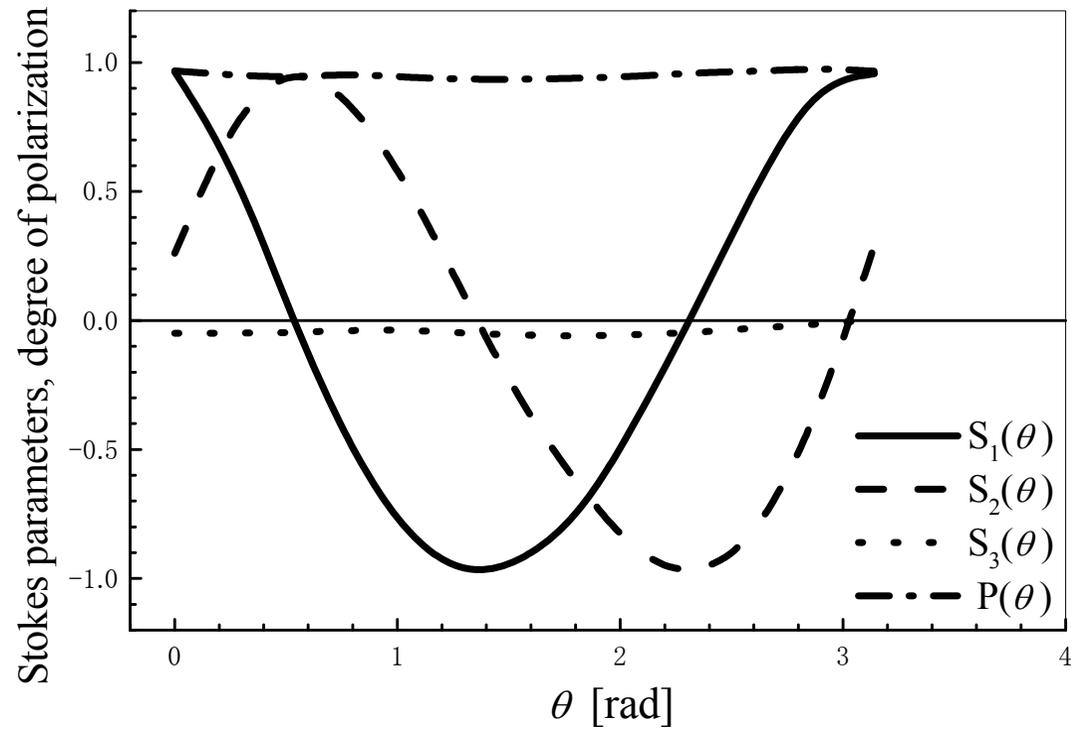
$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}$$

Degree of polarization

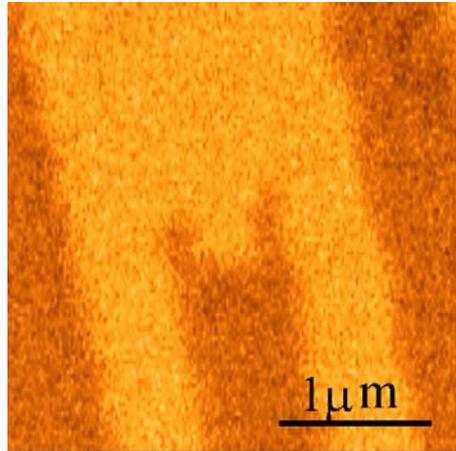
補償前のファイバプローブの ストークスパラメータ



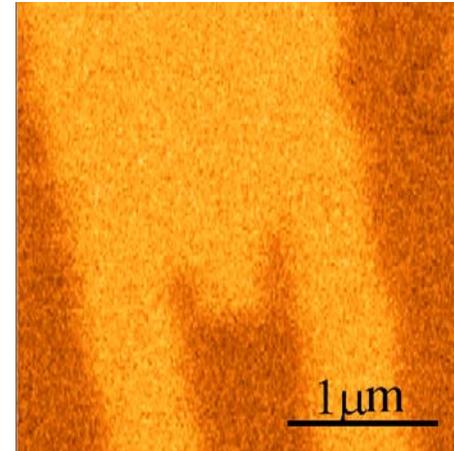
補償後のプローブの ストークスパラメータ



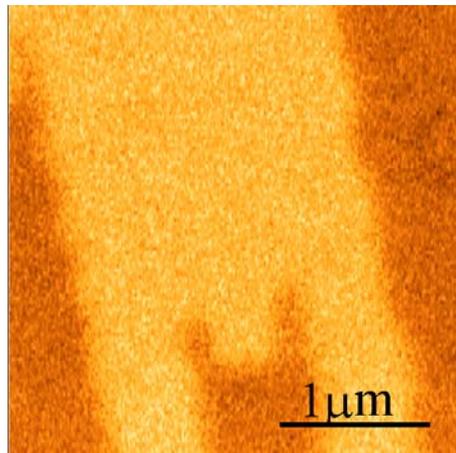
補償後の磁気光学像



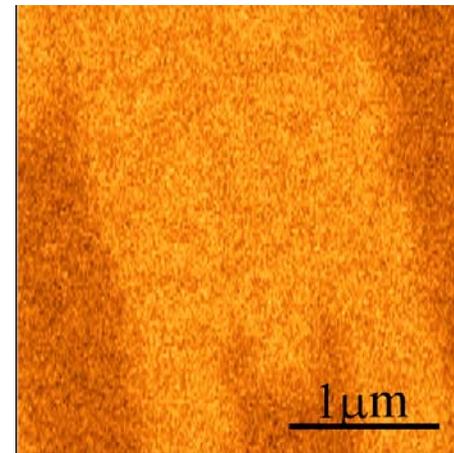
(a) 1f component ($\Delta=0$)



(b) 2f component ($\Delta=0$)

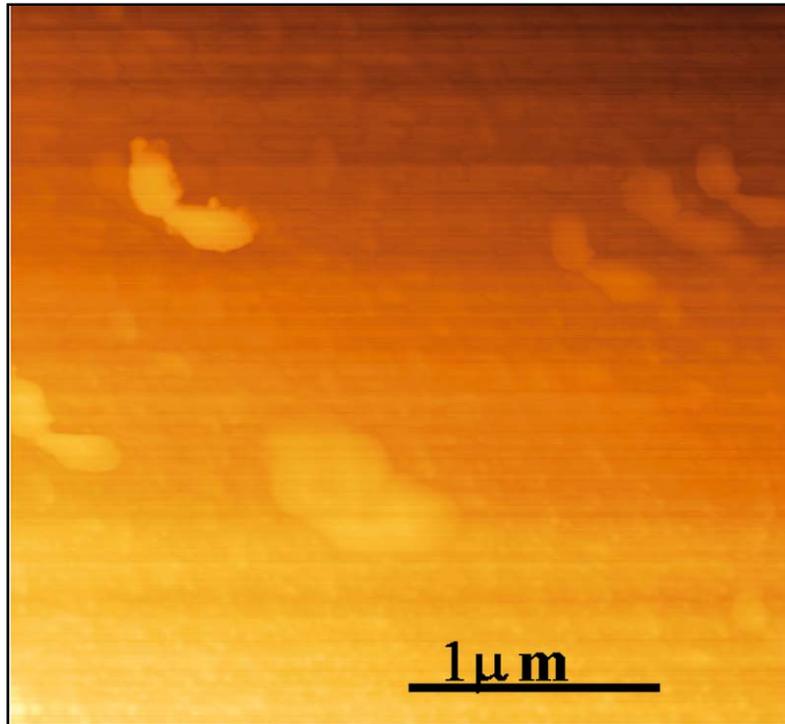


(c) 1f component ($\Delta=\pi/2$)

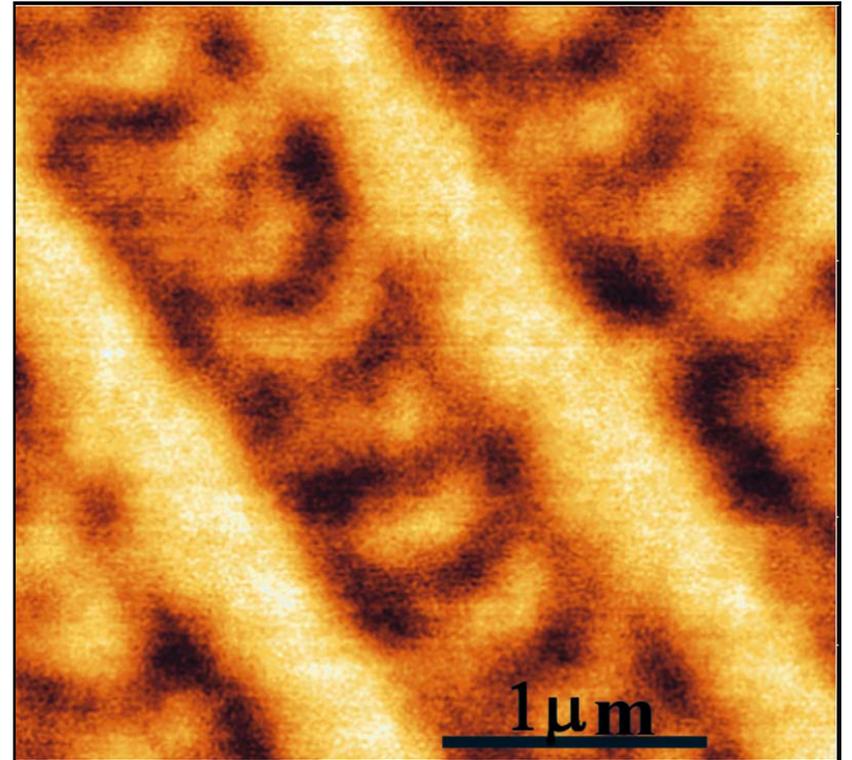


(d) 2f component ($\Delta=\pi/2$)

0.2 μm の記録マークのトポ像とMO像

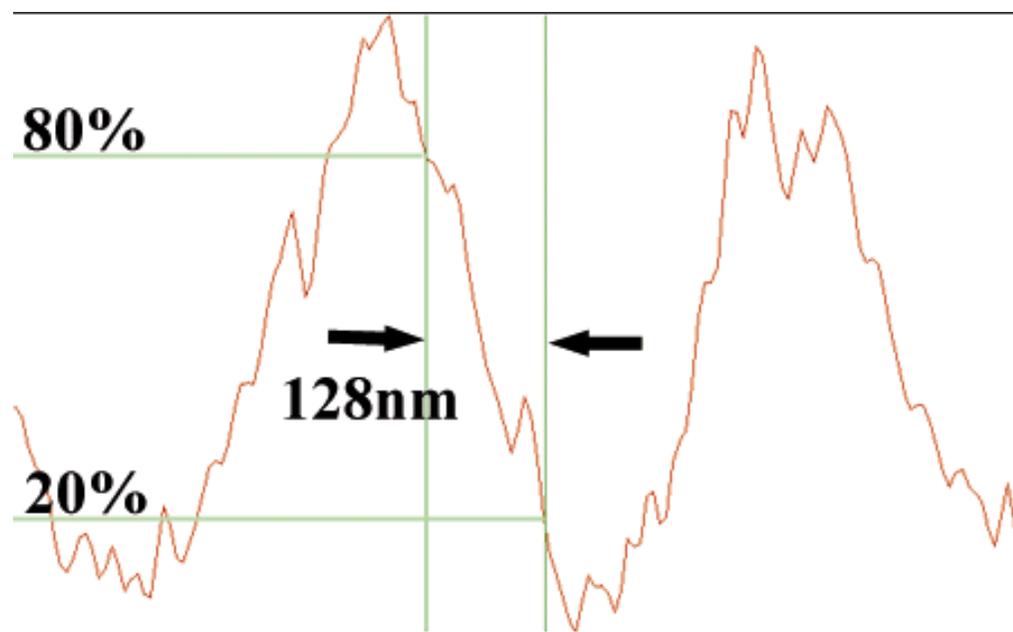
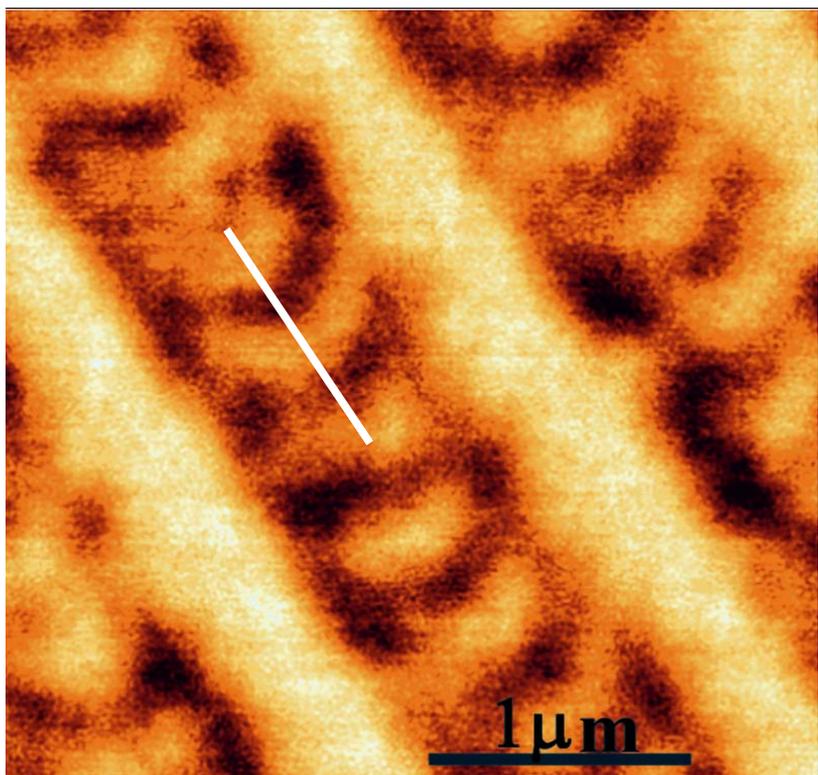


Topography

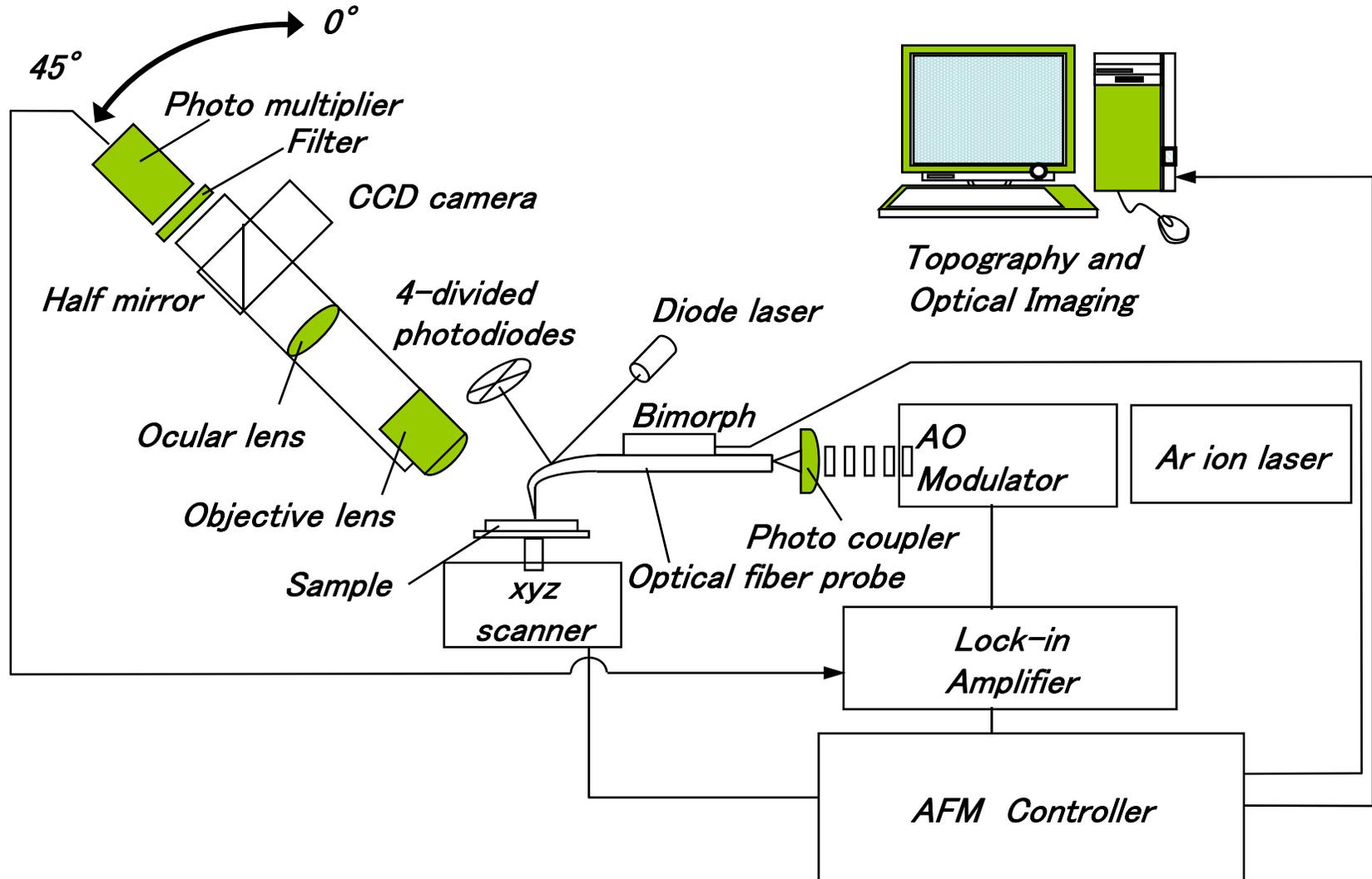


MO image

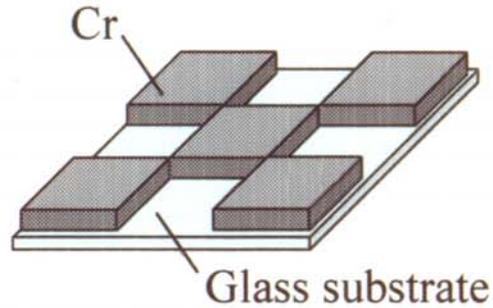
0.2 μm の記録マークのSNOM像



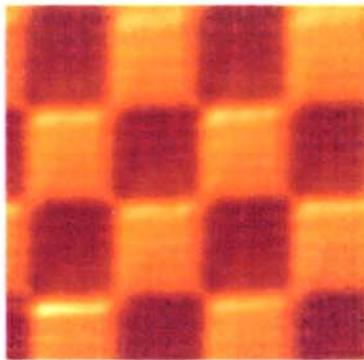
反射モードSNOM装置構成図



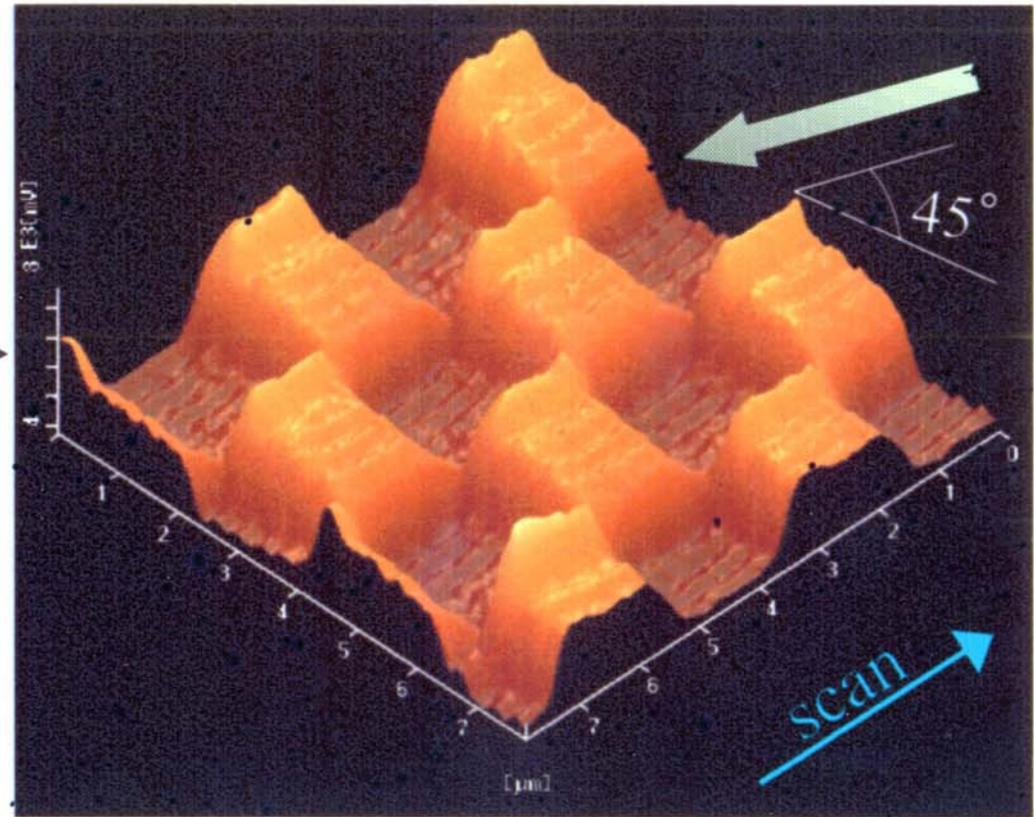
反射モードSNOM像



(a) Test sample



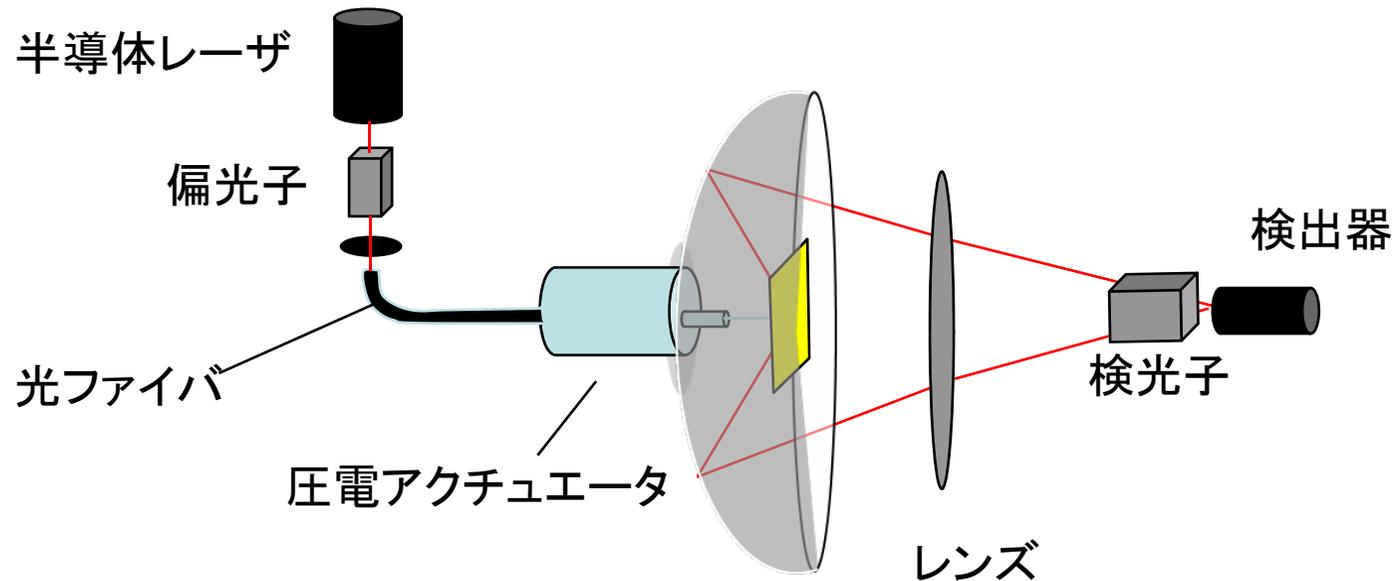
$2\ \mu\text{m}$



(b) Reflective mode SNOM image ($8\ \mu\text{m} \times 8\ \mu\text{m}$).

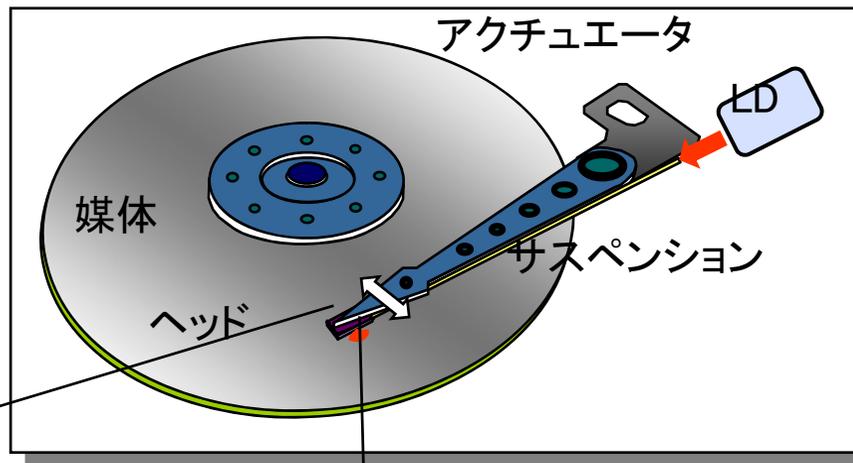
凹面鏡を用いた反射SNOM

P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Günterodt: Appl. Phys. Lett. 72 (1998) 2803



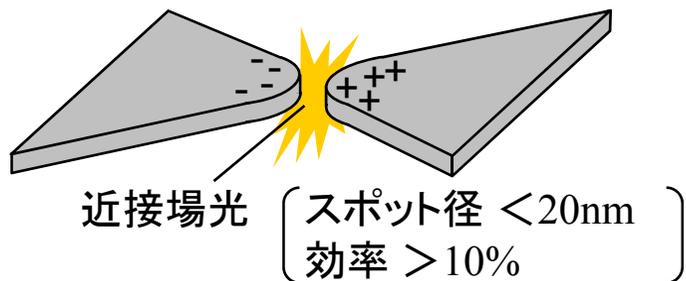
③近接場光ヘッド 光アシスト磁気記録をめざして

高効率記録 / 高S/N再生の各ブレークスルー技術の両立により、テラビット記録を実用化



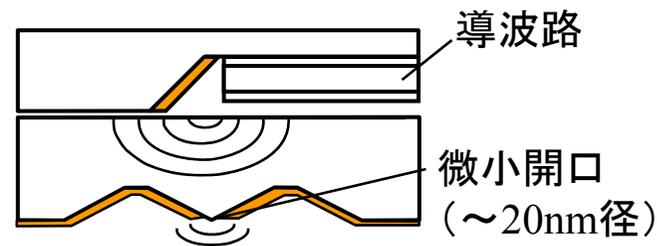
近接場光記録ヘッド + 近接場光再生ヘッド

プレーナ・プラズモンヘッド(記録)



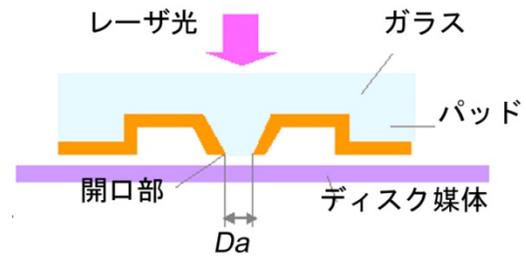
高効率 高分解能 高生産性

偏光制御ヘッドシステム(再生)



高C/N比 小型薄型化

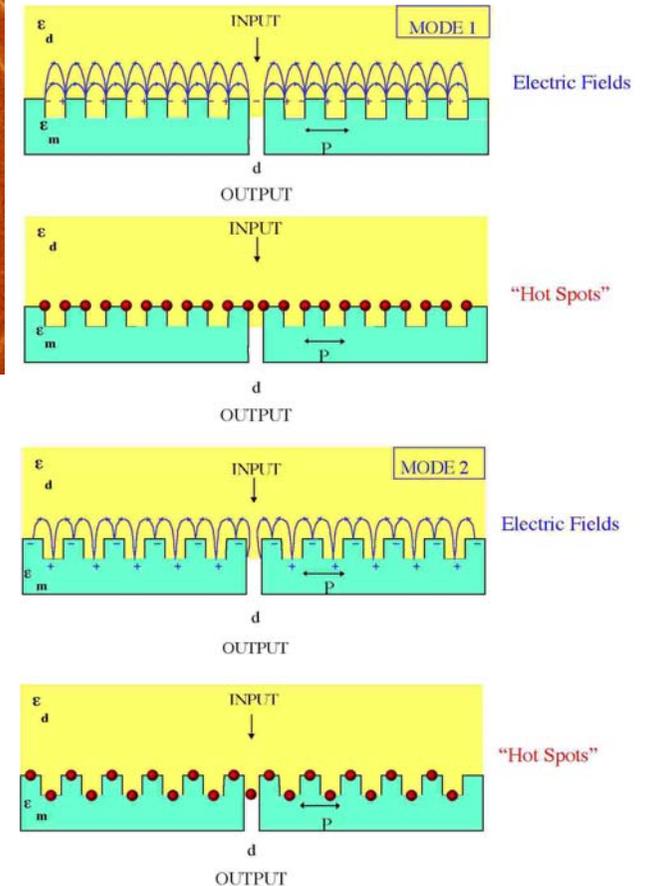
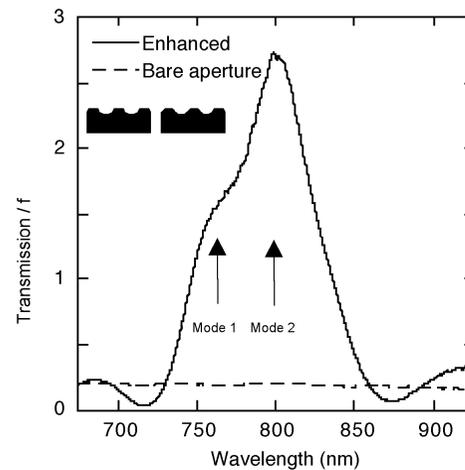
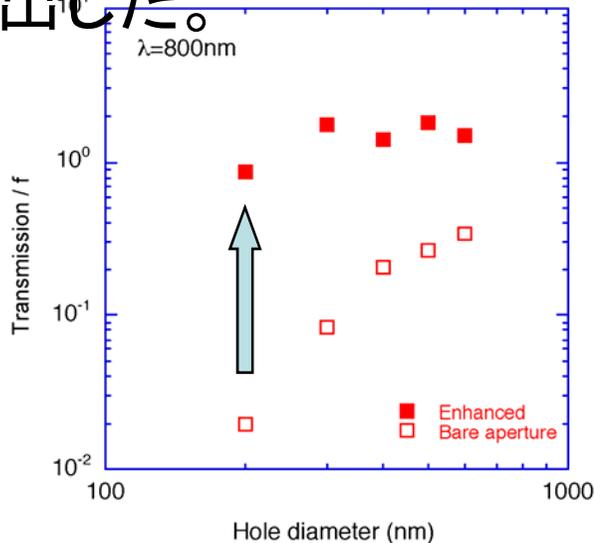
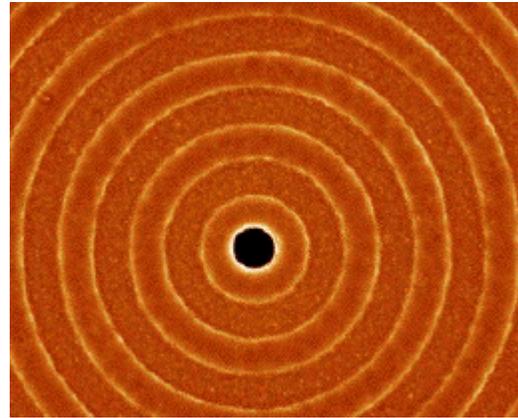
近接場光ヘッド



- 微小開口を利用して小さなスポットを作る試みが行われている。金属で光学素子を覆い、その金属に波長よりかなり小さな開口を設ける方法により微小光スポットが得られる。微細孔は金属をFIB加工することによって得られる。この方法により得られる光のスポットではエネルギー密度を大きくできないという問題点がある。
- これを解決し強いエネルギーの微小な光スポットを得る方法が、プラズモンによるエンハンスメントである。Ebbesenらは、微小開口の周りに同心円状に配置した金属リングによりプラズモンエンハンスメントで入射光より強い光が透過することを示した。この技術を用いれば、高い効率で近接場光を利用できる。

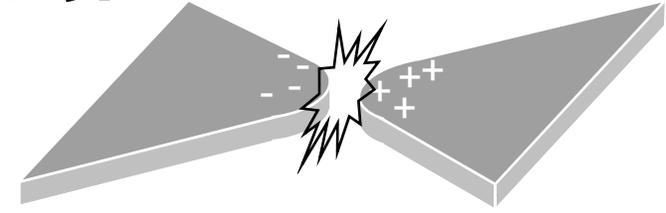
同心円凹凸構造をもつ微小開口による プラズモンエンハンスメント

- Ebbesenらは、表面に同心円状の凹凸構造をもつ銀薄膜の中心に空けた微小開口から出る近接場光が平坦膜の開口に比べ、非常に増強されることを見出した。

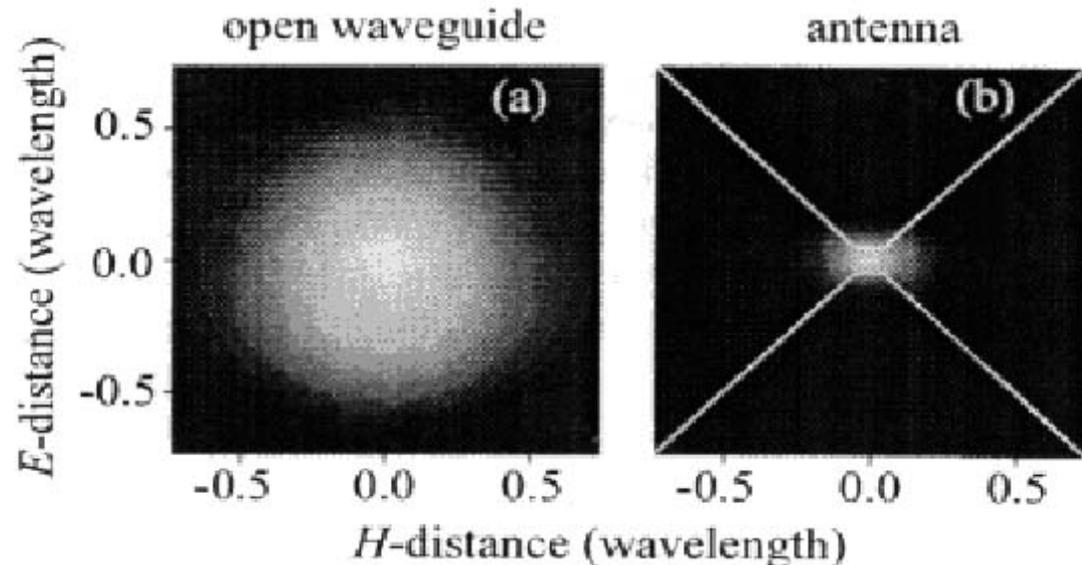
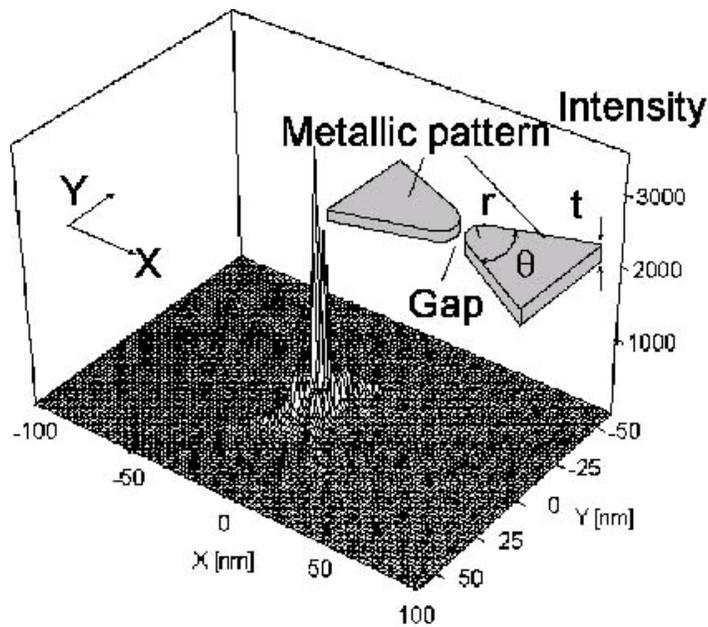


金属パターンを利用した近接場ヘッド

(1) ボウタイヘッド

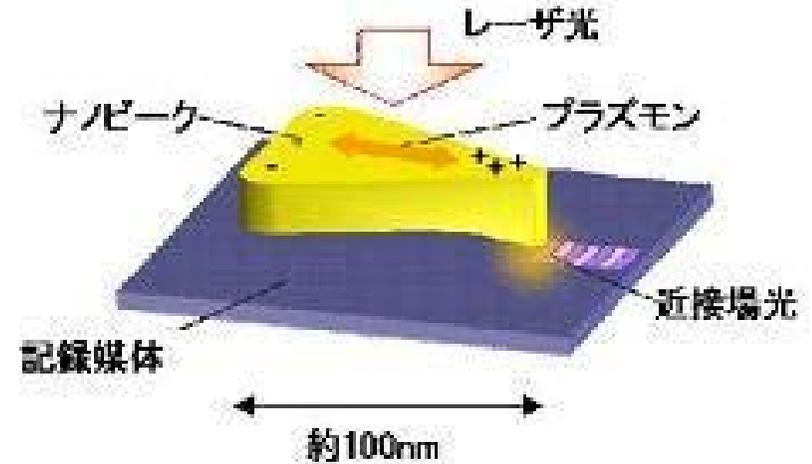


- 近接場光のエネルギー密度をエンハンスするもう1つの方法が、図に示すようなボウタイ(蝶ネクタイ)型アンテナによる電磁場の集中である。Groberらは、マイクロ波周波数に対しこの形のアンテナの中心部に電界の集中が起きることを検証し、光の周波数に対しても使用できると提案した。Matsumotoらは、電磁界計算を行い、ボウタイアンテナのギャップ程度の領域に光強度が集中していることを明らかにしている。



金属パターンを利用した近接場ヘッド (2) ナノビークヘッド

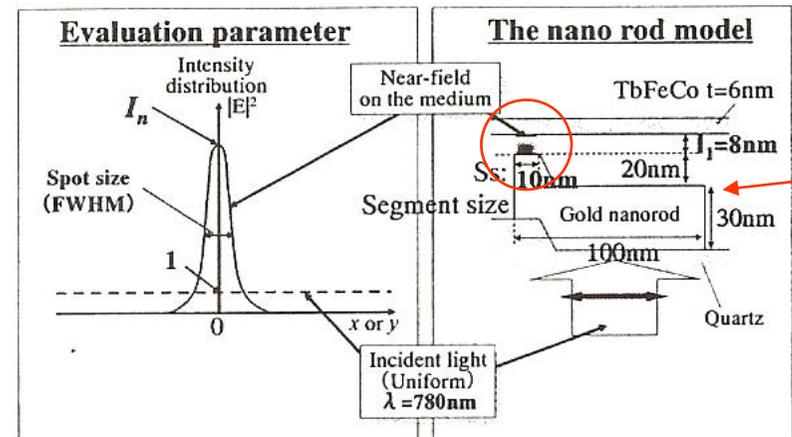
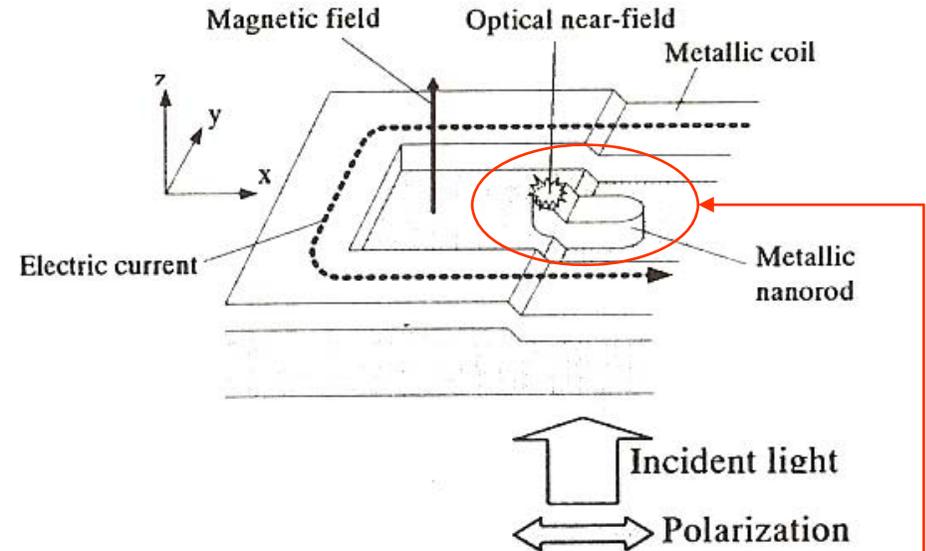
- 図のような三角形状の金属パターン (ナノビーク) にX方向に偏光した光を入射すると金属プレート内の電荷が光の偏光方向に振動するが、頂点部に電荷が集中し、頂点付近に局在した強い近接場光が発生する。
- 特に電子振動がプラズモン共鳴状態になるよう入射光の波長を合わせると、頂点には非常に強い近接場光が発生する。
- 金属プレートの表面には、頂点を除いてリセスを形成する。これによりより小さな部分に近接場光を集中できる。



T.Matsumoto et al. , JJAP 95 (2004) 3901
T.Matsumoto et al., Opt. Lett. 31 (2006) 259

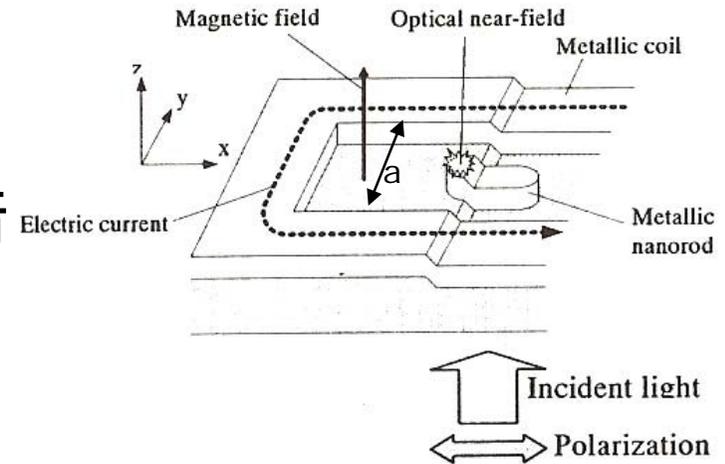
ILESヘッド

- ナノサイズ領域で微小光スポットと磁場を発生でき、かつ光学的エンハンス効果をもつコイル付き表面プラズモンヘッド
- 段差加工された石英基板上にAuを用いて構成
- ナノロッドの片方のみ媒体に近づけて光強度の強い近接場のみを媒体に照射する。



ILESヘッドのAuコイルの働き

- Auコイルには2つの機能がある
 1. 記録磁界を発生させること
 2. 入射光を局所的に増強すること
- スリット間隔 a を適切に選ぶと、開口音センター付近に入射光と反射光の干渉で強い光が得られる。
- メタルロッドを置き、 a を最適化すると、コイルがない場合に比べ2.2倍の増強が得られる。
- ピコスライダにLDとILESを載せたヘッドを試作

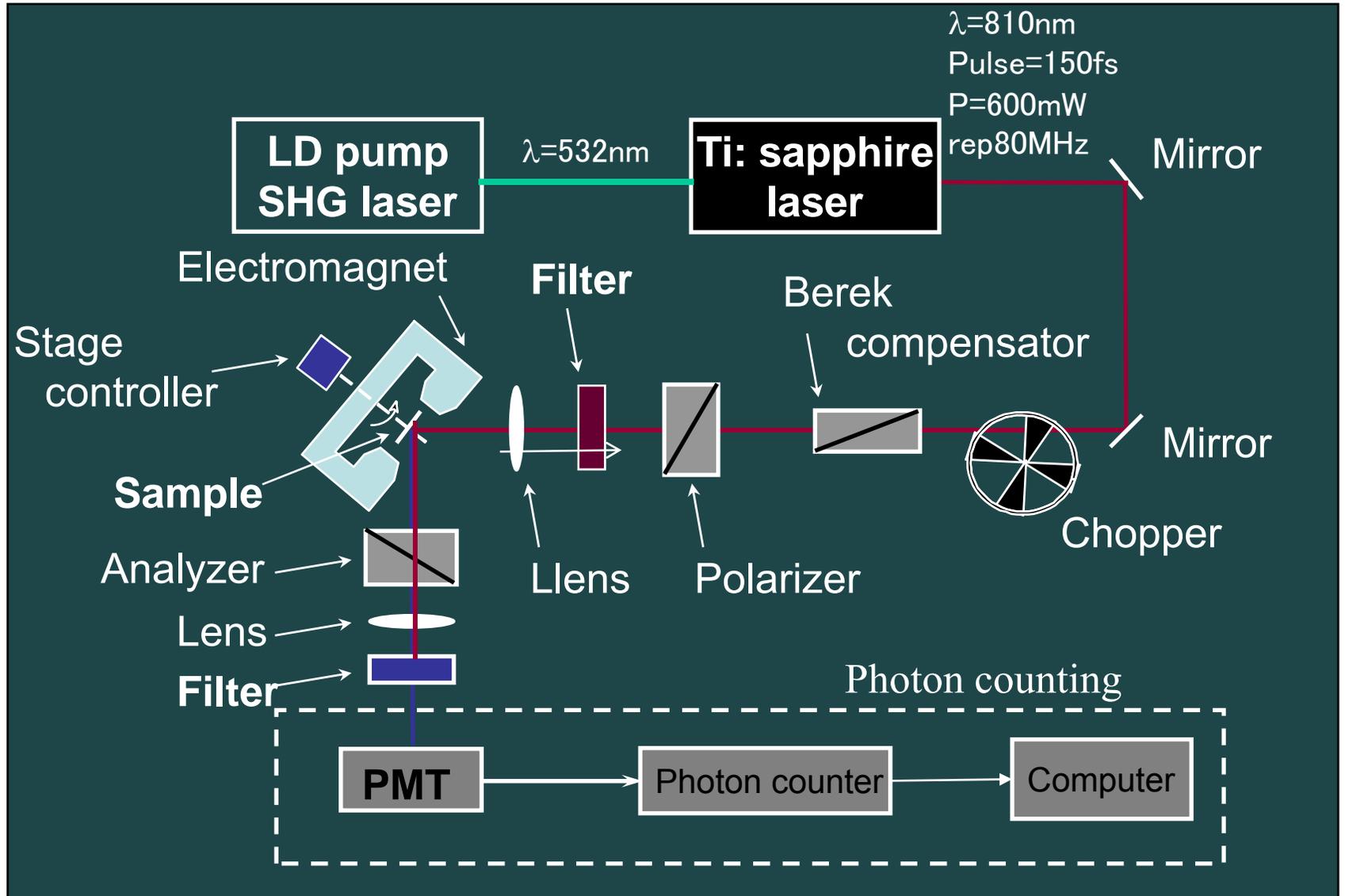


7.2 非線形磁気光学効果

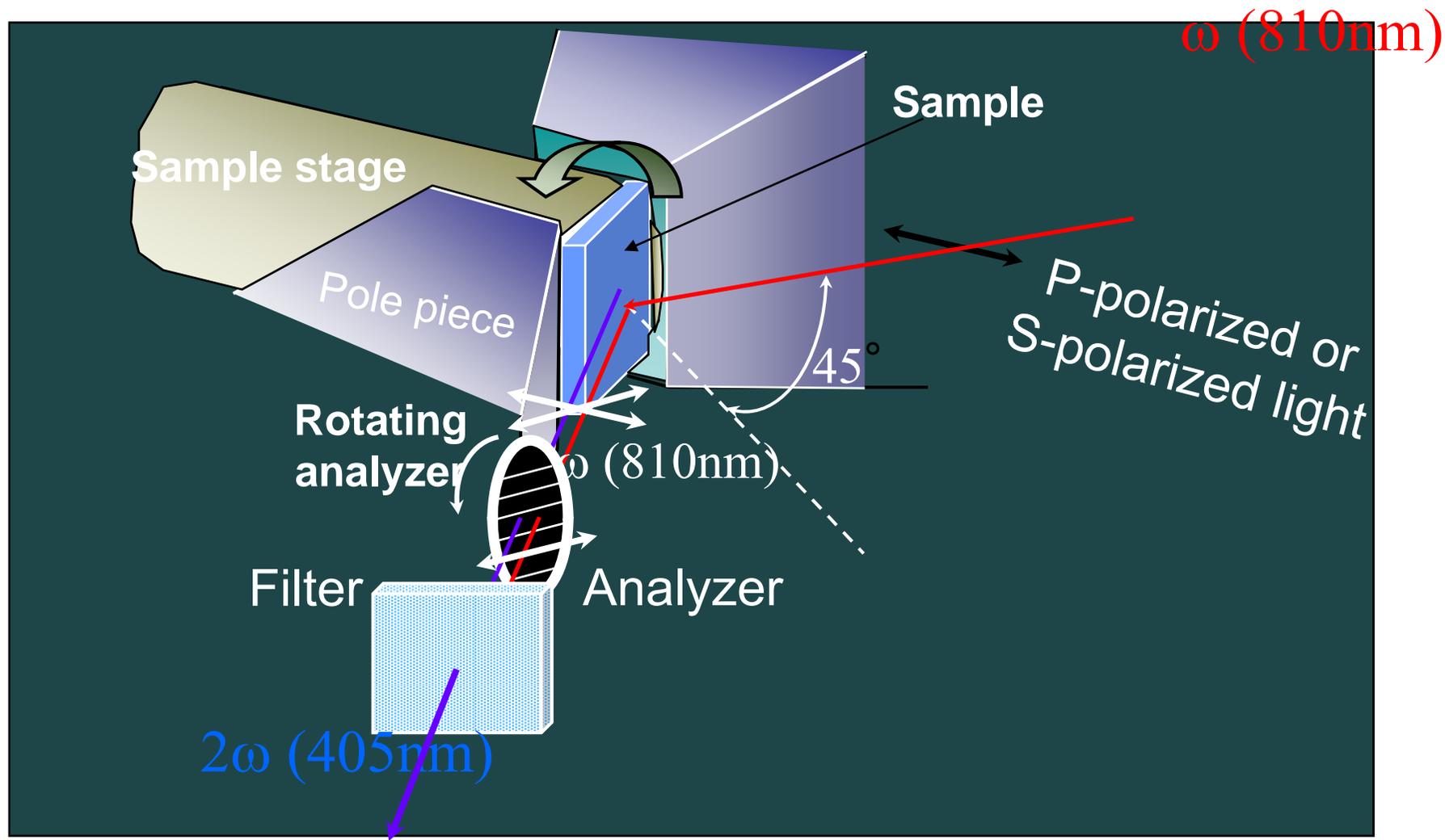
- 非線形光学効果とは「第2高調波光に対する磁気光学効果」のことです。
- 非線形カー回転とは「P偏光が入射したとき、SH光にはP成分とS成分が生じ、SHG光の偏光面が入射偏光面から傾く角度」のことです。
- 中心対称のある物質(Fe, Auなど)では、電気双極子によるSHGは起きません。表面界面では中心対称性が破れるのでSHGが起きます。

SHG=second harmonic generation(第2高調波発生)

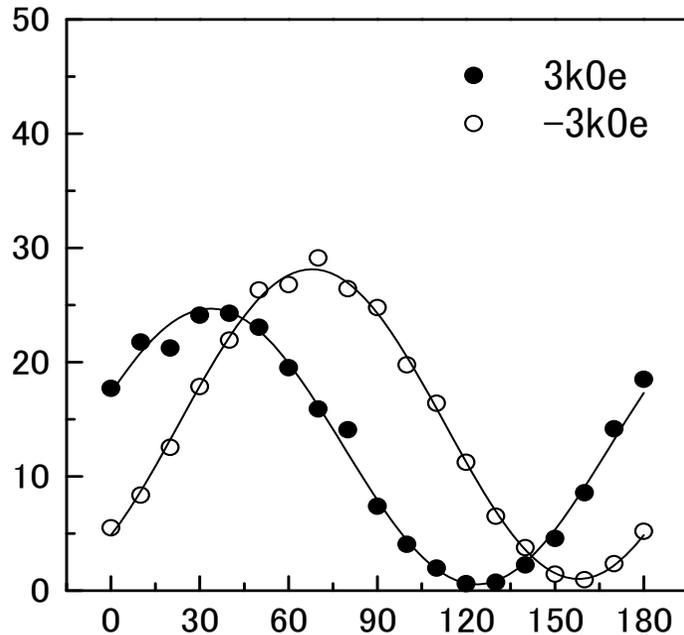
非線形磁気光学効果測定系



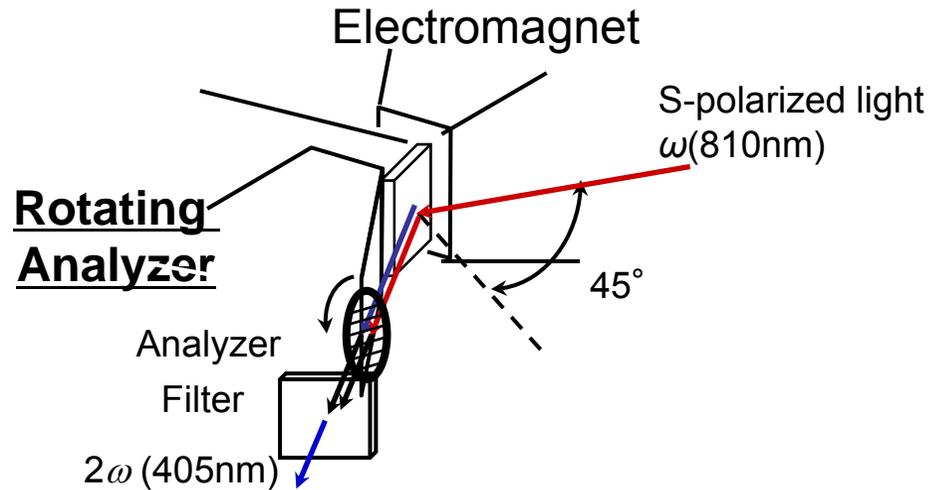
MSHG測定系配置



MSHGの検光子角依存性



Analyzer angle-dependence for
[Fe(3.5ML)/Au(3.5ML)] superlattice (Sin)



The curves show a shift for two opposite directions of magnetic field

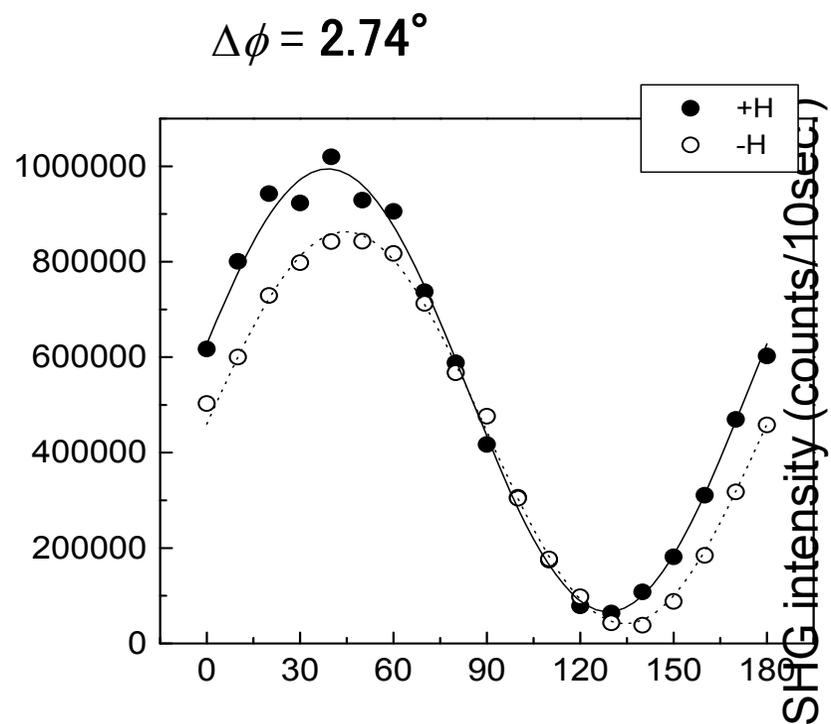
$$\eta_K^{(2)} = \frac{1}{2} \left[\tan^{-1} \left(\frac{I_{MAX}(+)}{I_{MIN}(+)} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{I_{MAX}(-)}{I_{MIN}(-)} \right) \right]$$

Nonlinear Kerr rotation & ellipticity

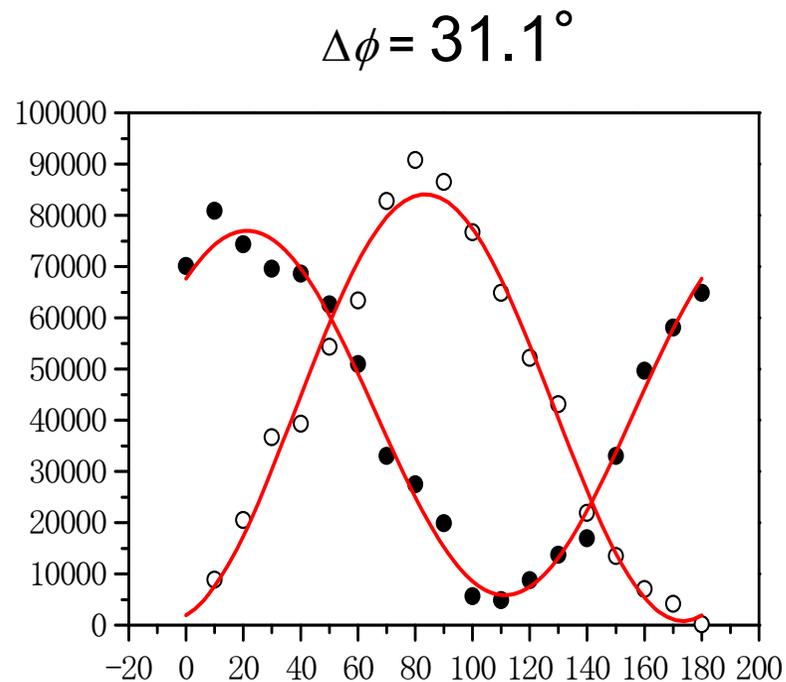
$$\theta_K^{(2)} = 17.2^\circ$$

$$\eta_K^{(2)} = 3^\circ$$

Fe/Auの非線形力一回転角



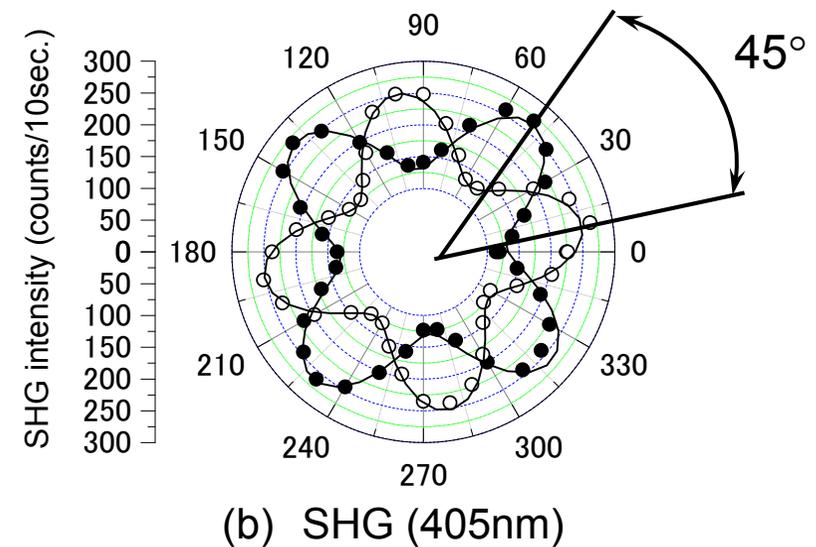
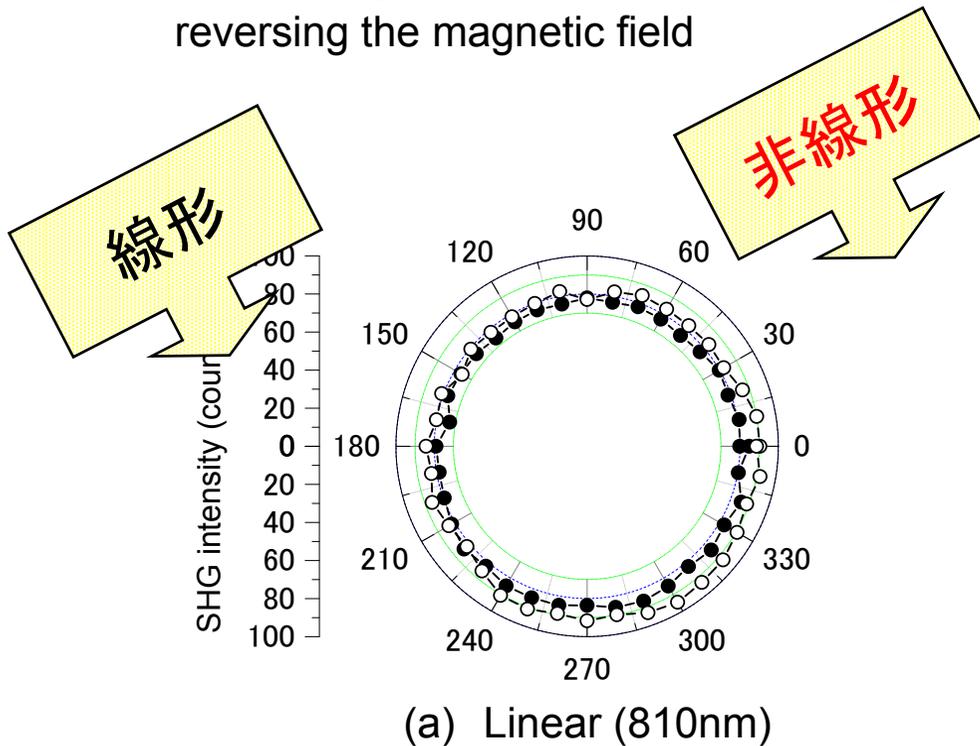
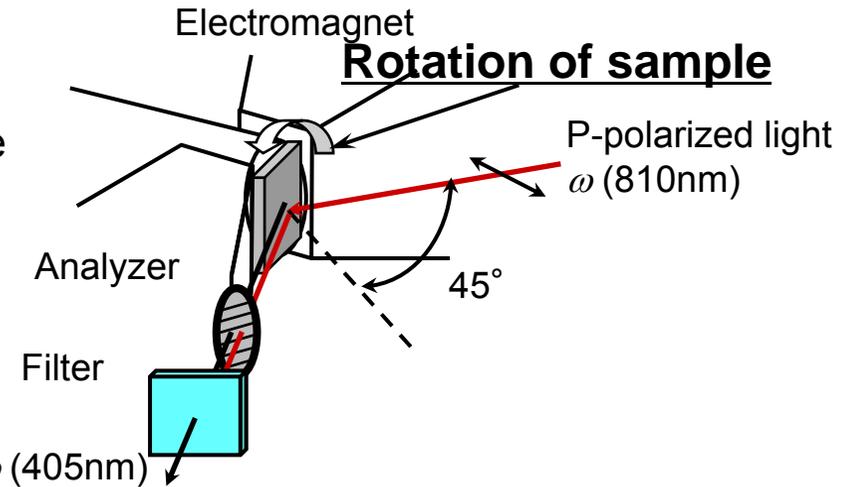
(a) Fe(1ML)/Au(1ML) Pin



(b) Fe(1.75ML)/Au(1.75ML) Sin

MSHGの試料方位依存性

- Linear optical response ($\lambda=810\text{nm}$)
The isotropic response for the azimuthal angle
- Nonlinear optical response ($\lambda=405\text{nm}$)
The 4-fold symmetry pattern
Azimuthal pattern show 45° -rotation by reversing the magnetic field



Azimuthal angle-dependence of MSHG intensity for [Fe(3.75ML)/Au(3.75ML)] superlattice.

$(P_{in} P_{out})$

2次の非線形分極

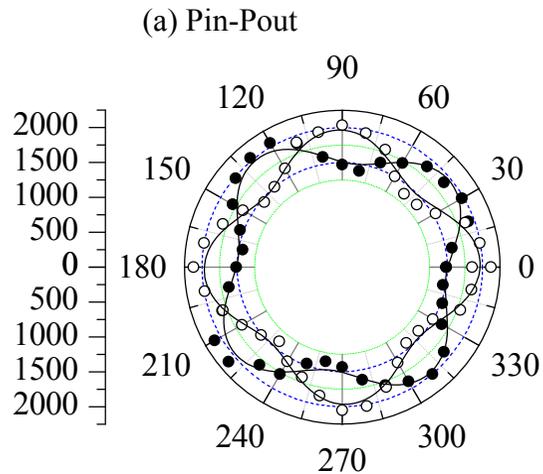
$$P_i^{(2)}(M) = \chi_{ijk}^{(D)}(M) E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(Q)}(M) E_j \nabla_l E_k$$
$$= \chi_{ijk}^{(D)}(0) E_j E_k + X_{ijkL}^{(D)} E_j E_k M_L + \chi_{ijkl}^{(Q)} E_j \nabla_l E_k$$

Surface
nonmagnetic
(dipole term)

Surface
Magnetic
(dipole term)

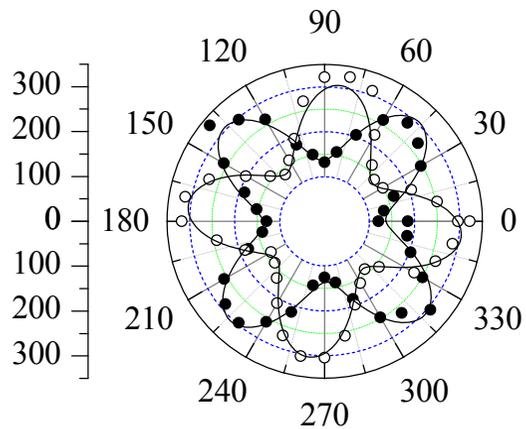
Bulk
nonmagnetic
(quadrupole)

MSHG方位角依存性のシミュレーション

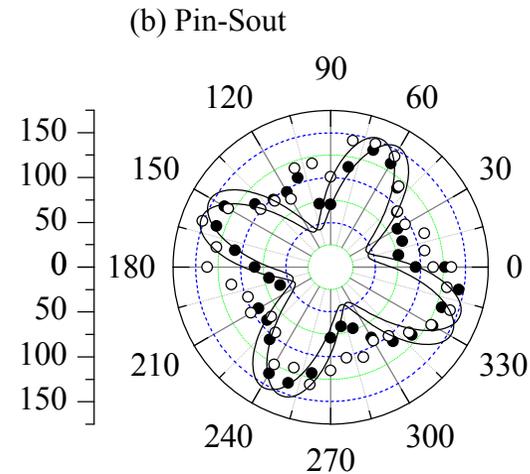


$$A^{PP}=1310, B=26, C=-88$$

(c) Sin-Pout

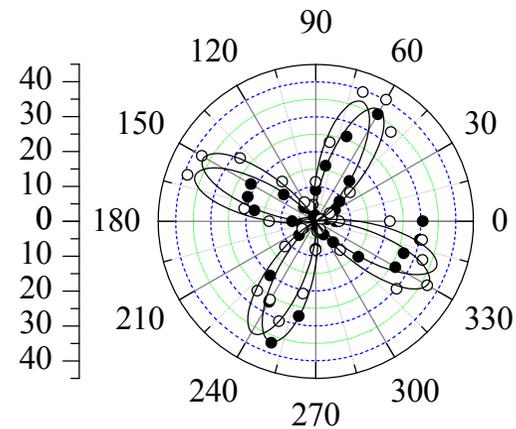


$$A^{SP}=460, B=26, C=-88$$



$$A^{PS}=-300, B=26, C=-88$$

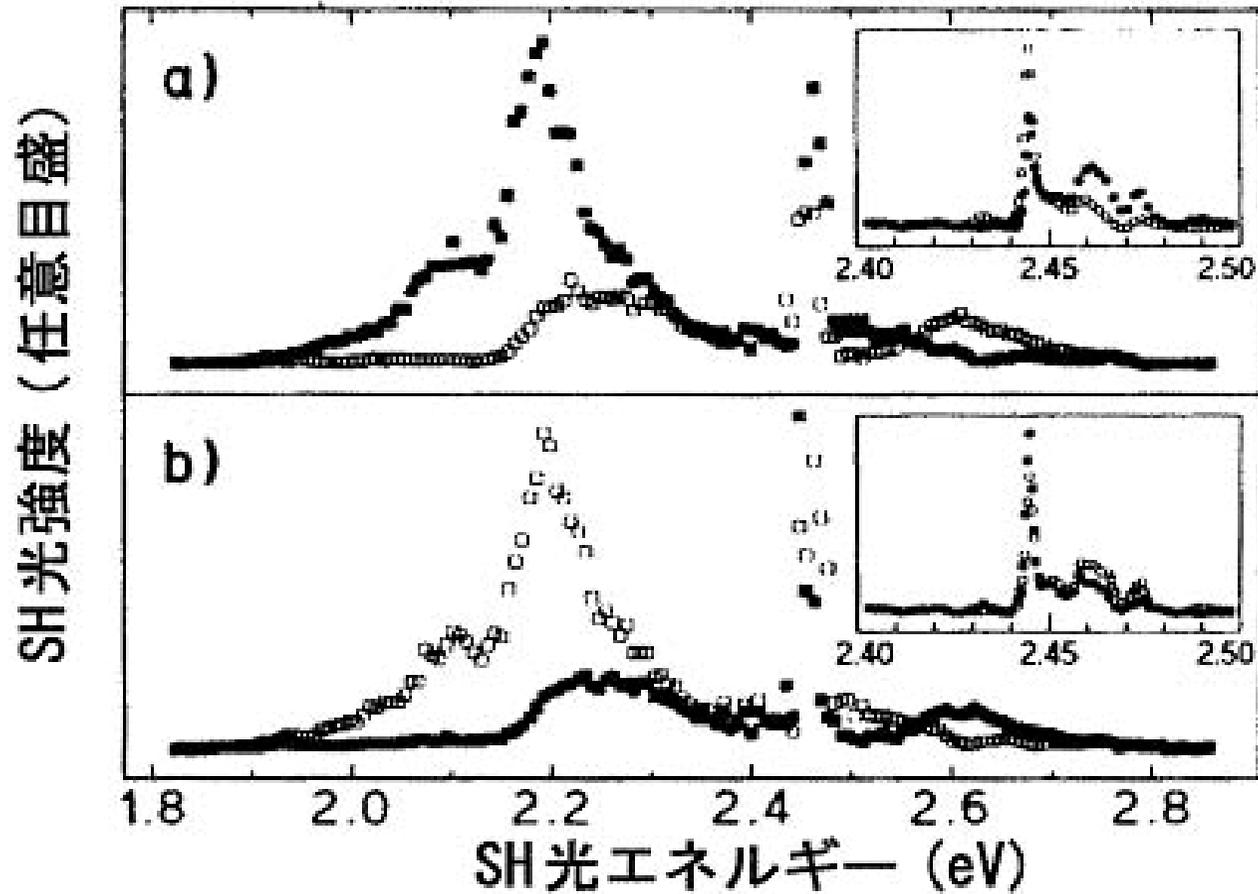
(d) Sin-Sout



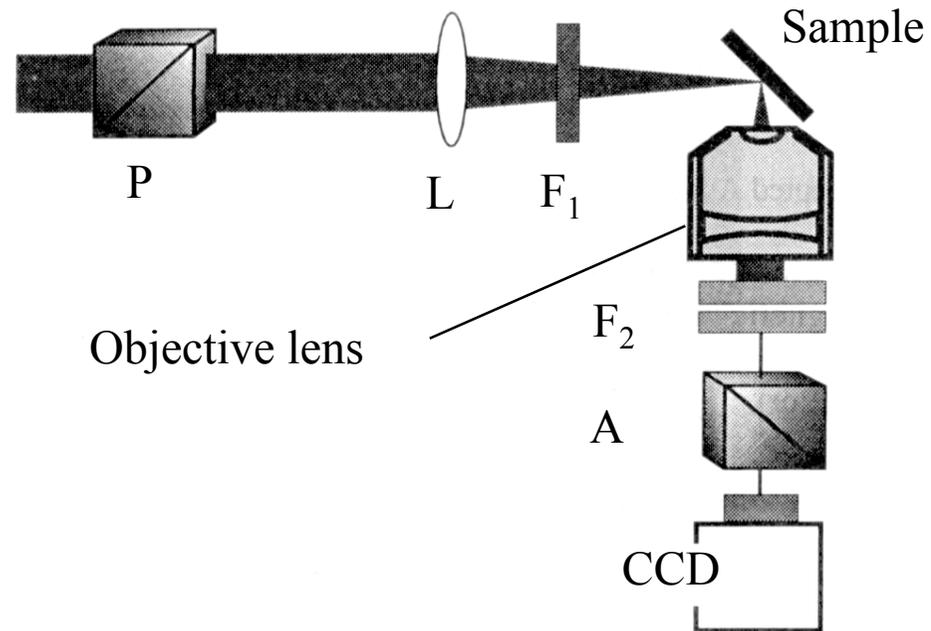
$$A^{SS}=100, B=26, C=-88$$

点: 実験
実線: 計算

Cr₂O₃のMSHG

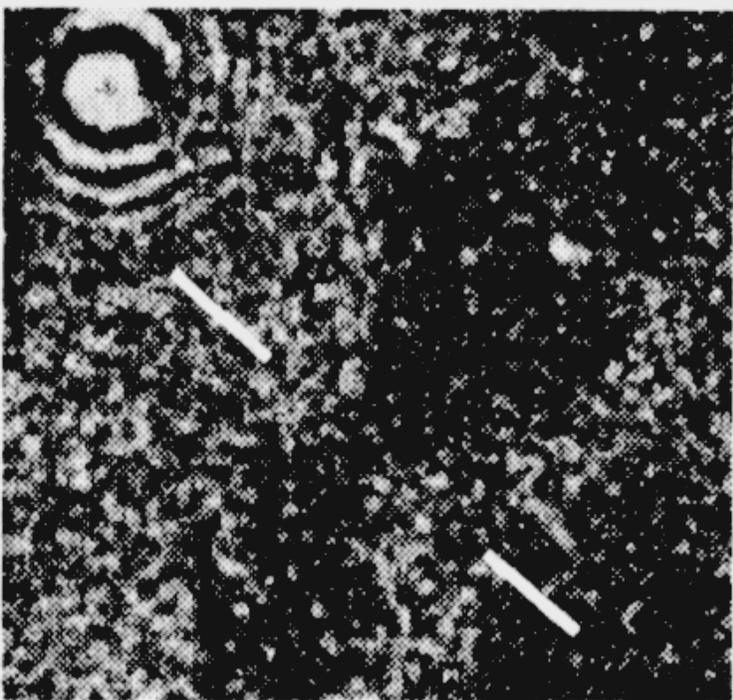


非線形磁気光学顕微鏡



非線形磁気光学顕微鏡の模式図

非線形磁氣光学顯微鏡像



7.3 その他の磁気光学効果

7.3.1 X線磁気光学顕微鏡

7.3.2 Sagnac顕微鏡

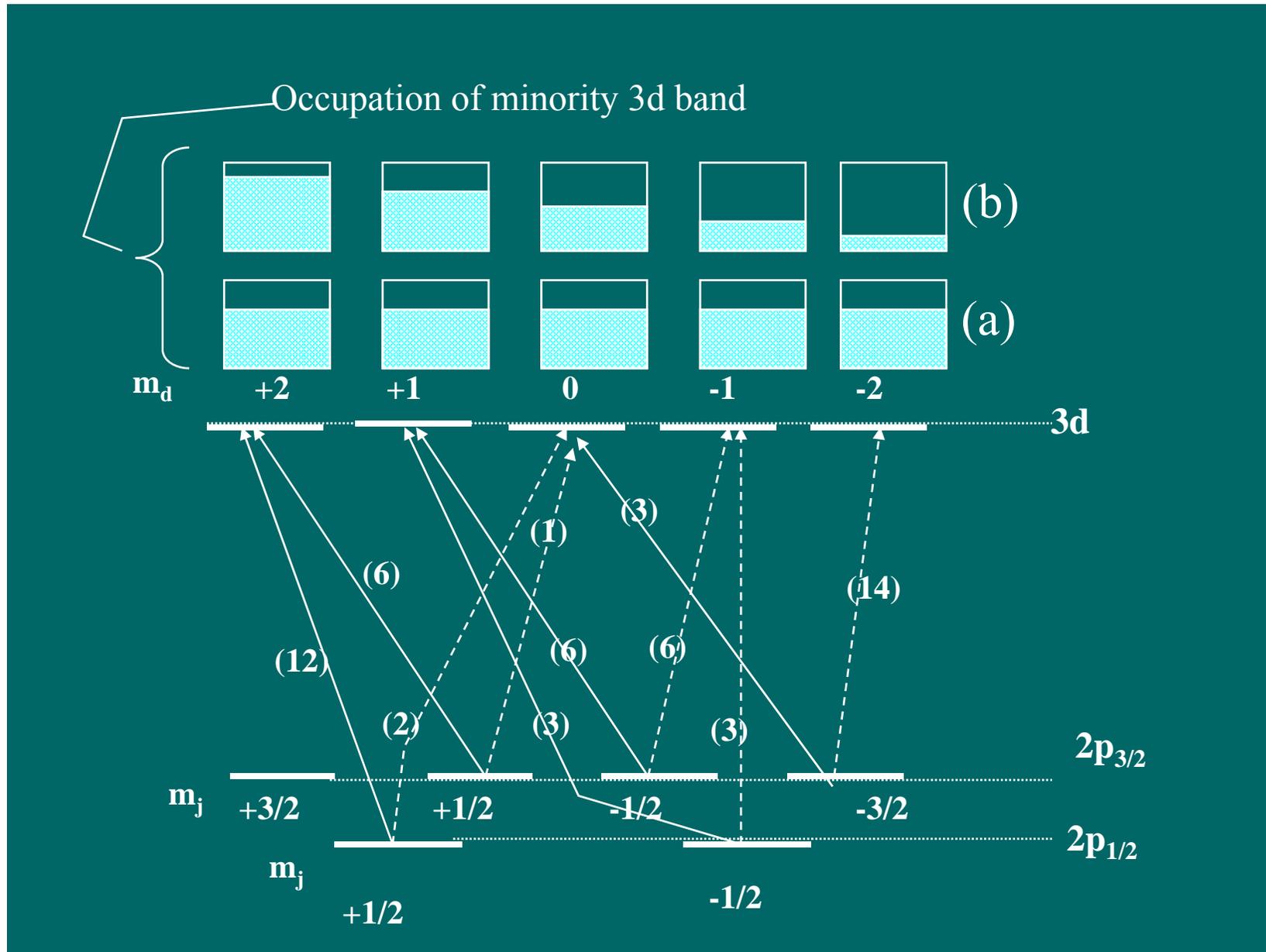
7.3.3 ポンププローブ法による動的磁化測定

7.3.4 スピン注入の光学的観測

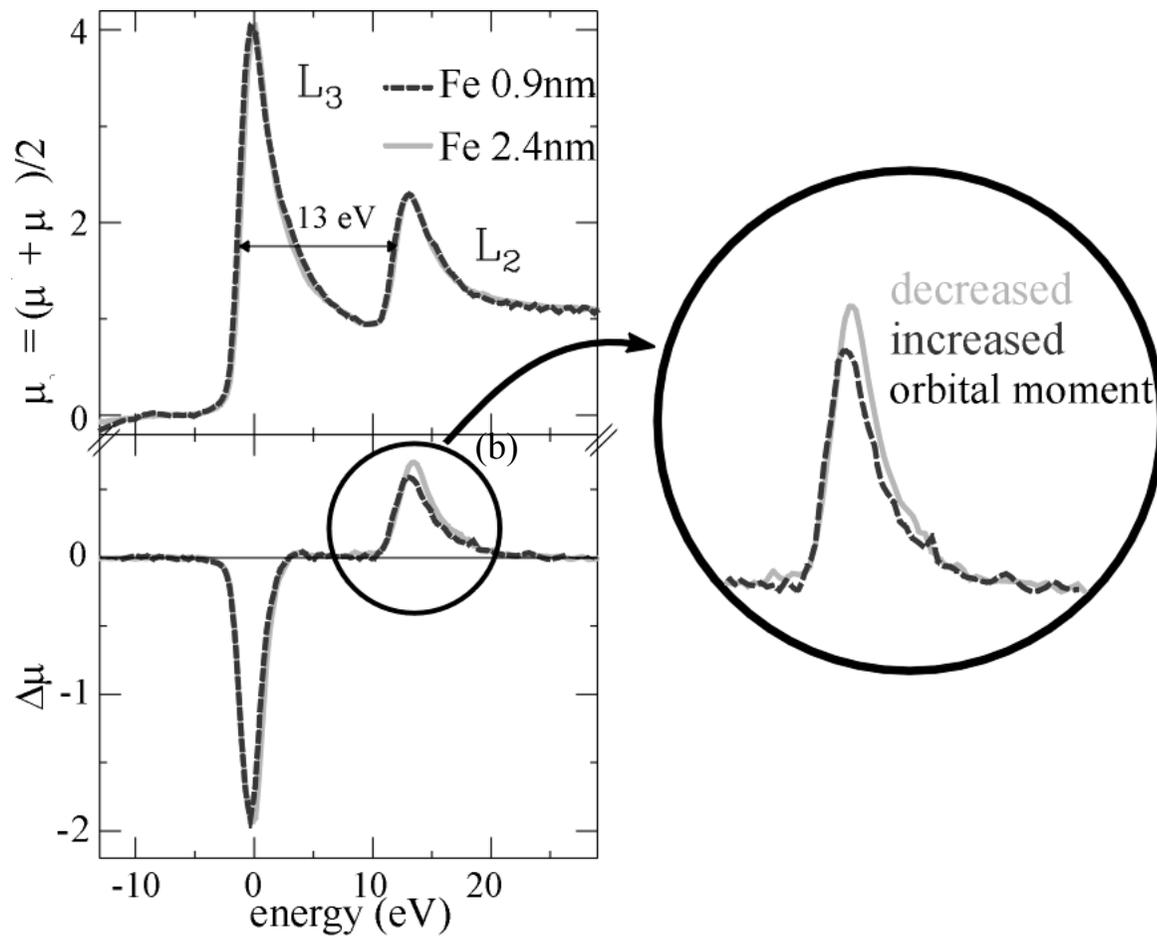
7.3.5 スピン注入磁化反転の磁気光学観察

参考事項 超短パルス光による高速磁化反転

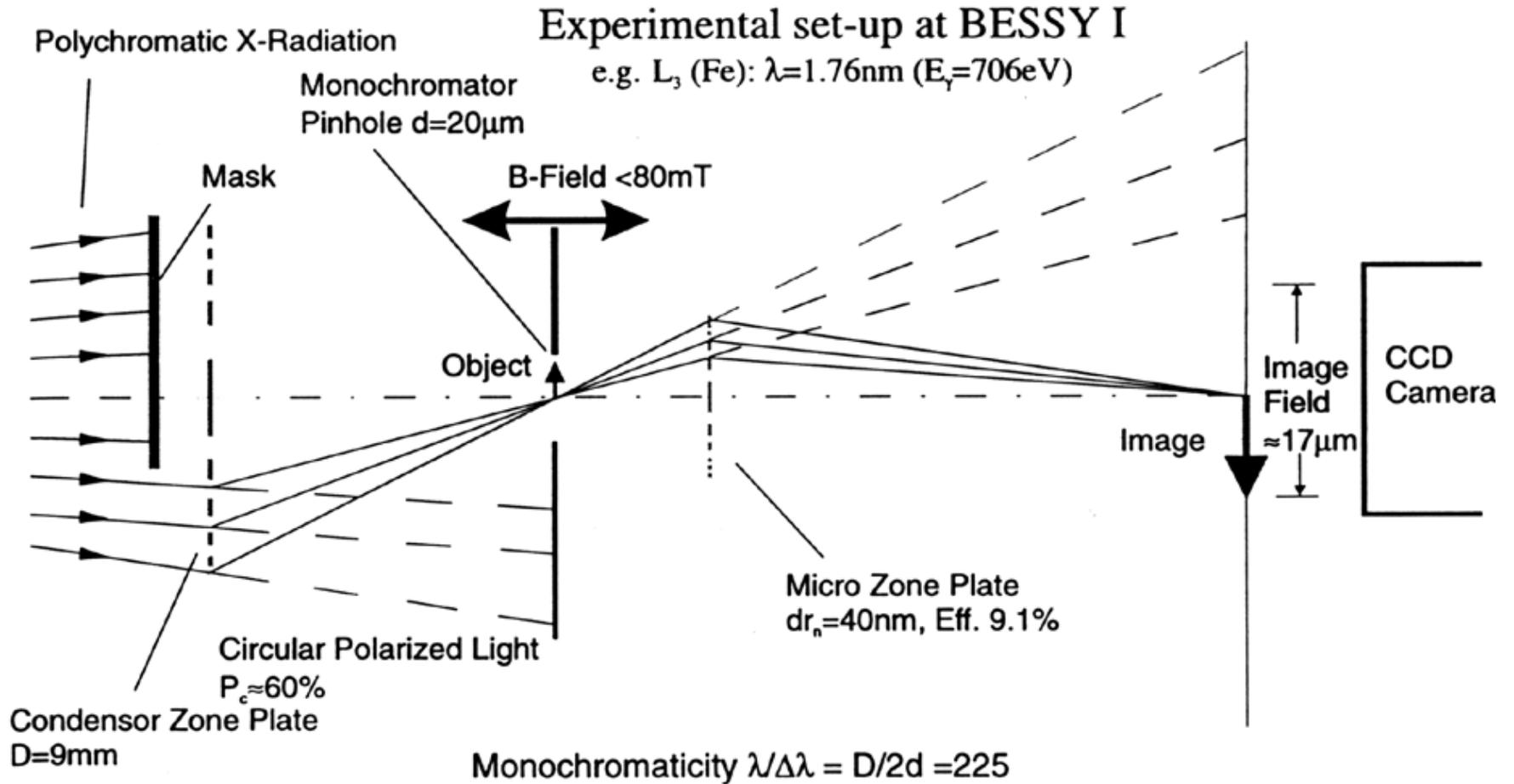
7.3.1 X線磁気光学効果



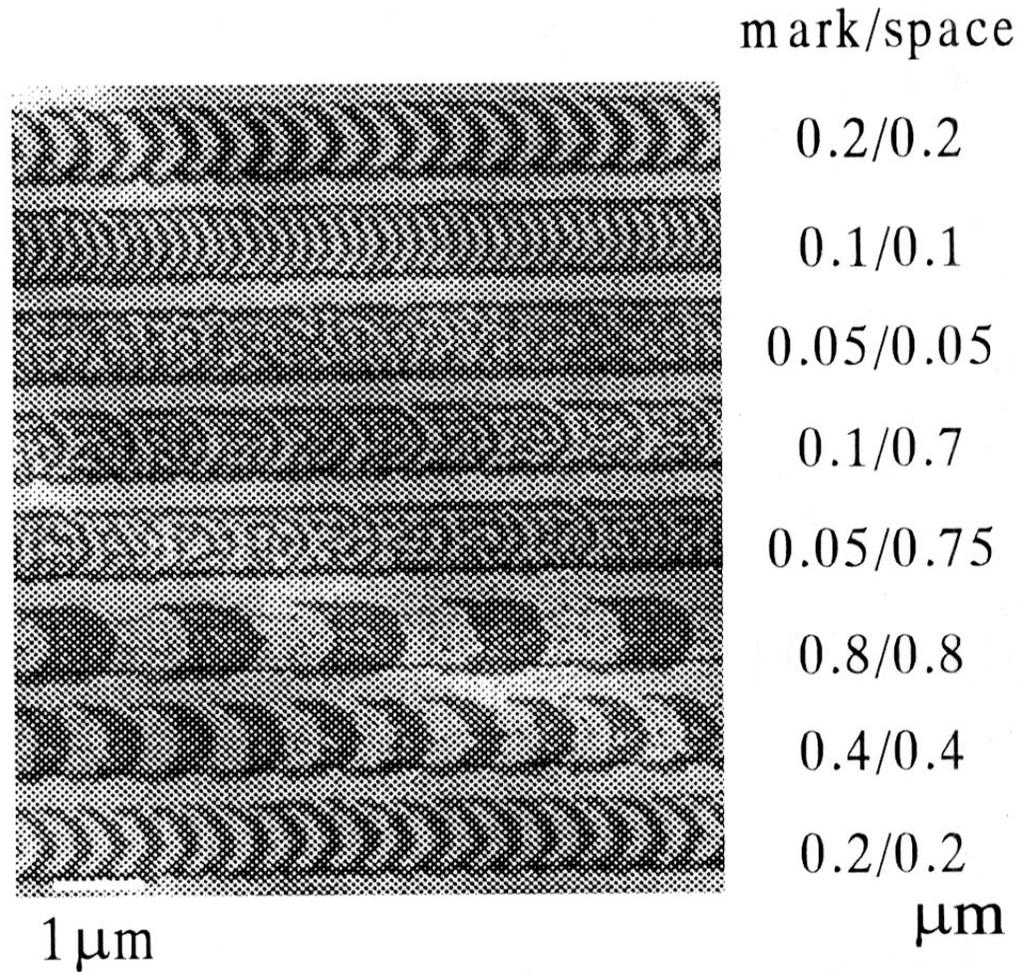
L吸収端の磁気円二色性



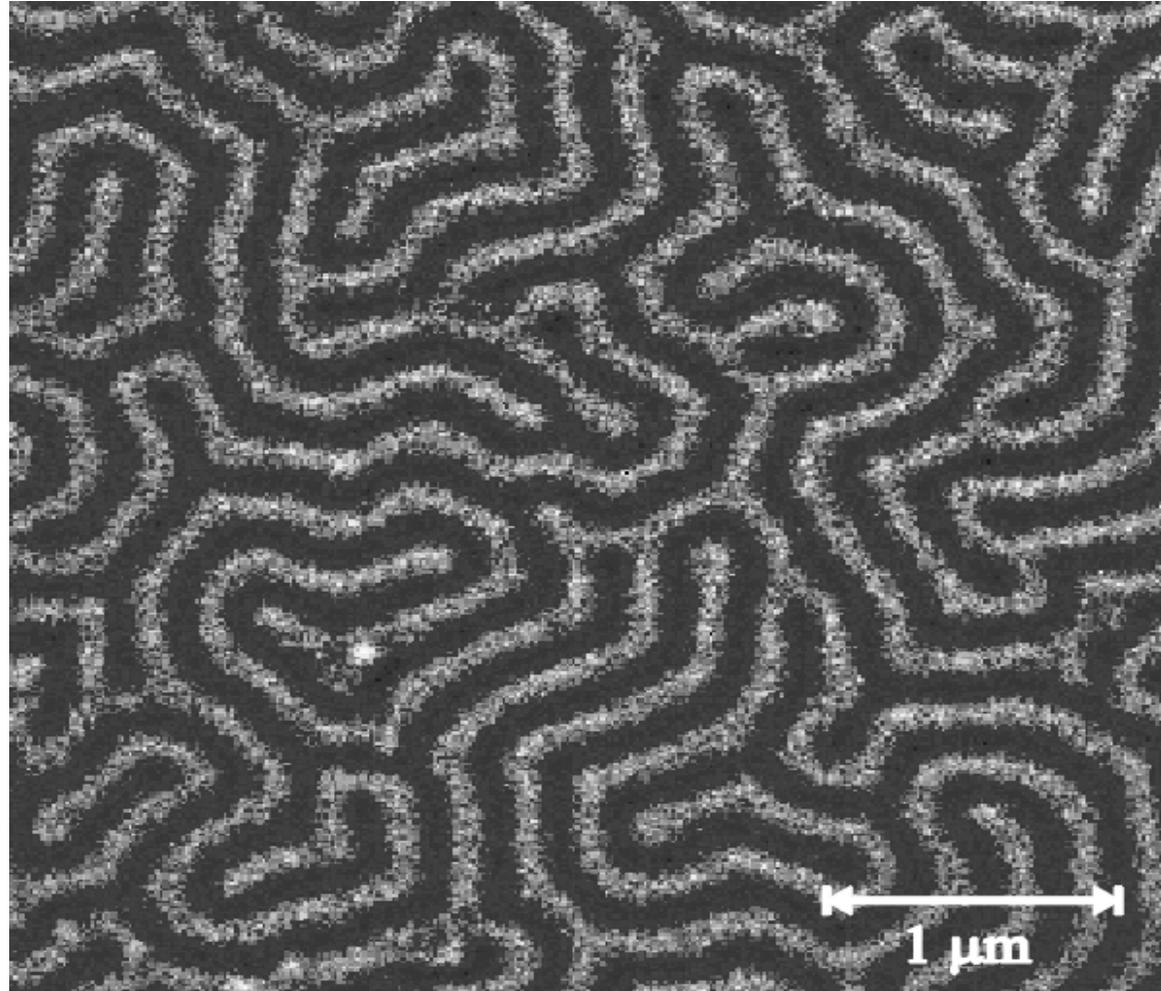
XMCD顯微鏡



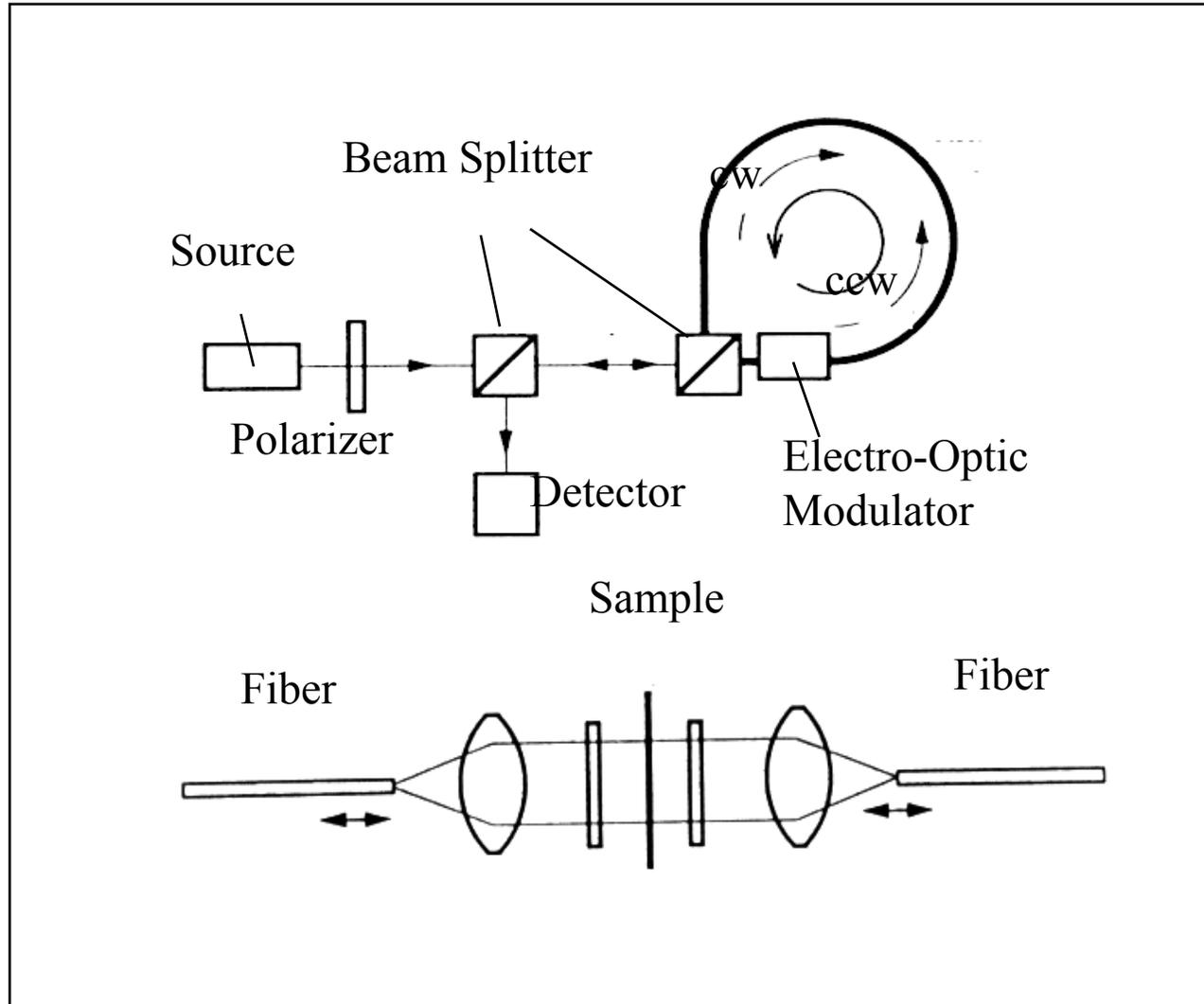
X線顕微鏡によるMO膜観測



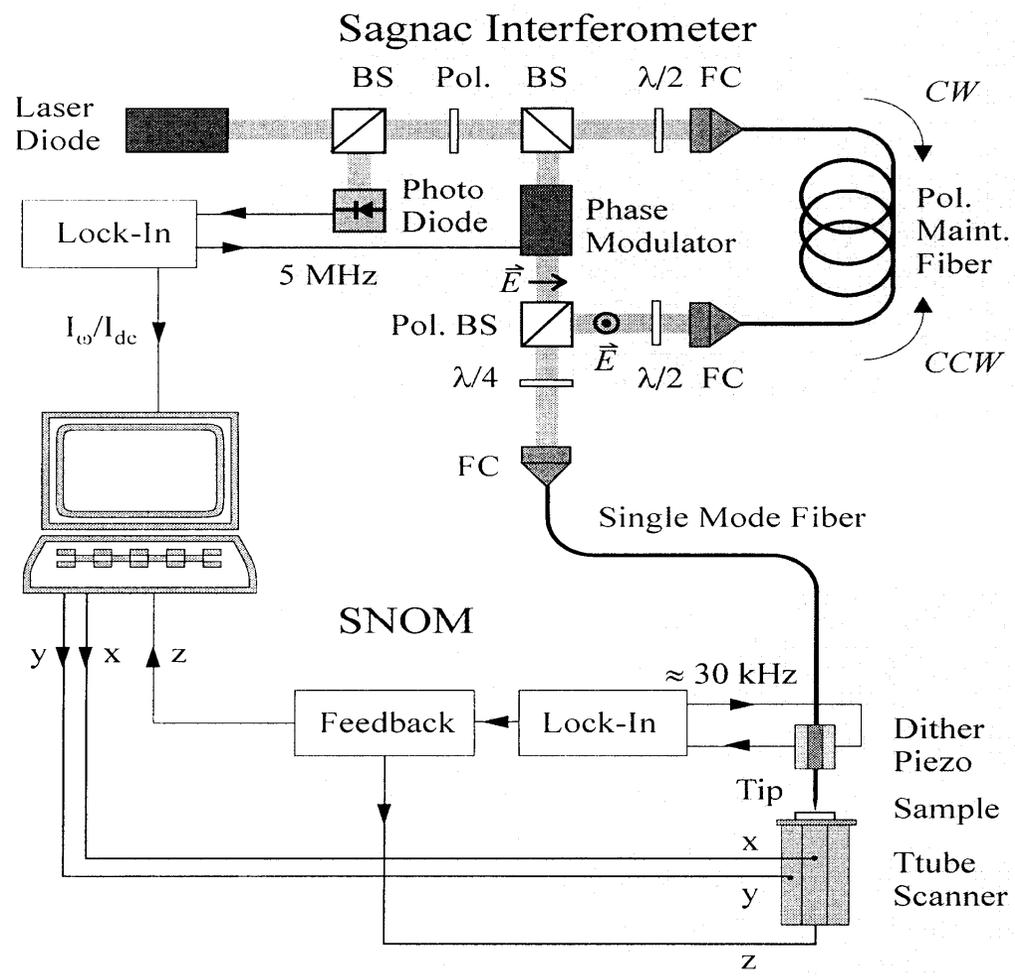
X線顕微鏡で観察したGdFeの磁区



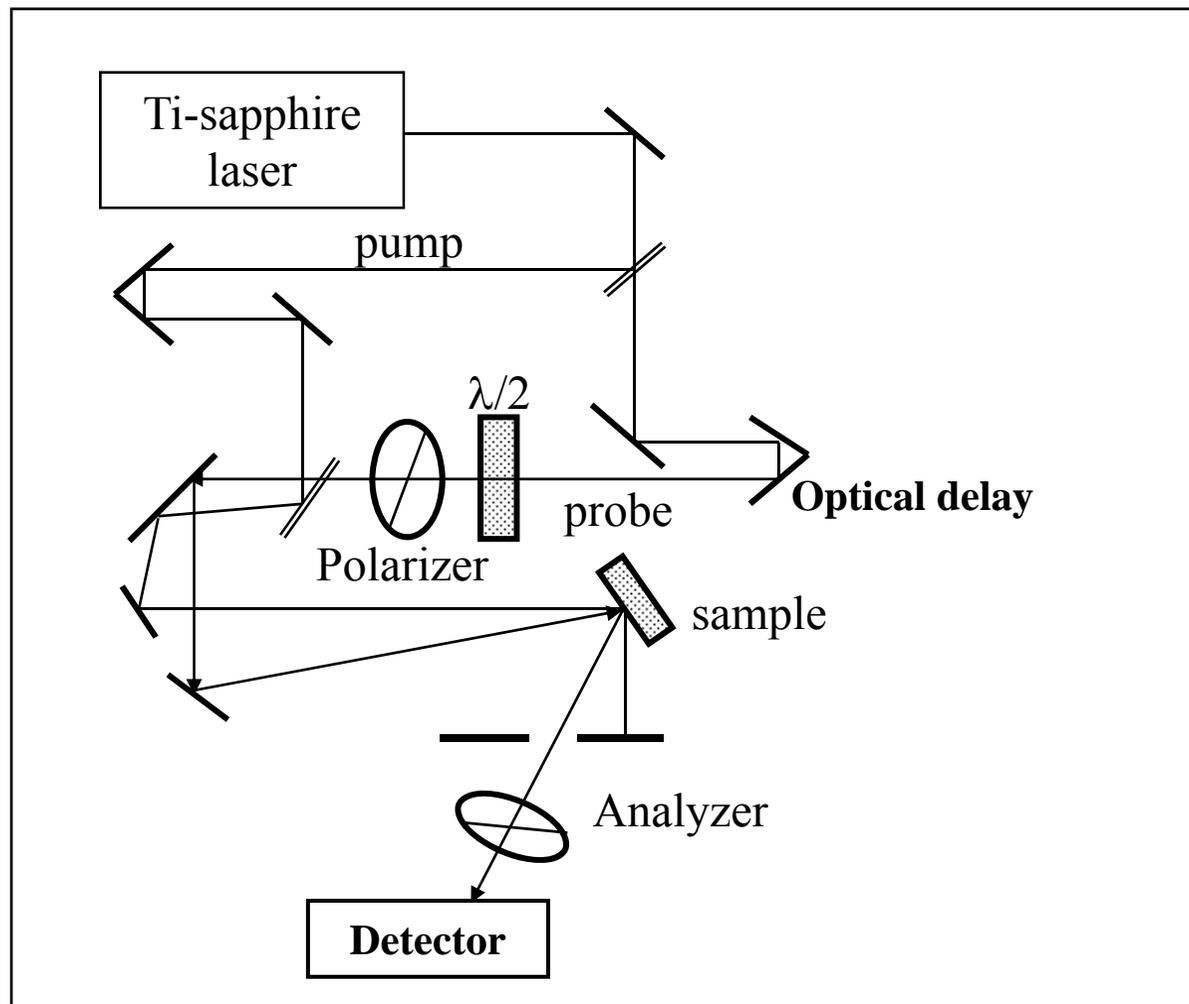
7.3.2 サニャック干渉計



サニヤックSNOM



7.3.3 ポンププローブ磁気光学測定



時間分解磁化変調分光(TIMMS)

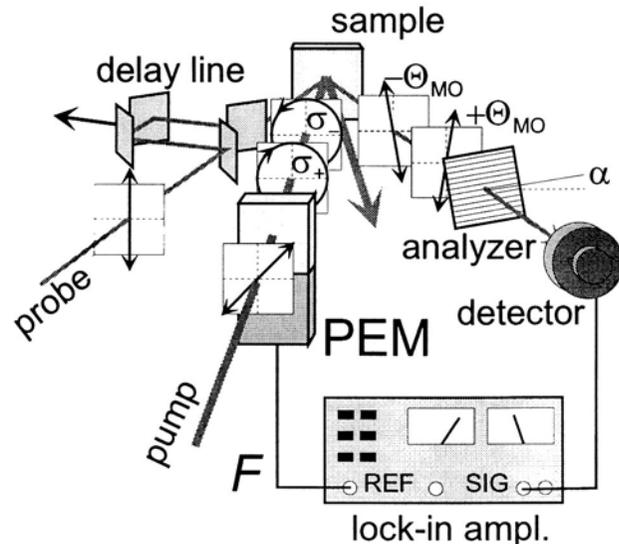


FIG. 1. Schematic diagram explaining a TIMMS experiment. A photoelastic modulator (PEM) modulates the pump between left and right-handed circular polarization ($\sigma_+ \leftrightarrow \sigma_-$). This results in a modulation of the magneto-optical rotation ($-\Theta_{MO} \leftrightarrow +\Theta_{MO}$), which is picked up by a lock-in amplifier.

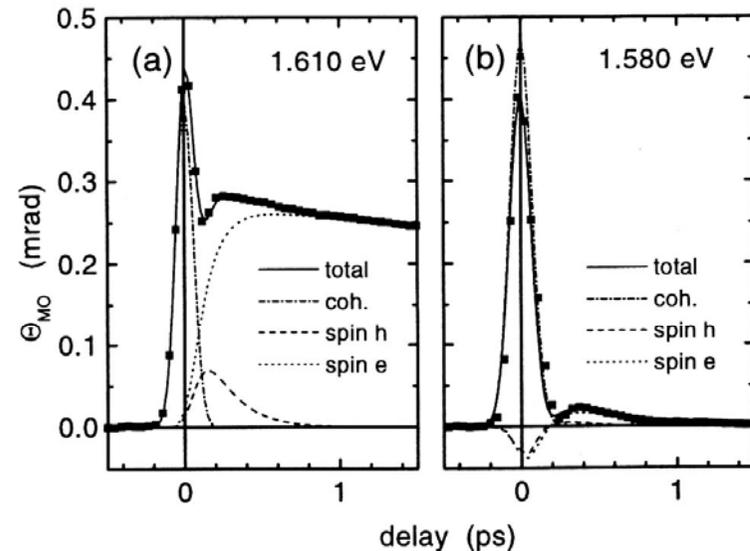


FIG. 4. TIMMS time-scans like in Fig. 3, but for frequencies above the bandgap: $\hbar\omega = 1.610 \text{ eV}$ (a), and $\hbar\omega = 1.580 \text{ eV}$ (b). In (b), a three stage fit is applied (see text).

7.3.4 スピン注入の光学的観測

- 非磁性体へのスピンの注入を光学的に観測することは、磁性半導体電極から注入されたスピン偏極電子のもたらす発光の円二色性について行われ [\[i\]](#)、さらには、非磁性体に注入されたスピンの空間的な分布を磁気光学効果によりイメージングする試みも行われている [\[ii\]](#)。
- 最近、FePt/MgO/GaAsの接合構造においてスピン注入現象を発光の円偏光度によって捉えることが [真砂ら](#)によって行われた [\[iii\]](#)。このことについては、5番目の講演において詳細な報告がある。

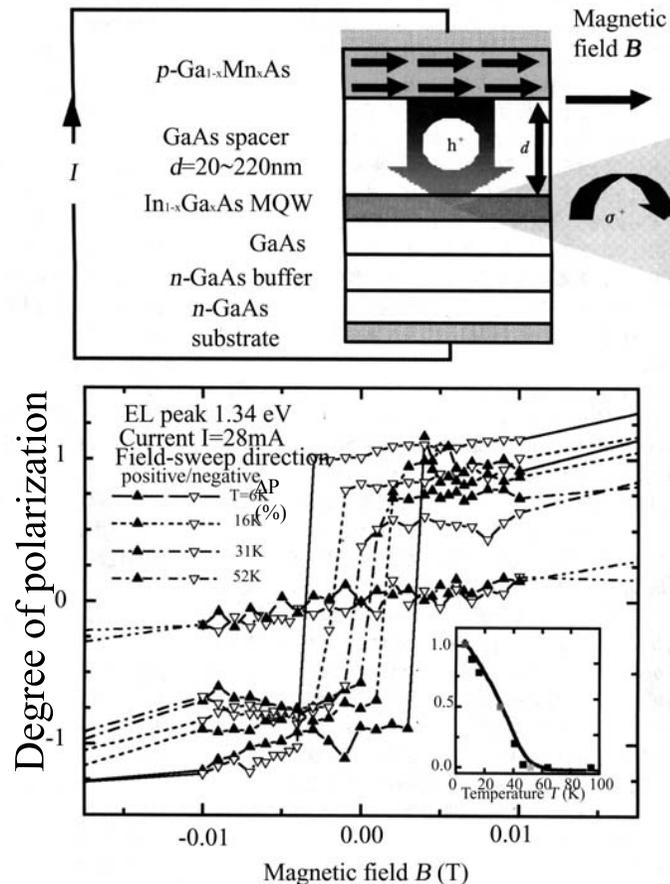
[i] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D. D. Awschalom: Nature 402, 790 (1999).

[ii] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: Phys. Rev. Lett. 93, 176601 (2004)

[iii] A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H Akinaga: J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 17, 105 (2008).

Heterostructure devices of III-V DMS

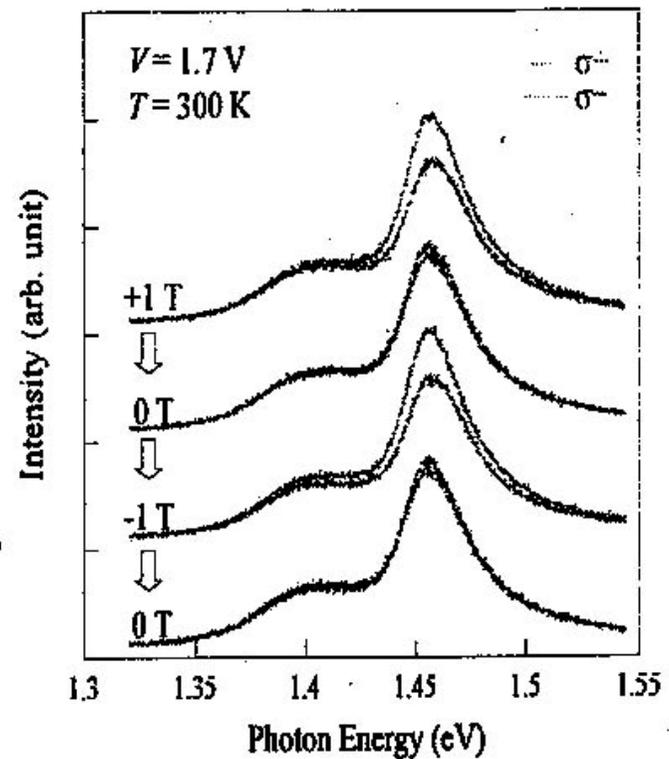
Spin-injection through junction



- 磁性半導体からスピ
ン偏極ホールを注入
- 発光の円偏光度が
磁性半導体の磁化
に応じて変化する。

スピンLEDのスピン注入特性

- 真砂氏らは、FePt/MgO/LED構造を作製し、円偏光度の磁場依存性を測定した。
- ゼロ磁場でも1.5%の円偏光度が観測される。



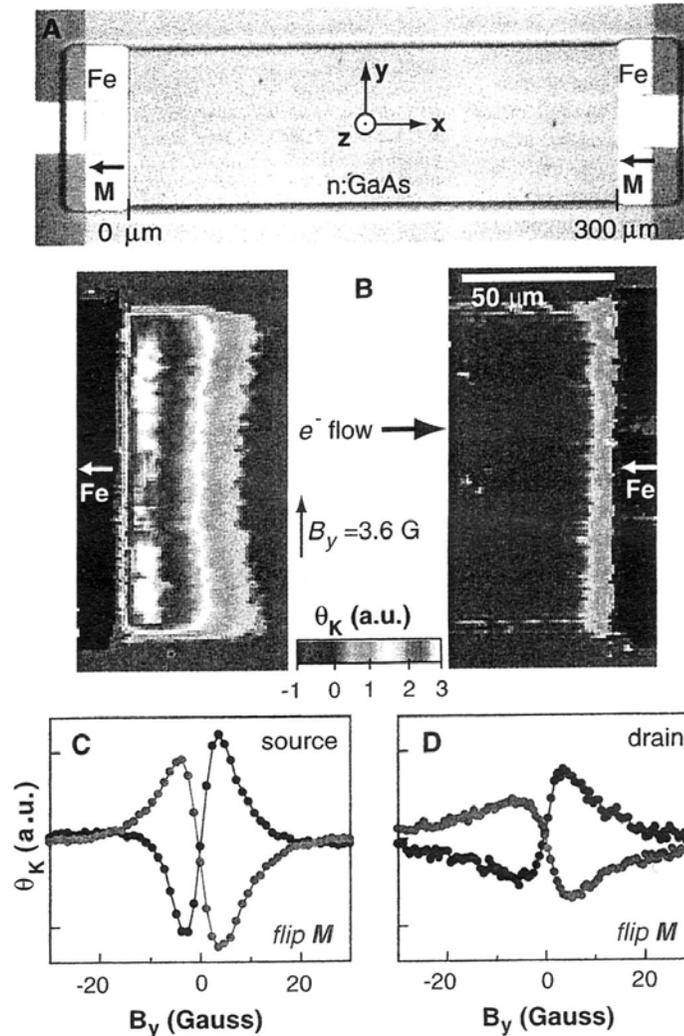
ELスペクトルの磁場依存

A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H Akinaga:
J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 17, 105 (2008).

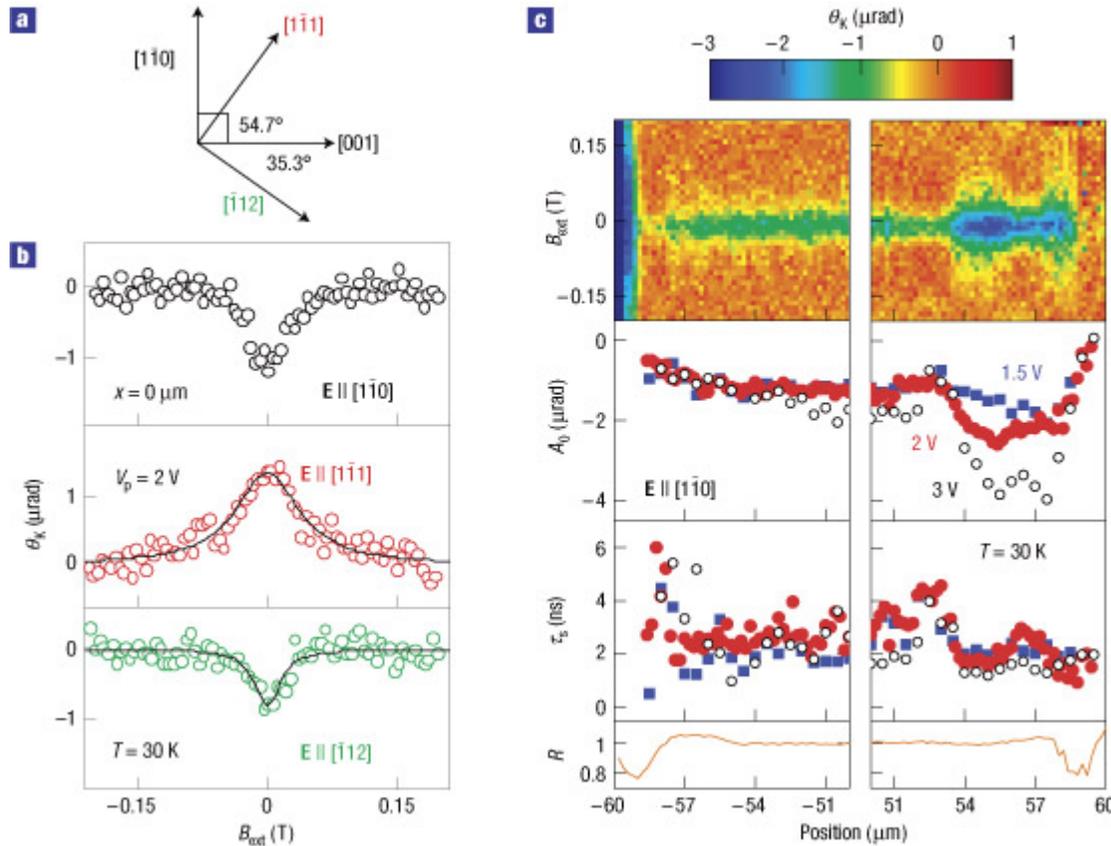
スピン注入の磁気光学的評価

- Crookerらは、Fe/GaAs/Fe ラテラル構造において、Fe→GaAsのスピン注入が起きていることを磁気光学的に検証した。

S. A. Crooker et al.: Imaging Spin Transport in Lateral Ferromagnet/Semiconductor Structures; *Science* Vol. 309. no. 5744, pp. 2191 - 2195 (2005)



スピンホール効果のカー効果によるイメージング



a, Relative orientations of crystal directions in the (110) plane. **b**, Kerr rotation (open circles) and fits (lines) as a function of B_{ext} for $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$ (black), $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}1]$ (red) and $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}12]$ (green) at the centre of the channel. **c**, B_{ext} scans as a function of position near the edges of the channel of a device fabricated along with $w=118\text{ nm}$ and $l=310\text{ nm}$ for $V_p=2\text{ V}$. Amplitude A_0 , spin-coherence time τ_s and reflectivity R are plotted for $V_p=1.5\text{ V}$ (blue filled squares), 2 V (red filled circles) and 3 V (black open circles).

[Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases](#)

V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato, W. H. Lau, A. C. Gossard and D. D. Awschalom

Nature Physics 1, 31 - 35 (2005)

7.4.5 スピン注入磁化反転の磁気光学観察

- NHK技研の青島らは、 Co_2FeSi ハーフメタル電極を用いたCPP-GMR素子を作製し、電流誘起磁化反転を縦磁気光学効果を用いて観測することに成功した。(1)

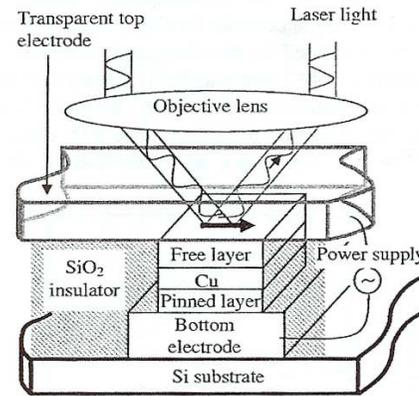


FIG. 1. Schematic illustration of spin-valve device with transparent electrode, and experimental setup. The plain arrow in the free layer indicates the direction of the magnetization. The device includes the bottom electrode of $[\text{Ta}(3)/\text{Cu}(50)/\text{Ta}(3)/\text{Cu}(50)/\text{Ru}(5)]$, the pinned layer of $[\text{Ru}(5)/\text{Cu}(20)/\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}(10)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{34}(5)/\text{Ru}(0.9)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_2\text{Co}_2\text{FeSi}(10)]$, an intermediate layer of $\text{Cu}(6)$, and the free layer with pinning of $[\text{Co}_2\text{FeSi}(6)/\text{Cu}(3)/\text{Ru}(3)]$, all in nanometers.

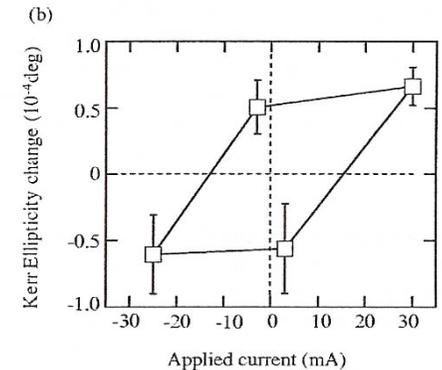


FIG. 4. (a) STS and the (b) Kerr ellipticity characteristics for three spin-valve elements. Open circles in (a) indicate resistance as a function of the applied current of ± 30 mA with an increment of 2 mA. (b) The changes are defined as $[\eta_K - \langle \eta_K \rangle]$ in Kerr ellipticity for various applied currents of -3 , -25 , $+3$, and $+30$ mA. Kerr measurements are synchronized with resistance measurements [solid squares in (a)]. Averaged values over 60 points at each current are plotted with error bars of standard deviation.

- 垂直磁化膜 GdFeCo を用いたCPP構造において、より大きな磁気光学信号を得ている。

(1) K. Aoshima et al.: Spin transfer switching in current-perpendicular-to-plane spin valve observed by magneto-optical Kerr effect using visible light Appl. Phys. Lett. 91, 052507 (2007);

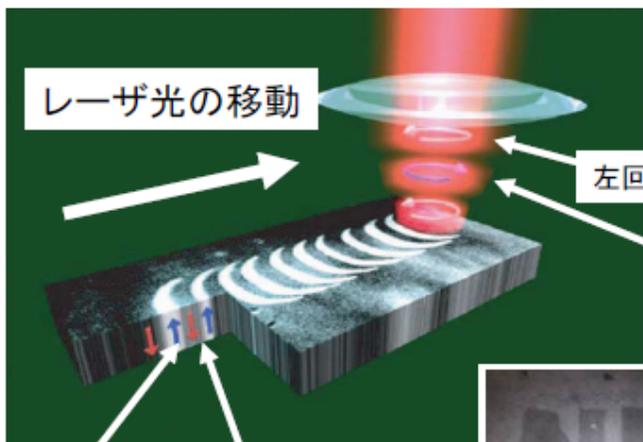
参考事項

超短パルス光による高速磁化反転

- フェムト秒の光パルスによって、ピコ秒以下の高速磁化反転が磁気光学効果を用いて観測されている。反転した磁化は歳差運動をして定常状態に落ち着く。
- この緩和過程の時定数はナノ秒のオーダーで、LLG方程式で説明できるが、最初の早い応答のメカニズムはまだ十分解明されていない。

円偏光変調光直接磁気記録： デモンストレーション

円偏光変調 光直接磁気記録：デモンストレーション



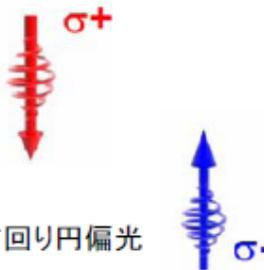
上向き磁化 下向き磁化

**外部磁界無し
40 fsの円偏光照射のみで
完全磁化反転**

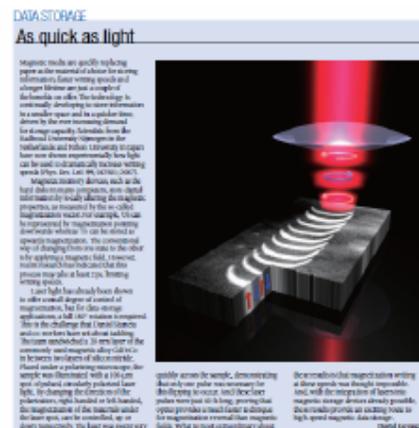
PRL 99, 047601 (2007) 7月26日掲載

(但し磁化反転時間は未計測: サブps以内と推定)

光により磁場印加と等価な効果

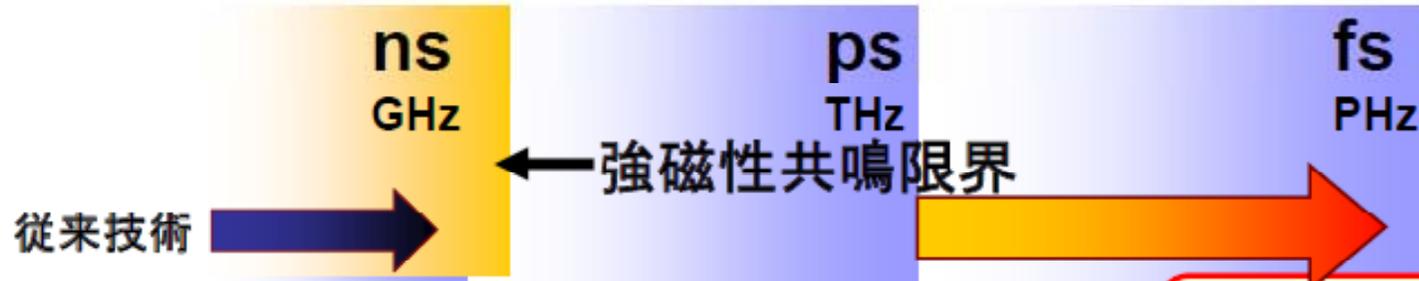


Nature Photonics 9月号掲載予定



Science、Physics today他

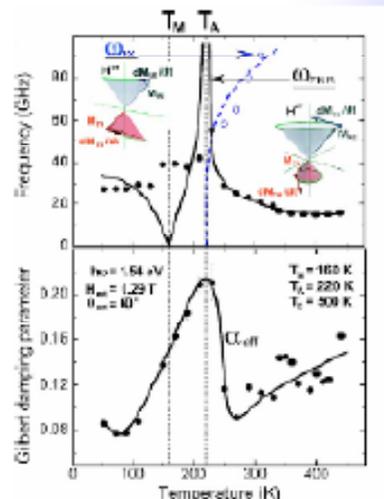
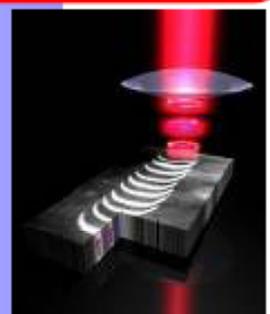
光直接スピン制御



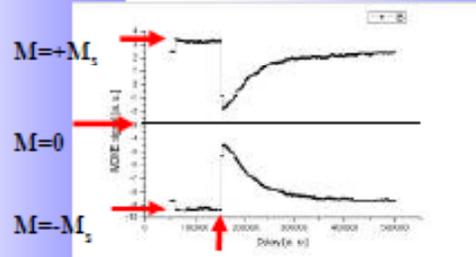
②角運動量補償点利用熱アシスト
スピン動特性制御
材料動特性の熱制御 f 、 α

①光直接スピン制御
光照射40fs-100fs

③超短時間加熱・消磁
~psオーダー

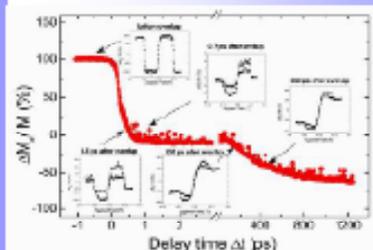


PRB(R)2006



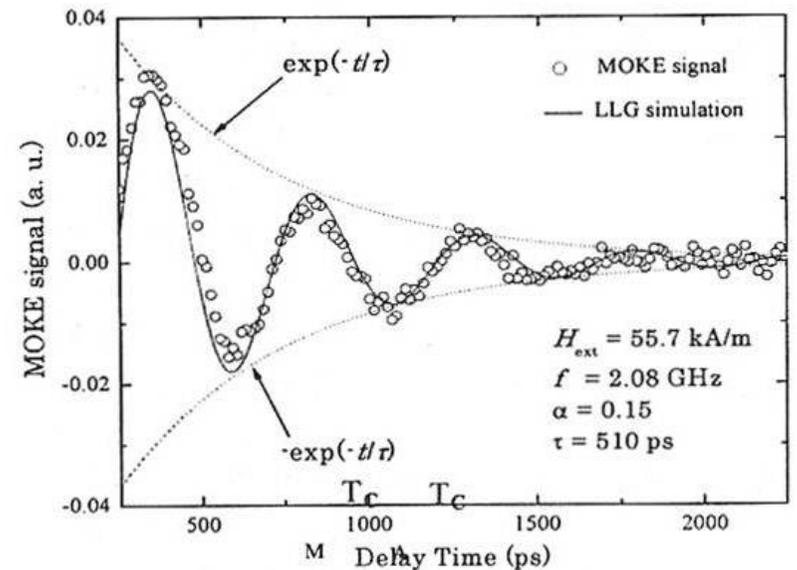
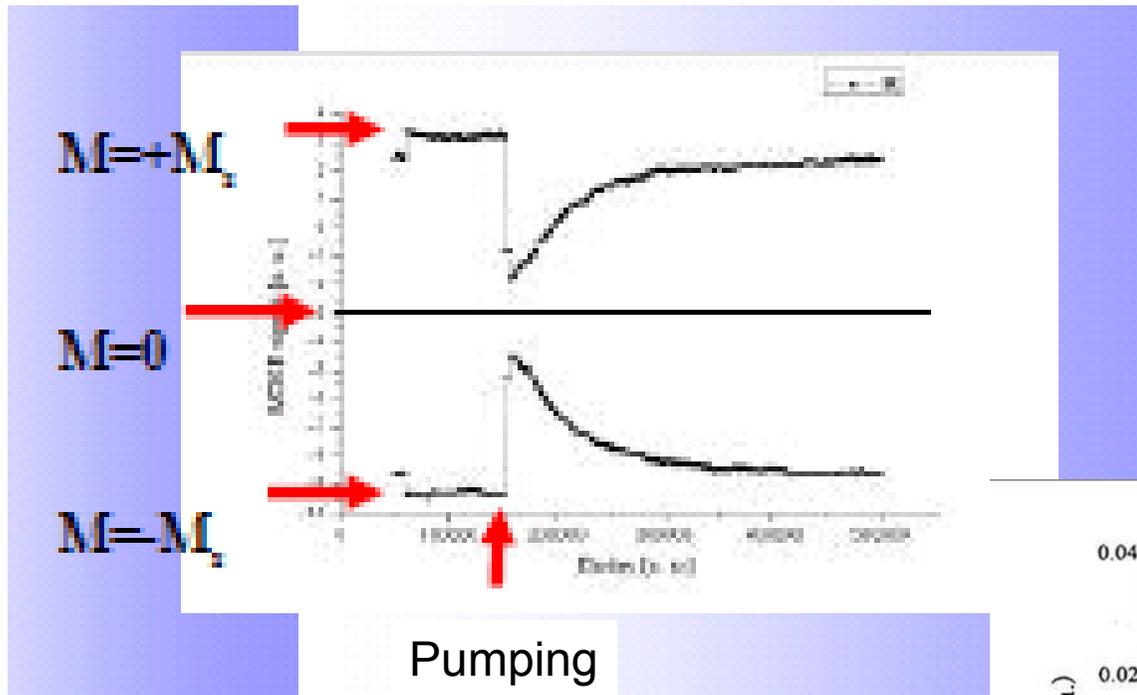
Pump

サブピコ秒磁化反転デモ



PRL2007

早い応答はサブピコ秒 遅い応答は2ナノ秒、LLGに従う



今回のまとめ

- 磁気光学効果の研究の発展形として、近接場光に対する磁気光学効果や、非線形光学効果に対する磁化の作用、内殻励起におけるX線MCDを用いた顕微鏡などあたらしい分野が開拓されてきました。
- さらに、時間軸がずっと短くなって、ピコ秒、フェムト秒の領域での磁化の変化まで観測できるようになりました。

おわりに

- 磁気光学効果は、光学的には左右円偏光に対する応答の差として説明されます。
- 磁気光学効果は現象論的には誘電率テンソルの非対角成分から生じます。
- 磁気光学効果は量子論的には磁化とスピン軌道相互作用により生じます。
- 光磁気記録、光通信デバイスなどの応用が進展しました。
- 非線形磁気光学効果、近接場磁気光学効果など新しい研究が進展しています。