日本光学会主催第39回冬期講習会

光と磁気 ー基礎から応用までー

2013年1月24日（木）～25日（金）

磁気光学効果の測定法

佐藤勝昭
科学技術振興機構

はじめに

- ここでは、磁気光学効果の具体的な測定の方法について述べます。
- 単に測定の方法を示すだけでなく，その原理についての理解が得られるように配慮しました。
- 原理を知っていると測定法を改善したり，さらに広い応用を考えたりするときの助けになります。
- 最初はスペクトルのことは考慮せず述べ，続いて分光測定の方法を述べます。
- 最後に測定によって得られたデータからどのようにして誘電率などのパラメータを計算するかについて述べます。

CONTENTS

1．ファラデー効果・カー効果の測定
1.1 回転角のみの評価法
1.2 楕円率の評価法
1.3 光学遅延変調法：回転角，楕円率角の同時測定
1.4　ファラデー効果と電磁石
1.5 磁気光学カー効果の光学素子の配置について
1.6 スペクトルの測定
1.7 絶対値の校正について
1.8 磁気光学スペクトルから誘電率テンソルの非対角成分を求める方法
2　コットンムートン効果の測定
3. 非線形磁気光学効果の実験的検証
3.1 MSHGの大きさの評価と実験
3.2　磁気誘起第2高調波発生(MSHG)と非線形カー効果
4. 近接場における磁気光学効果
4.1 原子間力制御SNOM(SNOAM)
4.2 装置構成
4.3 基本性能
4.4 偏光子・検光子法による磁気光学イメージング
4.5　円偏光変調法による磁気光学イメージング

1.ファラデー効果、カー効果の測定法

1.1 回転角のみの測定

・直交偏光子法(クロスニコル)

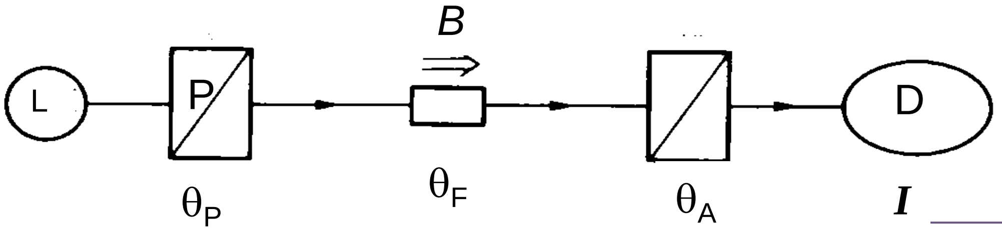


図5.1(a)
直交偏光子法の概略図。L:光源、P:偏光子、S:試料、A:検光子、D:検出器

- 最もオーソドックスな磁気旋光角の測定法です。
- 図5.1(a)に示した構成で行われます．試料を磁極に孔をあけた電磁石の磁極の間に置き，光の進行方向と平行に磁界が印加されるように配置します．

- 偏光子Pと検光子Aを用意し，磁界のないときに光検出器Dの出力が最小になるようAの角度を調整して，そのときの目盛θ_0を読み取ります。
- 次に磁界Hを印加して，Dの出力を最小とするAの目盛θ_Hを読み取り$\theta_H-\theta_0$を計算すると旋光角が得られます．読みとりの精度はAの微調機構の精度で決まり，あまり小さい旋光角を測定することはできません。

1.1 回転角のみの測定
・直交偏光子法の説明

- 検出器に現れる出力Iは，偏光子の方位角をθ $_P$, 検光子の方位角をθ $_A$, ファラデー回転をθ $_F$とすると,

$$I = I_0 \cos^2(\theta_P + \theta_F - \theta_A) \qquad (1)$$

と表されます．ここにθ $_P$, θ $_A$はそれぞれ偏光子と検光子の透過方向の角度を表しています．直交条件では，θ $_P$ーθ $_A$＝π /2となるので，この式は

$$I = I_0 \sin^2 \theta_F = (I_0/2)(1 - \cos 2\theta_F) \qquad (2)$$

となります．θ $_F$が磁界Hに比例するとき，IをHに対してプロットすると図5.1(b)のようになります．

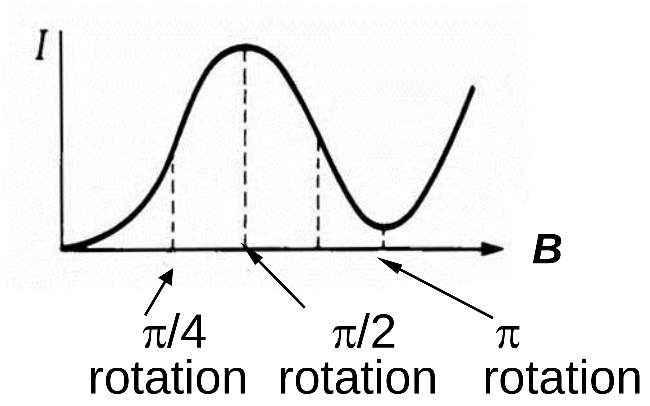
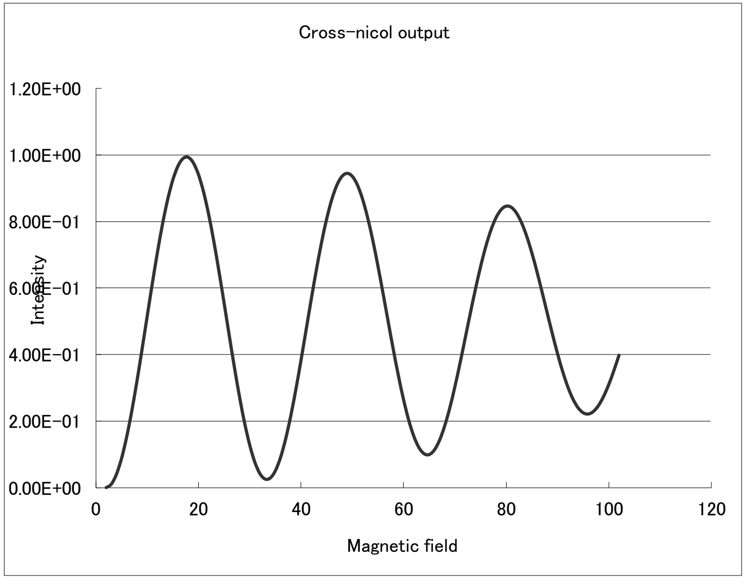


図5.1(b) 直交偏光子法における検出器出力の磁界強度依存性）

直交偏光子法（強い磁界下で）

- θ_Fがπ の整数倍のとき出力I/I_0は0、π /2の奇数倍のとき1になるはずですが、実際には、図のように右上がりの曲線となりますが、何故でしょうか。

・これは、磁気円二色性があるためです。磁気円二色性のため出力光は楕円偏光になるため、検光子が楕円の長軸に直交していても、楕円の短軸の成分が検光子を透過して来るためです。



・図は、
$I/I_0=(1-(\beta Hl)^2)\sin^2\alpha Hl+(\beta Hl)^2\cos^2\alpha Hl$
として近似したものです。

1.1 回転角のみの測定
・回転検光子法

- 回転検光子法は，偏光子，または，検光子のいずれかを回転させる方法です．
- 図5.2には偏光子Pを固定し，検光子Aを一定速度で回転させる場合を示してあります．

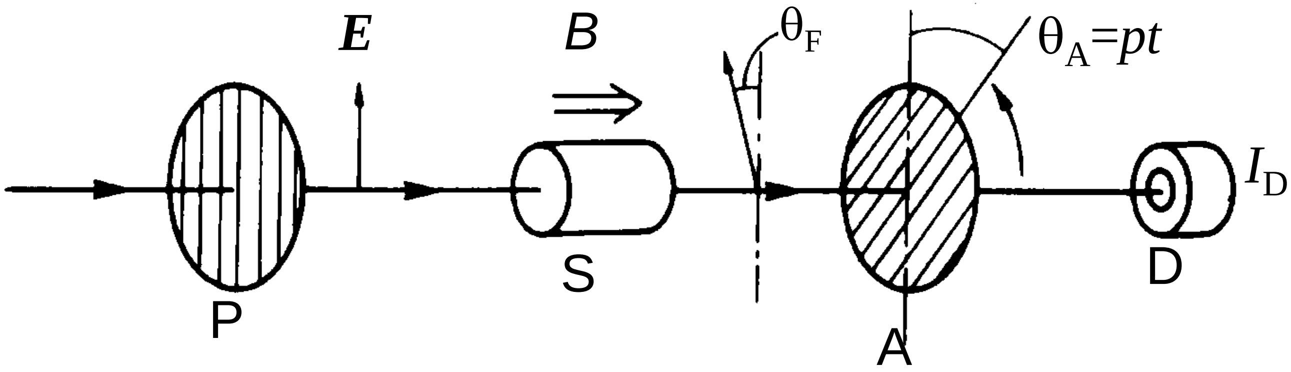


図5.2　回転検光子法の説明図。P：偏光子、S：試料、A：回転検光子、D：検出器

回転検光子法

- 検光子が角周波数pで回転するならば，$\theta_A=pt$と書けますから，検出器出力I_Dは，

$$I_D = I_0 \cos^2(\theta_F - \theta_A) = (I_0/2)\{1+\cos 2(\theta_F - pt)\} \quad (3)$$

と表されます．

- すなわち，光検出器Dには回転角周波数の2倍の角周波数$2p$の電気信号が現れます．求めるべき回転角θ_Fは，出力光の位相が，磁界ゼロの場合からのずれの大きさΨを測定すれば，$\Psi/2$として旋光角が求まります．

1.1 回転角のみの測定
・振動偏光子法

- 図5.3のように偏光子と検光子を直交させておき，偏光子を

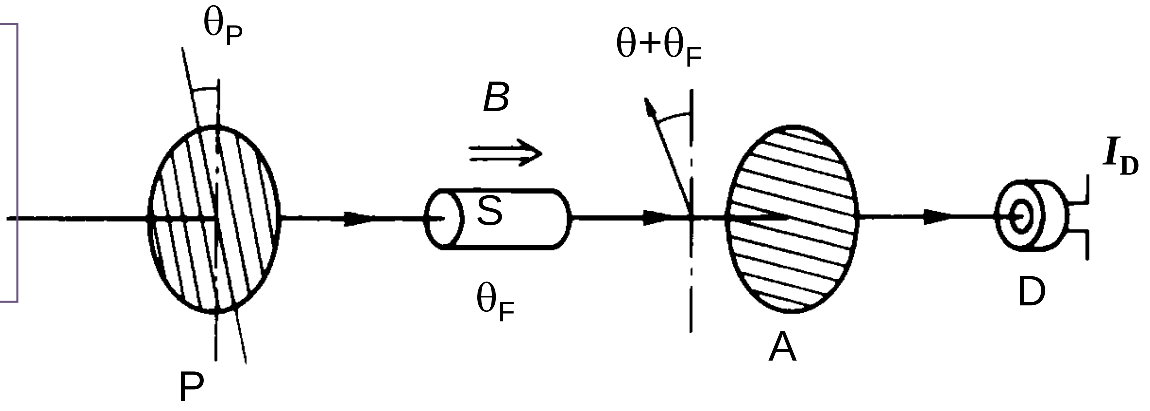
$$\theta = \theta_0 \sin pt \qquad (4)$$

のように小さな角度θ $_0$の振幅で角周波数pで振動させると，
信号出力I_Dは

$$I_D \propto I_0 \sin^2(\theta + \theta_F)$$
$$= I_0\{1 - J_0(2\theta_0)\cos 2\theta_F\}/2 - I_0 J_2(2\theta_0)\cos 2\theta_F \cdot \cos 2pt + I_0 J_1(2\theta_0)\sin 2\theta_F \cdot \sin pt \qquad (5)$$

となります．ここに，Jn(x)はn次のベッセル関数です。

図5.3 振動偏光子法の説明図。P：振動偏光子(方位角θ_P)、S：試料(ファラデー回転θF)、A：検光子、D：検出器(出力ID))



振動偏光子法の説明(cont)

- θ $_F$が小さいとき，
  - 角周波数pの成分I(p)が光強度I_0およびθ $_F$に比例し，
  - 角周波数2pの成分I(2p)はほぼ光強度I_0に比例します。

(5) ⇨ $$I_D = I(0) - I(p)\sin pt + I(2p)\cos 2pt$$

ここに
$$I(p) = I_0 J_1(2\theta_0)\sin 2\theta_F \approx 2I_0 J_1(2\theta_0)\theta_F$$
$$I(2p) = I_0 J_2(2\theta_0)\cos 2\theta_F \approx I_0 J_2(2\theta_0)$$

● 従って、I(p)とI(2p)の比をとればθ $_F$を測定できます。

$$I(p)/I(2p) = I_0 J_1(2\theta_0)\sin 2\theta_F / I_0 J_2(2\theta_0)\cos 2\theta_F \approx 2\theta_F \{J_1(2\theta_0)/J_2(2\theta_0)\}$$

ファラデー変調器法

- 検光子は偏光子と直交するように固定しておき，試料のファラデー効果によって起きた回転をファラデーセルによって補償し，自動的に零位法測定を行うのが特徴です。

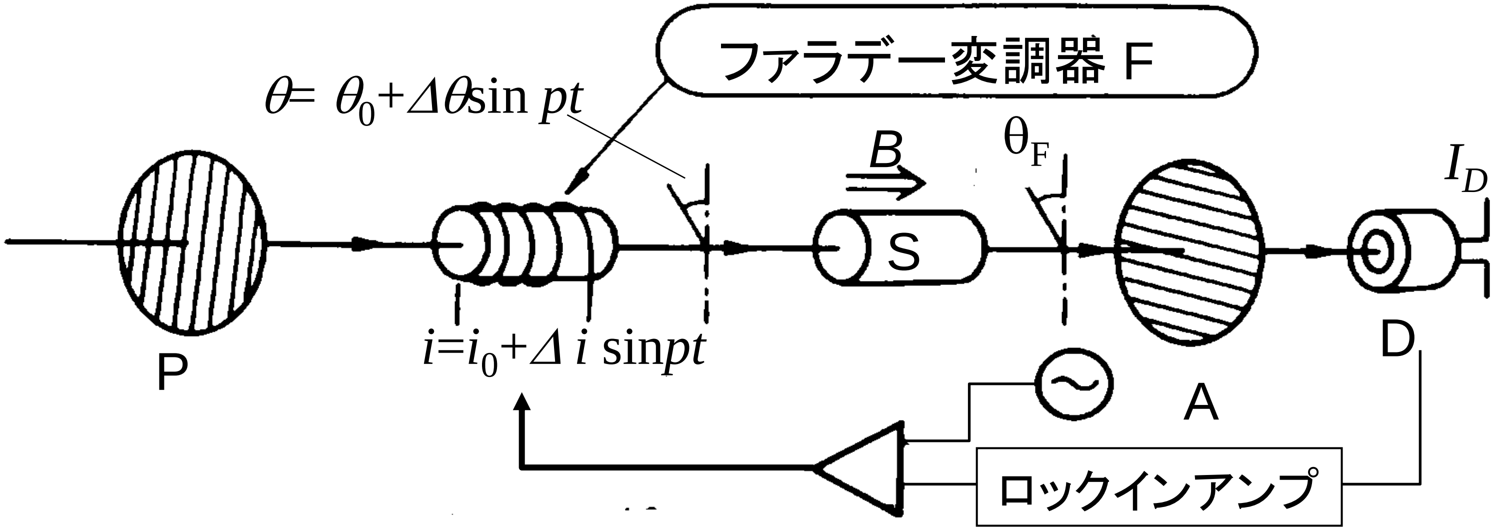


図5.4 ファラデー変調器法の模式図。P：偏光子、S：試料、A：検光子、D：検出器

1.1 回転角のみの測定
・ファラデー変調器法(1)

- 試料のファラデー効果によって起きた回転をファラデーセルによる逆向きの回転を使って補償し，検出器Dの出力がゼロになるようにファラデーセルに流す電流を調整すれば零位法で測定できます。ただし、セルに流す電流$\boldsymbol{i}$と回転角θの間の比例係数は予め校正しておきます。$\boldsymbol{\theta = K\, i}$
- 図5.4では、セルに流す電流を手で調整する代わりに、フィードバックによって自動的に検出器Dの出力をゼロにするようになっています。
- ファラデーセルに加える直流電流i_0に，変調用の交流$\Delta i\sin pt$を重畳させておきます。従って、
  $\boldsymbol{i} = i_0 + \Delta i,\ \boldsymbol{\theta} = K\, i = K\, i_0 + K\Delta i\sin pt = \boldsymbol{\theta}_0 + \boldsymbol{\Delta\theta}\sin pt$
- そしてDの出力を，ロックイン・アンプなどの高感度増幅器で増幅し、加算器に入力しファラデーセルにネガティブフィードバックします.

ファラデー変調器法(2)

- 検出器出力I_Dは,

$$I_D = I_0 \sin^2\left(\theta_0 - \theta_F + \Delta\theta \sin pt\right)$$
$$= \left(I_0/2\right)\left\{1 - \cos 2\left(\theta_0 - \theta_F\right)\cos\left(2\Delta\theta \sin pt\right) + \sin 2\left(\theta_0 - \theta_F\right)\sin\left(2\Delta\theta \sin pt\right)\right\}$$
$$\approx \left(I_0/2\right)\left\{1 - \cos 2\left(\theta_0 - \theta_F\right)J_0\left(2\Delta\theta\right)\right\} + I_0 \sin 2\left(\theta_0 - \theta_F\right)J_1\left(2\Delta\theta\right)\sin pt$$
$$- I_0 \cos 2\left(\theta_0 - \theta_F\right)J_2\left(2\Delta\theta\right)\cos 2pt$$

となって, p成分の強度は$\sin(\theta_0 - \theta_F)$に比例します。

- ロックイン増幅器で角周波数pの成分のみを取りだします。その大きさは$I_0 \sin(\theta_0 - \theta_F) J_1(2\Delta\theta)$。増幅率を$A$とすると、その出力電流$i_0$は

$$i_0 = AI_0 J_1(\Delta\theta)\sin 2\left(\theta_0 - \theta_F\right)$$ となります。

ファラデー変調器法(3)フィードバックシステム

- ファラデーセルの比例係数*K*を用いると

$$\theta_0 = KAI_0 J_1(\Delta\theta)\sin 2(\theta_0 - \theta_F) = K'\sin 2(\theta_0 - \theta_F)$$

- したがって、$\theta_0 - \theta_F$が小さければ

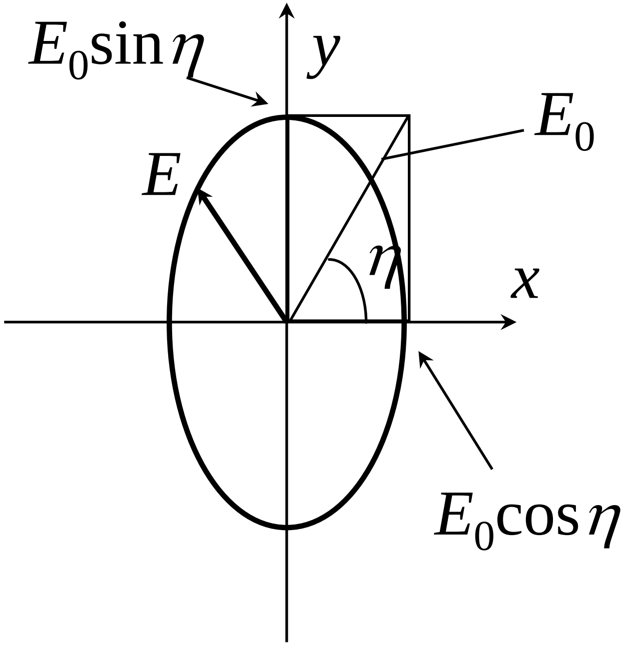
$$\theta_0 = 2K'(\theta_0 - \theta_F)$$

$$\theta_0 = \frac{2K'}{2K'-1}\theta_F$$

- となり、$K' \to \infty$ならば、$\theta_0 = \theta_F$となります。

1.2楕円率の測定法（1）

- 楕円率は，4分の1波長板(λ/4板と略称)を用いて楕円率角を回転に変換して測定することが可能です．以下にはその原理について述べます．
- 楕円率角η(rad)の楕円偏光が入射したとすると，その電気ベクトルEは$\boldsymbol{E}=\cos\eta\,\boldsymbol{i}+\sin\eta\,\boldsymbol{j}$ で表されます．(ここに$\boldsymbol{i},\boldsymbol{j}$ はそれぞれx,y方向の単位ベクトルです．)



楕円率の測定法（2）

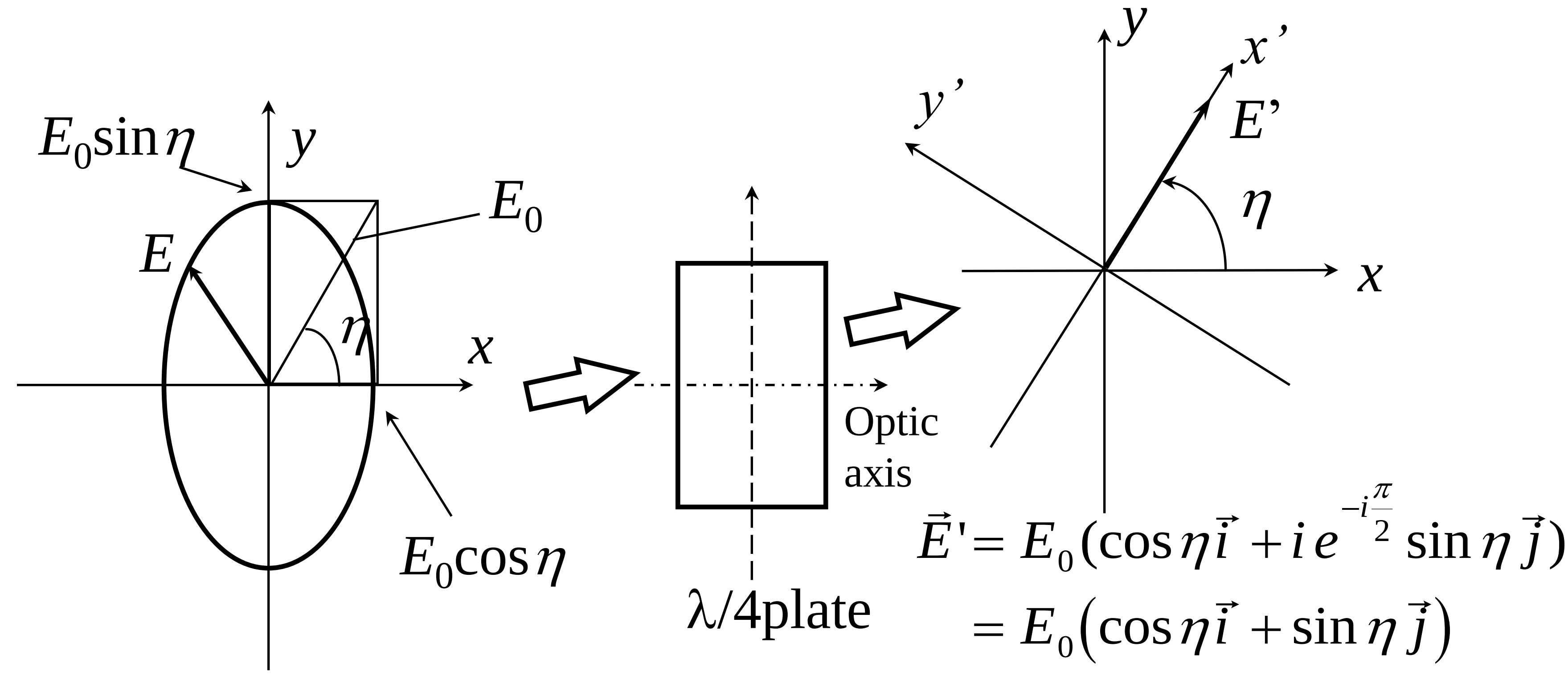
- x方向に光軸をもつ$\lambda/4$板を通すと，y方向の位相は90°遅れるので，出射光の電界***E'***は

$$\vec{E}' = E_0\left(\cos\eta\boldsymbol{i} + i\exp\left(-i\pi/2\right)\sin\eta\boldsymbol{j}\right) = E_0\left(\cos\eta\boldsymbol{i} + \sin\eta\boldsymbol{j}\right) \quad (7)$$

となりますが，これは，x軸からη(rad)傾いた直線偏光を表しています．

- したがって，入射楕円偏光の長軸の方向に$\lambda/4$板の光軸をあわせれば，上に述べたいずれかの回転角を測定する方法で楕円率角を測定できます．

楕円率の測定法（3）



$$\vec{E}' = E_0(\cos\eta\,\vec{i} + i\,e^{-i\frac{\pi}{2}}\sin\eta\,\vec{j}) = E_0(\cos\eta\,\vec{i} + \sin\eta\,\vec{j}) = E_0\,\vec{i}'$$

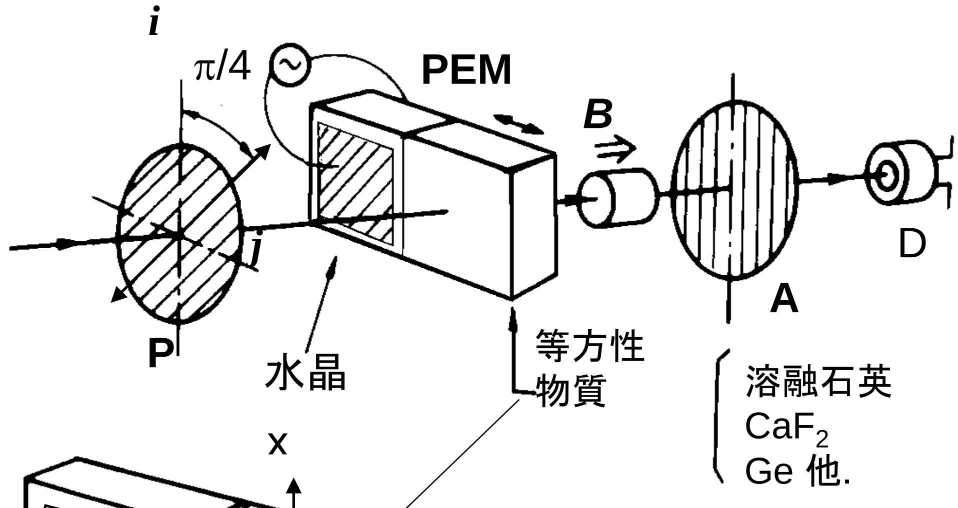
$$\vec{E} = E_0(\cos\eta\,\vec{i} + i\sin\eta\,\vec{j})$$

図5.5 λ /4波長板を用いて楕円率が測定できることの原理の説明図

1.3 回転角と楕円率の同時測定
光学遅延変調法（円偏光変調法）

- 図5.7においてPとAは直線偏光子，Mは光弾性変調器(PEM)，Dは光検出器です．
- PEMとは，等方性の透明物質（石英，CaF_2など）に水晶の圧電振動子を貼付けたものです．
- PEMに角周波数p [rad/s]の高周波の電界を加えると，音響振動の定在波ができて透明物質にp [rad/s]で振動する一軸異方性が生じます．この結果複屈折Δnが現れます．
- これにより，光学遅延量 $\delta = 2\pi \Delta nl/\lambda$ がp [rad/s]で変調されます．すなわち，

$$\delta = \delta_0 \sin pt \qquad (5.8)$$



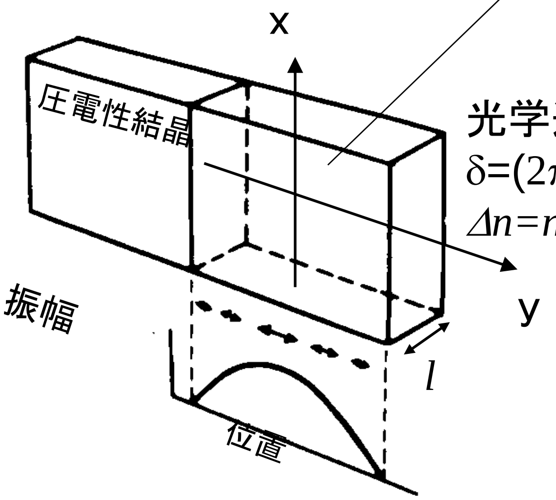
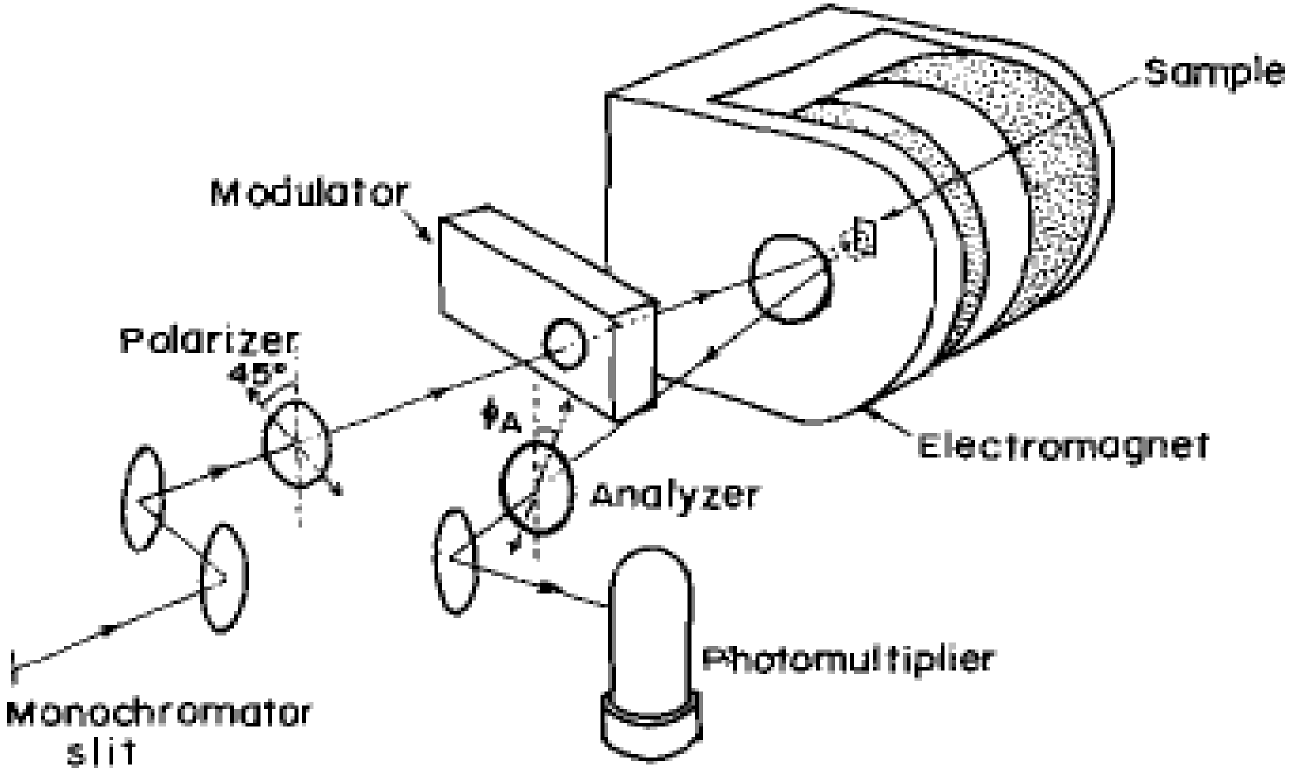


図5.7

光学遅延変調法の実験配置



光学遅延変調法の定性的説明

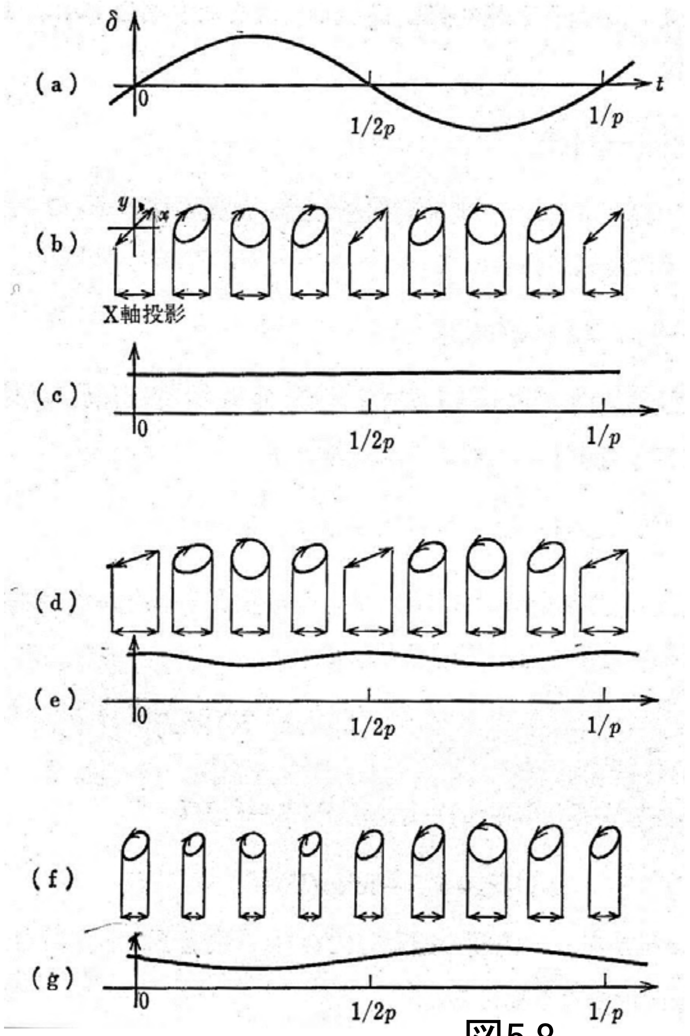


図5.8

・図5.8 (a)は光弾性変調器(PEM) によって生じる光学的遅延δ の時間変化を表します．この図においてδ の振幅δ_0はπ /2であると仮定するとδ の正負のピークは円偏光に対応します．

・試料Sが旋光性も円二色性ももたないとすると，電界ベクトルの軌跡は図(b)に示すように1周期の間にLP−RCP−LP−LCP−LPという順に変化します．(ここに，LPは直線偏光，RCPは右円偏光，LCPは左円偏光を表します．)

・検光子の透過方向の射影は図(c)に示すように時間に対して一定値をとります．

・旋光性があるとベクトル軌跡は図(d)のようになり，その射影は(e)に示すごとく角周波数2*p*[rad/s]で振動する．

・一方，円二色性があるとRCPとLCPとのベクトルの長さに差が生じ，射影(g)には角周波数*p*[rad/s]の成分が現れます．

光学遅延変調法の原理(1)

- 直線偏光(45°)

$$\boldsymbol{E}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \boldsymbol{E}_0 (\boldsymbol{i} + \boldsymbol{j})$$

- Y成分のみδ 遅延

$$\boldsymbol{E}_2 = \frac{\boldsymbol{E}_0}{\sqrt{2}} (\boldsymbol{i} + \exp(i\delta)\boldsymbol{j})$$

- 円偏光座標に変換

$$\boldsymbol{E}_2 = \frac{\boldsymbol{E}_0}{2} \left((1 - i\exp(i\delta))\boldsymbol{r} + (1 + i\exp(i\delta))\boldsymbol{l} \right)$$

- 右円偏光および左円偏光に対する反射率をかける

$$\boldsymbol{E}_3 = \frac{\boldsymbol{E}_0}{2} \left(r_+ (1 - i\exp(i\delta))\boldsymbol{r} + r_- (1 + i\exp(i\delta))\boldsymbol{l} \right)$$

- 元の座標系に戻す

$$= \frac{\boldsymbol{E}_0}{2} \left(((r_+ + r_-) - i(r_+ - r_-)\exp(i\delta))\boldsymbol{i} + i((r_+ - r_-) - i(r_+ + r_-)\exp(i\delta))\boldsymbol{j} \right)$$

- x軸からφ の角度の透過方向をもつ検光子からの出力光

$$E_4 = \frac{\boldsymbol{E}_0}{2\sqrt{2}} \left(r^+ (1 - i\exp(i\delta))\exp(i\varphi) + r^- (1 + i\exp(i\delta))\exp(i\varphi) \right)$$

- 光強度を求める

$$I \approx \frac{E_0^2}{2} \left(R + \Delta R \sin\delta + R\sin(\Delta\theta + 2\varphi)\cos\delta \right)$$

光学遅延変調法の原理(2)

- 磁気光学パラメータに書き換え

$$I = \frac{1}{2} E_0^2 R\{1 + 2\eta_K \sin\delta + \sin(2\varphi - 2\theta_K)\cos\delta\}$$

- $\varphi = 0$ かつθ_Kが小のとき

$$I \approx I_0 R(1 + 2\eta_K \sin\delta - 2\theta_K \cos\delta)$$

- $\delta = \delta_0 \sin pt$を代入してBessel関数展開

$$\sin(x \sin\phi) = 2J_1(x)\sin\phi + \cdots$$
$$\cos(x \sin\phi) = J_0(x) + 2J_2(x)\cos 2\phi$$

$$\begin{aligned} I_D &= (I_0/2)\{1 + 2\eta_K \sin(\delta_0 \sin pt) - \sin 2\theta_K \cos(\delta_0 \sin pt)\} \\ &= (I_0/2)\{1 - 2\theta_K J_0(\delta_0)\} + I_0 \cdot 2\eta_K J_1(\delta_0)\sin pt - I_0 \cdot 2\theta_K J_2(\delta_0)\cos 2pt + \cdots \\ &\approx I(0) + I(p)\sin pt + I(2p)\cos 2pt \end{aligned}$$

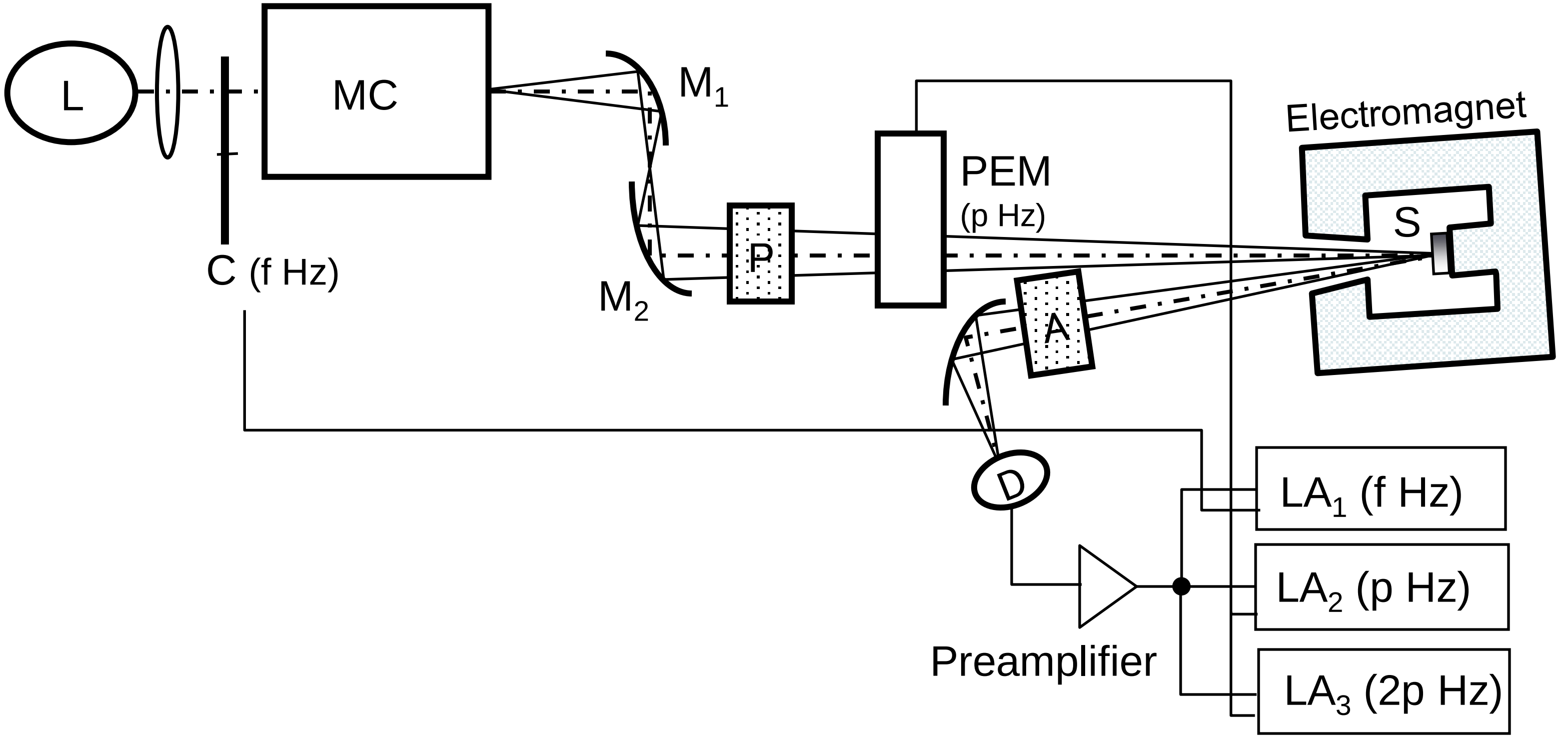
- 周波数pの成分が楕円率、2pの成分が回転角

$$I(0) = \frac{I_0}{2}\{1 - 2\theta_K J_0(\delta_0)\},$$
$$I(p) = 2I_0 \eta_K J_1(\delta_0)$$
$$I(2p) = -2I_0 \theta_K J_2(\delta_0)$$

光学遅延変調法の特徴

- 同じ光学系を用いて旋光角と楕円率を測定できるという特徴をもっています.
- また, 変調法をとっているため高感度化ができるという利点ももちます.
- この方法は零位法ではないので, 何らかの手段による校正が必要です.　詳しくは配付資料を参照してください。

光学遅延変調法による磁気光学スペクトル測定系

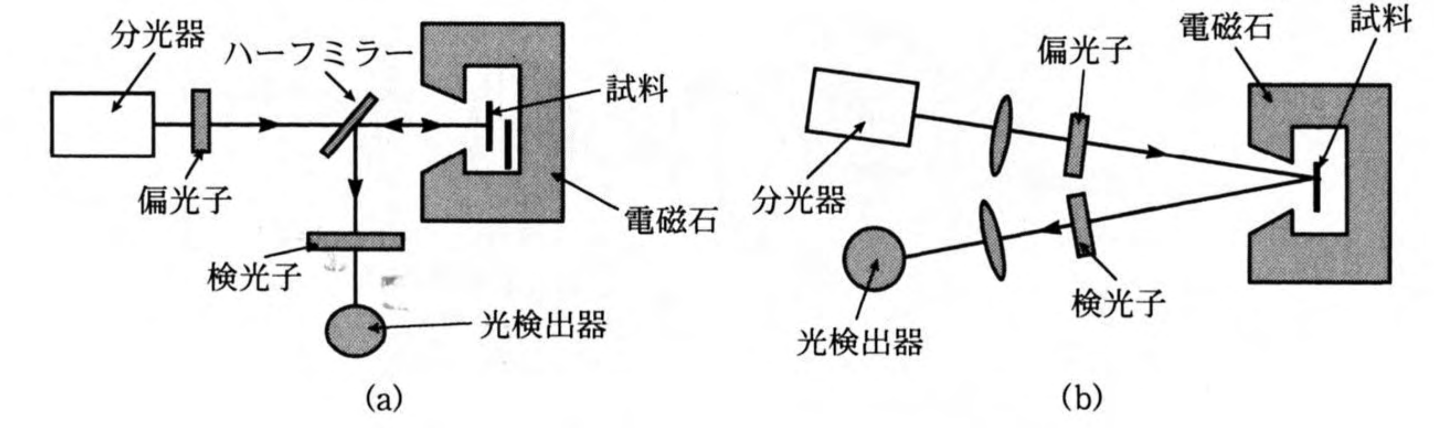


磁気光学スペクトル測定上の注意点

- 磁気光学スペクトルの測定には，光源，偏光子，分光器，集光系，検出器の一式が必要ですが，各要素の分光特性が問題になります．
- さらに，試料の冷却が必要な場合，あるいは，真空中での測定が必要な場合には，窓材の透過特性が問題になります．

1.4 ファラデー効果と電磁石

- ファラデー効果を測定するには，磁界と光の進行方向が平行になるよう配置する．これをファラデー配置という．磁束密度が数十mT以下の弱い磁界であれば空心ソレノイドを用いることができるが，100 mT~2 Tの磁界を必要とする場合，磁極を貫通する孔をもった鉄心の電磁石を用いる．さらに強い磁界
- (1~10 T)が必要なときには超伝導電磁石を用いる．数十 Tの強磁界についてはパルス電磁石が用いられる．



1.5 磁気光学カー効果の光学素子の配置について

- (1) 極カー効果
- 極カー効果は垂直入射の反射についての磁気光学効果である．この測定のための最も簡便な方法は，図に示すようにハーフミラーを用いる方法である．この方法は，入射光と反射光が同一軸上にあるので，磁極にあける孔は小さくてすむという利点をもつ．しかし，ハーフミラーを使って光を曲げるため，使用波長領域に制限があること，斜め反射されてくる光の偏光性が乱れるため，限られた波長領域でしか用いることができないなどの欠点がある．Crの蒸着ミラーを用いた場合，回転角の誤差を5%以内に抑えるには，波長範囲を400–800 nmに限らなければならない．He-Neレーザの波長では，ハーフミラー使用することによる誤差は1%以下である．

➢ 広い波長域でカー効果を測るには

- 広い波長範囲にわたってカー効果を正確に測定するには，偏光子ー変調器ー試料ー検光子の間の光路には，レンズ，ミラーなどの光学素子は一切挿入しないようにしなければならない．しかし，これを守ろうとすると，どうしても図7(b)に示すように，斜め入射の配置をとる必要がある．
- このことによる誤差は，斜め入射の場合の極カー効果を表す式

$$\mathrm{an}\,\Phi_K = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\varepsilon_{xy}\cos\varphi_0}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}\left(\cos\varphi_0 + \sqrt{\varepsilon_{xx}}\cos\varphi_2\right)\left(\cos\varphi_2 - \sqrt{\varepsilon_{xx}}\cos\varphi_0\right)}$$

$$= \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}\left(1+\sqrt{\varepsilon_{xx}}\cos\varphi_2/\cos\varphi_0\right)\left(1-\sqrt{\varepsilon_{xx}}\cos\varphi_0/\cos\varphi_2\right)\cos\varphi_2}$$

- がどの程度垂直入射の式に近いかで評価できる．例として，磁性体の屈折率を2.5とすると，入射角・0を6°，8°，10°，12°と変えたときcos・0は0.9945, 0.9902, 0.9848, 0.9781，cos・2＝0.9991，0.9984, 0.9976，0.9965となり，cos・2/cos・0はそれぞれ，1.005, 1.008, 1.013, 1.019となりこれを1+・と置くと，

- がどの程度垂直入射の式に近いかで評価できる．例として，磁性体の屈折率を2.5とすると，入射角φ_0を6°，8°，10°，12°と変えたとき$\cos\varphi_0$は0.9945, 0.9902, 0.9848, 0.9781，$\cos\varphi_2$＝0.9991，0.9984，0.9976，0.9965となり，$\cos\varphi_2/\cos\varphi_0$はそれぞれ，1.005, 1.008, 1.013, 1.019となりこれを1+Δと置くと，上式は

$$\tan\Phi_K \approx \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}\left(1-\varepsilon_{xx}+2\sqrt{\varepsilon_{xx}}\Delta\right)\cos\varphi_2} \approx \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}\left(1-\varepsilon_{xx}\right)\left(1+2\sqrt{\varepsilon_{xx}}\Delta/\left(1-\varepsilon_{xx}\right)\right)\cos\varphi_2}$$

- と書くことができる．誘電率を10としたとき，入射角・0を6°，8°，10°，12°に対し計算すると，それぞれ0.59%，0.39%，0.67%，0.97%の誤差で垂直入射とみなせることがわかる．実用上入射角10°程度ならば1%以下の誤差で垂直入射とみなすことができる．

➢ 縦カー効果

- 8には，縦カー効果の測定のための斜め入射磁気光学スペクトル測定用の配置が示されている．縦カー効果は，磁性体が面内磁化を持つ場合に適しているので多くの磁性体薄膜の表面の磁化評価法としてよく用いられる．特に，高真空の成膜装置においてin situで磁化を観察する手段として用いられる．これをSMOKE (surface magneto-optical Kerr effect)と称する．

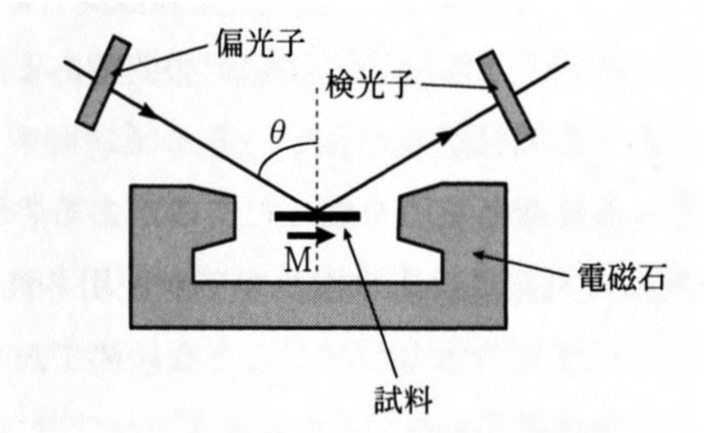
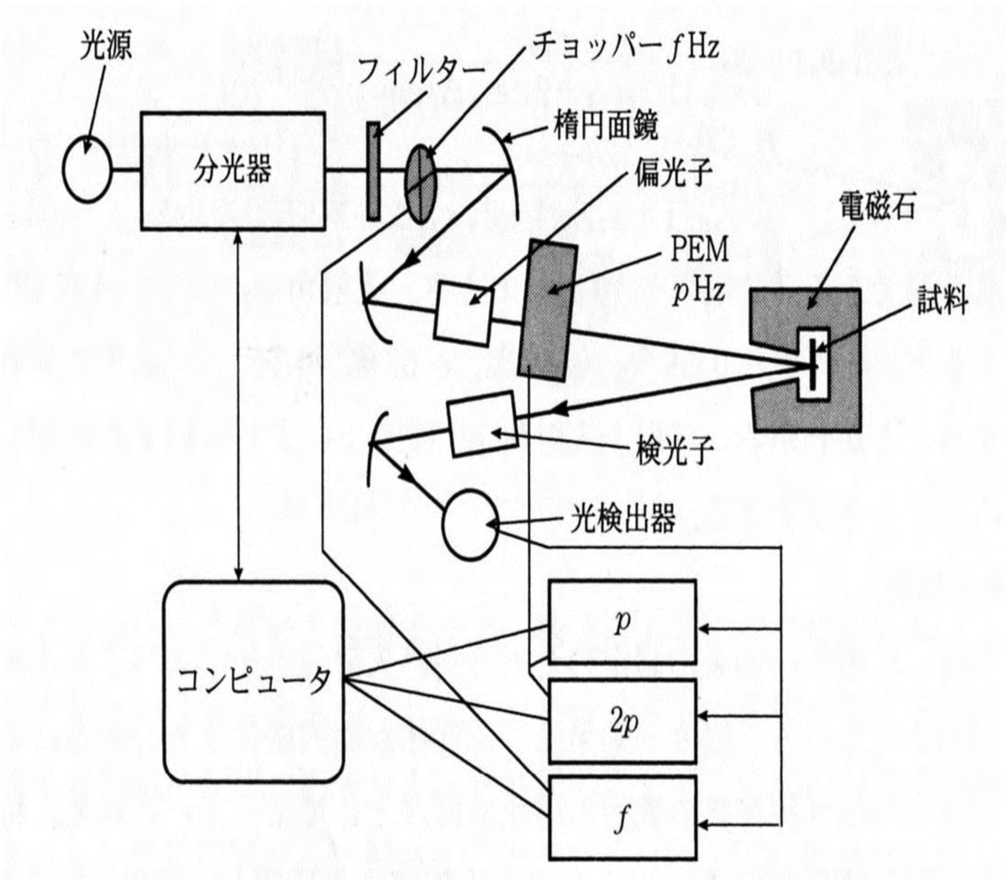


図8 縦カー効果測定系

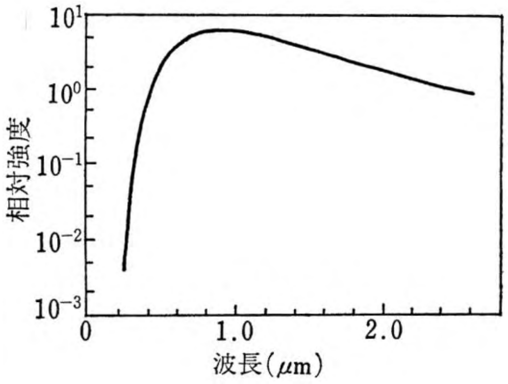
1.6 スペクトルの測定

- 図9に，磁気光学スペクトル測定系の模式図を示す．システムは，光源，分光器，偏光子，電磁石，クライオスタット，検光子，検出器から構成される．

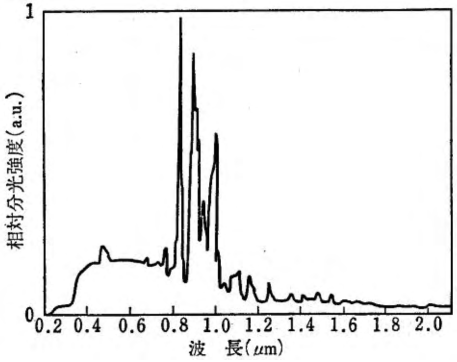


➢ 光源

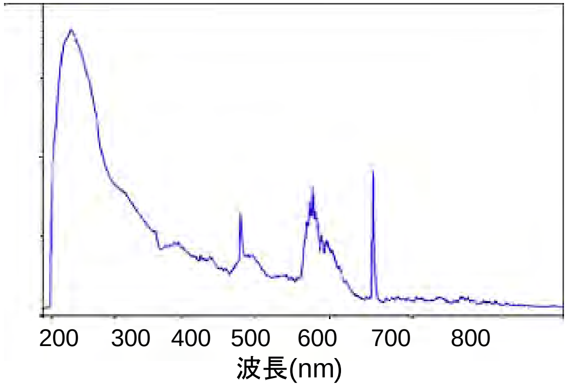
- ハロゲン・ランプ（近赤外−可視）
- キセノンランプ（近赤外−近紫外）
- 重水素ランプ(紫外)



ハロゲンランプ



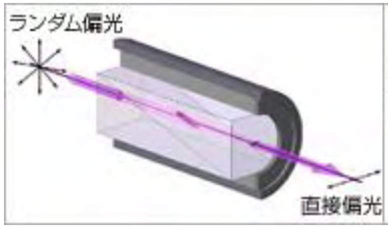
キセノンランプ



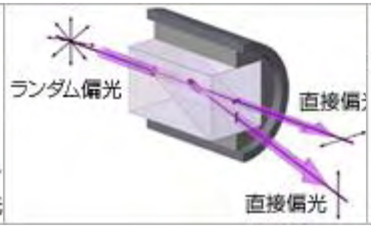
重水素ランプ

➢ 偏光子

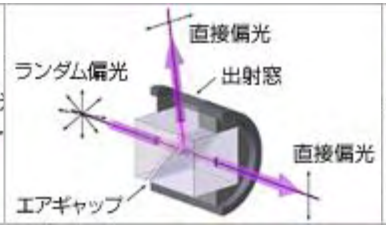
複屈折(プリズム)偏光子



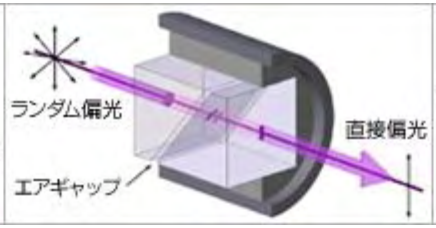
グラントムソン



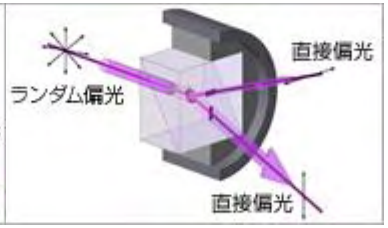
ロション



グランレーザー



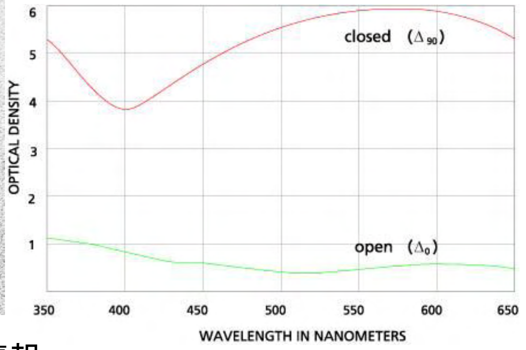
グランテーラー



ウォラストン

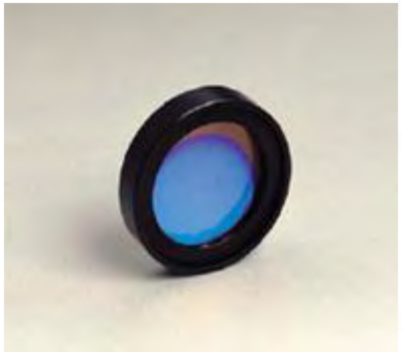
光学技研の製品情報(偏光子)http://www.kogakugiken.co.jp/products/polarizer06.htmlによる

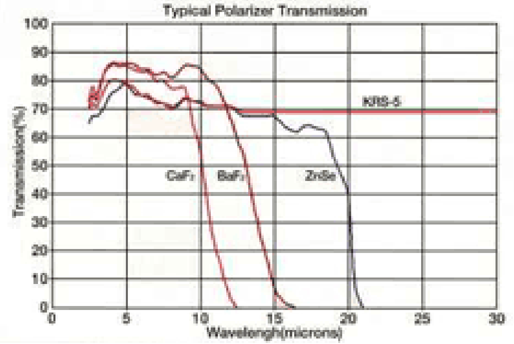
● 二色性偏光子(偏光板)



メレスグリオの製品情報
http://shop.mellesgriot.com/products/optics/optics.asp?plga=276736&CatID=10521&mscssidによる

● ワイヤグリッド偏光子

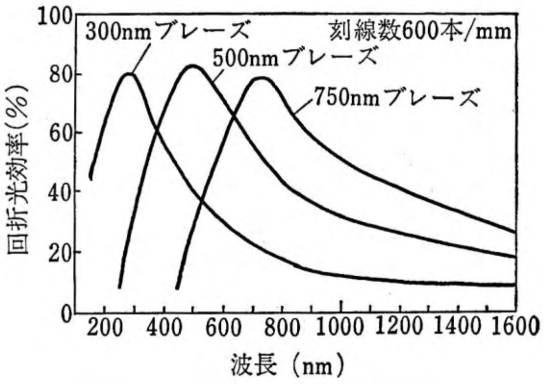




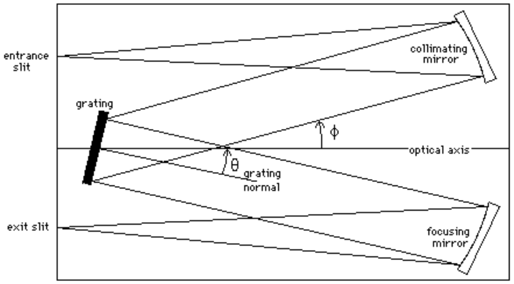
オプトライン社の製品情報
http://www.opto-line.co.jp/jp/henko/henko_sekigai.htmlによる

➢ 分光器

- 分解能よりも明るさに重点を置いて選ぶ必要があります．焦点距離25cm程度で，ｆナンバーが3～4のものが望ましい．
- 回折格子は刻線数とブレーズ波長によって特徴づけられます．



堀場ジョバンイボンのH10型分光器

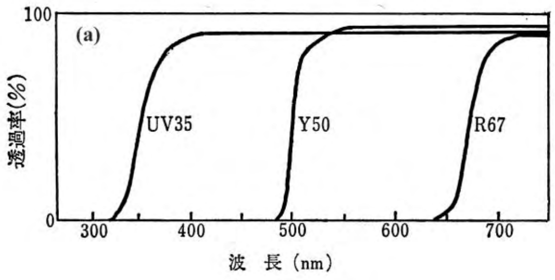


チェルニーターナー型回折格子分光器

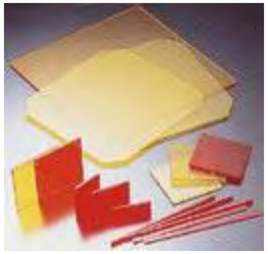
メリーランド大のホームページ
http://www.inform.umd.edu/EdRes/Topic/Chemistry/ChemConference/Chem623/Monochromator.htmから。I

➢ 高次光カットフィルタ

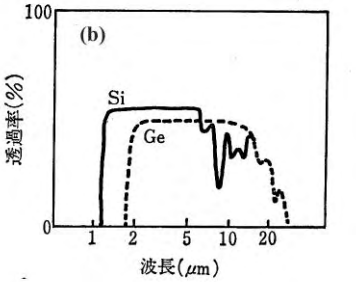
- 回折格子分光器はその性質上必ず高次光が出力されるので，ローパスフィルタを用いて高次光の遮断を行う．
- ローパスフィルタとしては適当な色ガラスフィルタ，半導体結晶フィルタ，干渉フィルタなどが用いられる．
- 高次光の遮断は特に赤外域で重要になってくる．例えば，2μ mに波長ダイアルを合わせたとき同時に2次光1μ m，3次光667nm，4次光500nm，5次光400nm，・・・が出力されており，2μ mのみを取り出すためには，1μ mより短い波長の光を遮断するフィルタを用いる必要がある．
- 高次光遮断フィルタは使用する波長領域に合わせて変えなければならない．



色ガラスフィルターの分光透過特性



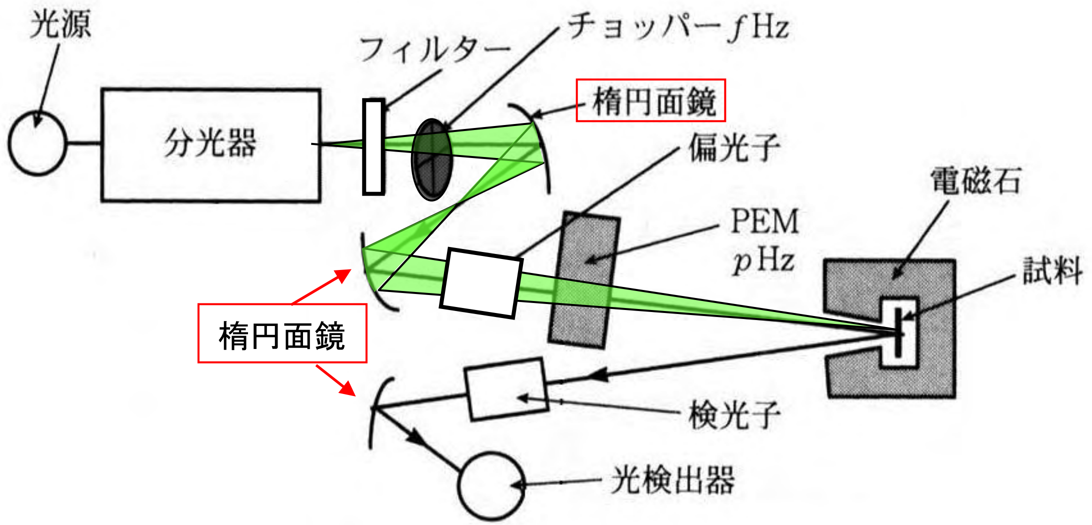
HOYACANDEOのホームページ http://www.hoyacandeo.co.jp/japanese/products/より



半導体フィルターの分光透過特性

➢ 集光系

- 狭い波長範囲：レンズ使用
- 広い波長範囲：ミラー使用
  - 色収差が重要
  - たとえば，石英ガラスのレンズを用いて，0.4～2μ mの間で測定するとすれば，δ f/f＝－0.067となり，f＝15cmならばδ f～1cmとなる．

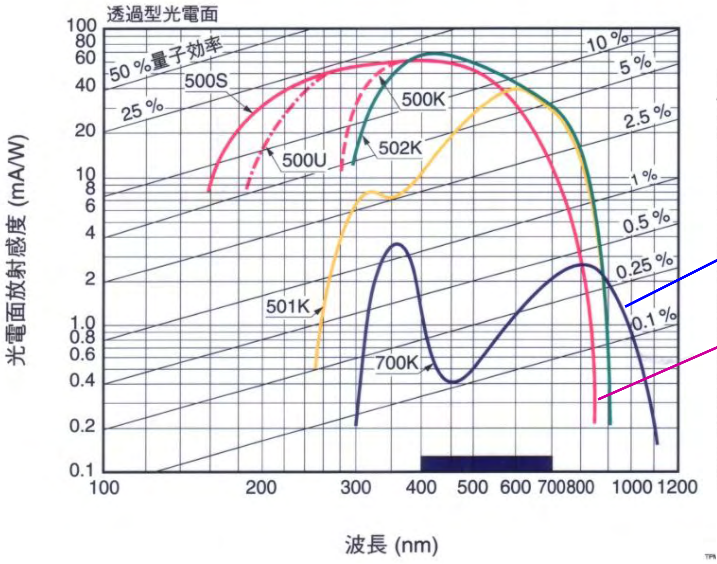


➢ 検出器

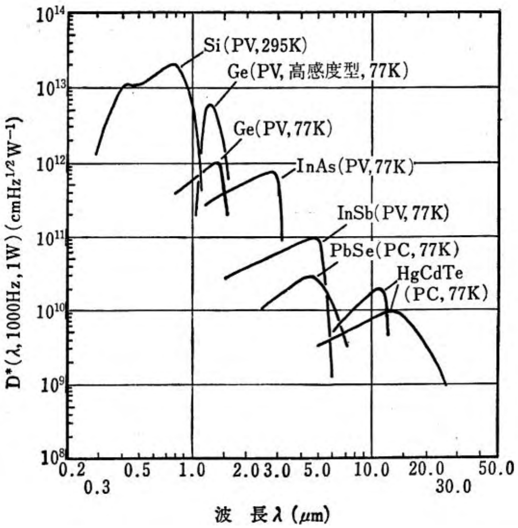
- 光電子増倍管
- 半導体光検出器

http://www.hpk.co.jp/Jpn/products/etd/pmtj/pmtj.htm

http://www.irassociates.com/

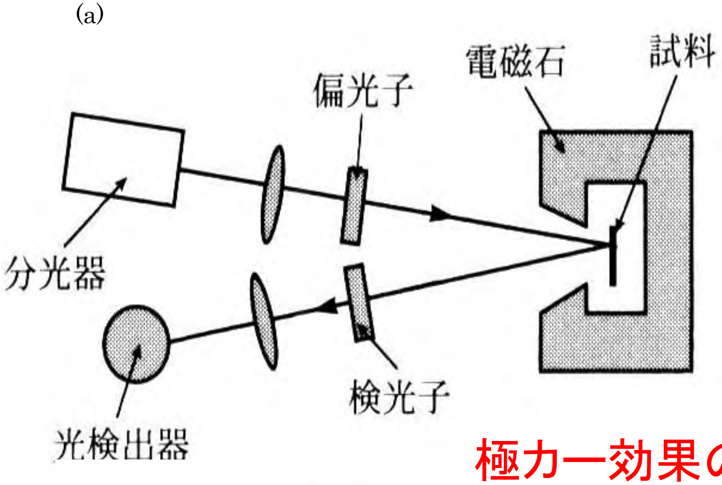


タイプ	光電面
S-1	Ag-O-Cs
S-4	Sb-Cs
S-20	マルチアルカリ
GaAs	GaAs 結晶

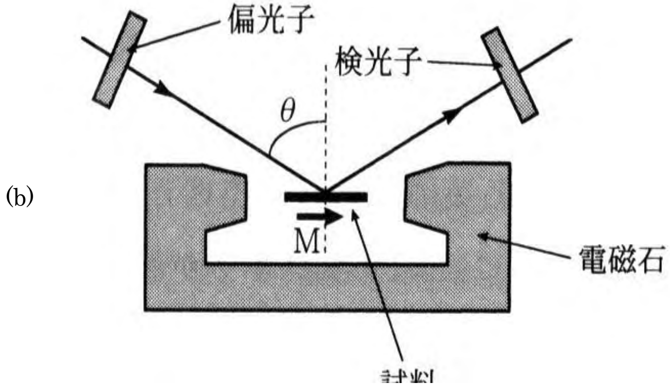


➢　電磁石と冷却装置、素子の配置

- ファラデー配置とフォークト配置
- 穴あき電磁石
- 鉄芯マグネット
- 超伝導マグネット



極カー効果の測定用



縦カー効果の測定用

➢ 電気信号の処理

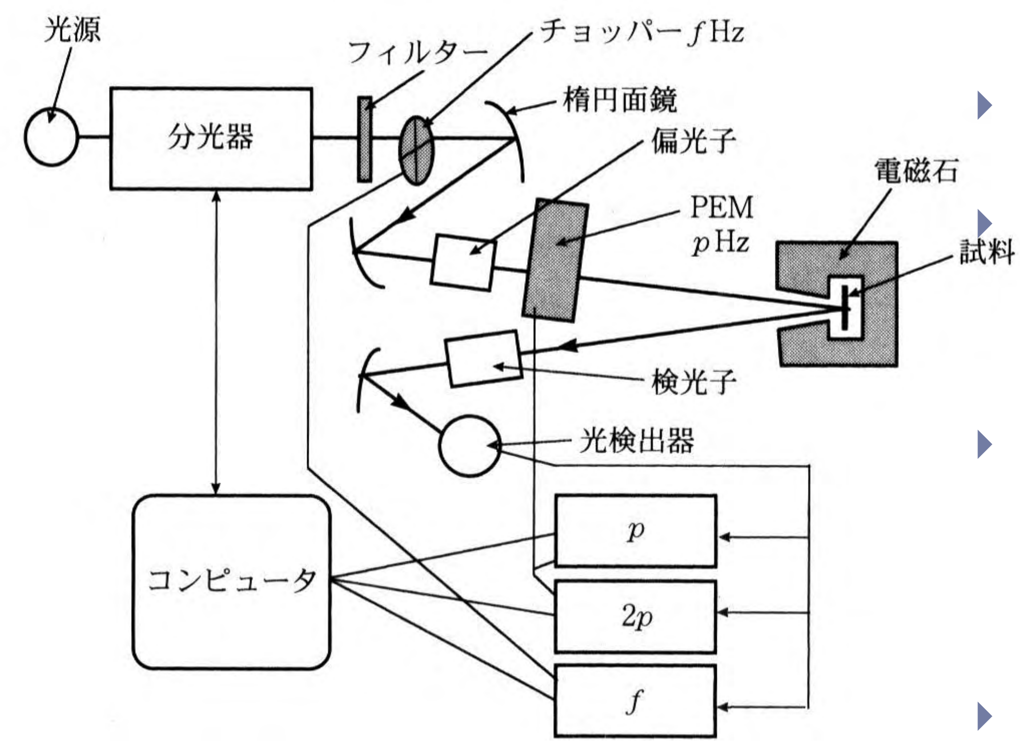
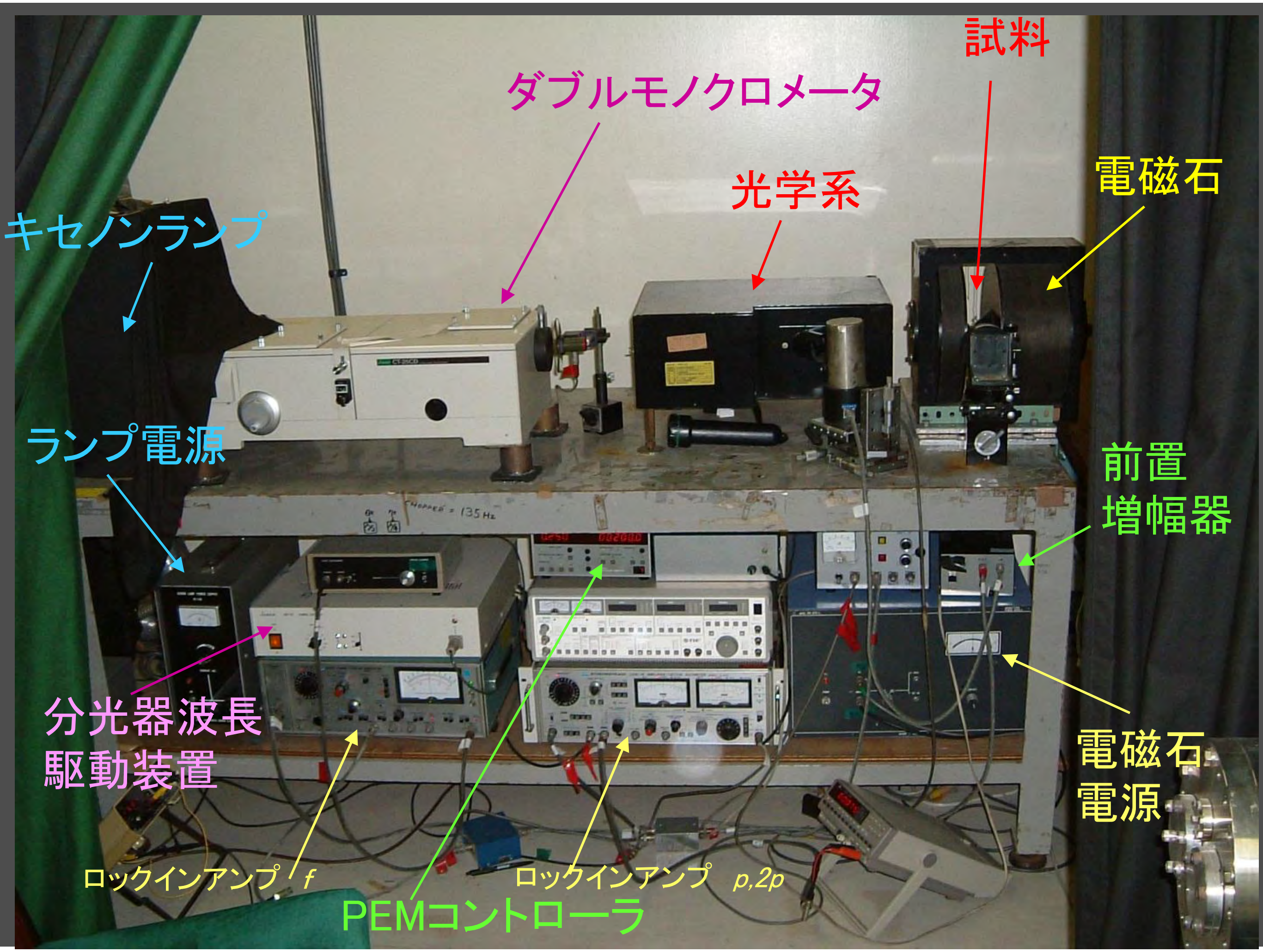


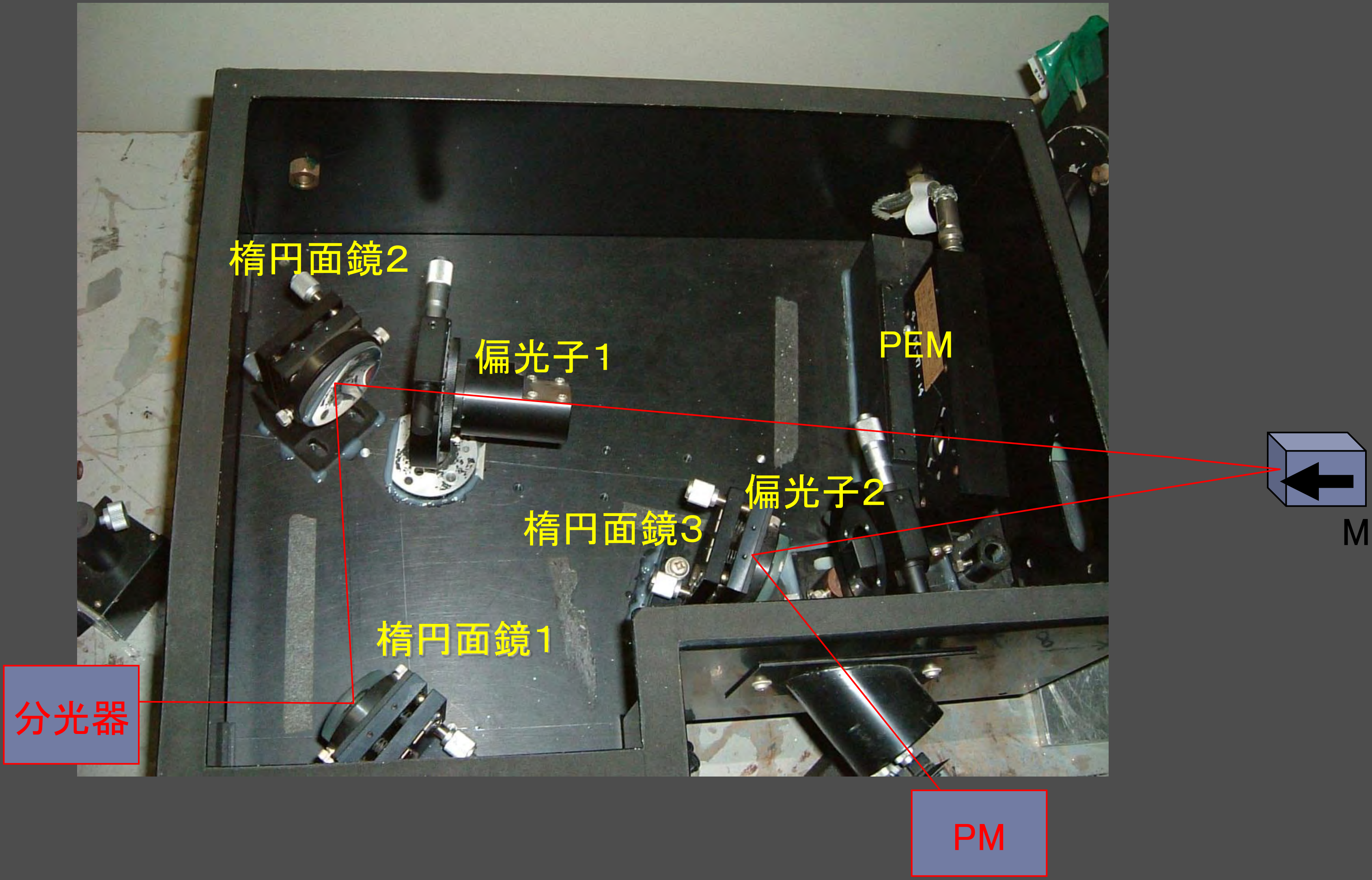
図5.23

- ここでは光学遅延変調法により磁気光学スペクトルを測定する場合の電気信号処理系について簡単に記述します．
- 図5.23にこの測定系のブロック線図を示します．
- 磁気旋光角は変調周波数p [rad/s]の２倍の成分と直流成分との比から，磁気円二色性は変調周波数成分と直流成分の比から求めることができます．
- 直流成分を知るために，光をf [rad/s]で断続して交流信号として検出することもよく行われています．（特に，半導体検出器を使うときは暗電流との分離のために交流にしなければなりません．）
- 従って，p [rad/s]成分とf [rad/s]成分，あるいは2p [rad/s]成分とf [rad/s]成分をロックインアンプの出力として求め，これらの比を計算する必要があります．

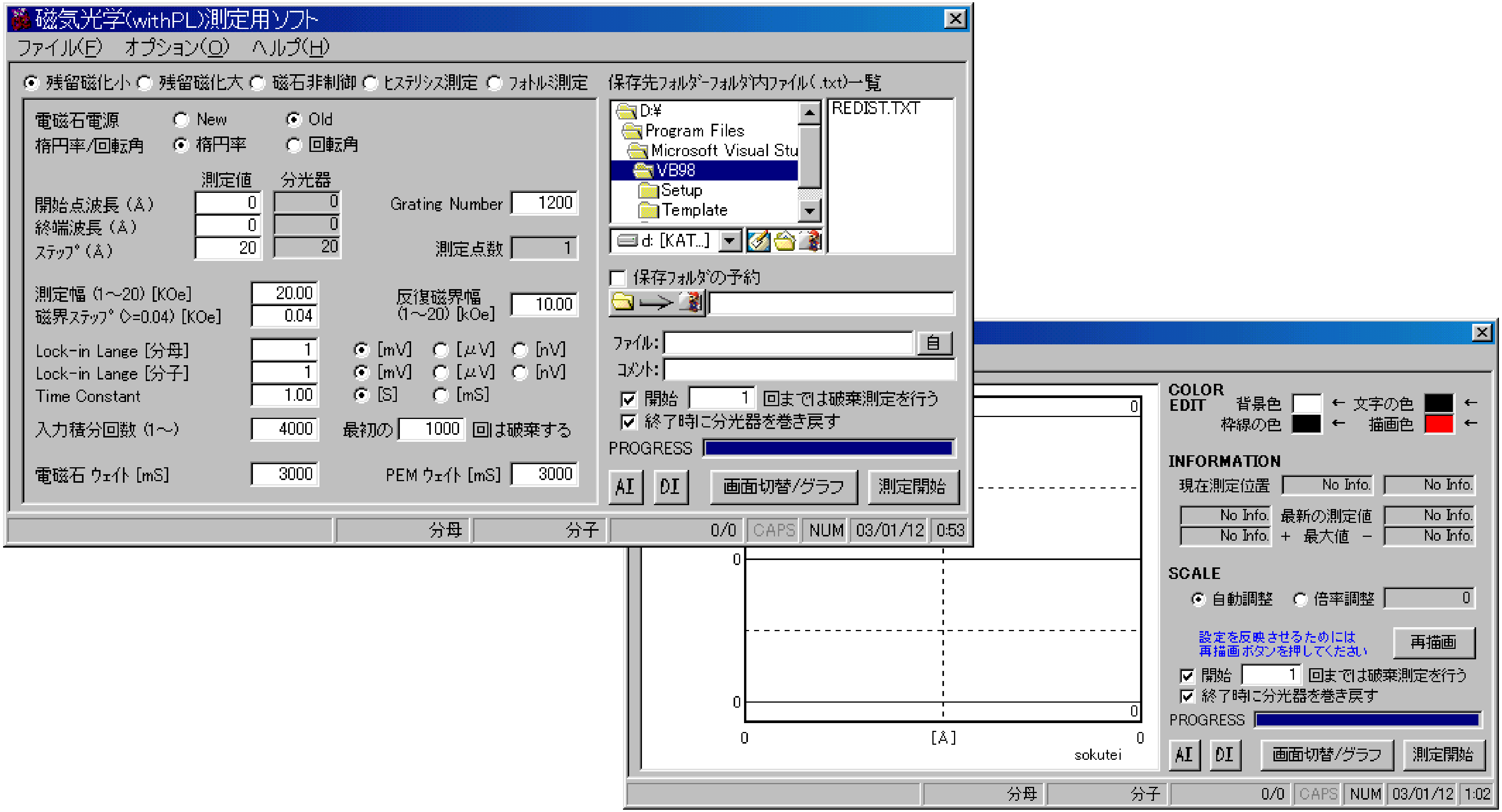
磁気光学スペクトル測定装置(1)



磁気光学スペクトル測定装置(2)



磁気光学スペクトル測定装置(3)

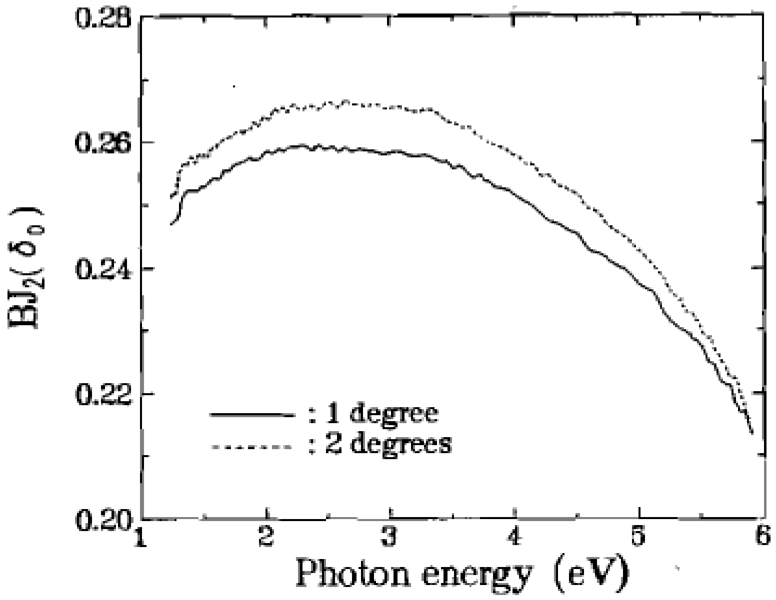


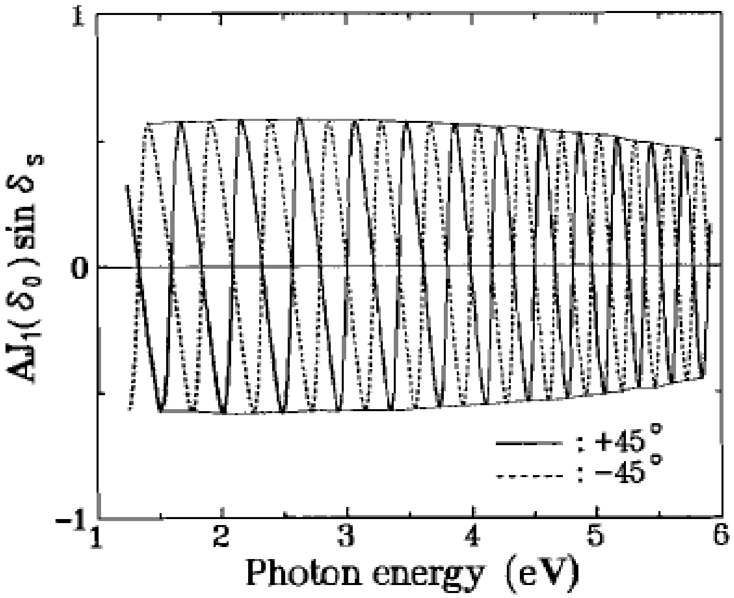
1.7 絶対値の校正について

- **ファラデーセル法による測定**の場合には，フィードバックして0にするのに必要な電流とファラデーセルの回転角との関係をあらかじめ校正しておく必要がある．
- **光学遅延変調法**の場合，
  - 回転角の校正：試料の代わりに鏡をおき，検光子を45°回転して通常と同様に測定し，係数などのパラメータを決定する方法や，検光子をわずかな角度回転したときの信号の変化をあらかじめ調べておき，それとの比較から決めるという方法が用いられる．
  - 楕円率の校正：適当な厚みのサファイア板を使う．波長を変えた測定を行った場合，光学遅延が±90°のときに信号が正負のピークをもつことからその**包絡線関数**を校正に用いることができる．

回転角・楕円率の校正

- 回転角の校正
  検光子をわずかな角度回転したときの信号の変化をあらかじめ調べておき，それとの比較から決める
- 楕円率の校正
  波長を変えてた測定を行った場合，光学遅延が±90°のときに信号が正負のピークをもつことからその包絡線関数を校正に用いる





磁気光学スペクトルから誘電率テンソルの非対角成分を求める方法

- 分光エリプソメータを用いて、屈折率nと消光係数κ のスペクトルを求めておく。（波長範囲が狭いときは、反射スペクトルからKramers-Kronig解析をしてn, κ を求める）

Faraday効果の場合

$$\varepsilon'_{xy} = -\frac{2c}{\omega\ell}\left(\kappa\theta_F + n\eta_F\right)$$

$$\varepsilon''_{xy} = \frac{2c}{\omega\ell}\left(n\theta_F - \kappa\eta_F\right)$$

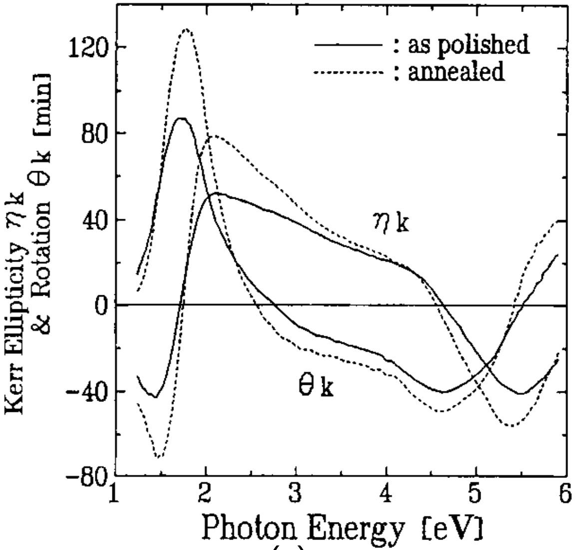
極Kerr効果の場合

$$\varepsilon'_{xy} = n\left(n_0^2 - n^2 + 3\kappa^2\right)\theta_K - \kappa\left(n_0^2 - 3n^2 + \kappa^2\right)\eta_K$$

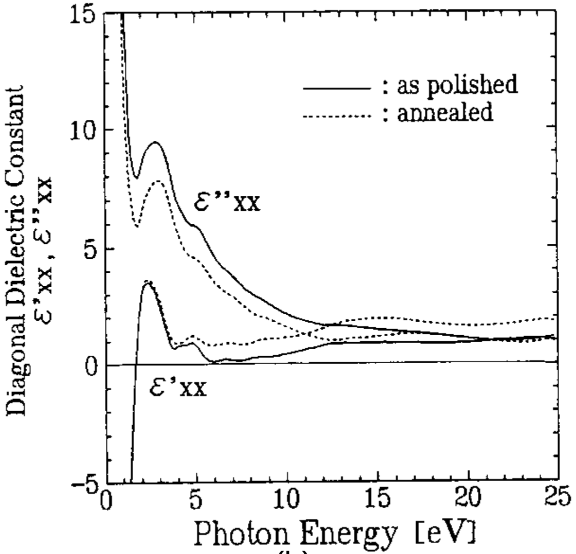
$$\varepsilon''_{xy} = \kappa\left(n_0^2 - 3n^2 + \kappa^2\right)\theta_K + n\left(n_0^2 - n^2 + 3\kappa^2\right)\eta_K$$

n_0 は媒体の屈折率（実数とする）

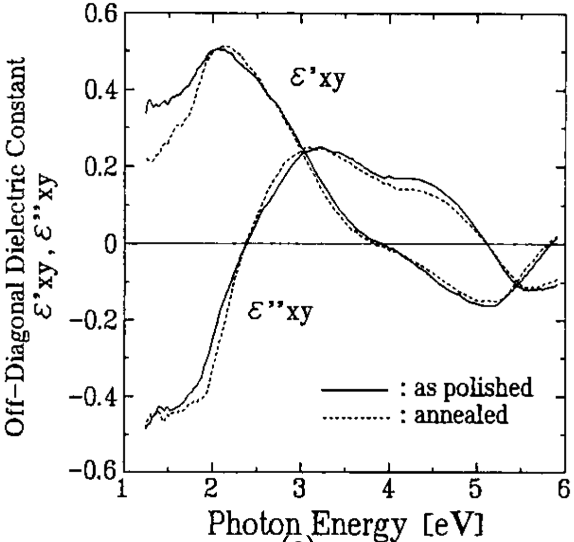
PtMnSb(1)


: as polished
: annealed
Kerr Ellipticity ηk & Rotation θk [min]
ηk
θk
Photon Energy [eV]

(a)

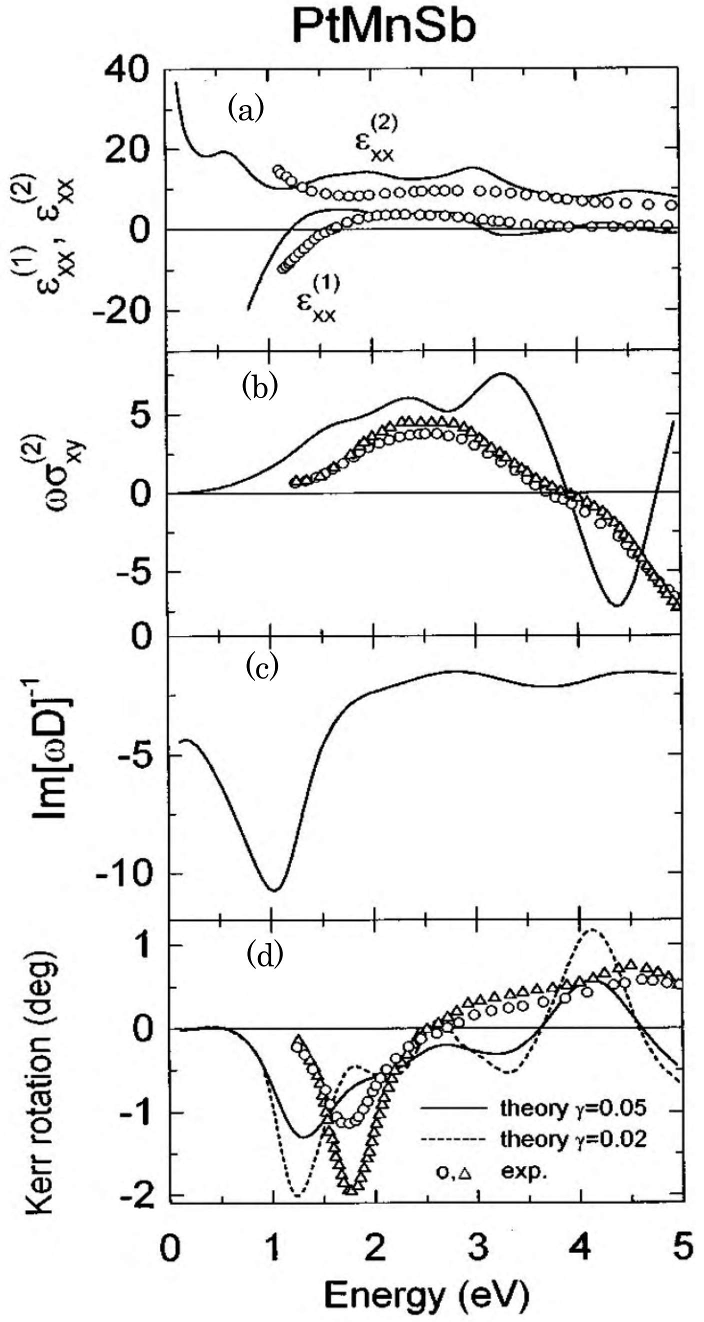

: as polished
: annealed
Diagonal Dielectric Constant ε'xx , ε''xx
ε''xx
ε'xx
Photon Energy [eV]

(b)


ε'xy
ε''xy
: as polished
: annealed
Off-Diagonal Dielectric Constant ε'xy , ε''xy
Photon Energy [eV]

(c)

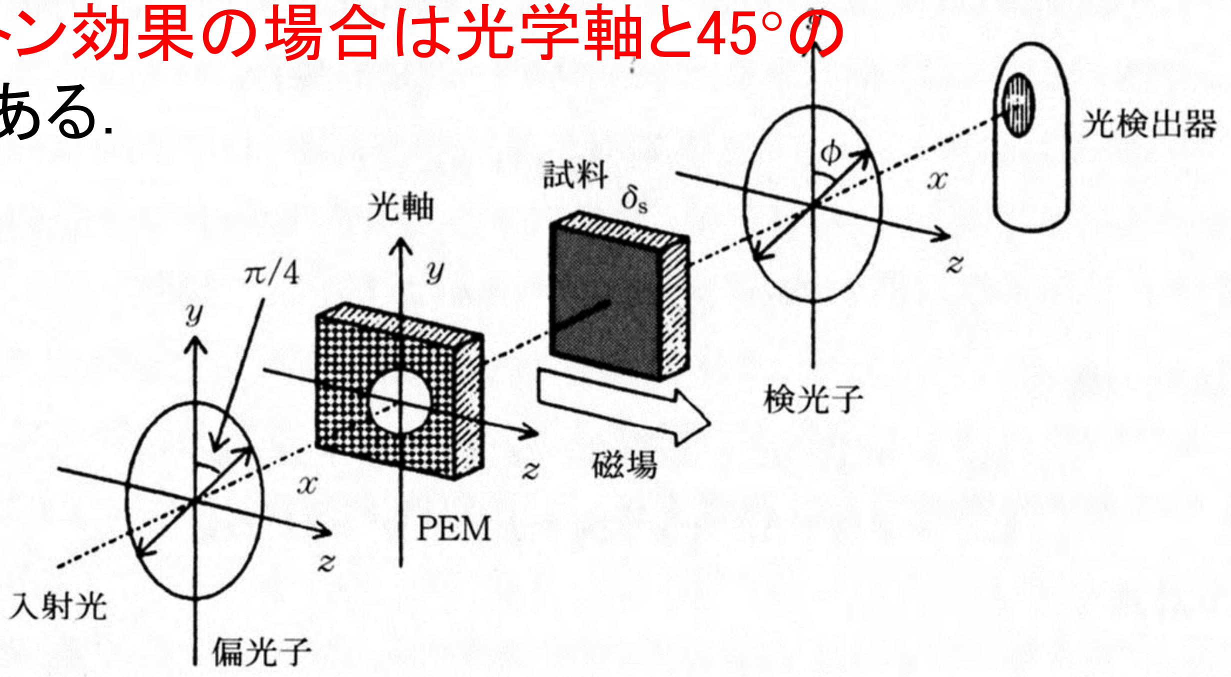
PtMnSb(2)
理論計算



2.コットンムートン効果の測定

- コットンムートン効果は，光の進行方向と磁界（磁化）の方向が垂直である場合の磁気光学効果である．この効果は，光学遅延δとして現れる．

- 測定装置は基本的には光学遅延変調法による磁気光学効果の測定法と同じである．偏光子の偏光角はPEMの光学軸と45°になるように配置する．
- 違う点は，コットンムートン効果の場合は光学軸と45°の方向にセットすることである．



光学遅延の求め方

- PEMによる光学遅延δ が$\delta = \delta_0 \sin pt$で表されると仮定し，試料による光学遅延を$\delta_s$と仮定するならば，光検出器の出力$I_D$は

$$I_D = I_0 \{1 + \cos\delta_s \cos(\delta_0 \sin pt) - \sin\delta_s \sin(\delta_0 \sin pt)\}$$

$$\approx I_0 + I_p \sin pt$$

となる。直流成分と交流成分は

$$I_0 = 1 + J_2(\delta_0)\cos\delta_s \approx 1 + J_2(\delta_0)$$

$$I_p = -J_1(\delta_0)\sin\delta_s \approx -J_1(\delta_0)\delta_s$$

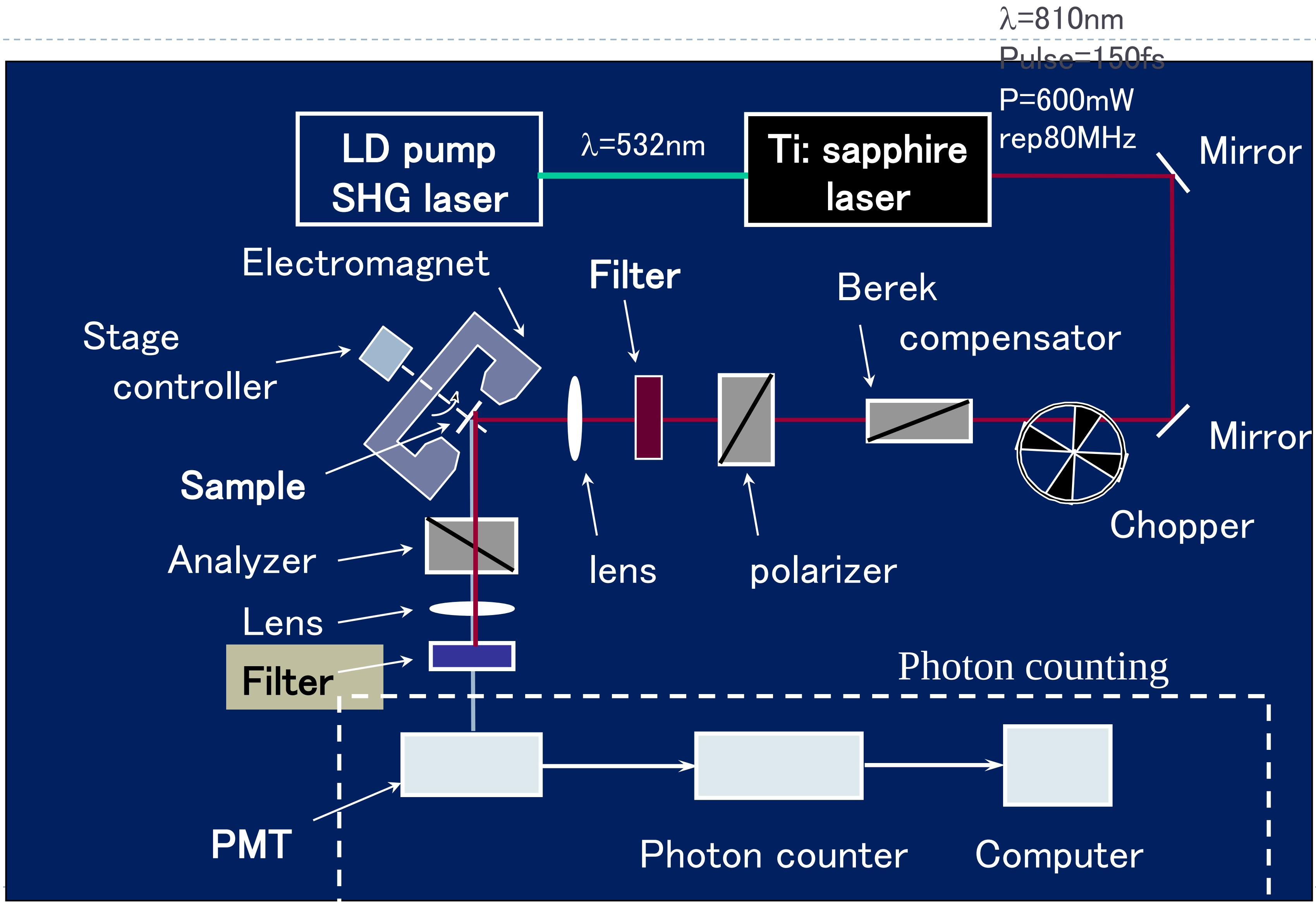
となり、交流成分は光学遅延に比例する。

3. 非線形磁気光学効果

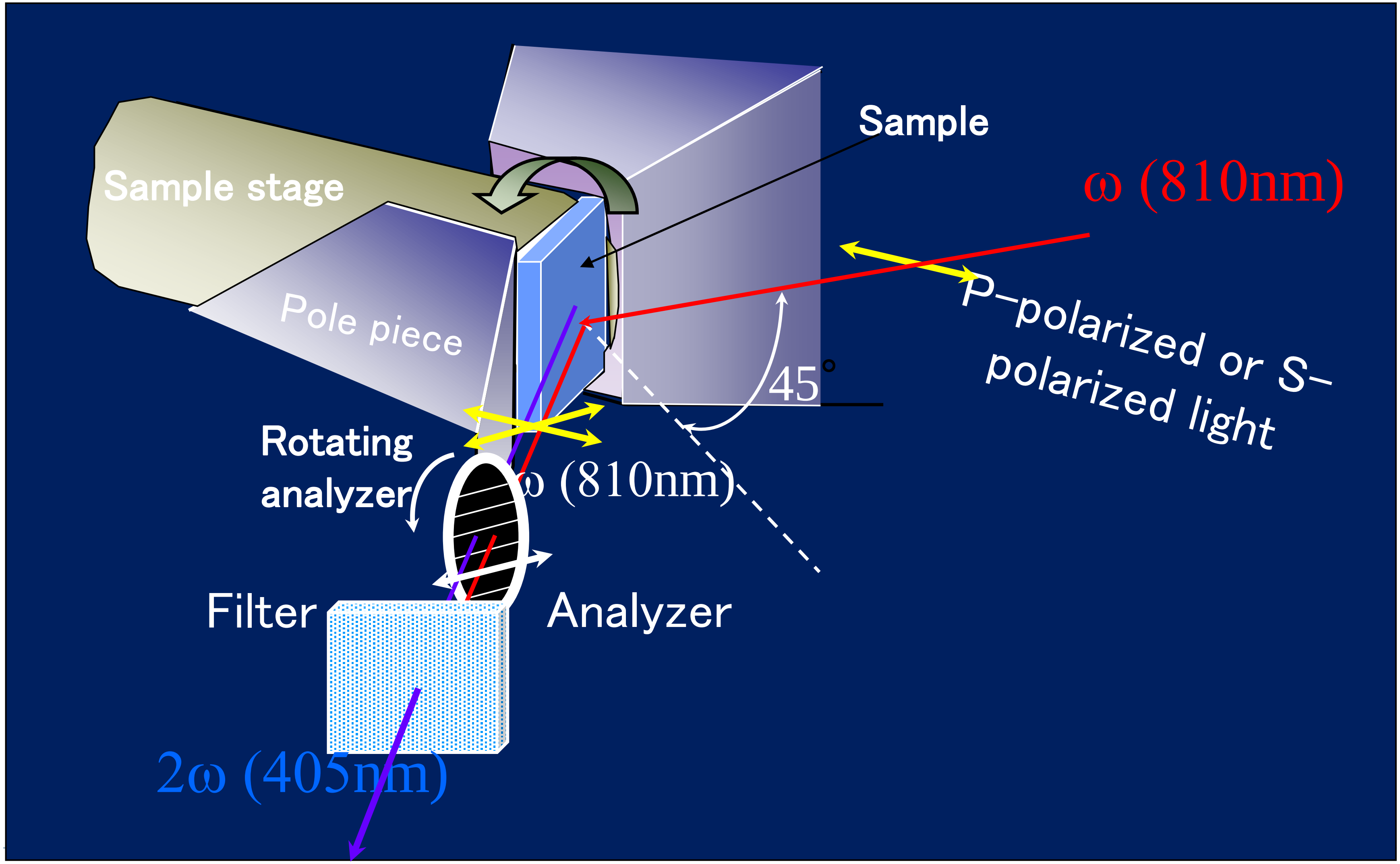
- 非線形光学効果とは「第2高調波光に対する磁気光学効果」のことです。
- 非線形カー回転とは「P偏光が入射したとき、SH光にはP成分とS成分が生じ、SHG光の偏光面が入射偏光面から傾く角度」のことです。
- 中心対称のある物質(Fe, Auなど)では、電気双極子によるSHGは起きません。表面界面では中心対称性が破れるのでSHGが起きます。

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

➢ 非線形磁気光学効果測定系

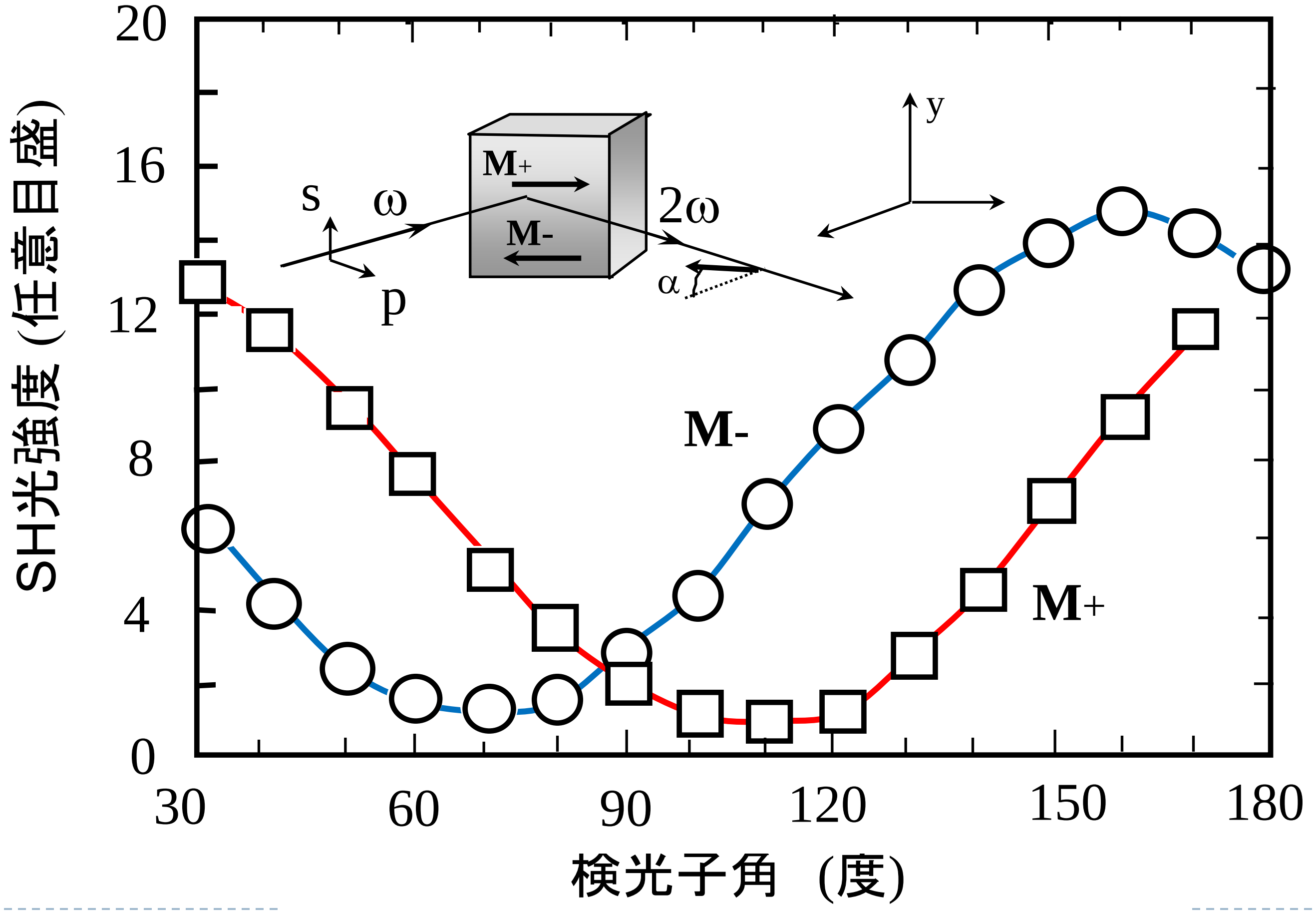


➢ MSHG測定系配置

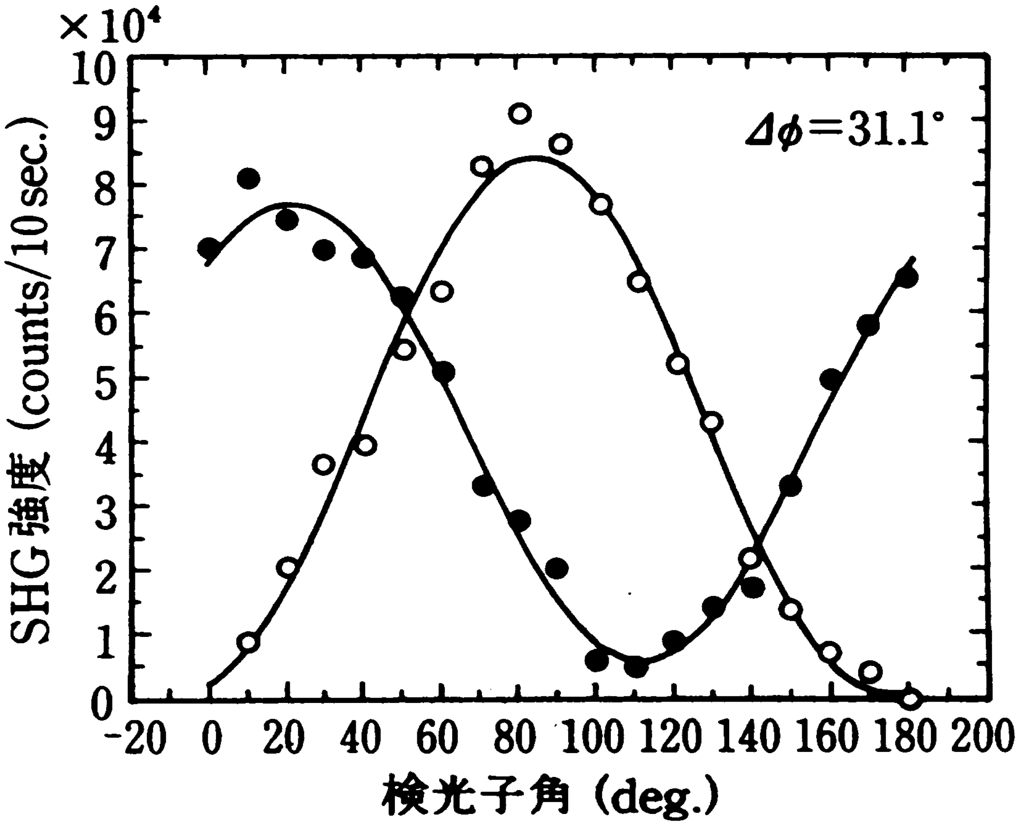


Sample
Sample stage
ω (810nm)
Pole piece
P-polarized or S-polarized light
45°
Rotating analyzer
ω (810nm)
Filter
Analyzer
2ω (405nm)

非線形カー回転角

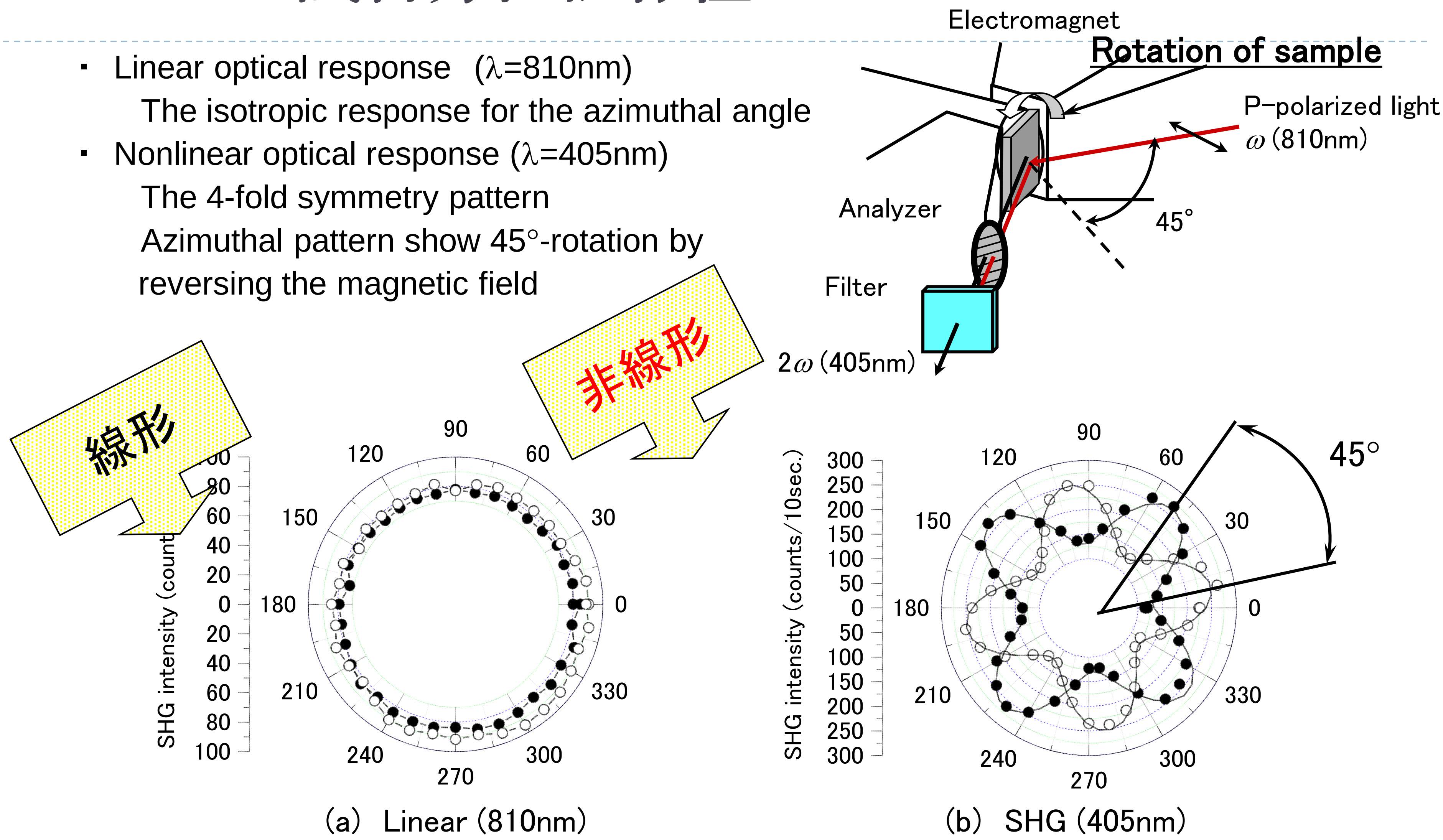


Fe(1.75)/Au(1.75)人工格子 NOMOKE



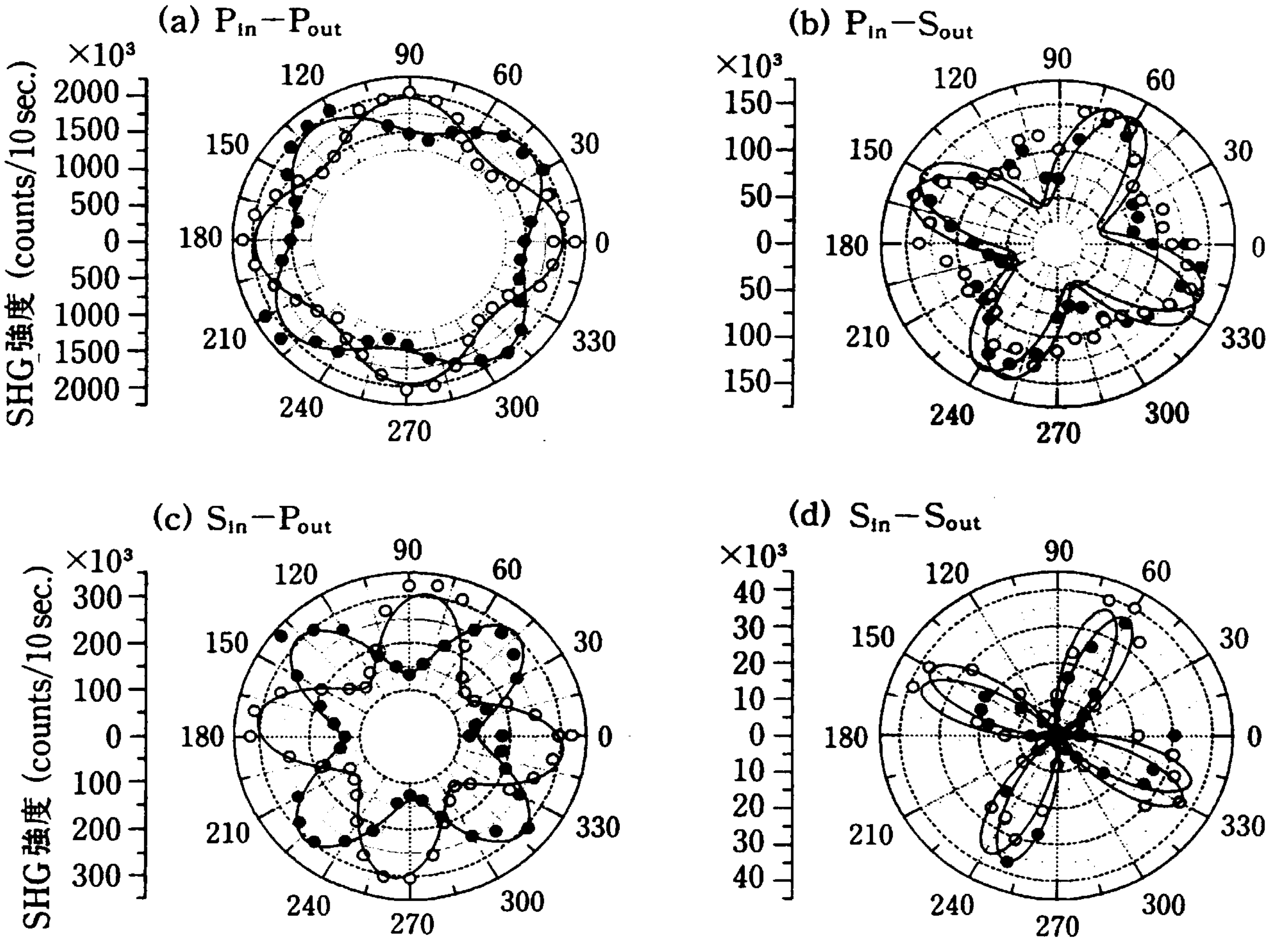
MSHGの試料方位依存性

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



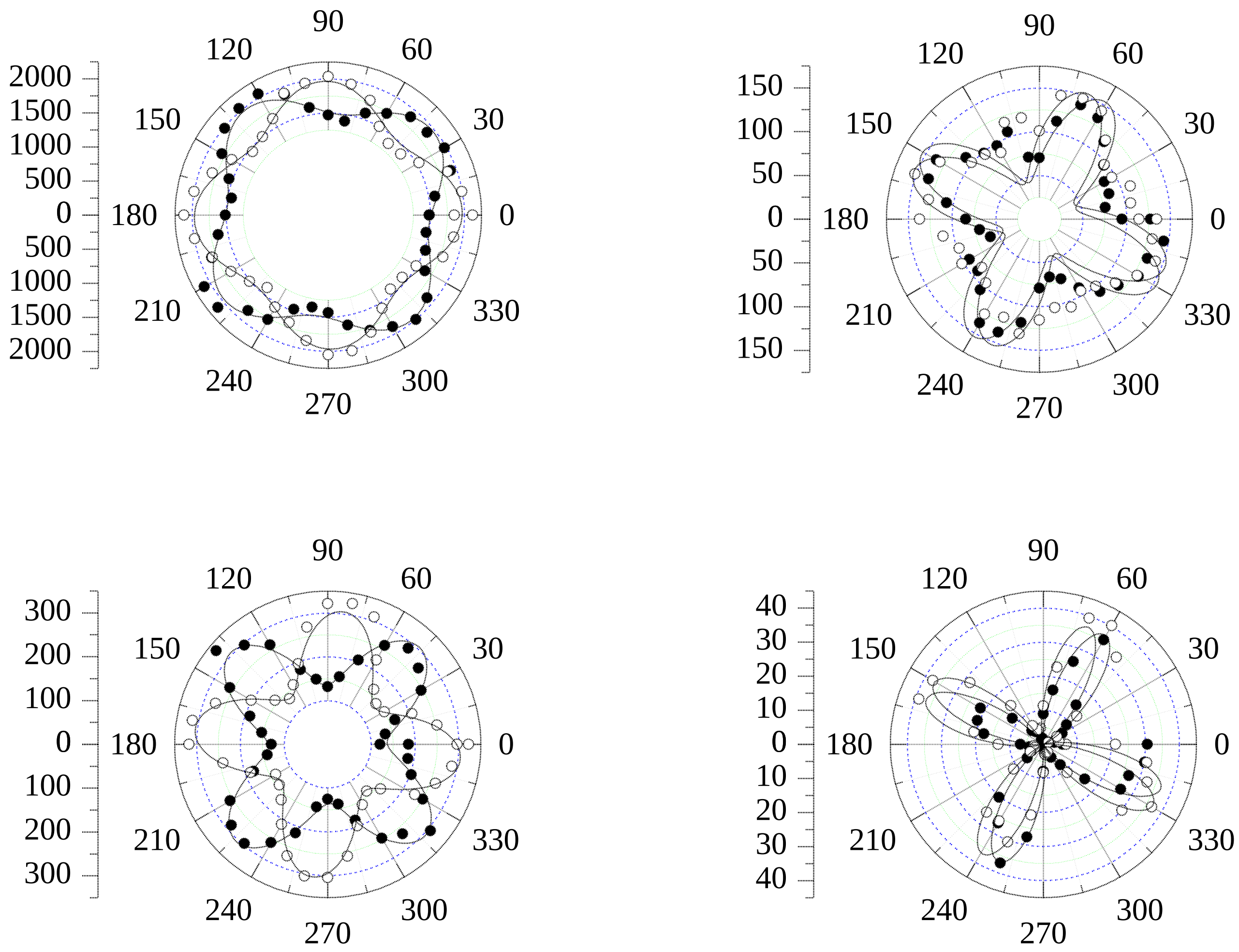
Azimthal angle-dependence of MSHG intensity for [Fe(3.75ML)/Au(3.75ML)] superlattice. (P_{in} P_{out})

Fe(3.5ML)/Au(3.5ML)人工格子 MSHGの方位角依存性

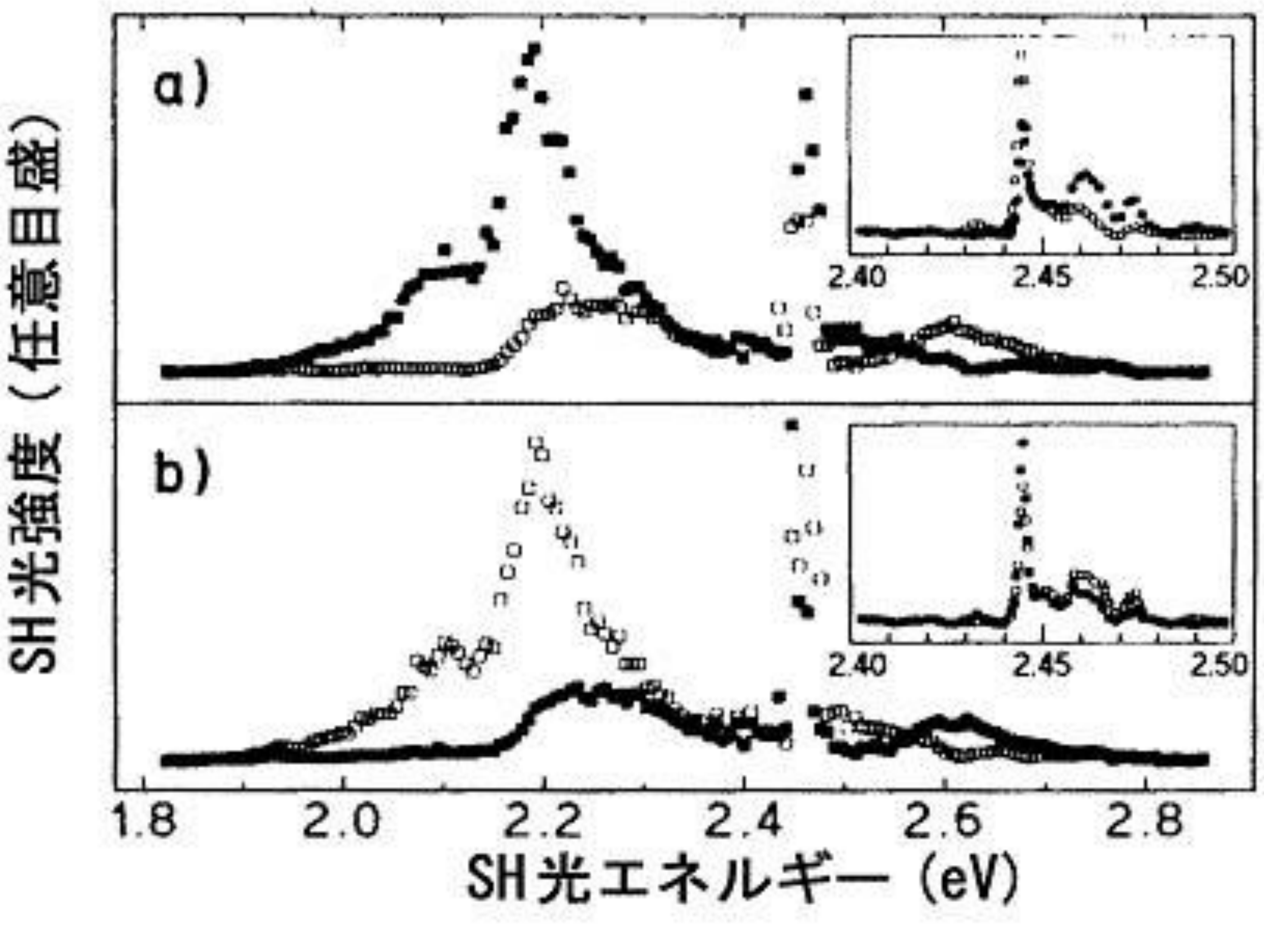


MSHG方位角依存性のシミュレーション

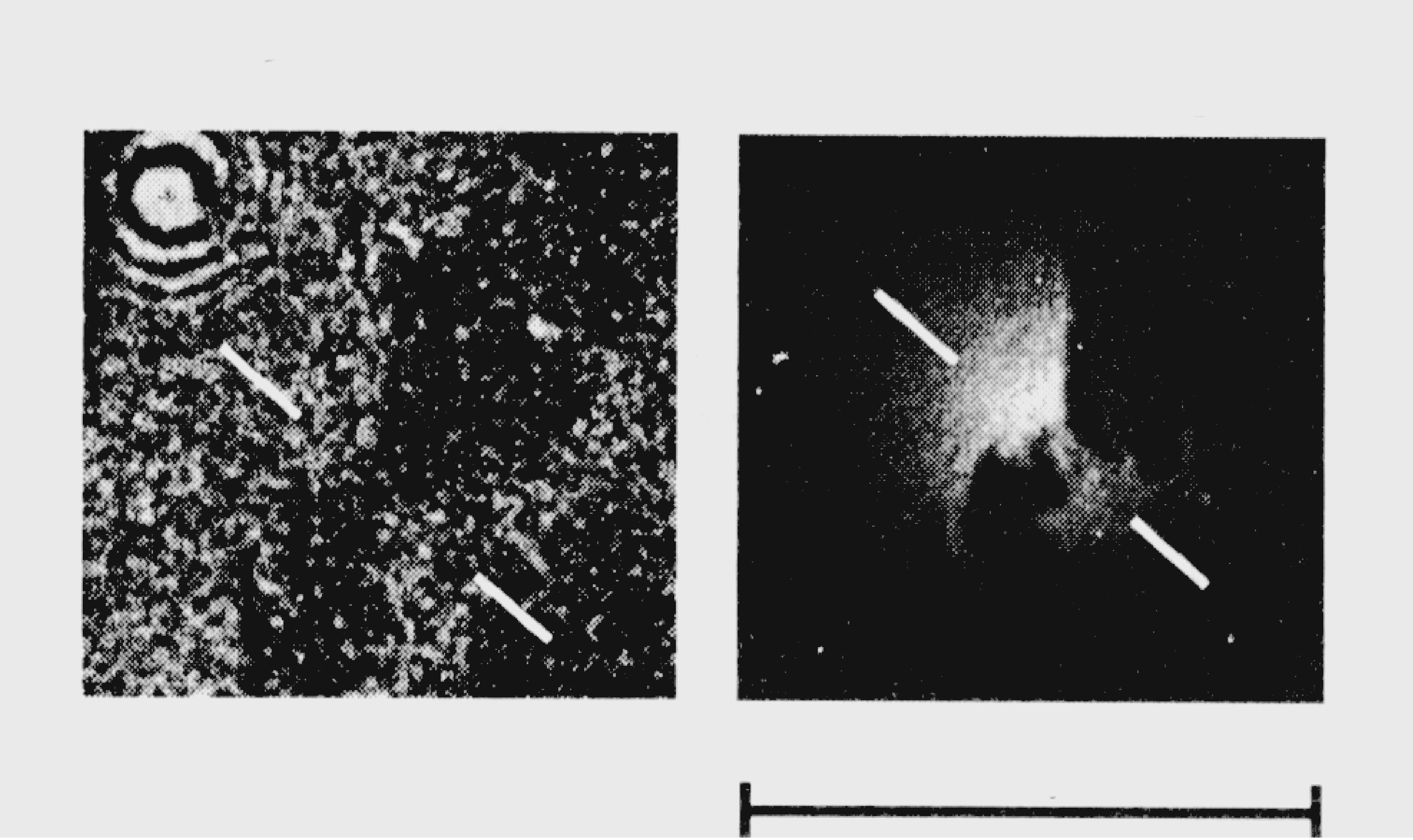
点：実験
実線：計算



Cr2O3のMSHG

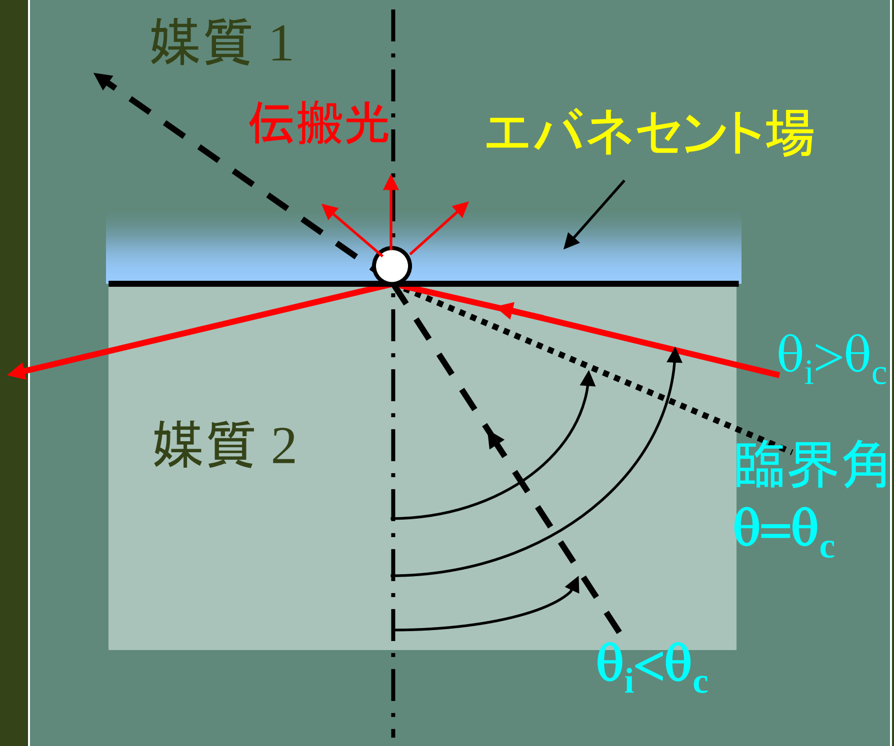


非線形磁気光学顕微鏡像

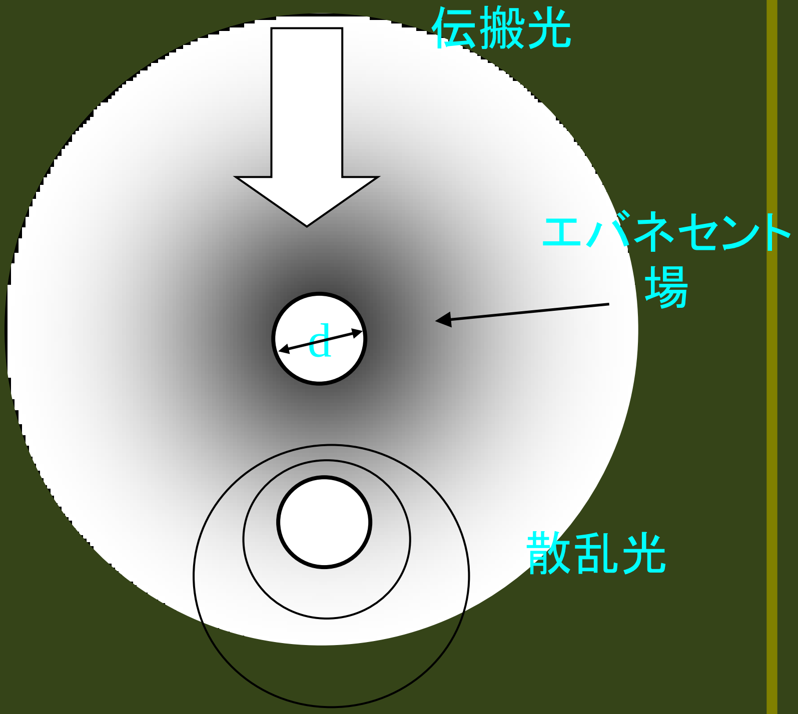


近接場における磁気光学効果

近接場とは



全反射とエバネセント波

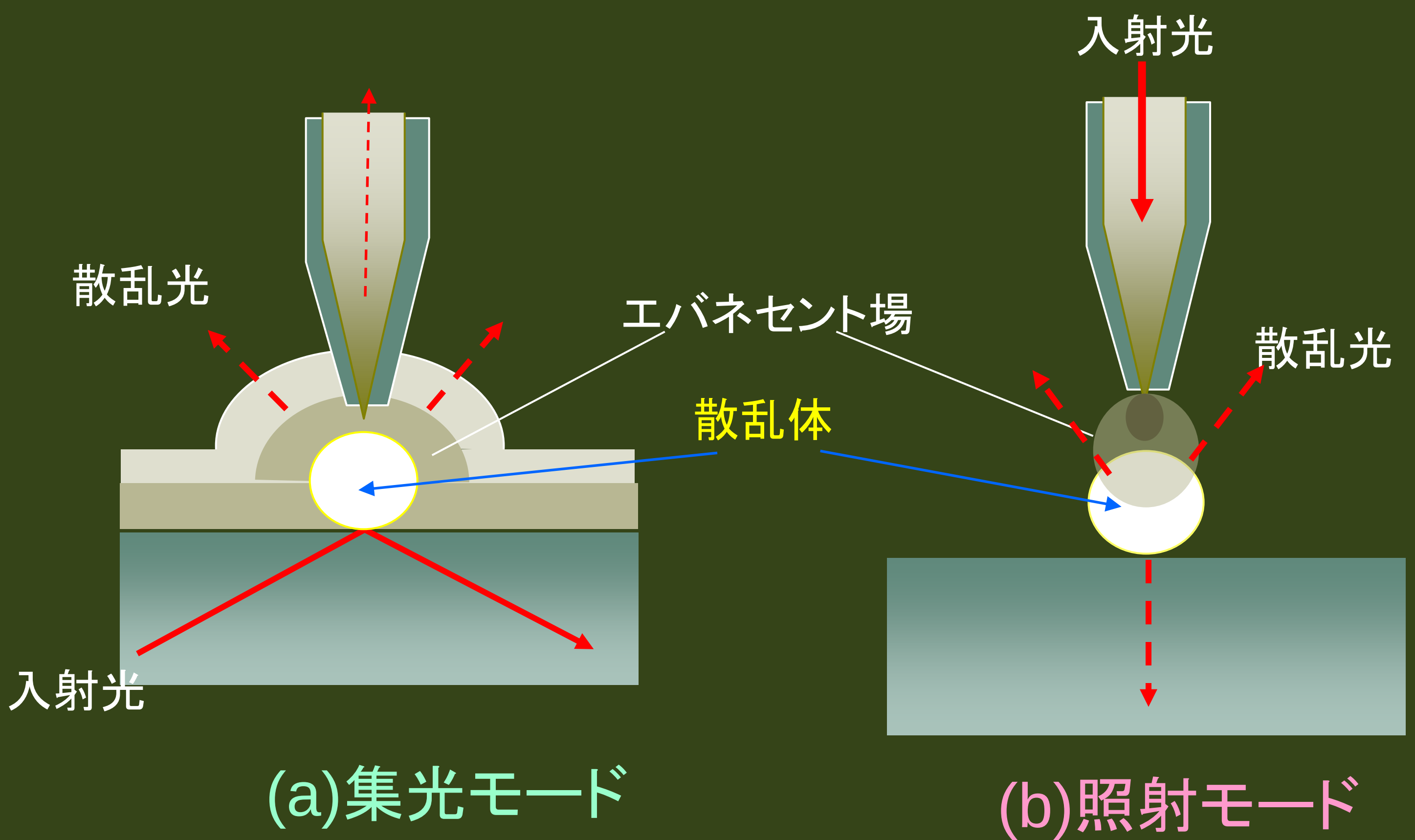


微小物体の周りのエバネセント場に置かれた
もう1つの微小物体による散乱光

SNOMの歴史

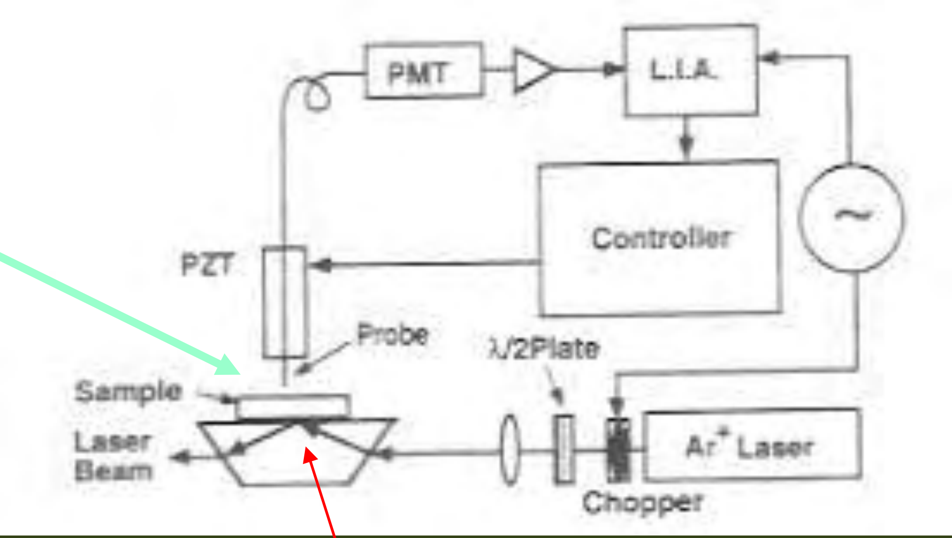
- 近接場の概念：電磁気学において古くから知られる
  - Hertz：Dipoleの近くの電場は1/rではなく$1/r^2$:かなり強い
  - Sommerfeld: Dipole antenna近傍の近接場を導出
- 1928 Synge(英):近接場顕微鏡のアイデアを提案
- 1972 Ash:マイクロ波で波長の1/60の解像度達成
- 1982 Pohl: SNOMの原形
- 1985 Pohl: 20nmの分解能達成
- 1991 Betzig:マイクロピペットを使って実用性の高いSNOMを開発；光磁気記録に成功

光ファイバプローブを用いたSNOM

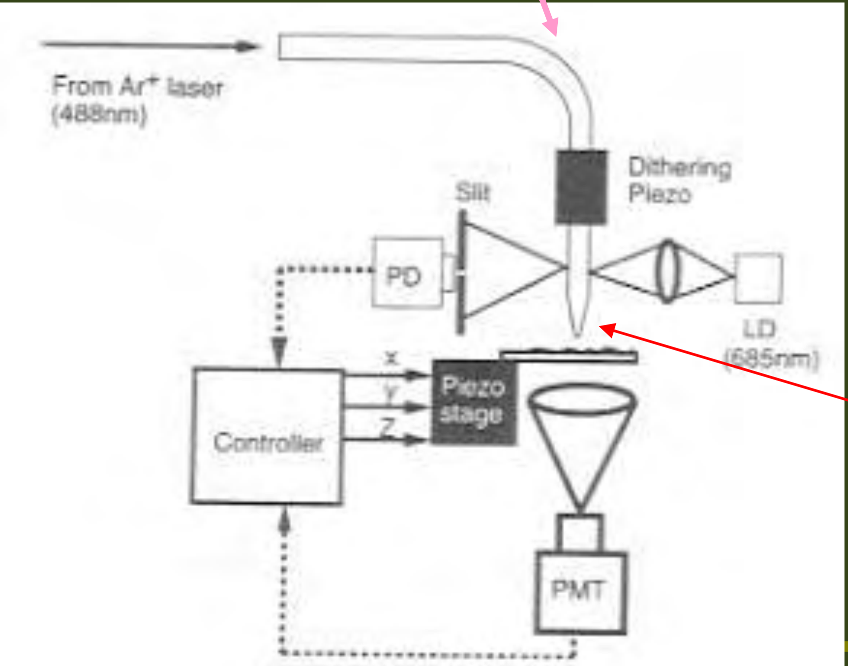


集光モード、照射モードのSNOM

- 集光モード
- 照射モード

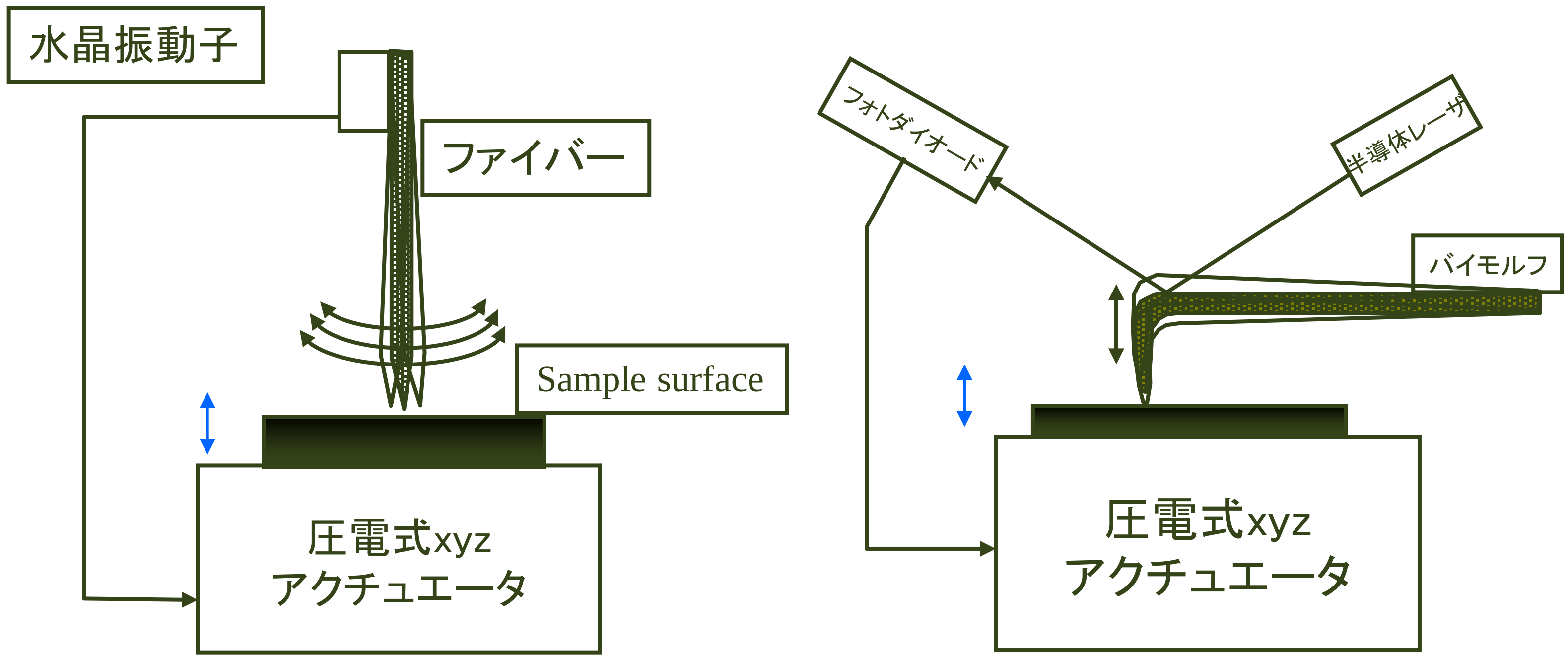


全反射光学系のエバネセント場に試料を置く。



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

プローブの高さ制御



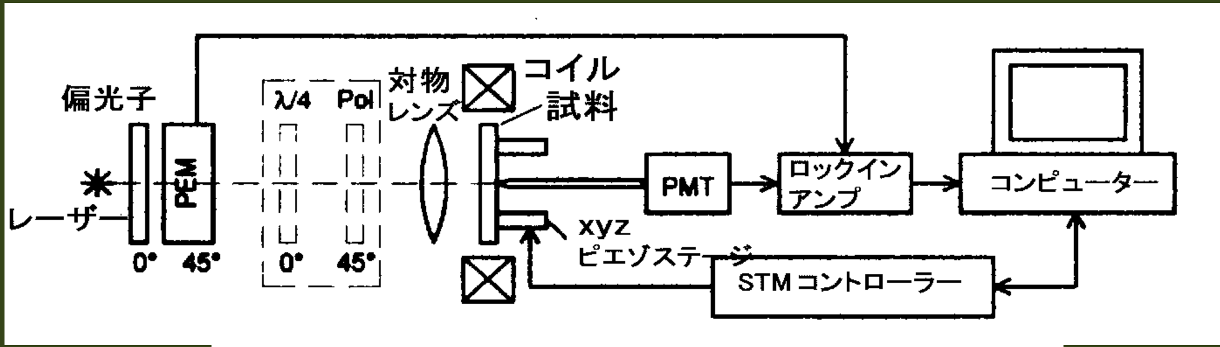
シアフォース(剪断力)方式

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



(b)

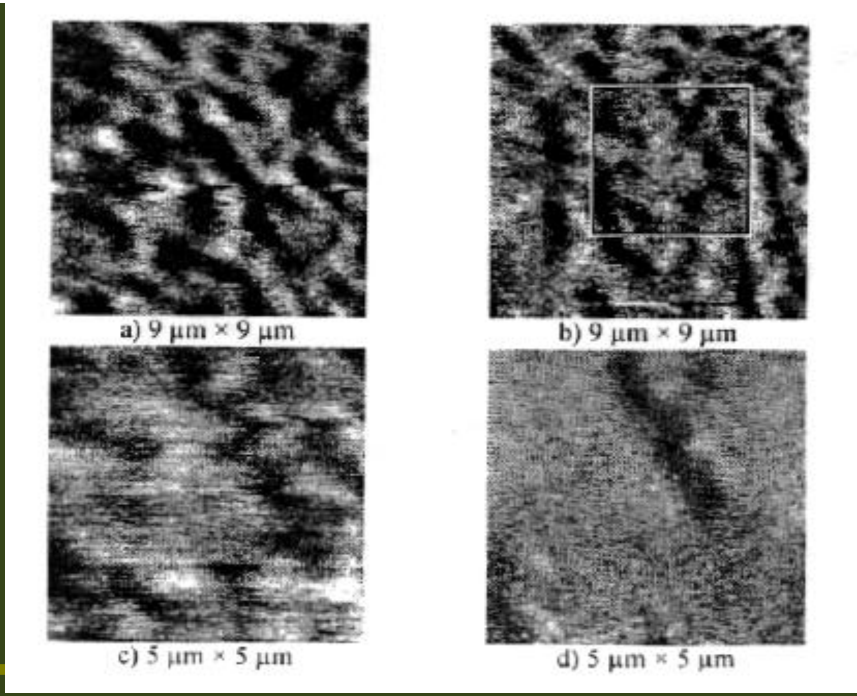


図6 (a) CD-SNOMシステムと(b)Pt/Coの磁区像 (Kottler[25])

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

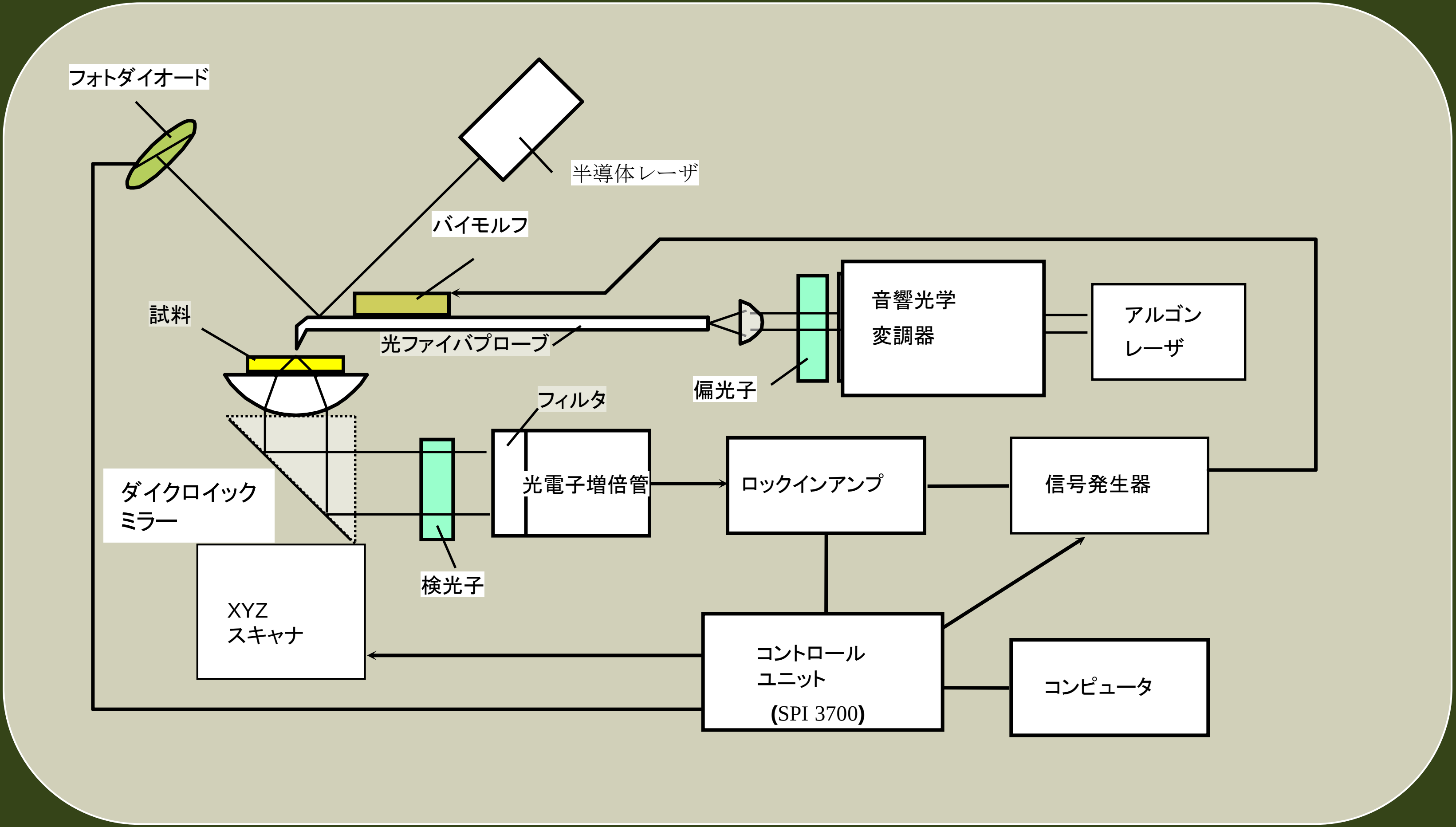
→解決法：PEMによる偏光変調

・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0.1μmの解像度を達成

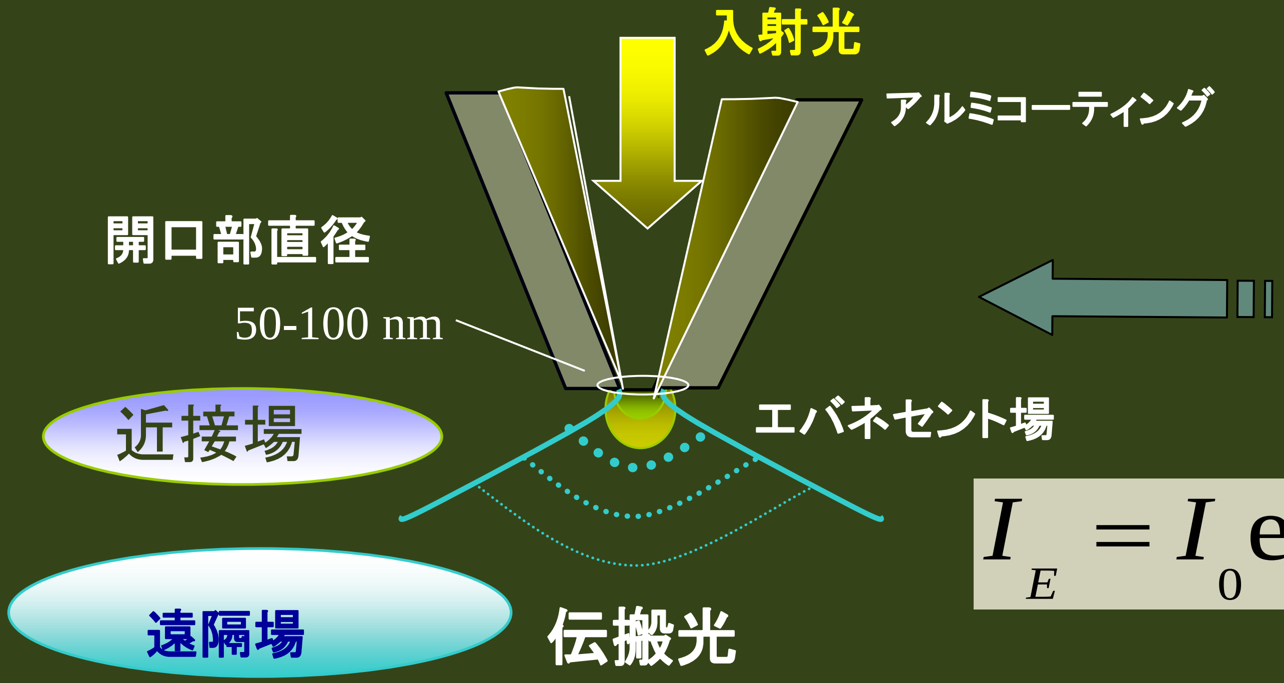
SNOMのブロック図

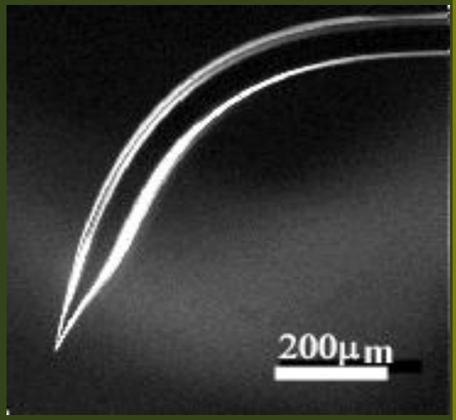


フォトダイオード
半導体レーザ
バイモルフ
試料
光ファイバプローブ
音響光学
変調器
アルゴン
レーザ
偏光子
フィルタ
ダイクロイック
ミラー
光電子増倍管
ロックインアンプ
信号発生器
検光子
XYZ
スキャナ
コントロール
ユニット
(SPI 3700)
コンピュータ

ベントファイバプローブ

光ファイバープローブと近接場光学系





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

MO-SNOMへの応用 ⟹ 伝達特性

ファイバホルダー

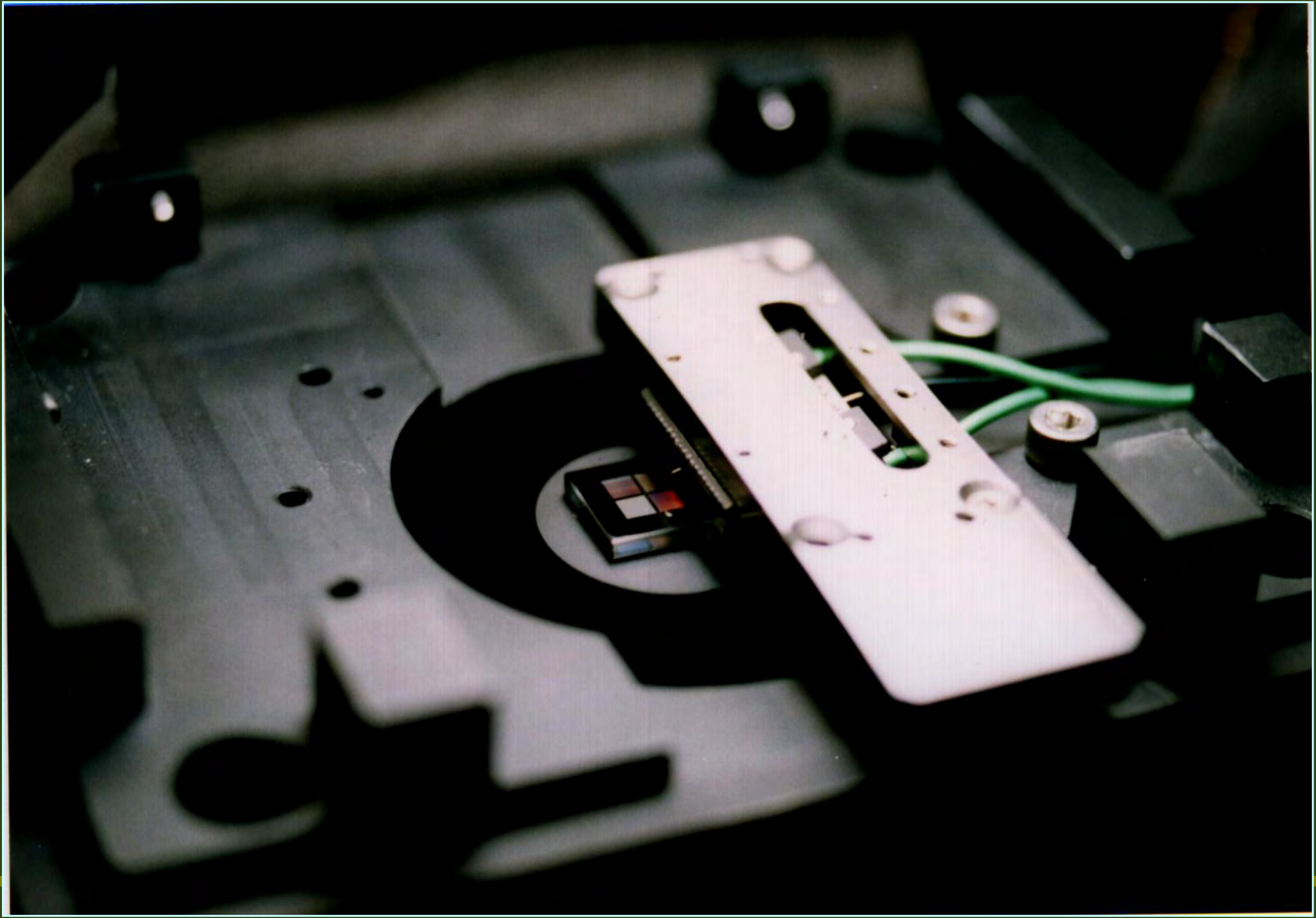
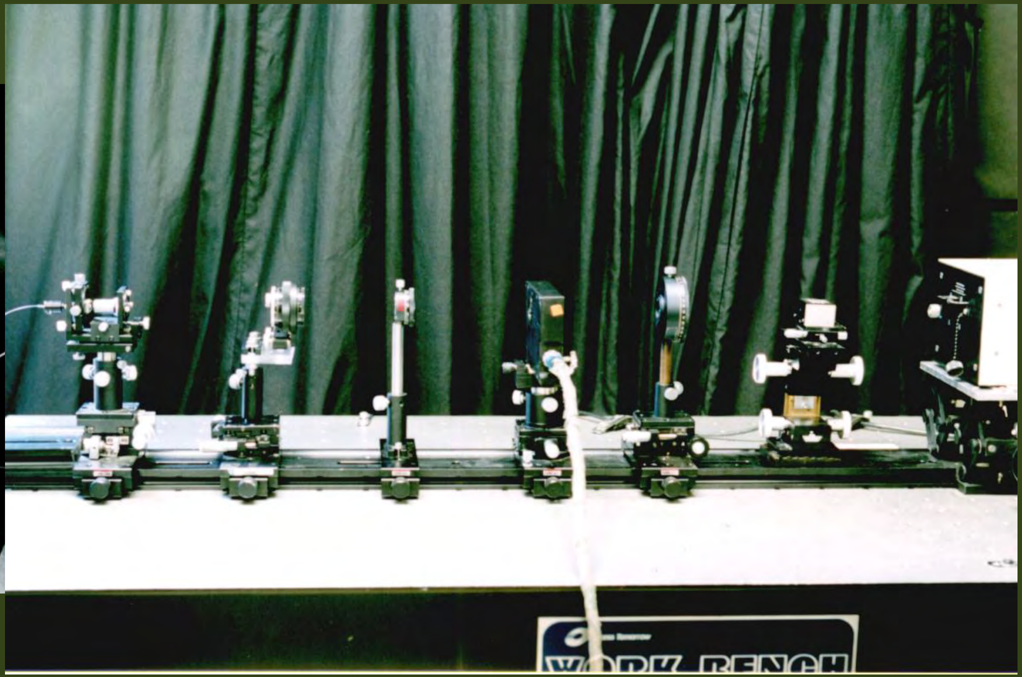


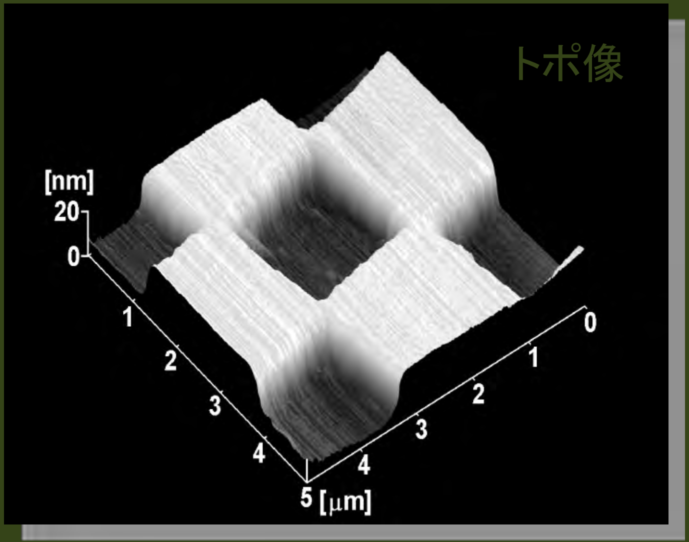
図3

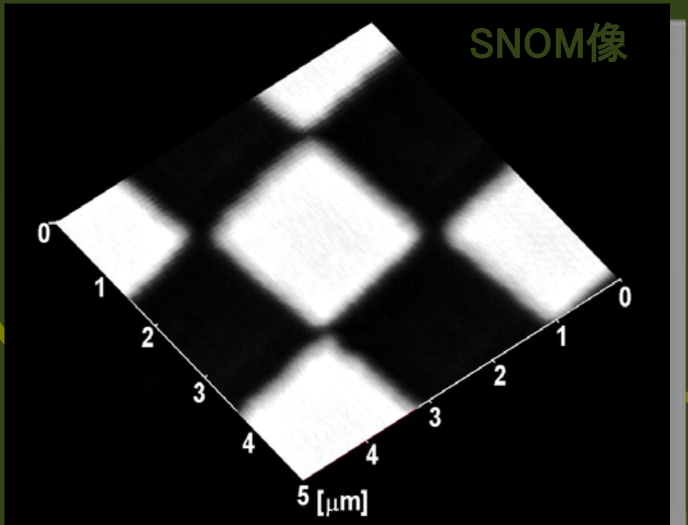
SNOMシステム

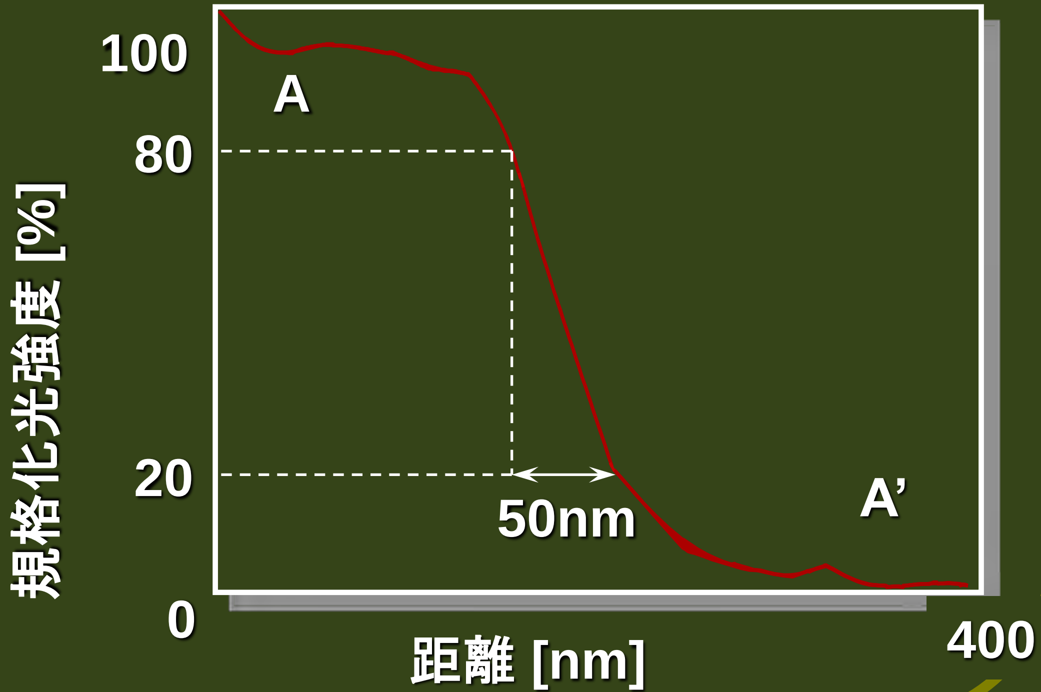


SNOMアセンブリー

Cr市松模様のトポ像とSNOM像

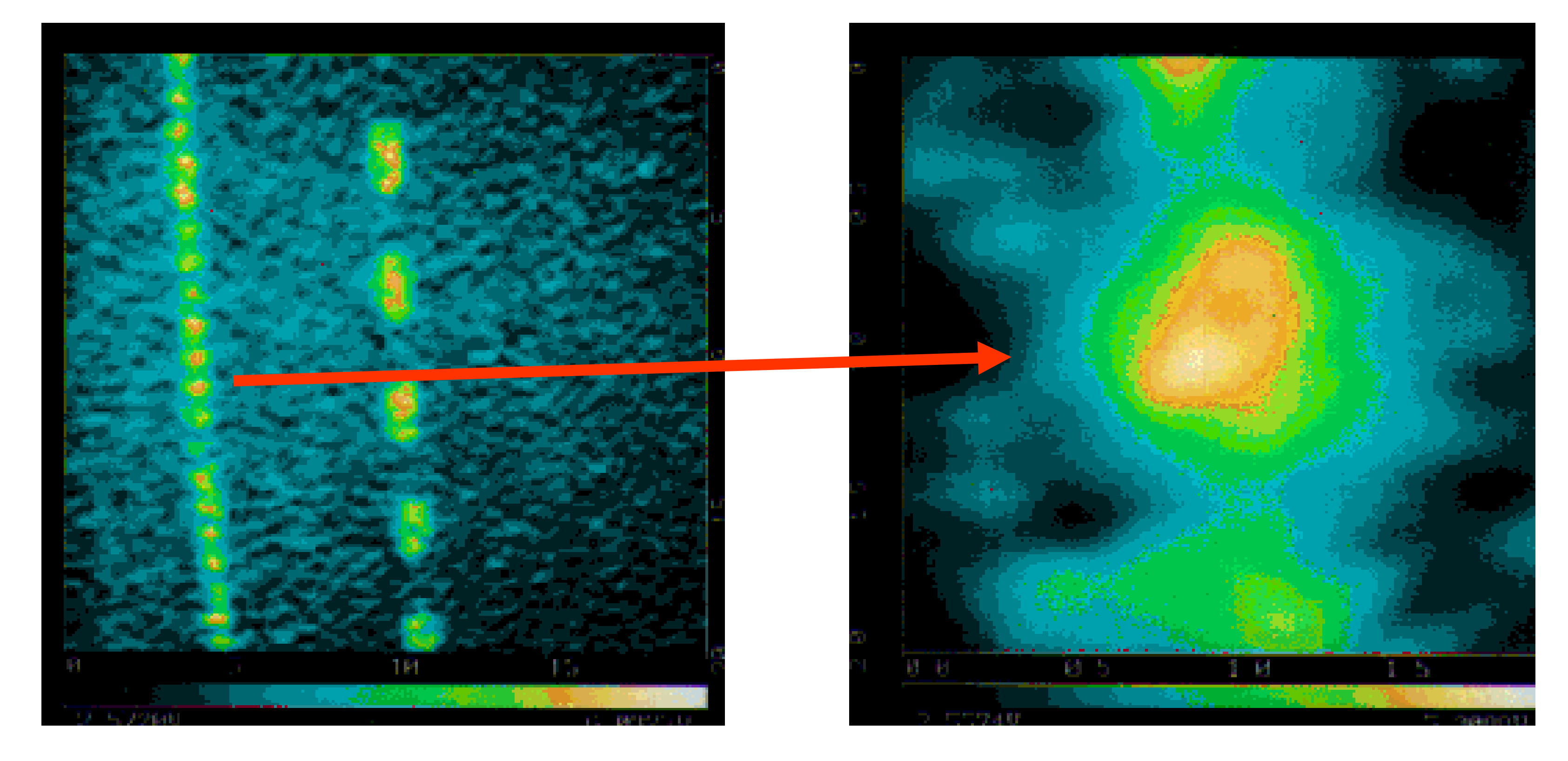






DyIGに記録されたマークの像

クロスニコル法によるイメージング

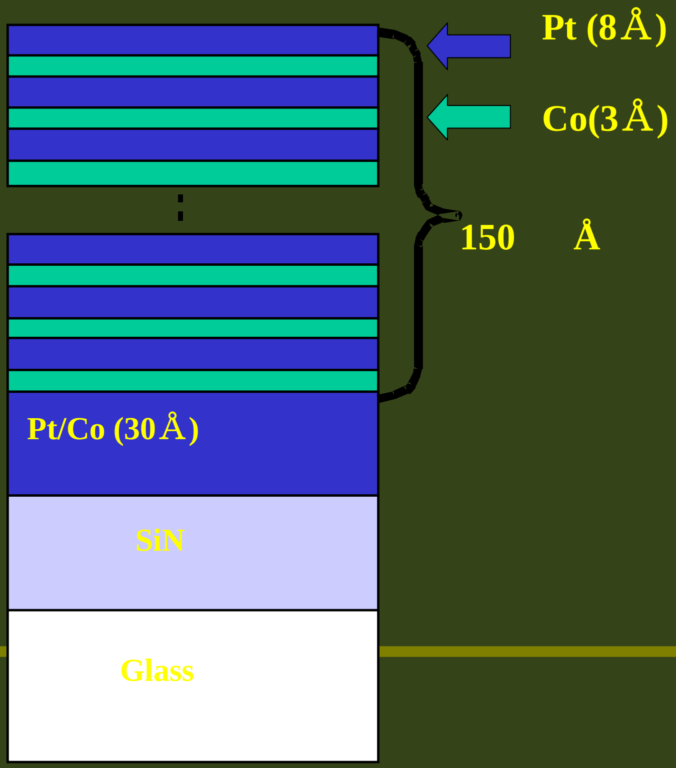


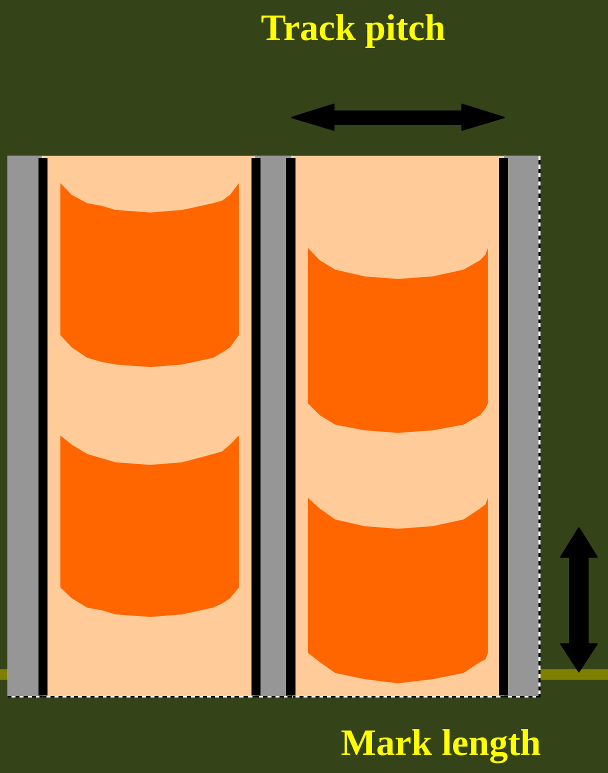
DyIG膜の記録マークの偏光像
(波長488nm)

拡大図

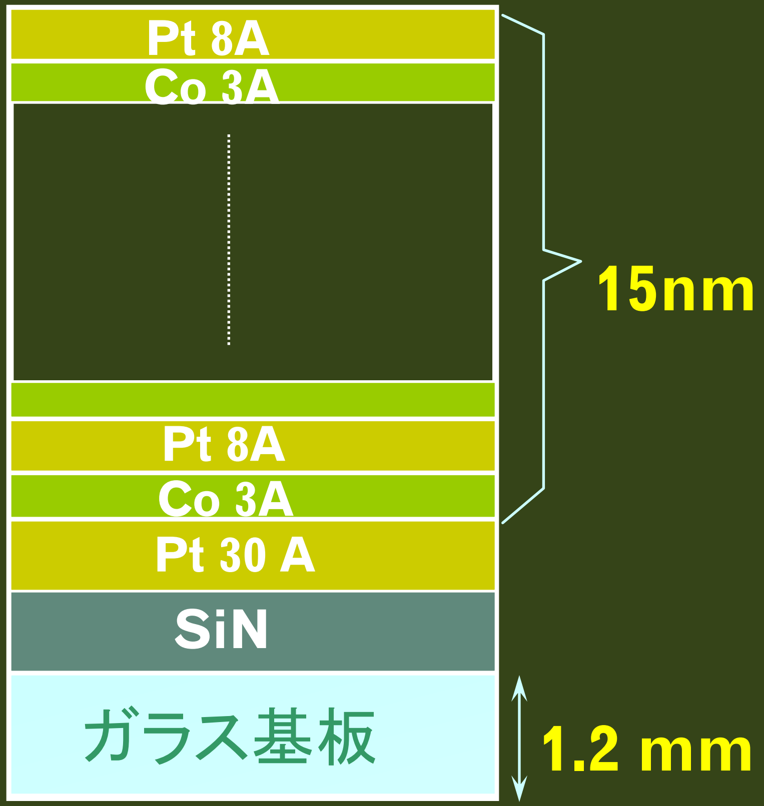
試料: Pt/Co 多層膜ディスク

- 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° ,0.74°

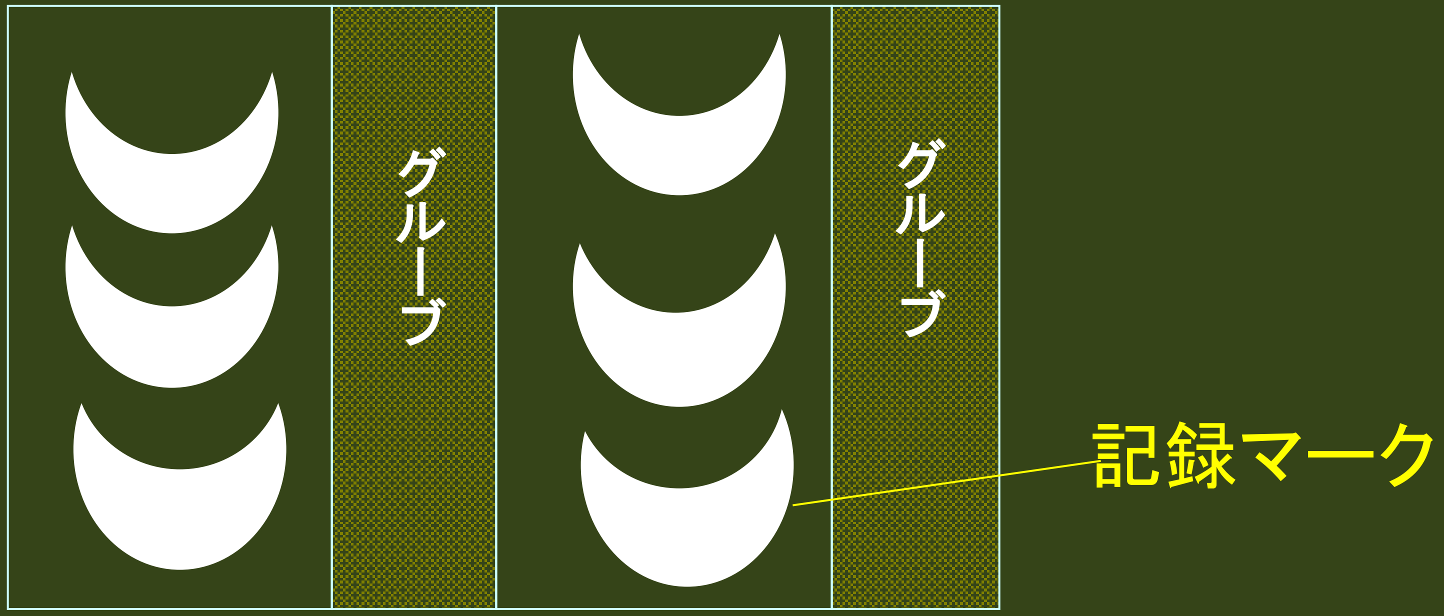




測定したPt/Co MOディスクの構造

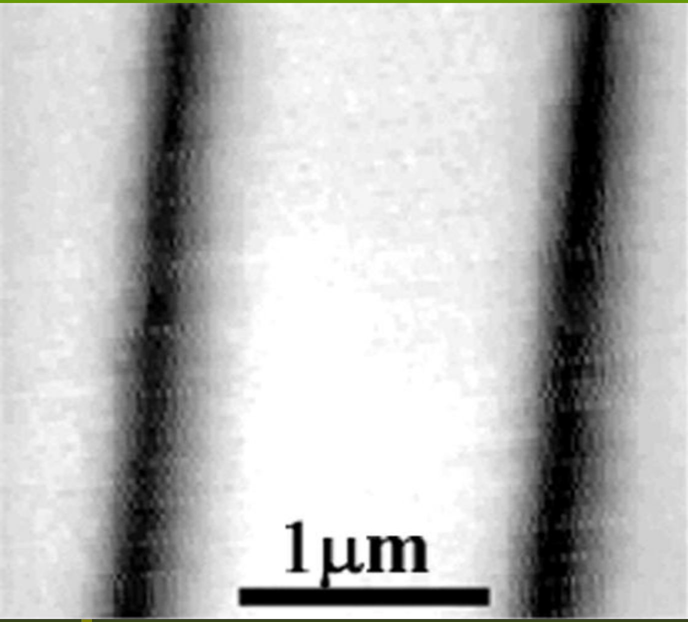


磁界変調記録の矢羽型記録マーク

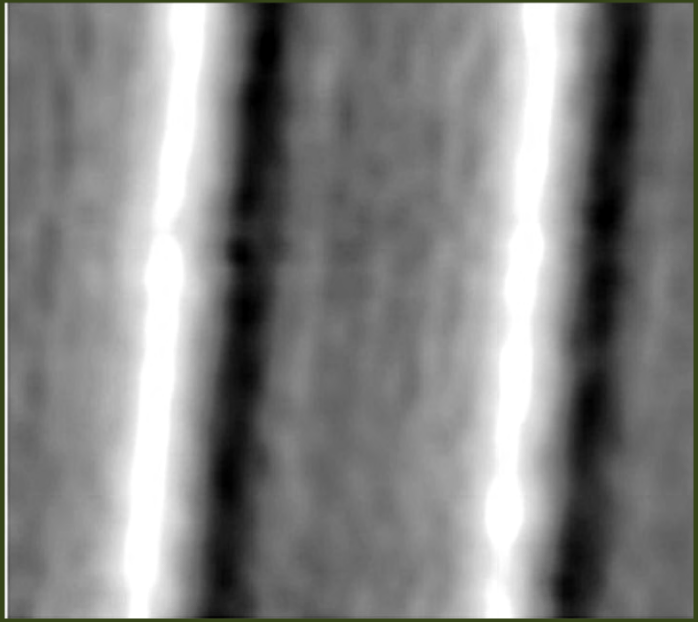


観測結果

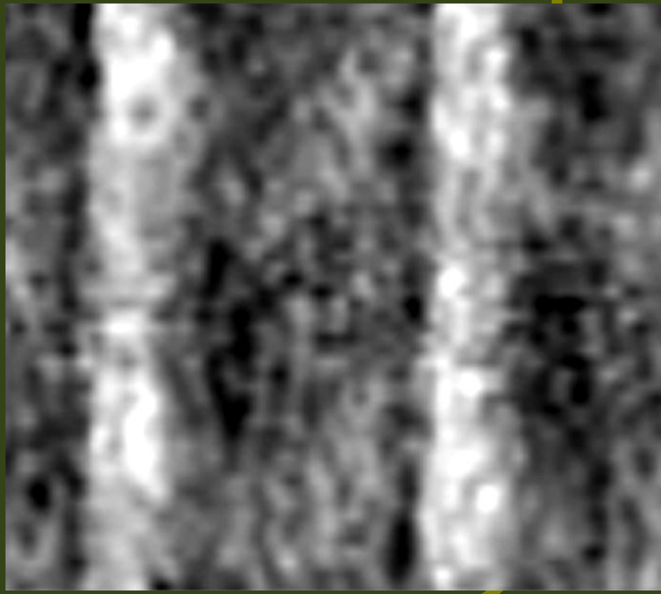
MO-SNOMによる記録マーク像 (クロスニコル法)



AFMトポ像

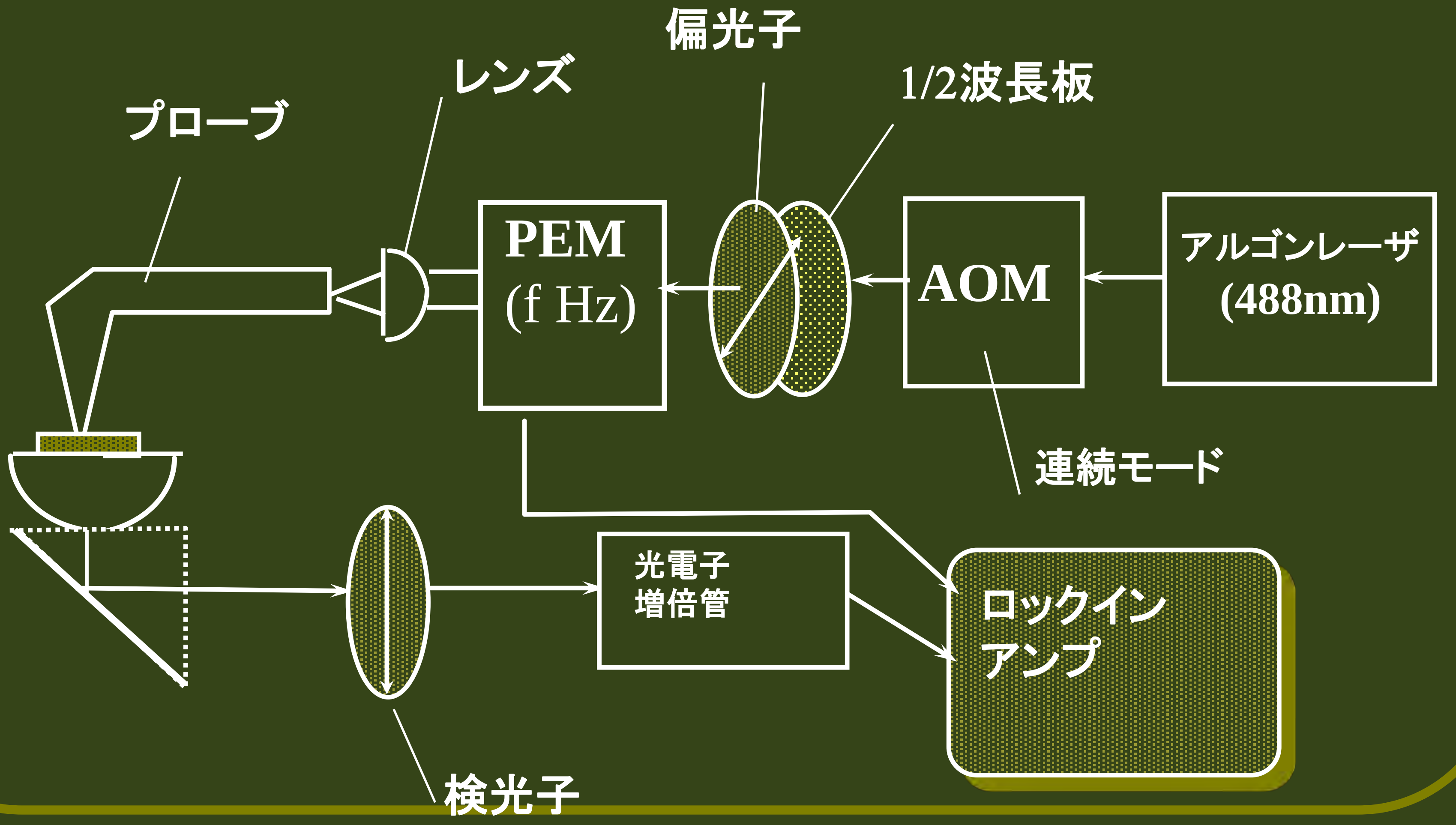


SNOM光学像

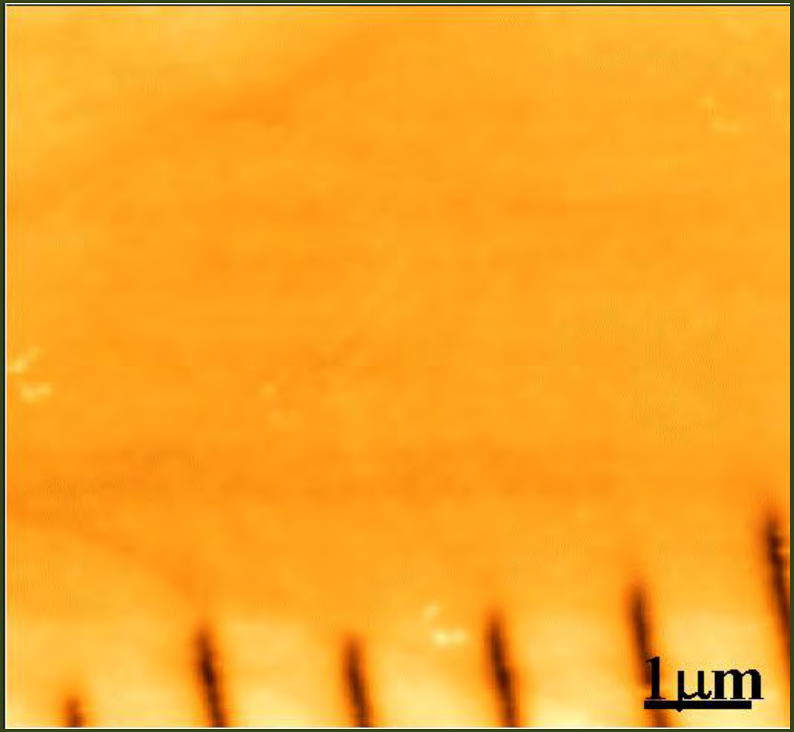


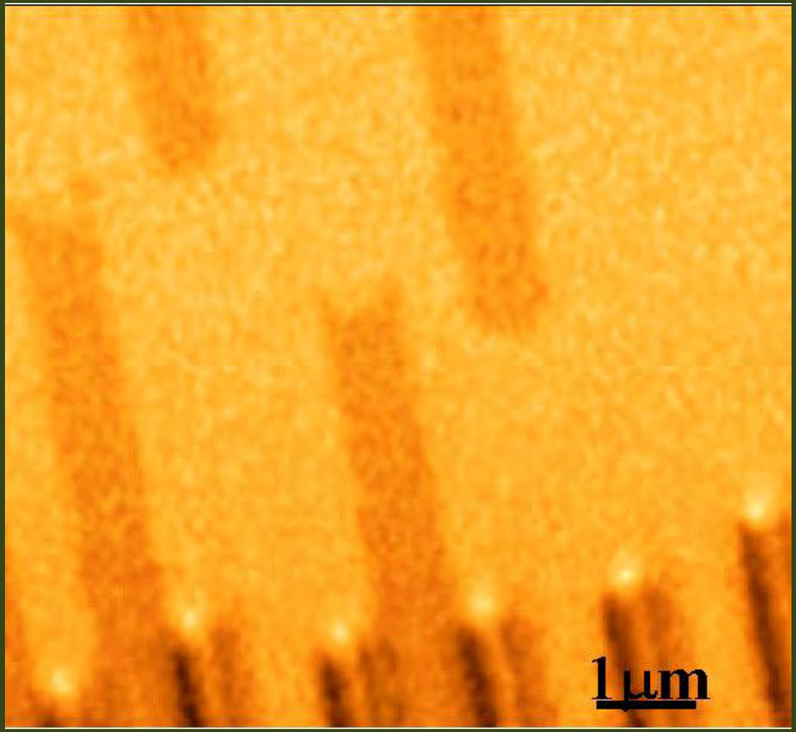
MO-SNOM像

PEMを使ったSNOMシステム

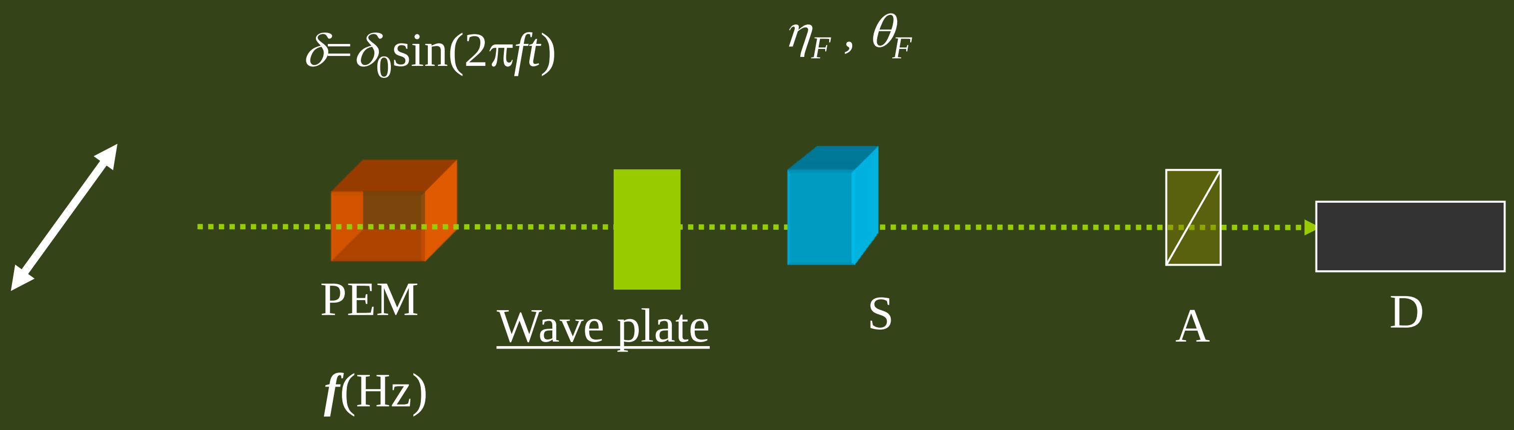


Pt/Coディスクの記録マークのトポ像と磁気光学像





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。



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

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

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

Δ=0またはΔ =π/4でないと、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

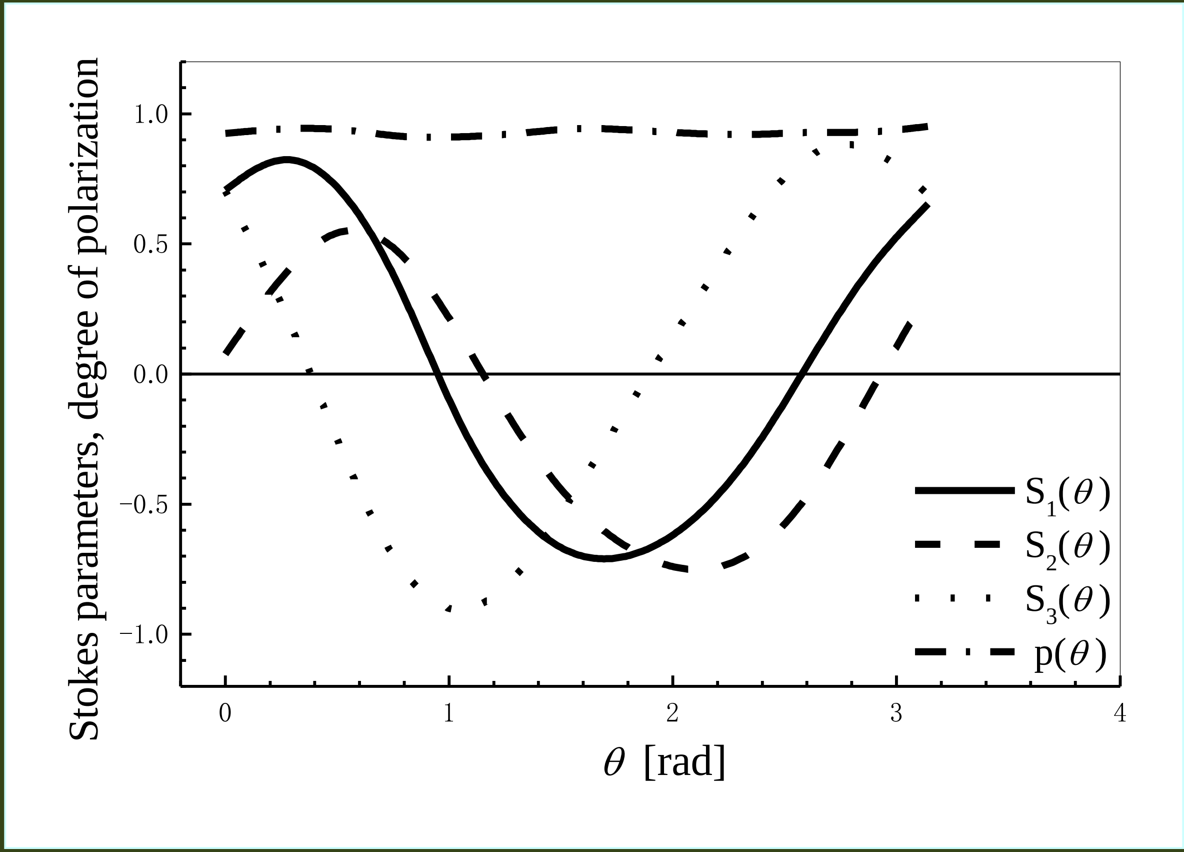
$$S_3 = -i\left[\langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle\right]$$

Intensity of circularly polarized light

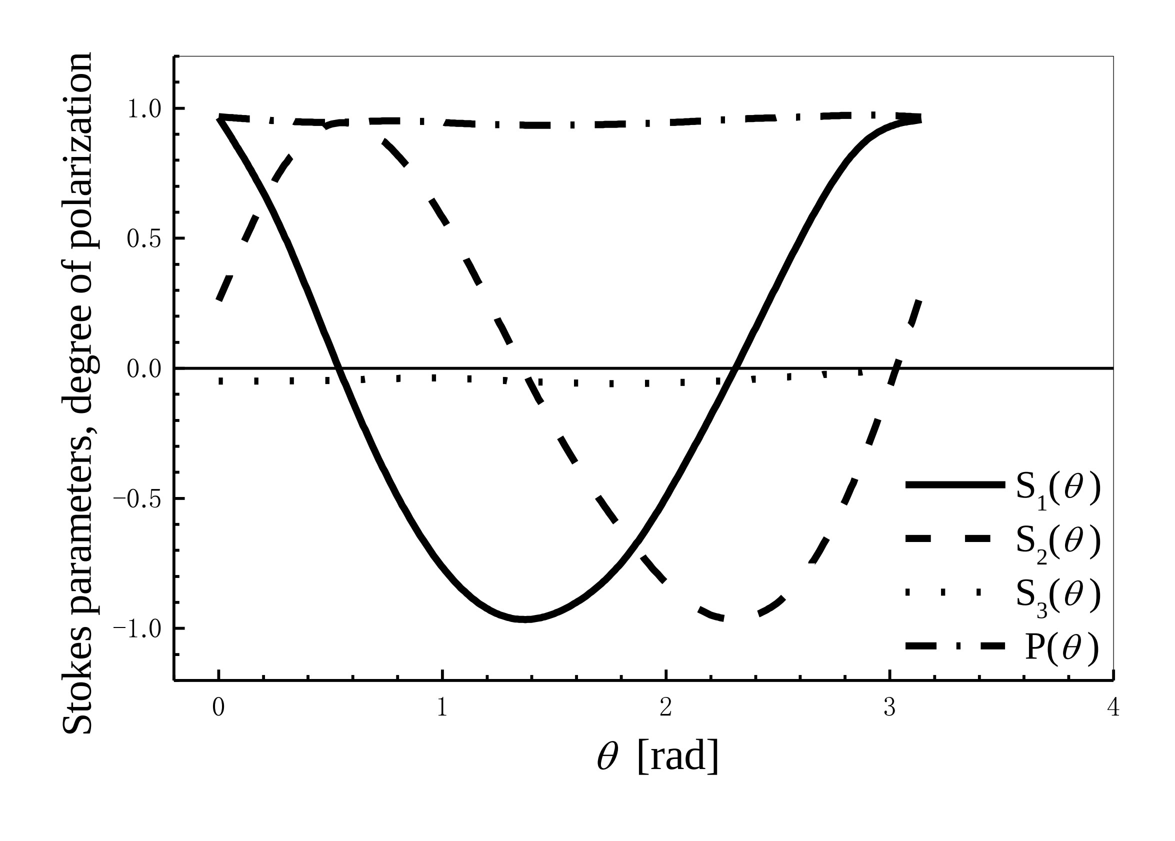
$$P = \frac{\sqrt{S_1 + S_2 + S_3}}{S_0}$$

Degree of polarization

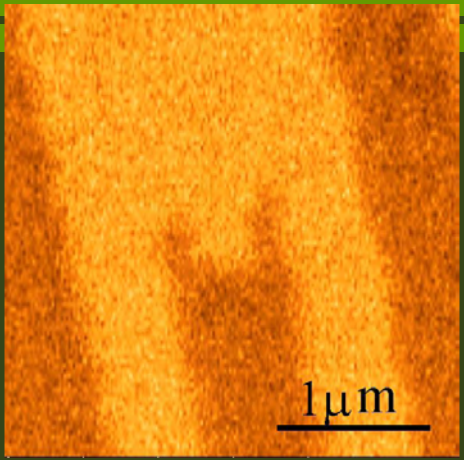
補償前のファイバプローブのストークスパラメータ



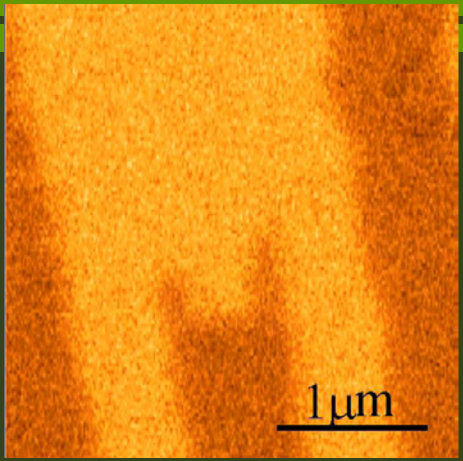
補償後のプローブのストークスパラメータ



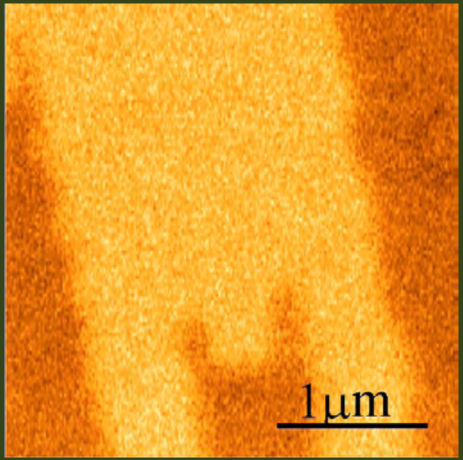
補償後の磁気光学像



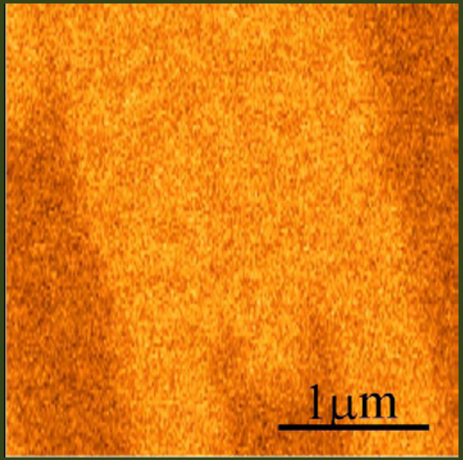
(a) 1f component (Δ=0)



(b) 2f component (Δ=0)

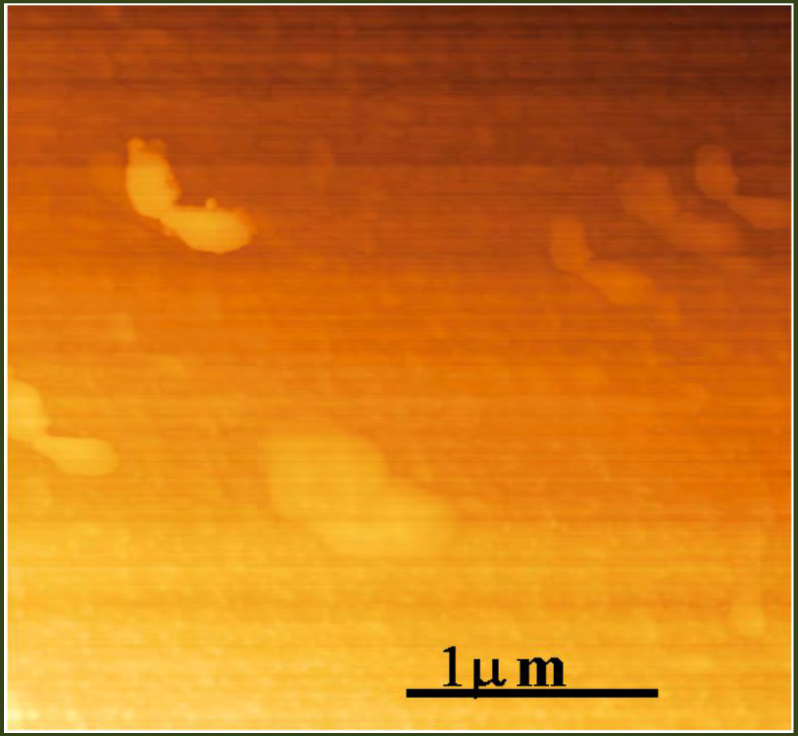


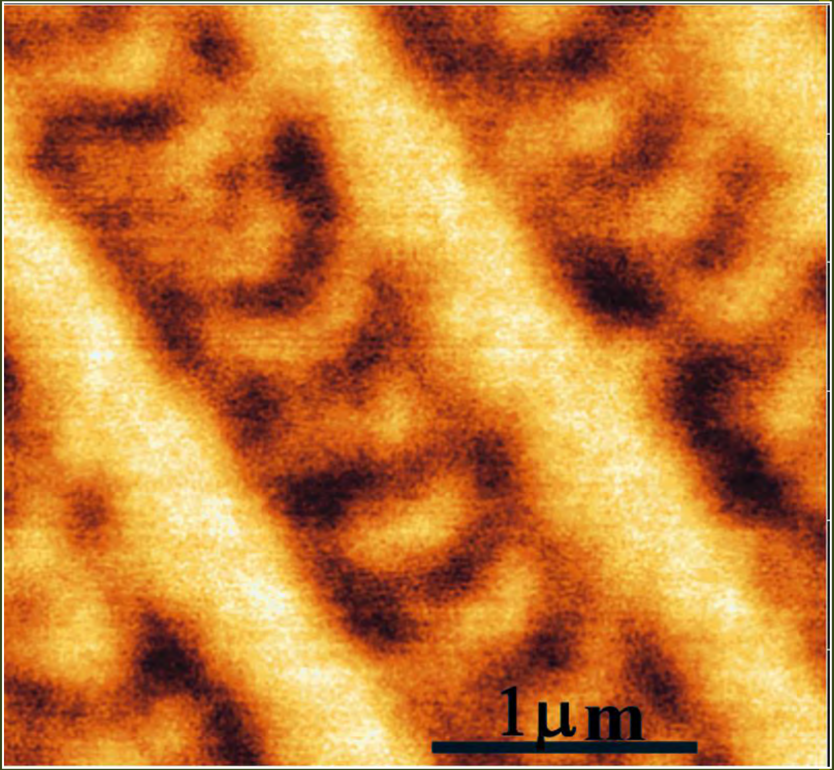
(c) 1f component (Δ=π/2)



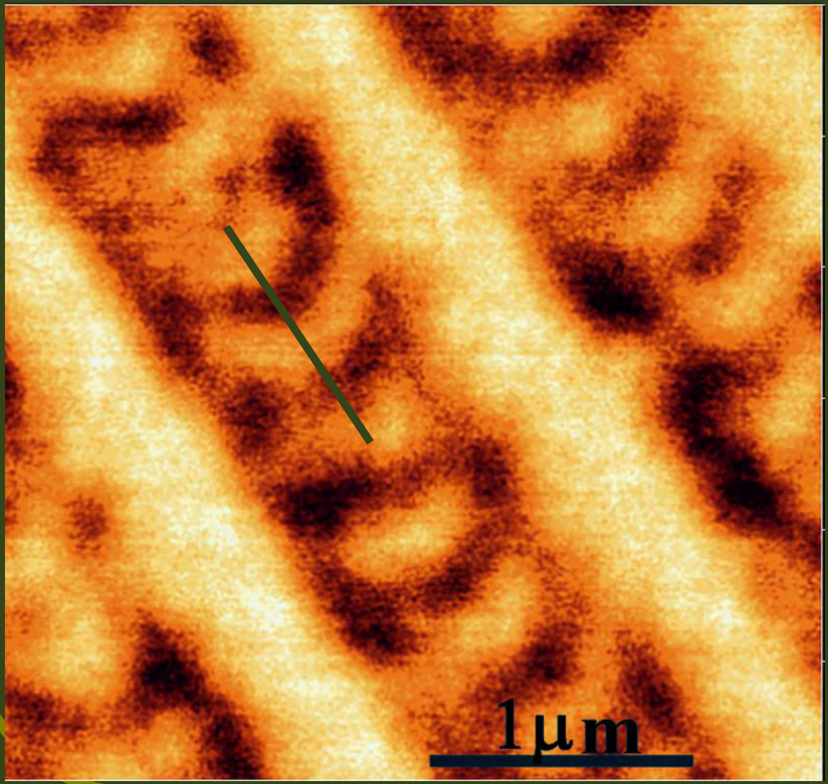
(d) 2f component (Δ=π/2)

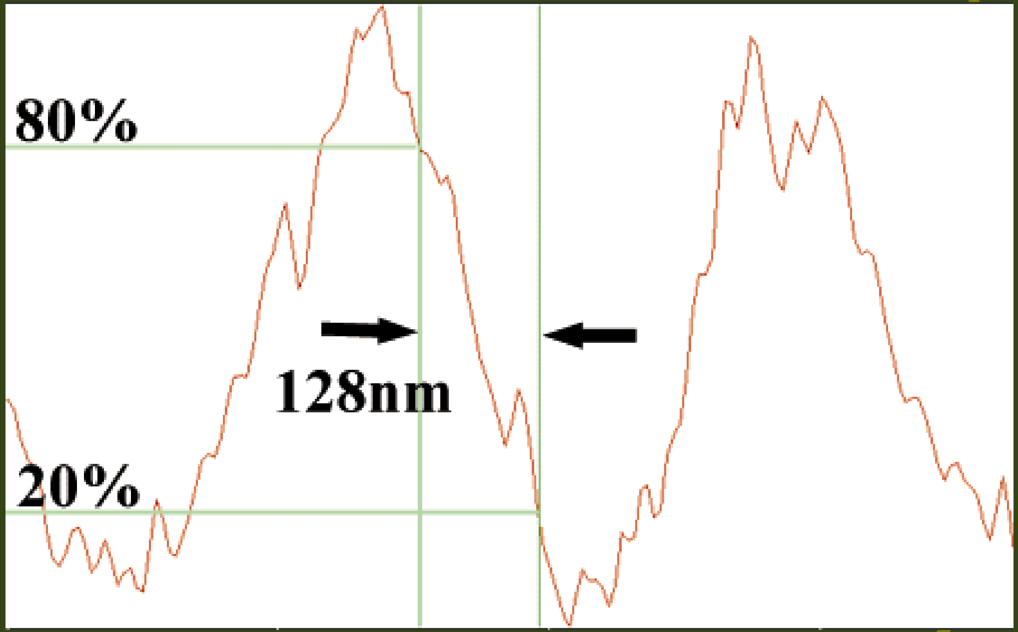
0.2μmの記録マークのトポ像とMO像



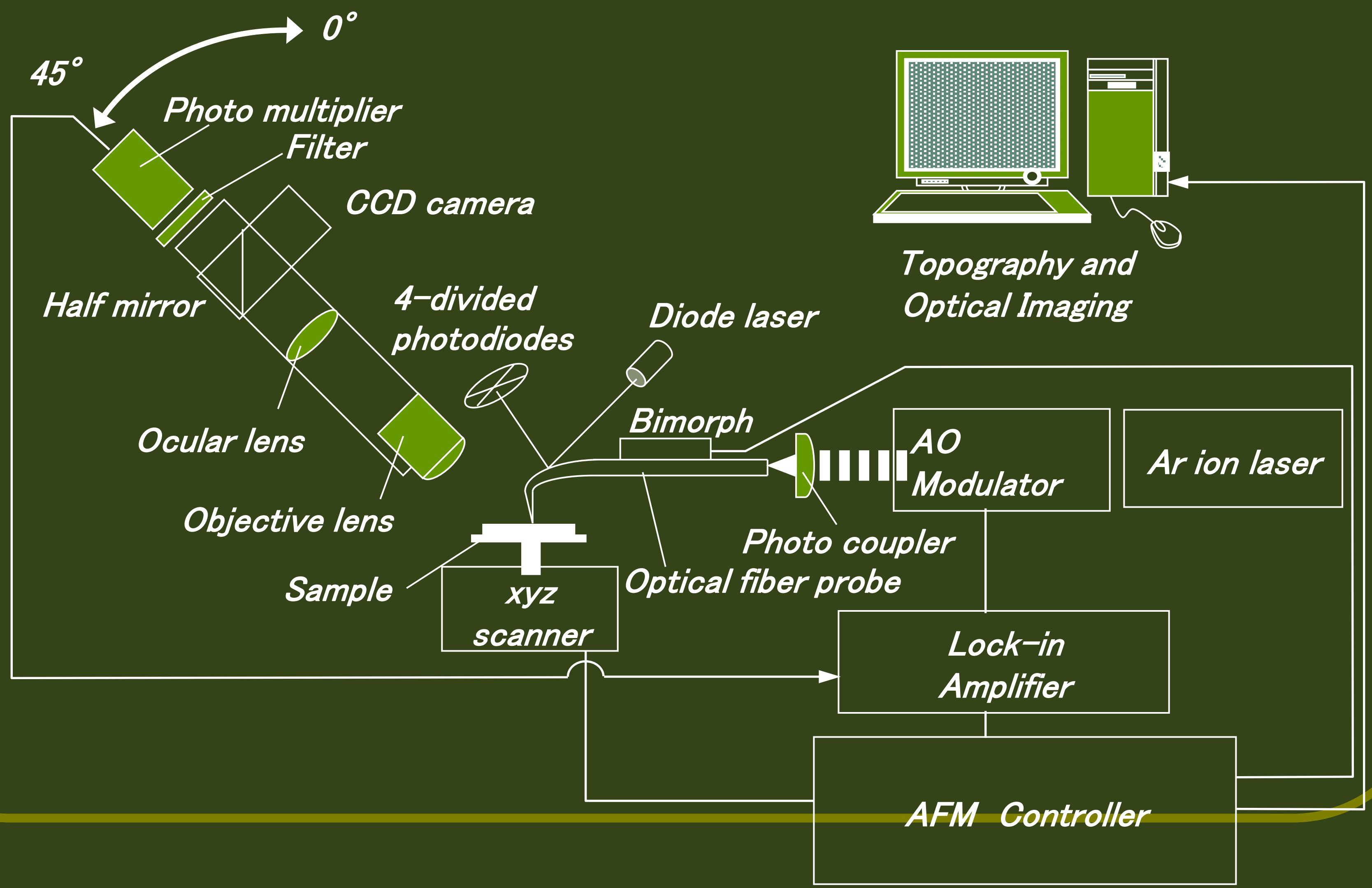


0.2μmの記録マークのSNOM像

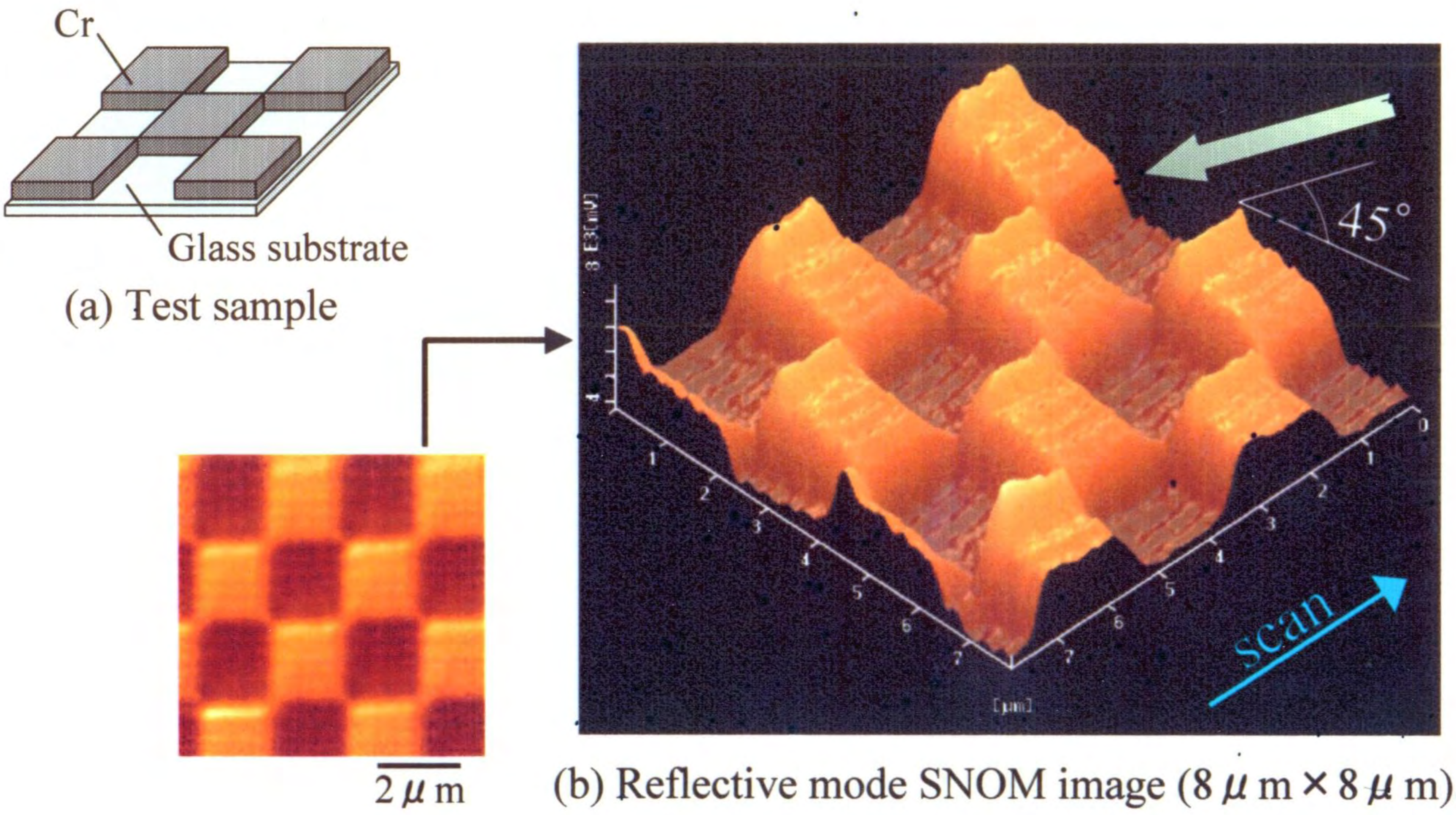




反射モードSNOM装置構成図



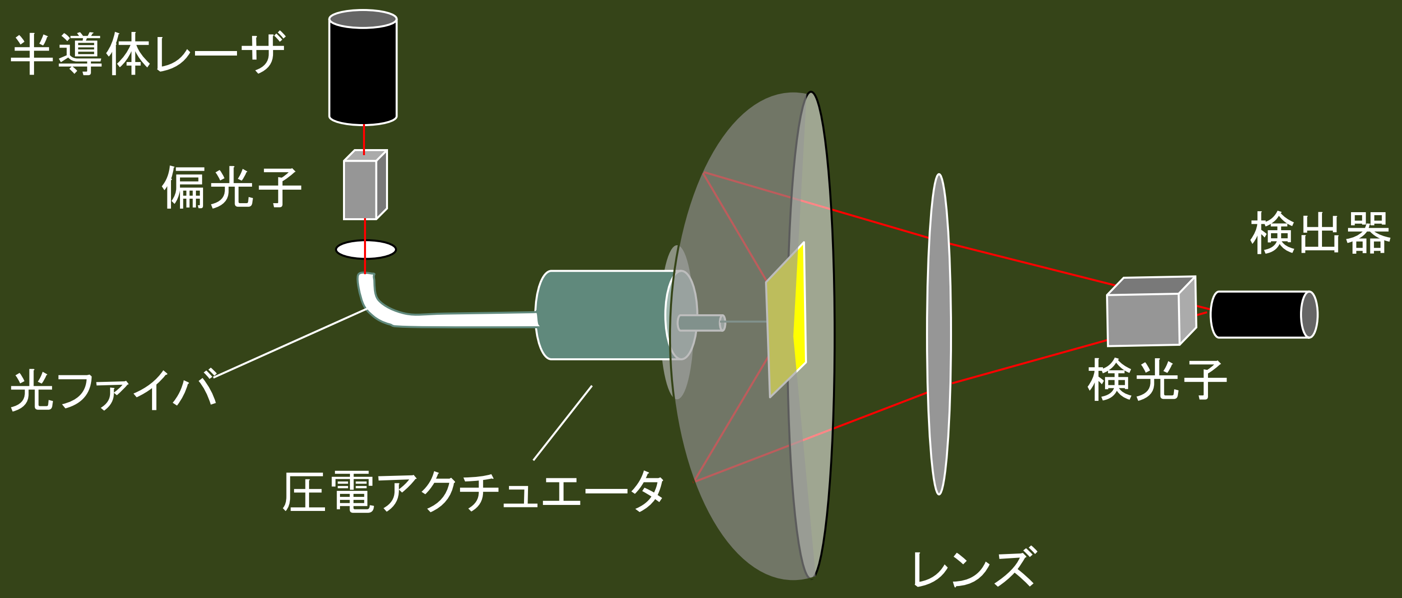
反射モードSNOM像



(b) Reflective mode SNOM image (8 μm × 8 μm).

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



おわりに

- この小稿では、磁気光学効果の測定法の基本について紹介した。ファラデー効果、磁気光学カー効果、コットンムートン効果などのスペクトルの測定には、光学遅延変調法が有用であることを述べた。また、非線形磁気光学効果、近接場における磁気光学効果の測定法について簡単に触れた。