

2003.3.14

第1回光機能無機材料研究会

磁気光学材料の基礎と応用

東京農工大学

工学部物理システム工学科

佐藤勝昭

21世紀COE「ナノ未来材料」推進研究室

講演内容

- 磁気光学効果とは？
- 磁気光学効果の基礎
- 光通信デバイスと磁気光学材料
- 光磁気記録材料
- 磁気光学研究の最近の展開
- 近接場磁気光学顕微鏡の原理と応用
- 非線形磁気光学効果による磁性体ナノ構造評価

はじめに

- 磁気光学材料は、光通信用デバイス、光磁気記録デバイスとして実用化されている。
- 磁気光学効果は、磁化した物質の光学定数が、右回り円偏光と左回り円偏光とで異なることに由来し、マクロには誘電率 ϵ テンソルの非対角成分から生じるが、ミクロには、磁化とスピン軌道相互作用の相乗的な効果として説明される。
- 新しい磁気光学研究の流れが起きている。

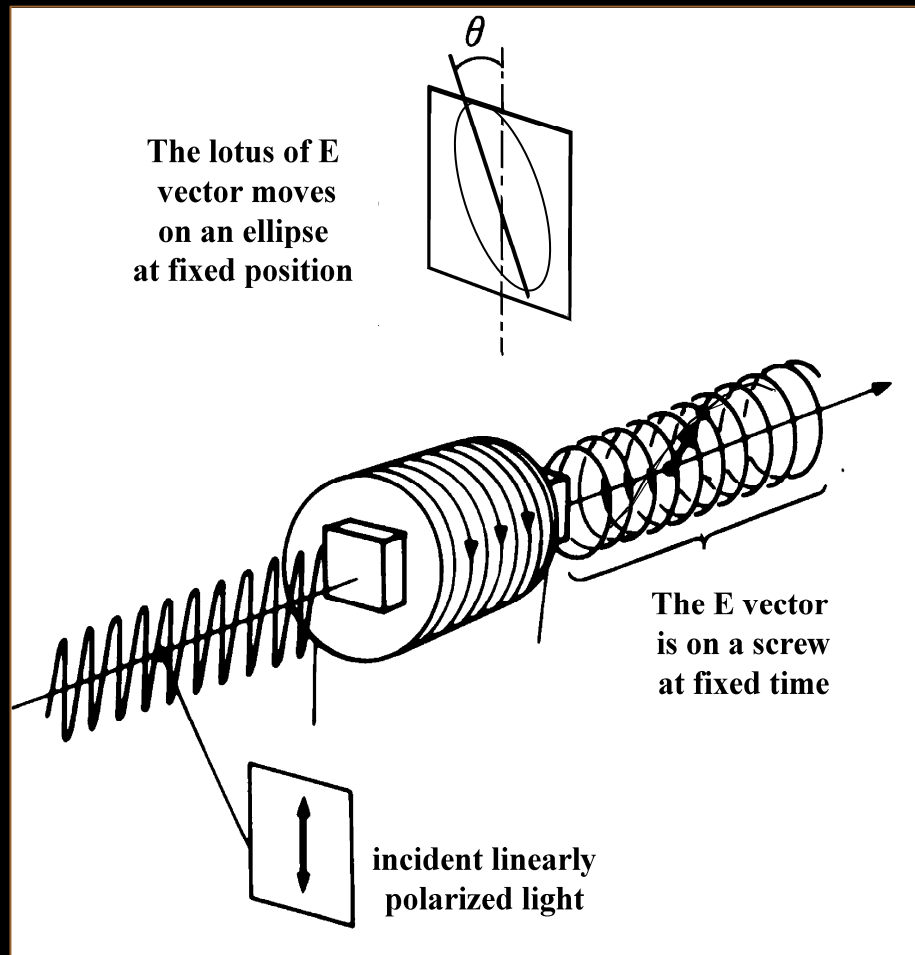
磁気光学効果の基礎

- 光と磁気結びつき
- ファラデー効果とは
- 磁気カー効果
- ファラデー効果の現象論

光と磁気の結びつき

- **光**→**磁気**: 光磁気効果
 - **熱磁気効果**: キュリー温度記録→MOディスク
 - 光誘起磁化: ルビー、磁性半導体
 - 光誘起スピン再配列→光モータ
- **磁気**→**光**: 磁気光学効果
 - スペクトル線の分裂、移動(ゼーマン効果)
 - 磁気共鳴: 強磁場ESR、マグネトプラズマ共鳴
 - 狭義の**磁気光学効果**(ファラデー効果→アイソレータ)

ファラデー効果とは



直線偏光が入射したとき

- 出射光が楕円偏光になり
(磁気円二色性)
- その主軸が回転する効果
(磁気旋光: Faraday回転)

自然旋光性とファラデー効果

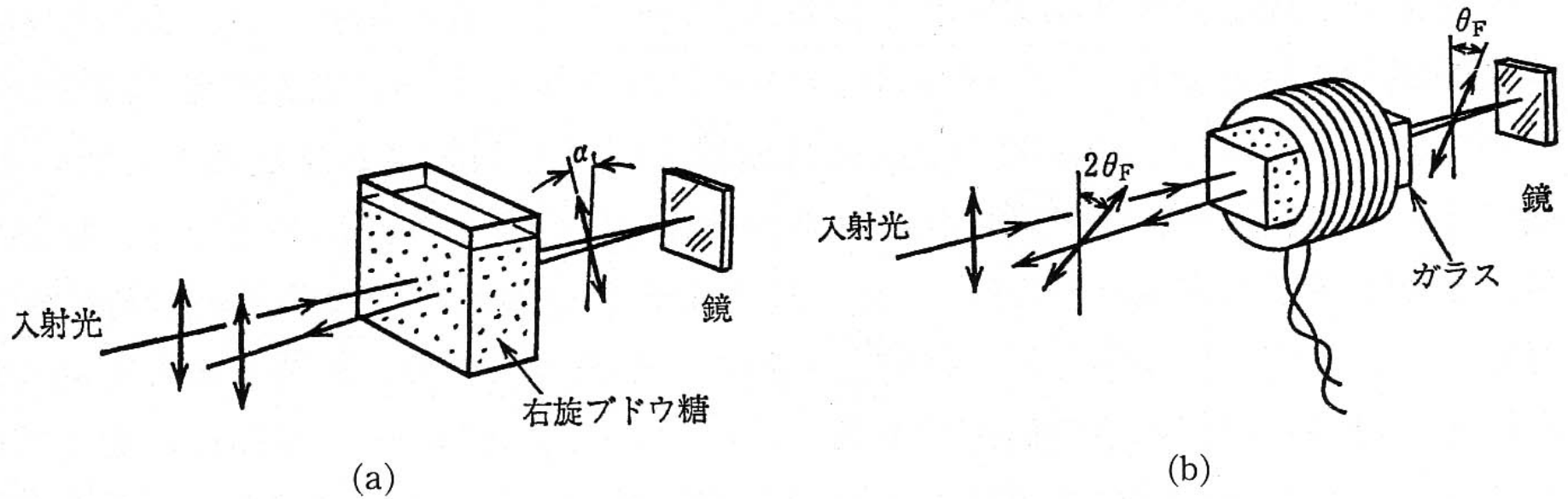


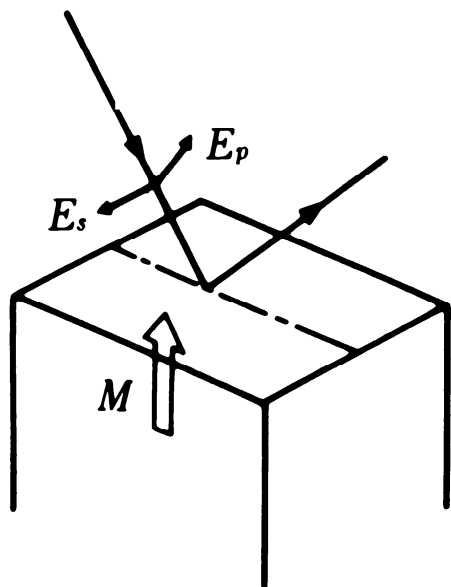
図 2.7 ファラデー効果の場合

ブドウ糖液中を往復した光は旋光しないが (a), 磁界中のガラスを往復した光は片道の 2 倍だけ旋光している (b).

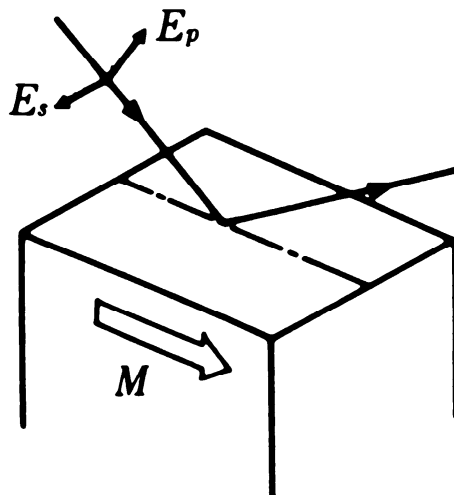
磁気力一効果

- 3つのMO-Kerr 効果
 - **極力一効果** (磁化が反射面の法線方向、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
 - **縦力一効果** (磁化が試料面内 & 入射面内、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
 - **横力一効果** (磁化が試料面内、入射面に垂直偏光の回転はないが磁界による強度変化)

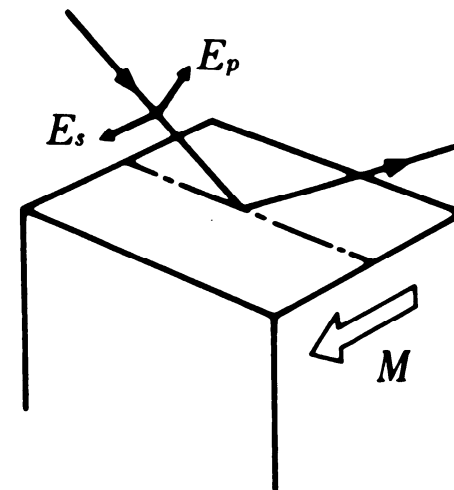
3種類の磁気力一効果



極力一効果



縦力一効果



横力一効果

ファラデー効果の現象論

- 結論から先に述べると、ファラデー回転角 ϕ_F 、ファラデー楕円率 η_F は、誘電率テンソルの非対角要素 ε_{xy} の実数部と虚数部との一次結合で与えられることが導かれる。これを導くために、まず、右円偏光および左円偏光に対する屈折率 n_+ と n_- 、消光係数 κ_+ と κ_- および ε_{xy} との関係を導いておく。

誘電率テンソル

$$D = \tilde{\epsilon} \epsilon_0 E$$

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

$$\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + \epsilon''_{ij}$$

等方性の媒質 ; M//z軸
Z軸のまわりの90°
回転C4に対し不変

$$\tilde{\epsilon}' = C_4^{-1} \tilde{\epsilon} C_4 = \begin{pmatrix} \epsilon_{yy} & -\epsilon_{yx} & -\epsilon_{yz} \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & \epsilon_{xz} \\ -\epsilon_{zy} & \epsilon_{zx} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{yx} &= -\epsilon_{xy} \\ \epsilon_{xz} &= \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{zy} = 0 \end{aligned}$$

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

磁気光学効果の式

マクスウェル方程式

$$\text{rot rot } E(\omega) + \frac{\tilde{\epsilon}(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega) = 0$$

固有方程式

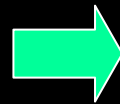
$$\begin{pmatrix} \hat{N}^2 - \epsilon_{xx} & -\epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{xy} & \hat{N}^2 - \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & -\epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0$$

固有値

$$\hat{N}_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy}$$

固有関数：左右円偏光

非対角成分がないとき：左右円偏光の応答に差がない



磁気光学効果は生じない

左右円偏光に対する光学定数の差と誘電率テンソルの成分の関係

- 磁化と平行に進む光の複素屈折率の固有値は式(3.26)

$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$$

- $N_{+} = n_{+} + i\kappa_{+}$, $N_{-} = n_{-} + i\kappa_{-}$

- 置き換え $\Delta n = n_{+} - n_{-}$; $\Delta\kappa = \kappa_{+} - \kappa_{-}$; $n = \frac{n_{+} + n_{-}}{2}$; $\kappa = \frac{\kappa_{+} + \kappa_{-}}{2}$

$$N_{\pm} = n \pm \frac{\Delta n}{2} + i \left(\kappa \pm \frac{\Delta\kappa}{2} \right) = (n + i\kappa) \pm \frac{1}{2} (\Delta n + i\Delta\kappa) \equiv N \pm \frac{1}{2} \Delta N$$

- ここに $\Delta N = N_{+} - N_{-} = \Delta n + i\Delta\kappa$

- その結果 $\varepsilon'_{xx} = n^2 - \kappa^2$; $\varepsilon''_{xx} = 2n\kappa$ を得る
 $\varepsilon'_{xy} = n\Delta\kappa + \kappa\Delta n$ $\varepsilon''_{xy} = \kappa\Delta\kappa - n\Delta n$

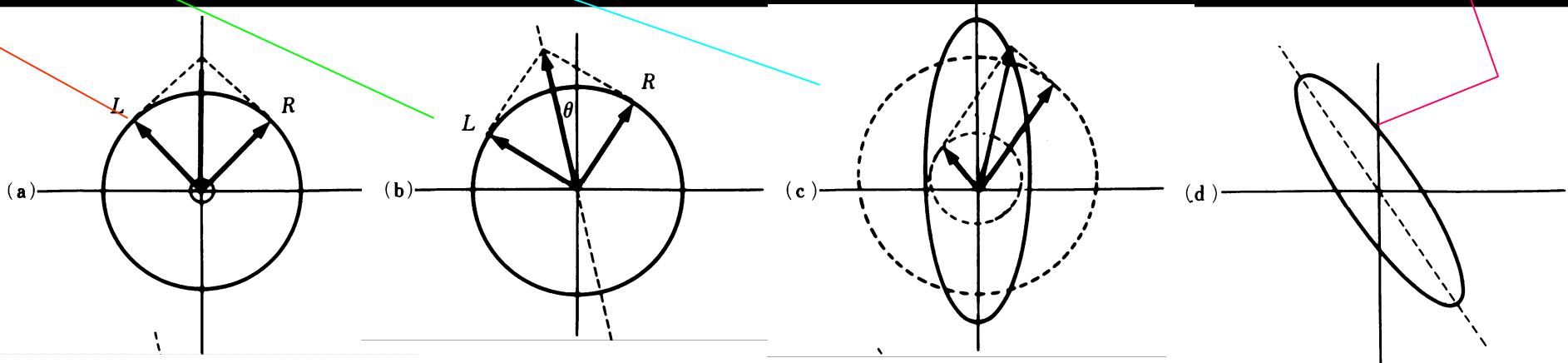
円偏光と磁気光学効果

直線偏光は等振幅等速度の左右円偏光に分解できる

媒質を通ることにより左円偏光の位相と右円偏光の位相が異なると**旋光**する

媒質を通ることにより左円偏光の振幅と右円偏光の振幅が異なると**楕円**になる

一般には、主軸の傾いた楕円になる



複素ファラデー回転角

- Δn と $\Delta \kappa$ を ε_{xy} を使って表す。

$$\Delta n = \frac{\kappa \varepsilon'_{xy} - n \varepsilon''_{xy}}{n^2 + \kappa^2}; \quad \Delta \kappa = \frac{n \varepsilon'_{xy} + \kappa \varepsilon''_{xy}}{n^2 + \kappa^2}$$

- ΔN に書き直すと

$$\Delta N = \Delta n + i \Delta \kappa = \frac{i(n - i\kappa)(\varepsilon'_{xy} + i\varepsilon''_{xy})}{n^2 + \kappa^2} = \frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}}$$

- 複素ファラデー回転角

- $$\Phi_F = -\frac{\omega}{2c} (\Delta n + i \Delta \kappa) \zeta = -\frac{\omega \Delta N}{2c} \zeta$$

複素ファラデー効果

$$\Delta\hat{N} = \hat{N}_+ - \hat{N}_- = \sqrt{\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}} - \sqrt{\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}} \approx i \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}}$$

$$\begin{aligned}\Phi_F &= -\frac{\pi\Delta\hat{N}\ell}{\lambda} = -\frac{i\pi\ell}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}} \\ &\approx -\frac{i\pi\ell}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon_{xy}^{(1)}M}{\sqrt{\varepsilon_{xx}^{(0)} + \frac{1}{2}\varepsilon_{xx}^{(2)}M^2}}\end{aligned}$$

磁気光学効果には対角・非対角両成分が寄与

古典電子論

$$m \frac{d^2 u}{dt^2} + m \gamma \frac{du}{dt} + m \omega_0^2 u = q \left(E + \frac{du}{dt} \times B \right)$$

$$E = E_0 \exp(-i\omega t)$$

$$u = u_0 \exp(-i\omega t)$$

$$-m\omega^2 u - im\omega\gamma u + m\omega_0^2 u = q(E - i\omega u \times B)$$

$$\begin{aligned} m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)x + i\omega q B y &= -qE_x \\ -i\omega q B x + m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)y &= -qE_y \\ m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)z &= -qE_z \end{aligned}$$



電気感受率と誘電率

$$\chi_{xx}(\omega) = -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\chi_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\chi_{zz}(\omega) = -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}$$

$$\omega_c = |qB/m|$$

サイクロトロン角振動数

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}$$

磁界ゼロの場合：ローレンツの式

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}$$
$$\varepsilon_{xy}(\omega) = 0$$

$$\varepsilon'_{xx}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$
$$\varepsilon''_{xx}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega\gamma}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

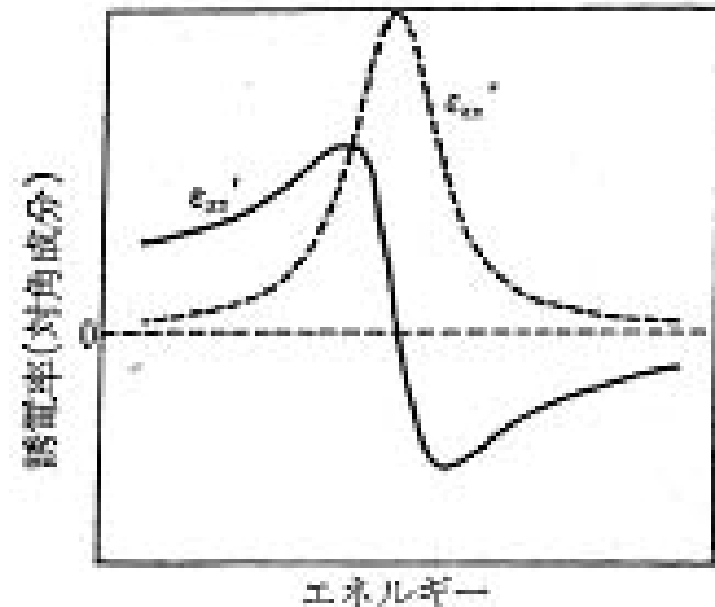


図 4.1 束縛された電子の古典的運動方程式より得られた誘電率テンソルの対角成分のスペクトル
実線は実数部、点線は虚数部。

磁界がなく，束縛項もない場合： ドルーデの式

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega(\omega + i\gamma)}$$
$$\varepsilon_{xy}(\omega) = 0$$

$$\varepsilon'_{xx}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \gamma^2}$$
$$\varepsilon''_{xx}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}$$

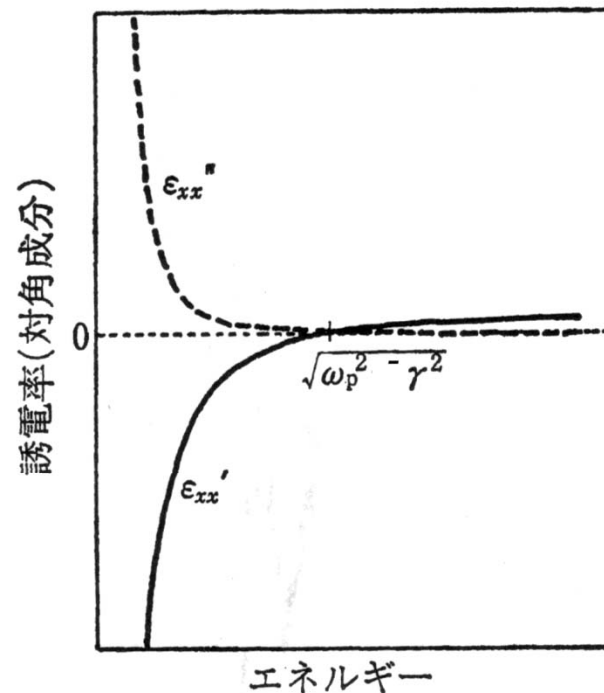


図 4.2 自由電子の古典的運動方程式より得られた誘電率テンソルの対角成分のスペクトル，いわゆるドルーデ型のスペクトル
実線は実数部，点線は虚数部。

磁界がかかっており束縛項がない場合： マグネトプラズマ共鳴とホール効果

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{i(\omega + i\gamma)}{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2}$$
$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{\omega_c}{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2}$$
$$\sigma_{zz}(\omega) = \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{i}{\omega + i\gamma}$$



$\omega \rightarrow 0$

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{\gamma}{\omega_c^2 + \gamma^2} = \frac{\sigma_0}{(\omega_c/\gamma)^2 + 1}$$
$$\sigma_{xy}(\omega) = -\frac{nq^2}{m} \cdot \frac{\omega_c}{\omega_c^2 + \gamma^2}$$
$$\sigma_{zz}(\omega) = \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{1}{\gamma} = \sigma_0$$

$$\tilde{\rho} = \tilde{\sigma}^{-1}$$

$$\rho_{xx} = \rho_{zz} = 1/\sigma_0$$
$$\rho_{xy} = R_H B$$

磁界がかかっている、束縛がなく、 散乱のない場合

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$



$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} (\omega \mp \omega_c) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)}$$

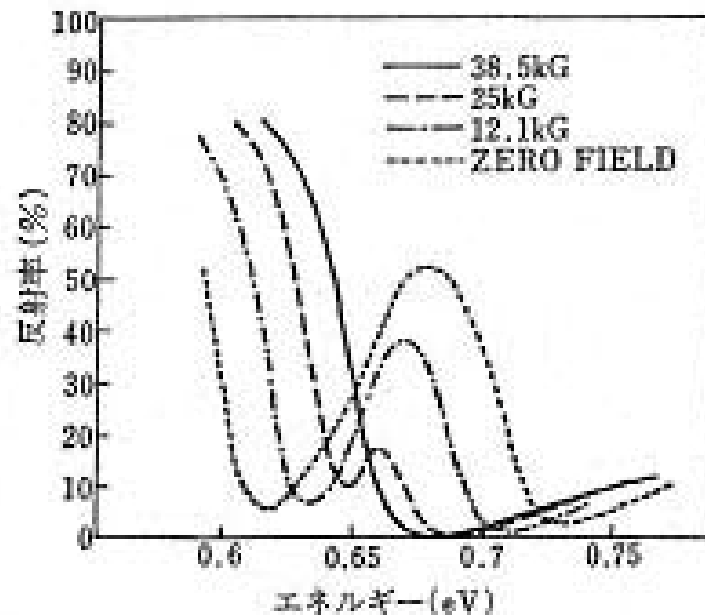


図 4.3 InSb のマグネトプラズマ反射スペクトル¹⁹⁾

Feの磁気光学効果は 古典電子論で説明できるか？

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

- 比誘電率の非対角成分の大きさ: 最大5の程度
- $\hbar\omega = \hbar\omega_0 = 2eV$ $\hbar\gamma = 0.1eV$
キャリア密度 $n = 10^{22} \text{ cm}^{-3} = 10^{28} \text{ m}^{-3}$ と仮定
→ $B=3000\text{T}$ という非現実的な磁界が必要
- スピン軌道相互作用によって初めて説明可能
→ 磁気光学効果の量子論

磁気光学効果の量子論

- 磁化の存在→スピン状態の分裂
 - 左右円偏光の選択則には影響しない
- スピン軌道相互作用→軌道状態の分裂
- 右(左)回り光吸収→右(左)回り電子運動誘起
- 大きな磁気光学効果の条件
- 遷移強度の強い許容遷移が存在すること
 - スピン軌道相互作用の大きな元素を含む
 - 磁化には必ずしも比例しない

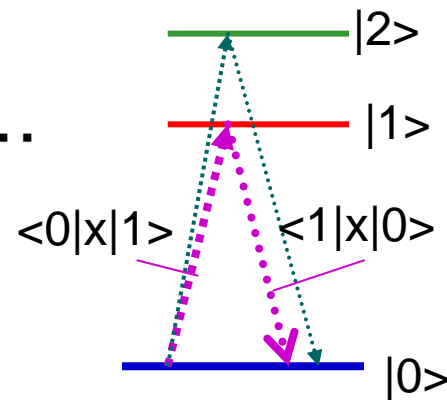
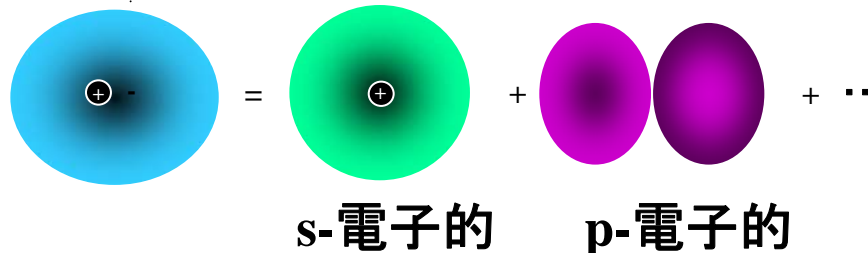
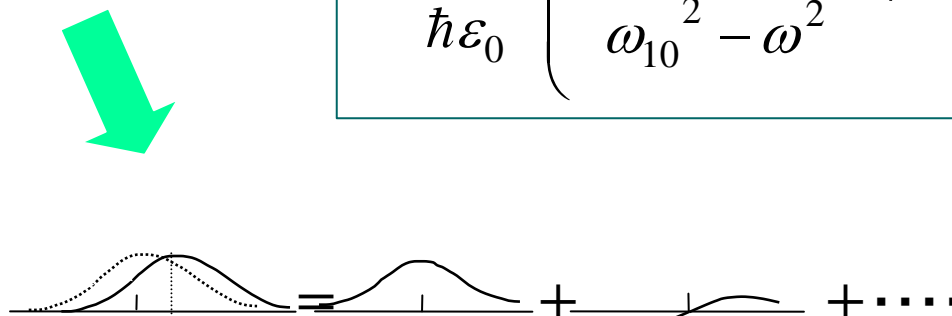
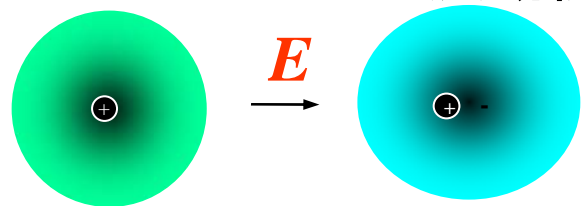
電子分極のミクロな扱い

電界の摂動を受けた
波動関数

$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \sum_j \omega_{j0} |\langle j|x|0\rangle|^2 \left[\frac{1}{\omega_{j0}^2 - \omega^2} \right]$$

$$= \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \left(\frac{\omega_{10} |\langle 1|x|0\rangle|^2}{\omega_{10}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{20} |\langle 2|x|0\rangle|^2}{\omega_{20}^2 - \omega^2} + \dots \right)$$

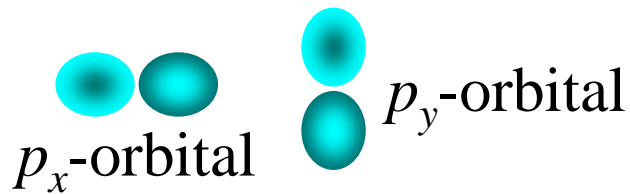
無摂動系の
波動関数



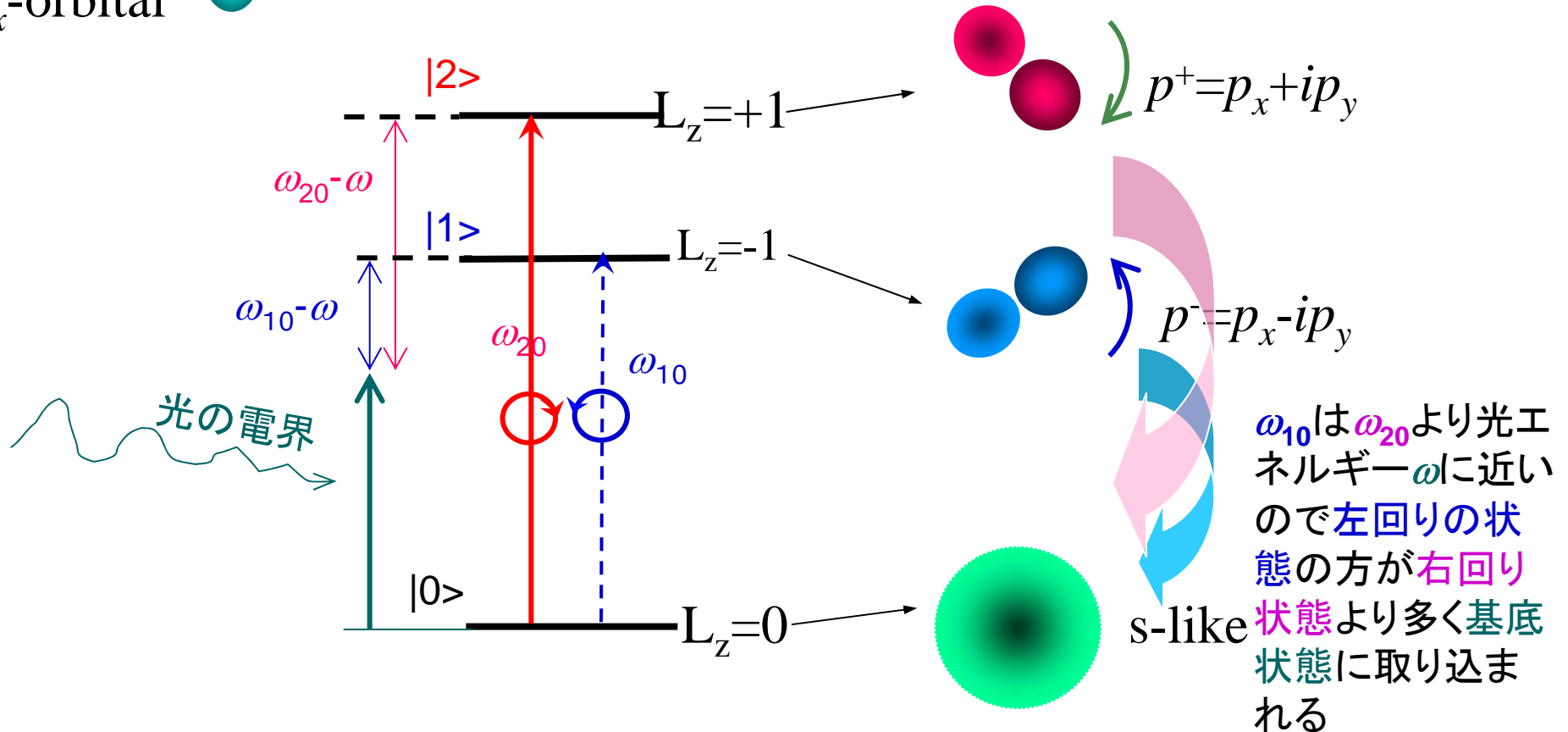
摂動を受けた
波動関数

無摂動系の固有関数で展開

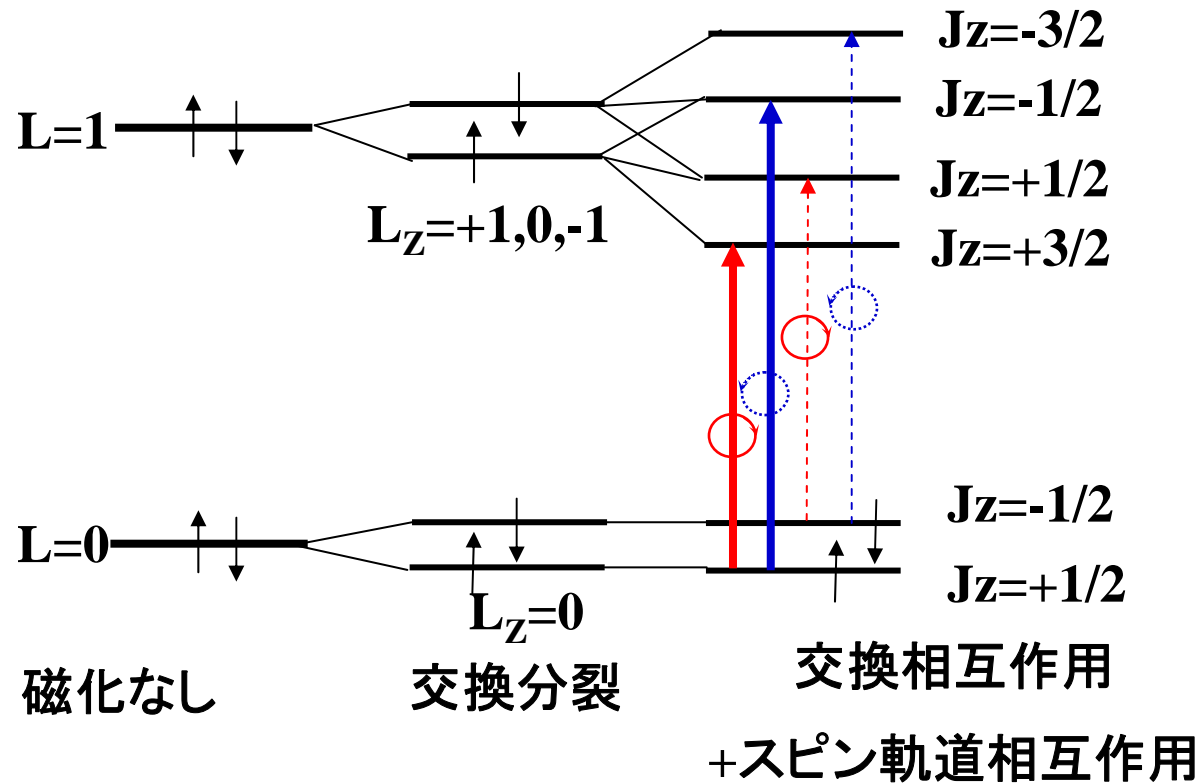
円偏光の吸収と電子構造



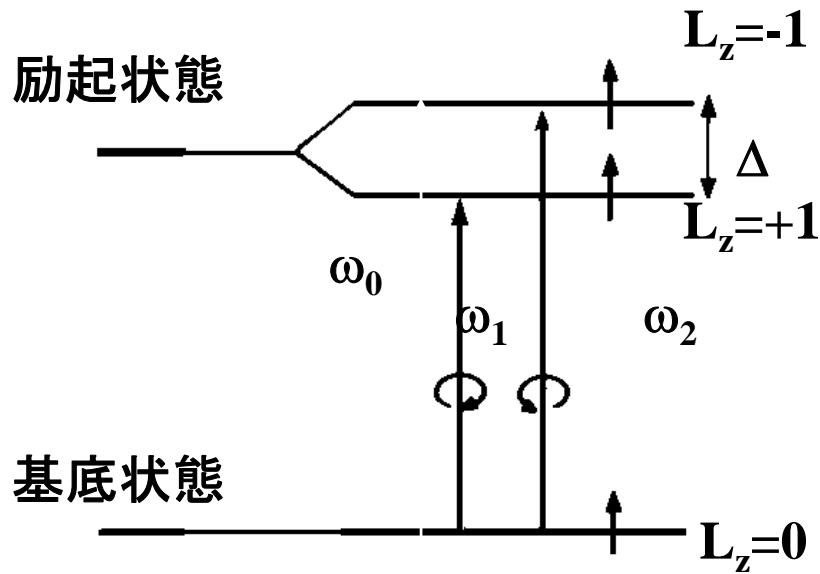
$$\chi_{xy}(\omega) = \frac{Nq^2}{2i} \left(-\omega_{10} \frac{|\langle 0|x^-|1 \rangle|^2}{\omega_{10}^2 - \omega^2} + \omega_{20} \frac{|\langle 0|x^+|2 \rangle|^2}{\omega_{20}^2 - \omega^2} \right)$$



スピン軌道相互作用の重要性

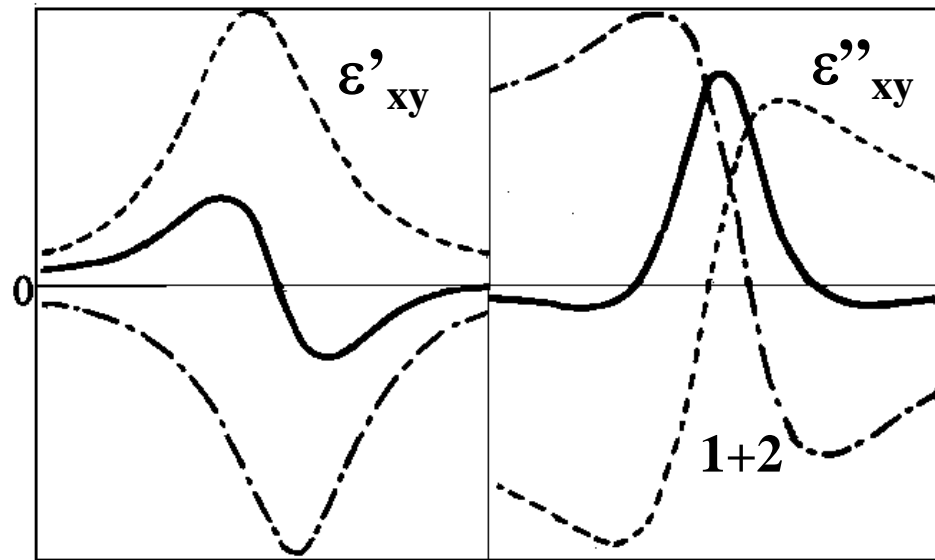


反磁性型スペクトル



磁化の無いとき

磁化のあるとき



光子エネルギー

光子エネルギー

誘電率の非対角成分のピーク値

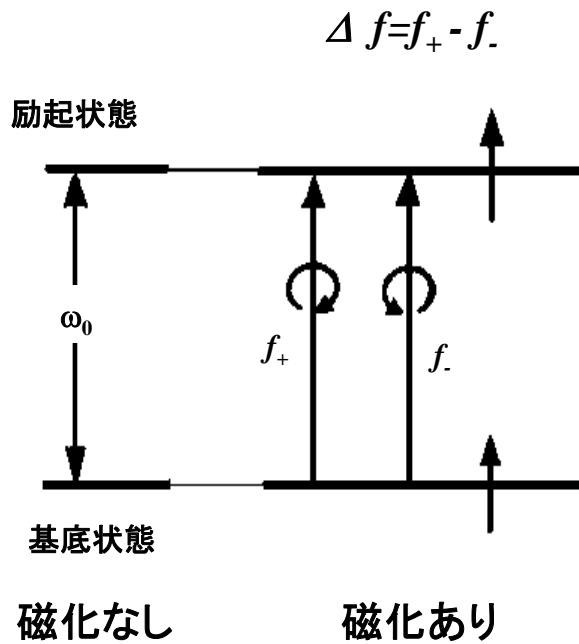
$$\varepsilon_{xy}'' \Big|_{peak} = \frac{Ne^2 f \Delta_{so}}{4m\varepsilon_0 \omega \gamma^2}$$

鉄の場合： $N=10^{28}\text{m}^{-3}$, $f_0=1$, $\hbar\Delta_{so}=0.05\text{eV}$, $\hbar\omega_0=2\text{eV}$,
 $\hbar/\tau=0.1\text{eV}$ を代入 $\varepsilon_{xy}'' \Big|_{peak}=3.5$ を得る

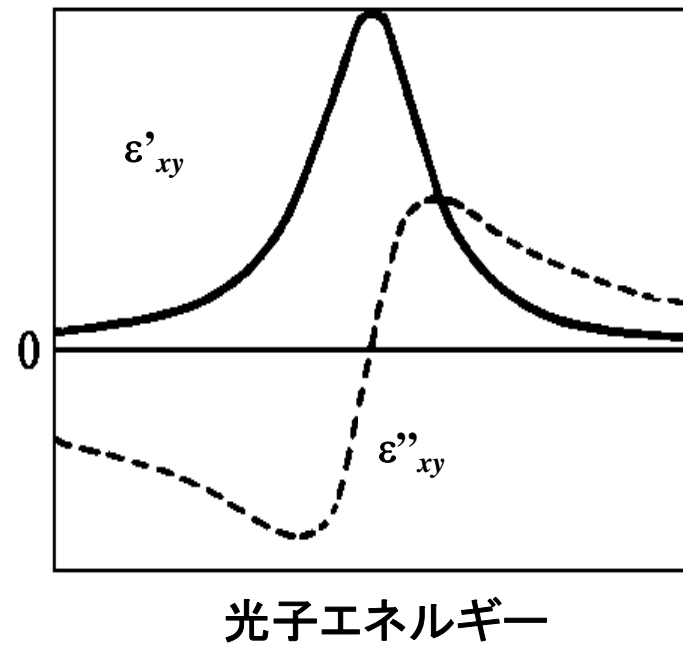
大きな磁気光学効果を持つ条件：

- ・光学遷移の振動子強度 f が大きい
- ・スピン軌道相互作用が大きい
- ・遷移のピーク幅が狭い

常磁性型スペクトル



誘電率の非対角要素



磁気光学効果の応用

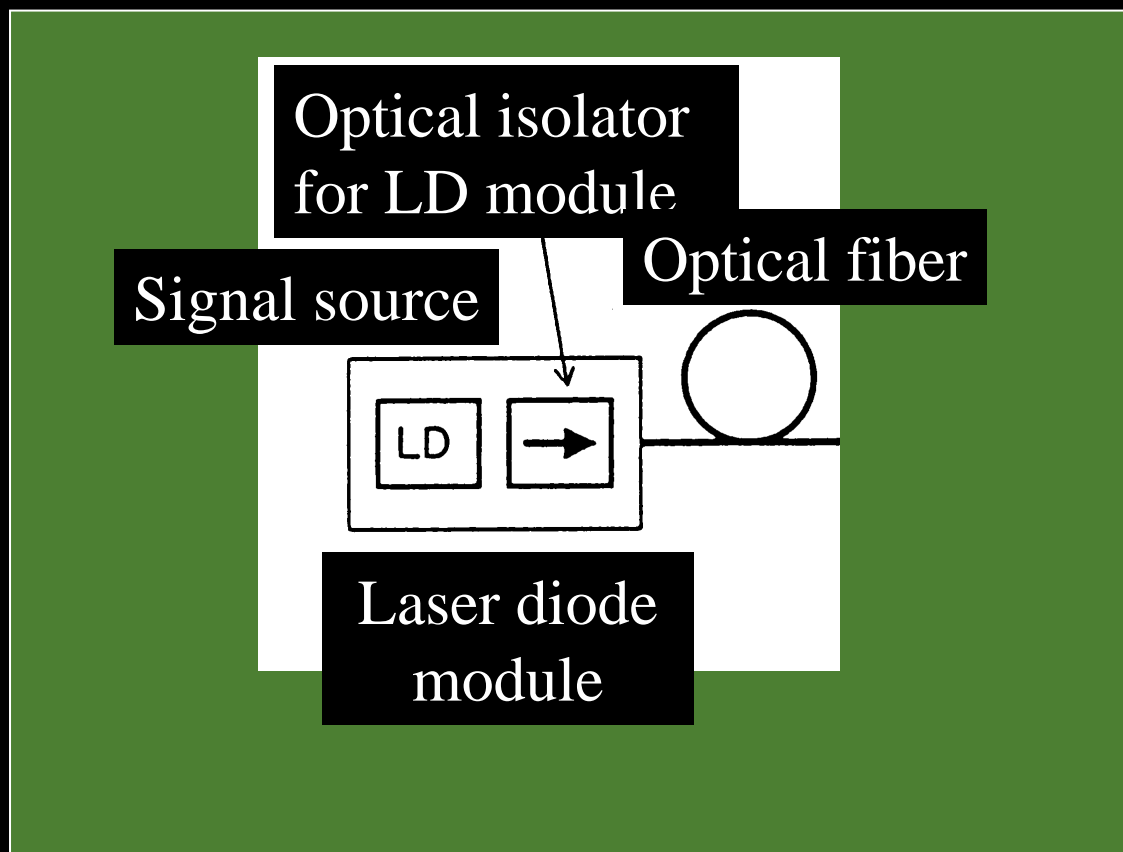
- 光通信用磁気光学デバイス(Magneto-optical devices for optical communication)
- 光磁気記録(Magneto-optical recording)
- 電流・磁界センサー(Current and magnetic field sensors)
- 磁区観察(Magnetic domain observation)

光通信デバイスと磁気光学材料

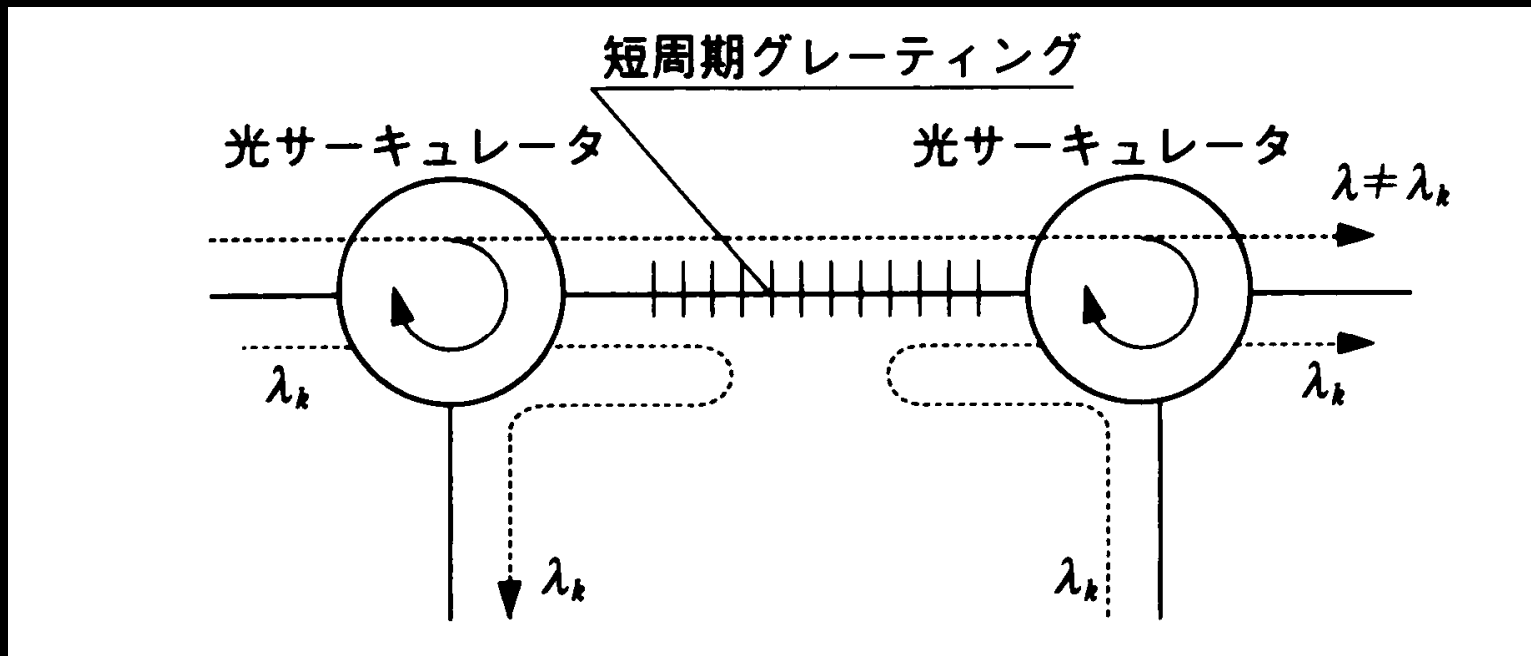
光通信における 磁気光学デバイスの位置づけ

- 戻り光は、LDの発振を不安定にしノイズ発生の原因になる→アイソレータで戻り光を阻止。
- WDMの光アドドロップ多重(OADM)においてファイバグレーティングと光サーキュレータを用いて特定波長を選択
- EDFAの前後にアイソレータを配置して動作を安定化。ポンプ用レーザについても戻り光を阻止
- 光アッテネータ、光スイッチ

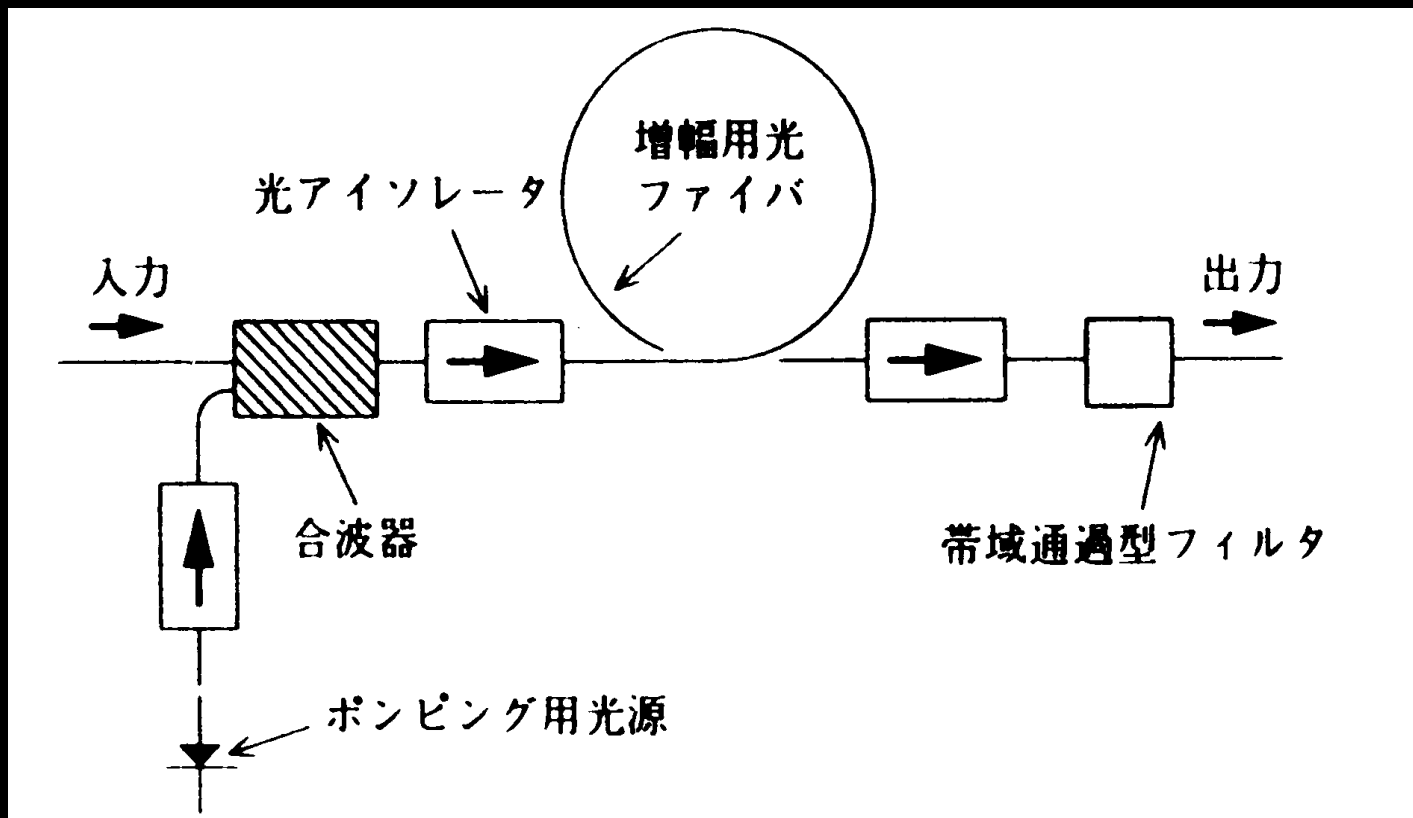
半導体レーザモジュール用アイソレータ



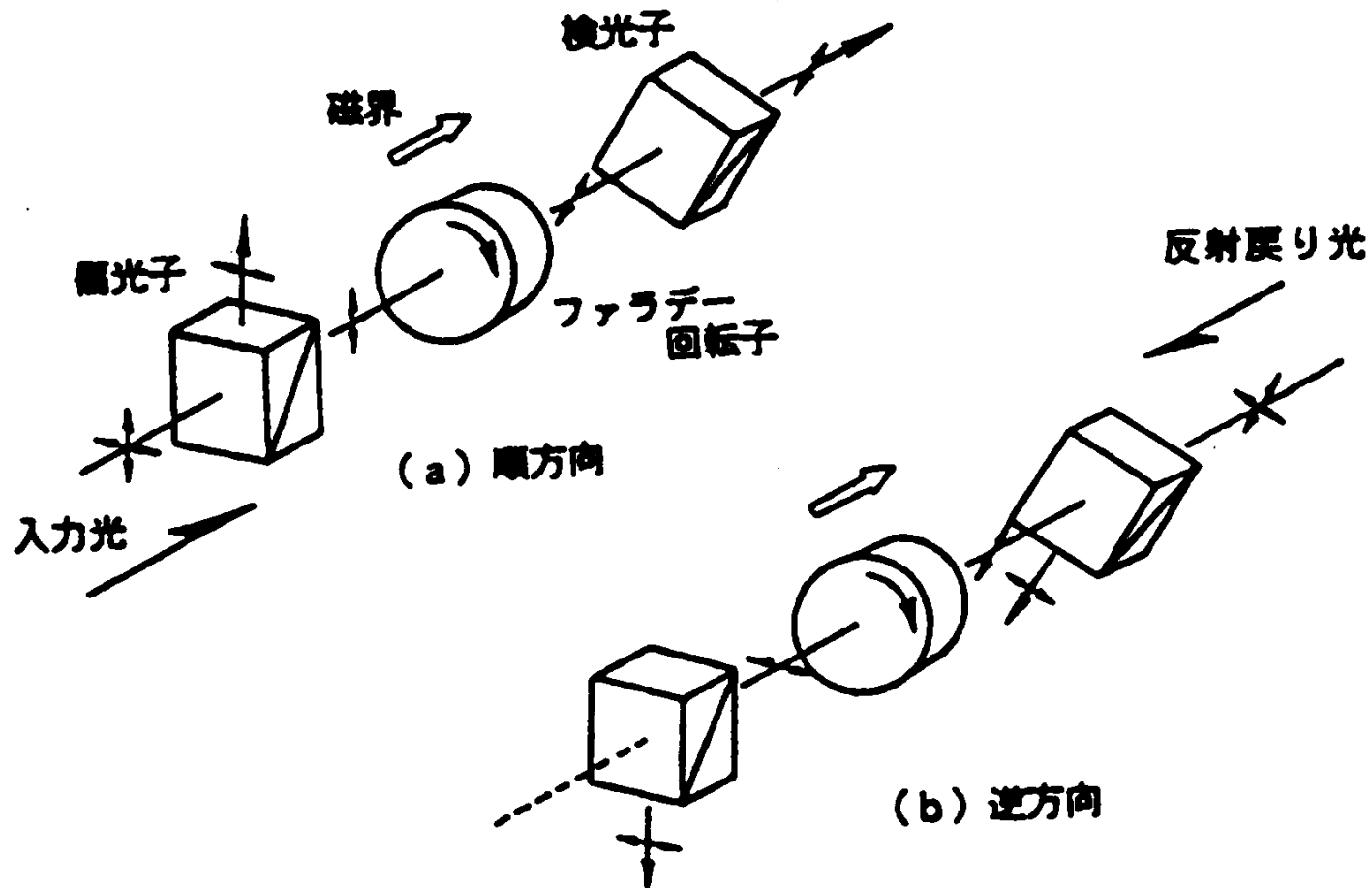
光アドドロップとサーキュレータ



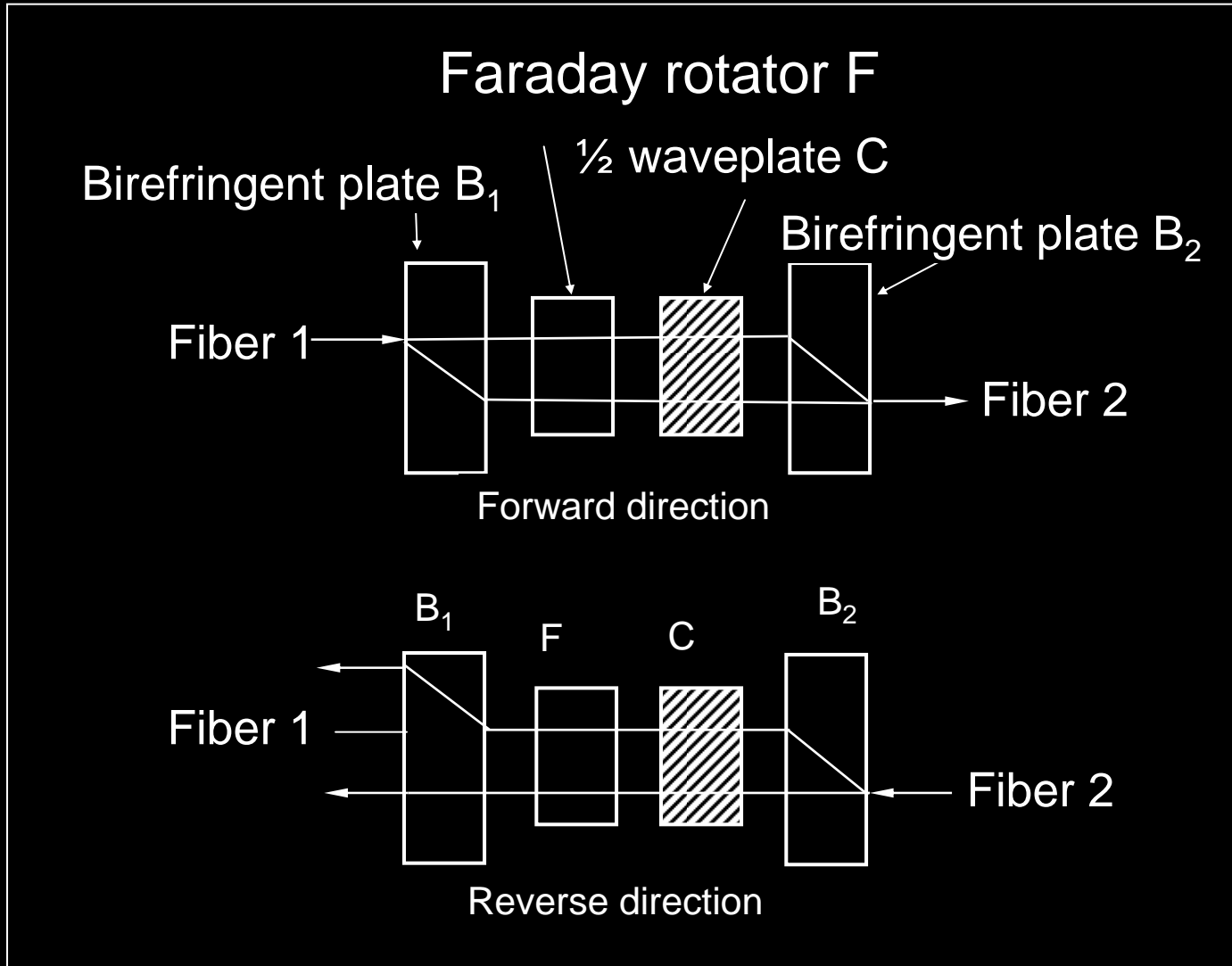
光ファイバ増幅器と アイソレータ



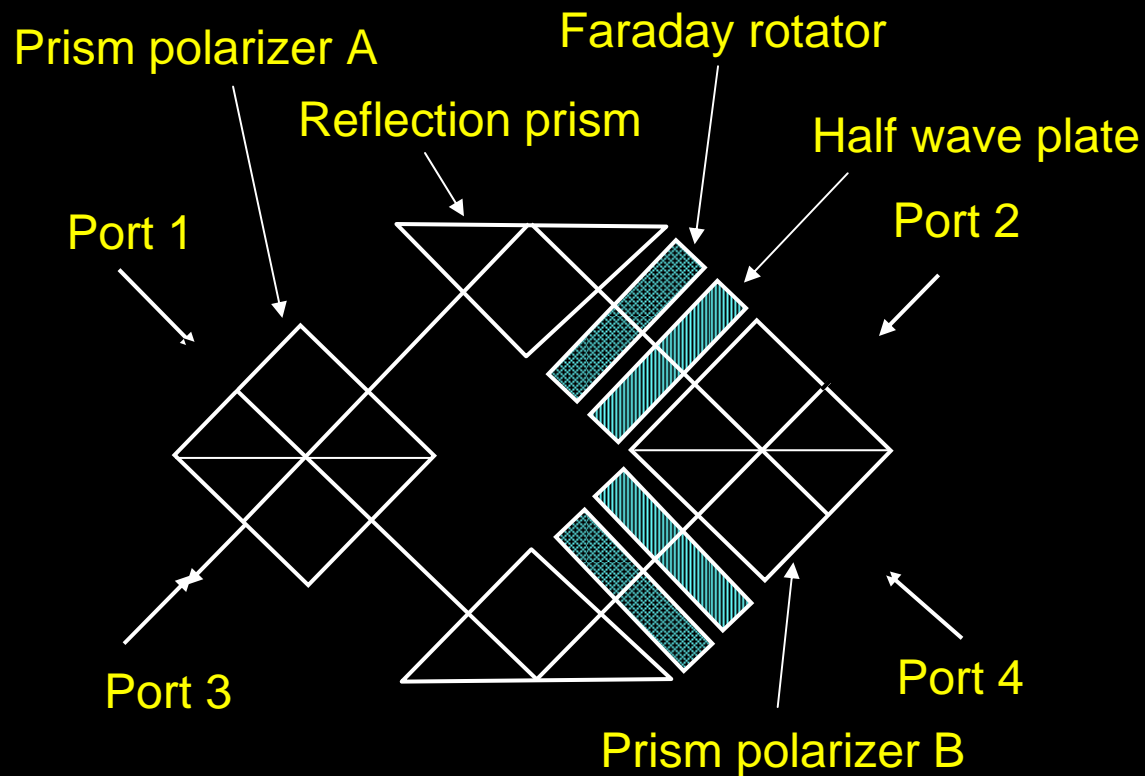
偏光依存アイソレータ



偏光無依存アイソレータ



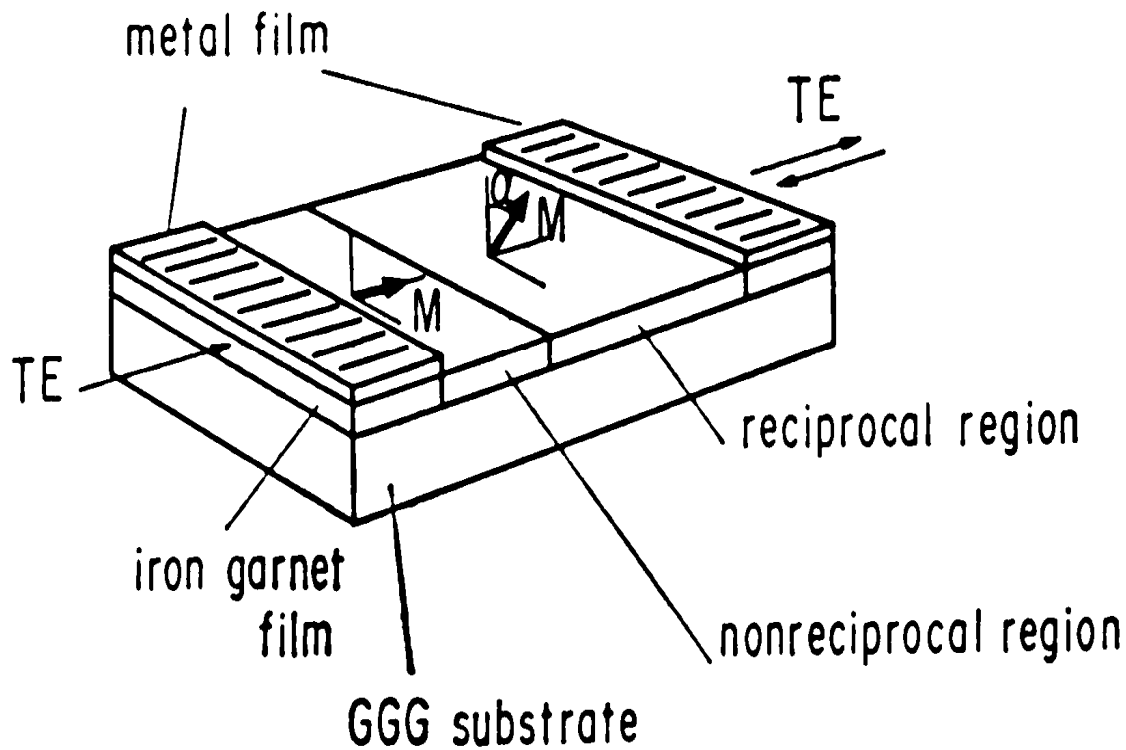
磁気光学サーキュレータ



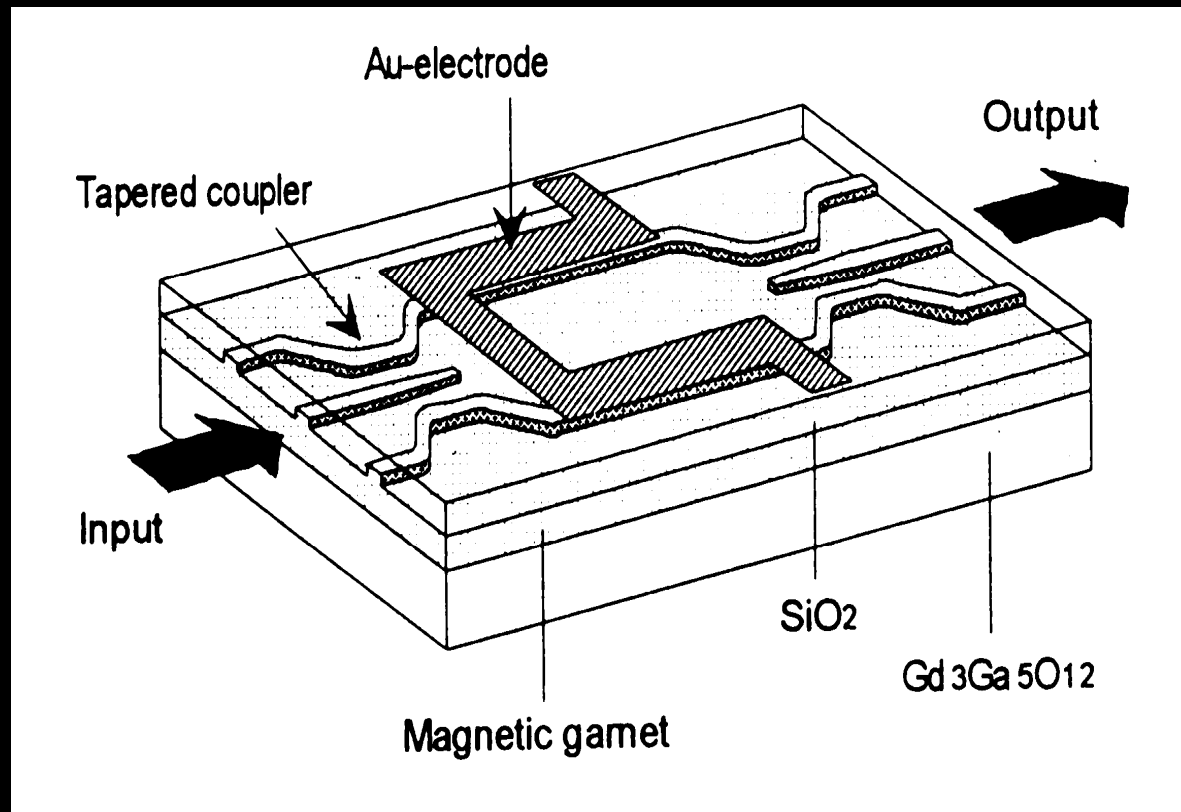
アイソレータの今後の展開

- 小型・軽量・低コスト化
- 半導体レーザとの一体化
- サイズ：波長と同程度→薄膜/空気界面、あるいは、薄膜/基板界面の境界条件重要
- タイプ：
 - 磁気光学材料導波路形：材料の高品質化重要
 - リブ形
 - 分岐導波路形

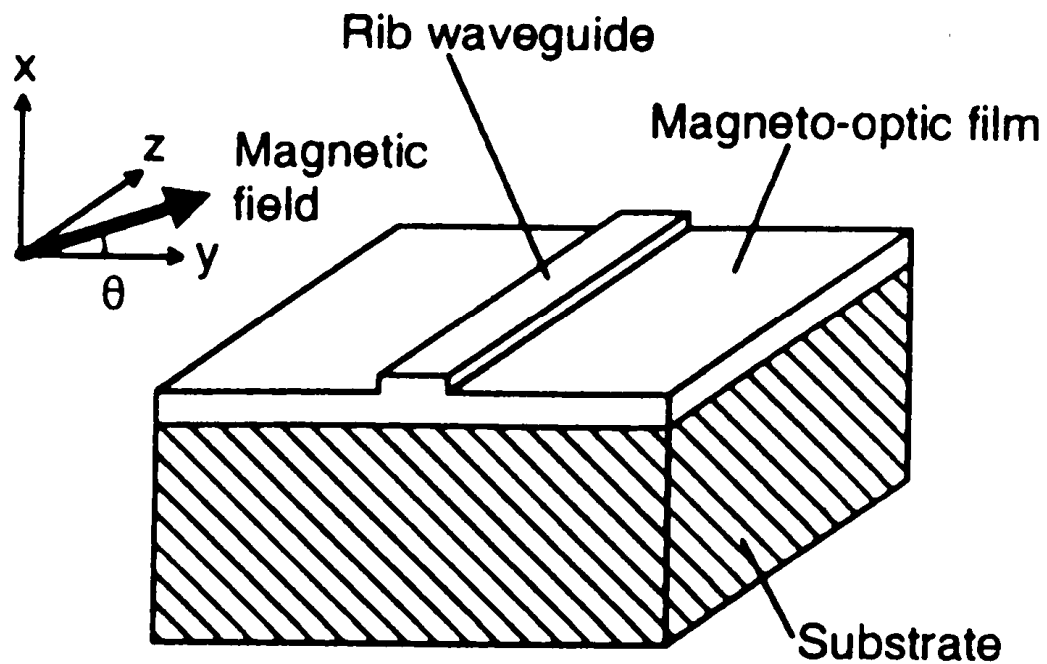
導波路形アイソレータ



マツハツェンダー形アイソレーター

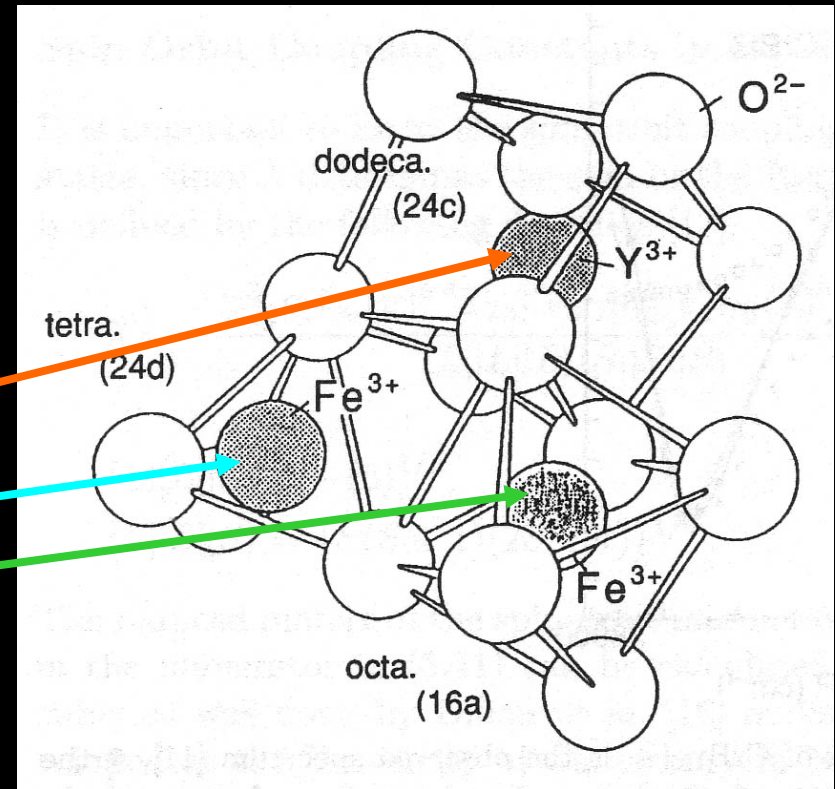


リブ形アイソレータ



磁性ガーネット

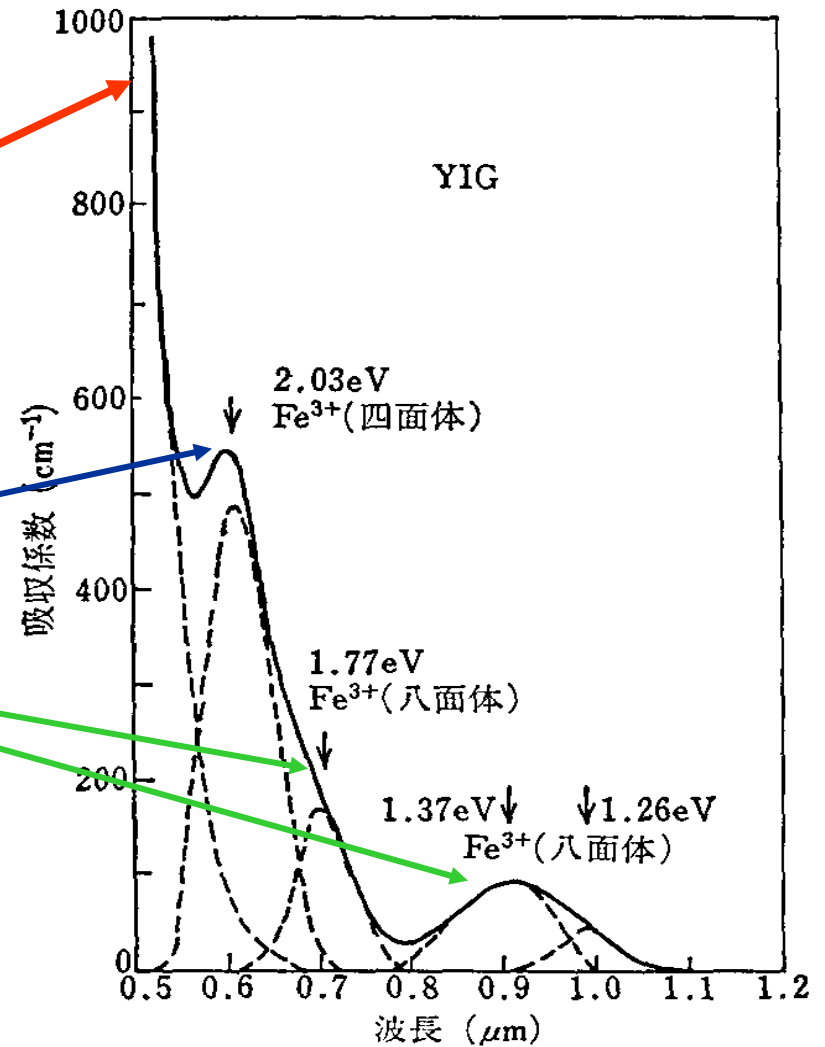
- 磁性ガーネット:
 - YIG($Y_3Fe_5O_{12}$)をベースとする鉄酸化物; Y→希土類、Biに置換して物性制御
- 3つのカチオンサイト:
 - 希土類 12面体位置を占有
 - 鉄 Fe^{3+} 4面体位置 8面体位置、反強磁性結合
 - フェリ磁性体



ガーネットの結晶構造

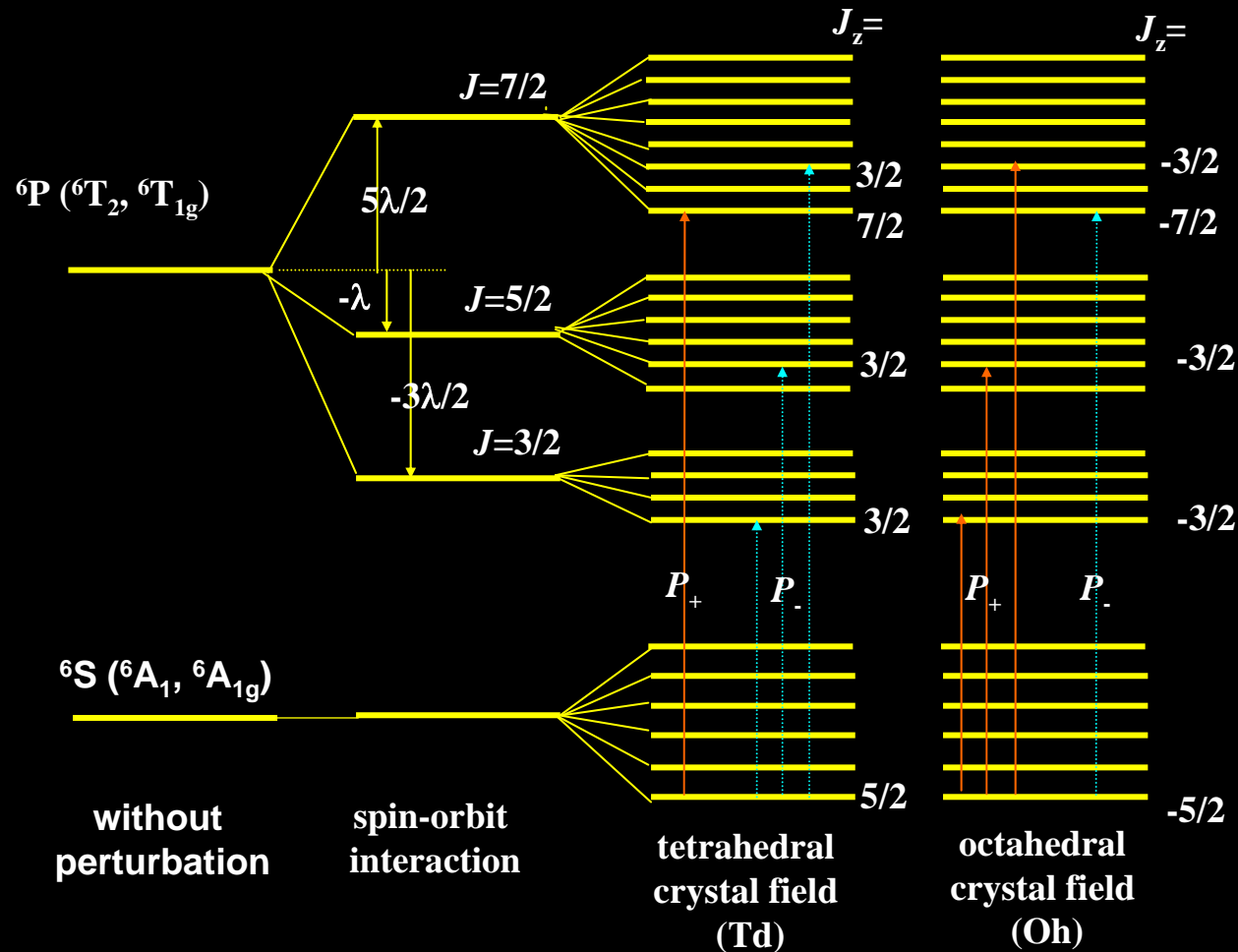
YIGの光吸収スペクトル

- 電荷移動型(CT)遷移
(強い光吸収)2.5eV
- 配位子場遷移
(弱い光吸収)
 - 4面体配位: 2.03eV
 - 8面体配位:
1.77eV, 1.37eV, 1.26eV



YIGの光吸収スペクトル(室温)²²⁾

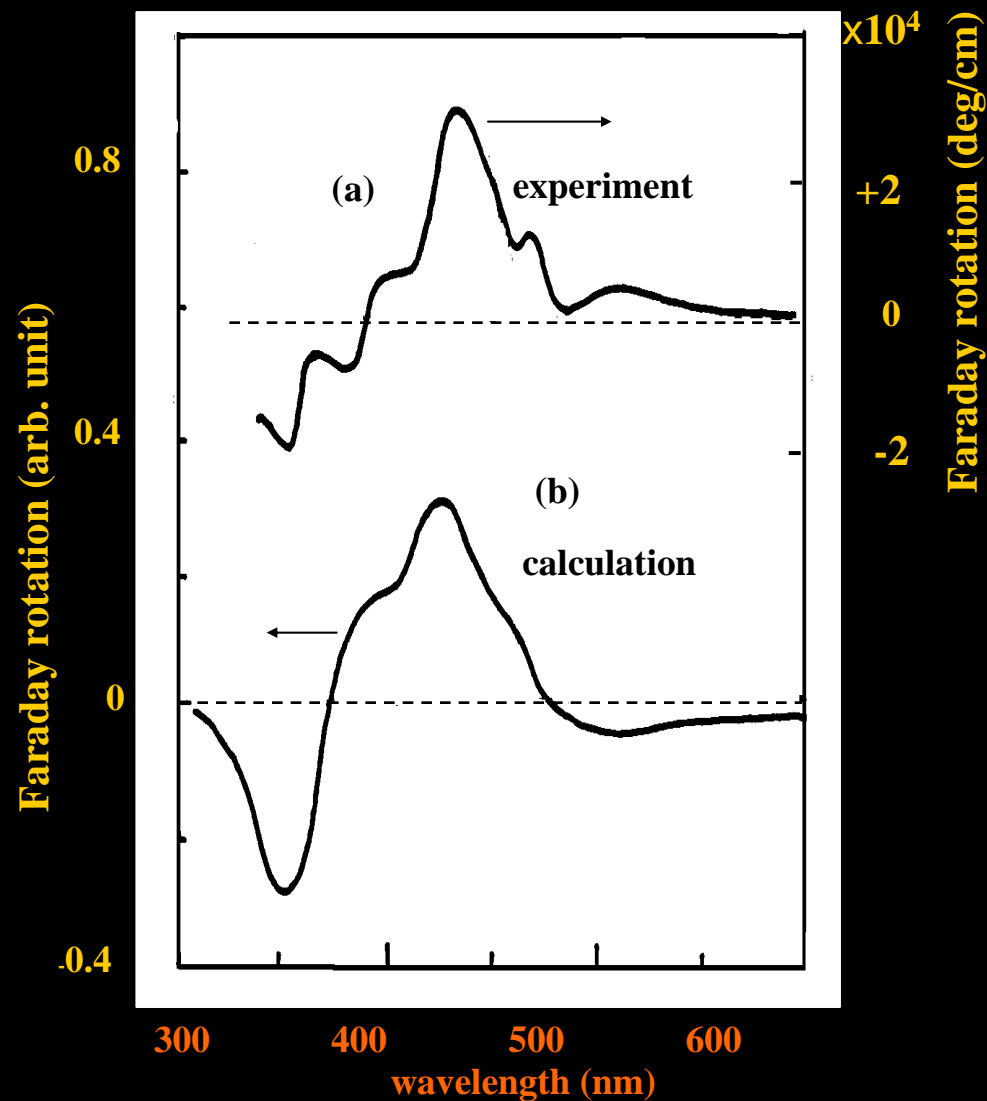
磁性ガーネットの $3d^5 2p^6$ 電子状態



品川による

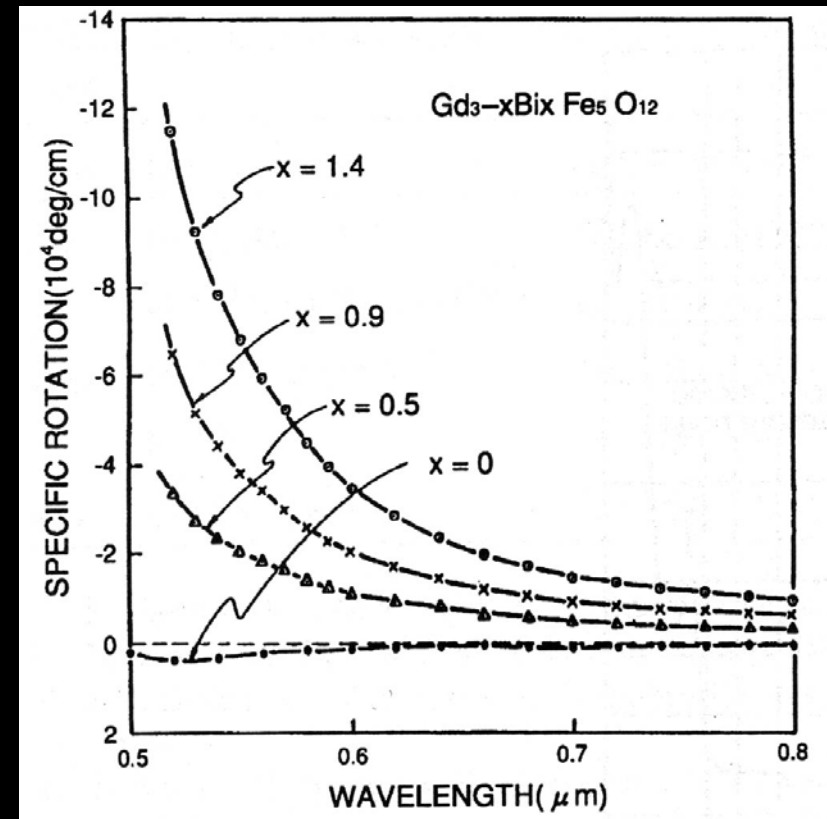
YIGの磁気光学スペクトル

- 電荷移動型遷移を多電子系として扱い計算。



Bi置換磁性ガーネット

- Bi: 12面体位置を置換
- ファラデー回転係数: Bi置換量に比例して増加。
- Biのもつ大きなスピン軌道相互作用が原因。
- Bi置換によって吸収は増加しないので結果的に性能指数が向上



Bi置換YIGの磁気光学スペクトル

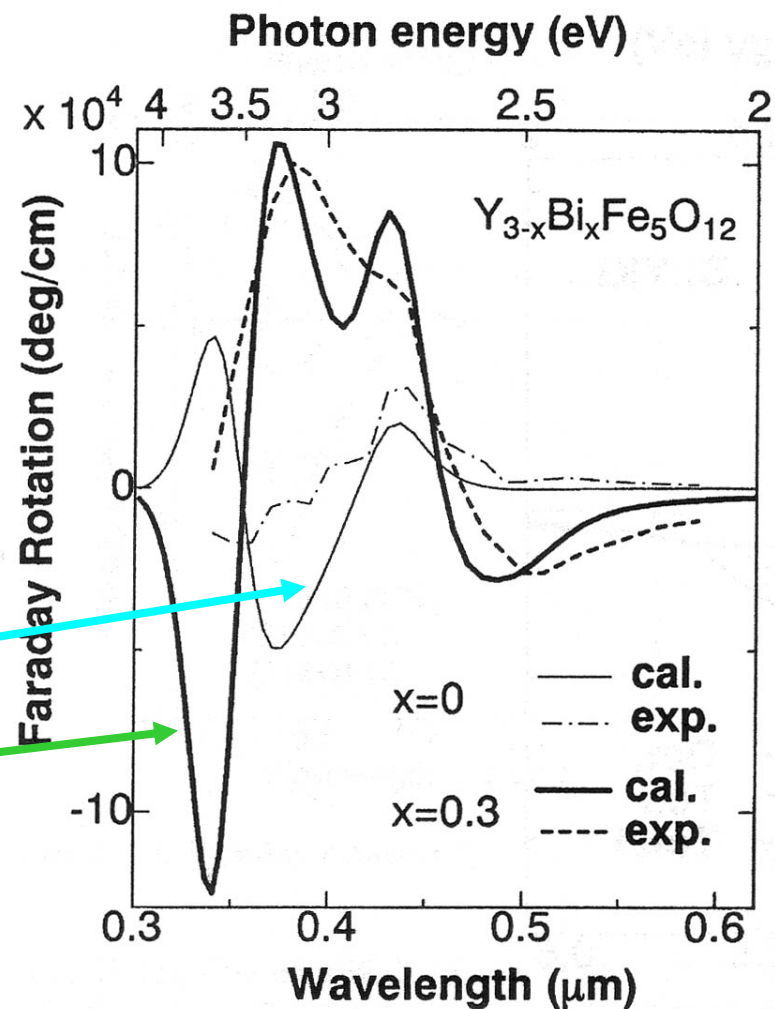
実験結果と計算結果

Table 5.6. Parameters used for calculation of Faraday rotation spectrum

transition	$\omega_0 \text{ cm}^{-1} (\text{eV})$	$\gamma \text{ cm}^{-1}$	$f \times 10^3$	site
$t_1(\pi) \rightarrow e^*$	20 170 (2.50)	1800	0.25	tet
$t_2(\pi) \rightarrow e^*$	21 620 (2.68)	1800	0.40	tet
$t_{2u}(\pi) \rightarrow t_{2g}^*$	23 110 (2.86)	1800	1.8	oct
$t_{1u}(\pi) \rightarrow t_{2g}^*$	25 600 (3.17)	2700	3.1	oct
$t_1(\pi) \rightarrow t_2^*$	27 400 (3.40)	2500	5.5	tet
$t_2(\pi) \rightarrow t_2^*$	29 120 (3.61)	2500	5.5	tet

• スペクトルの計算

- $\zeta_{2p} = 50 \text{ cm}^{-1}$ for YIG
- $\zeta_{2p} = 2000 \text{ cm}^{-1}$ for $\text{Bi}_{0.3}\text{Y}_{2.7}\text{IG}$

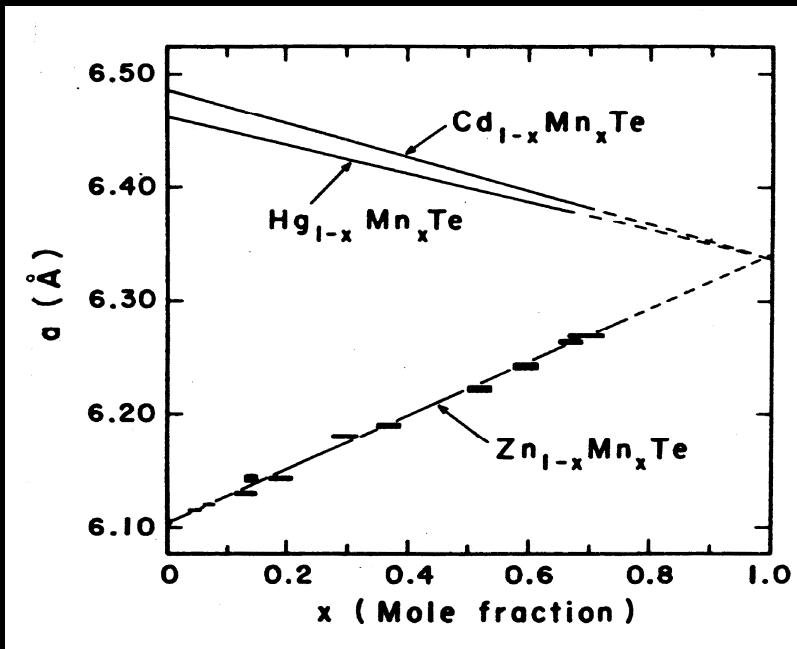


II-VI系希薄磁性半導体の 結晶構造と組成存在領域

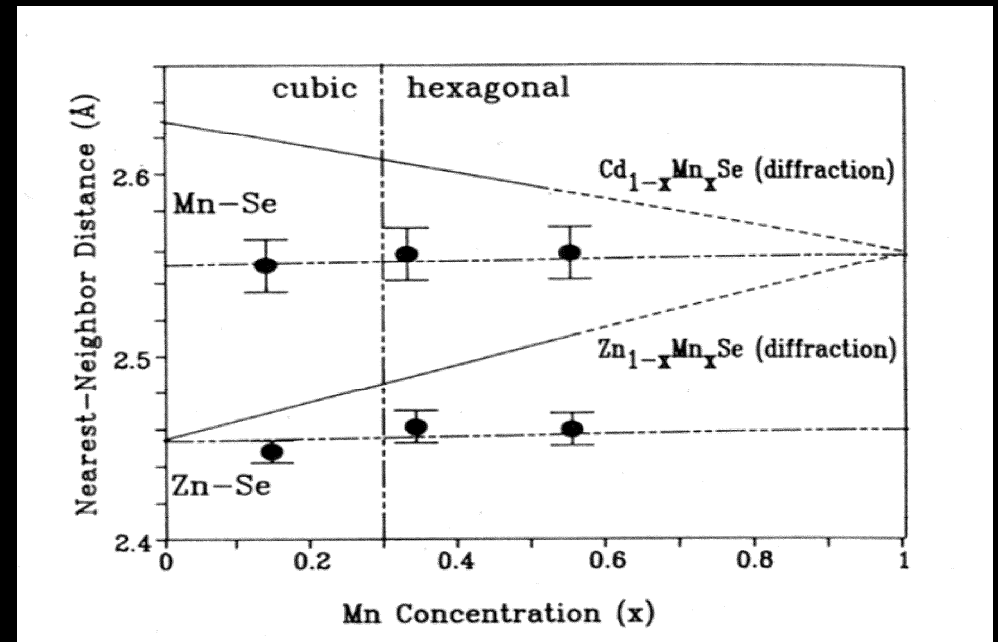
Material	Crystal structure	Range of Composition
$\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$	ZB WZ	$0 < x < 0.10$ $0.10 < x \leq 0.45$
$\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	ZB WZ	$0 < x \leq 0.30$ $0.30 < x \leq 0.57$
$\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	ZB	$0 < x \leq 0.86$
$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$	WZ	$0 < x \leq 0.45$

Material	Crystal structure	Range of Composition
$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	WZ	$0 < x \leq 0.50$
$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	ZB	$0 < x \leq 0.77$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$	ZB	$0 < x \leq 0.37$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	ZB	$0 < x \leq 0.38$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	ZB	$0 < x \leq 0.75$

II-VI DMS の格子パラメータ

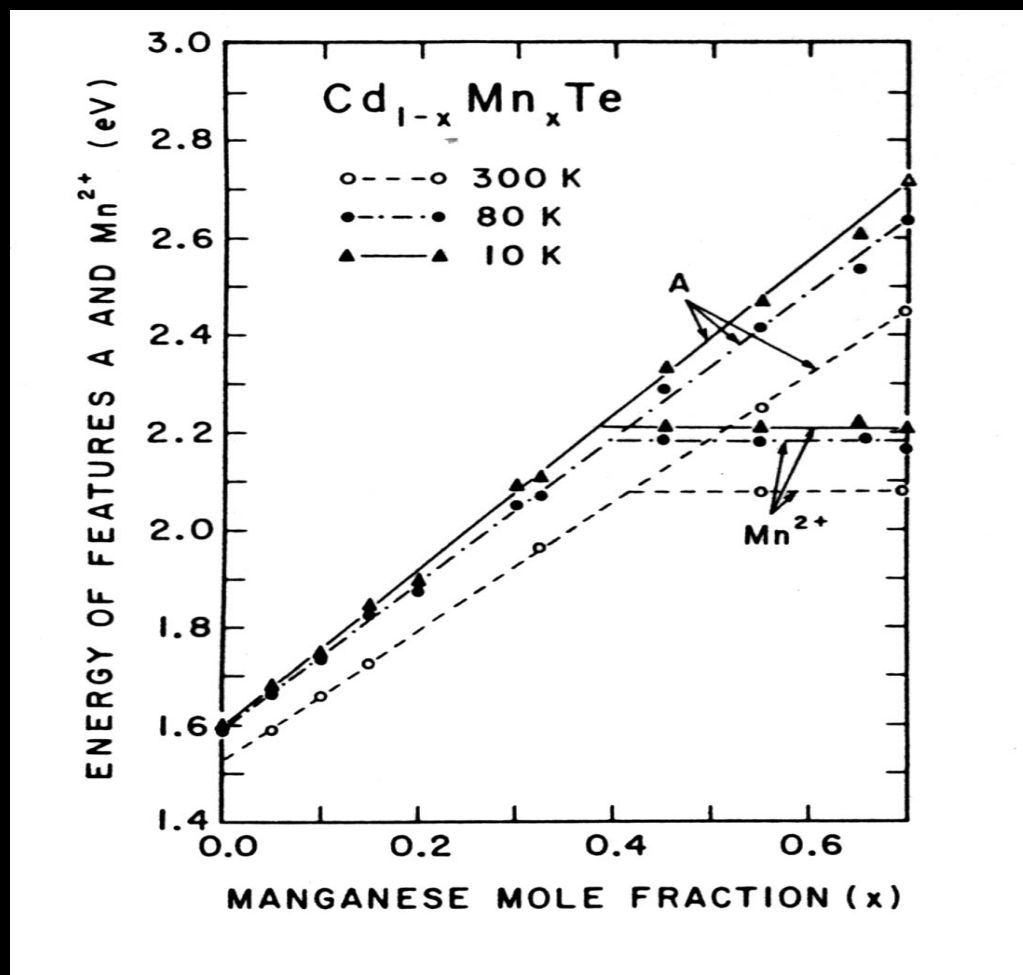


J. K. Furdyna et al., J. Solid State Chem. 46, (1983) 349



B. A. Bunker et al., Diluted Magnetic (Semimagnetic) Semiconductors, (MRS., Pittsburg, 1987) vol.89, p. 231

Cd_{1-x}Mn_xTeにおける バンドギャップのMn濃度依存性



$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ のバルク成長

- **ブリッジマン法**

- 出発原料: Cd, Mn, Te元素

- 石英管に真空封入

- 4 mm/hの速度でるつぼを降下させる。

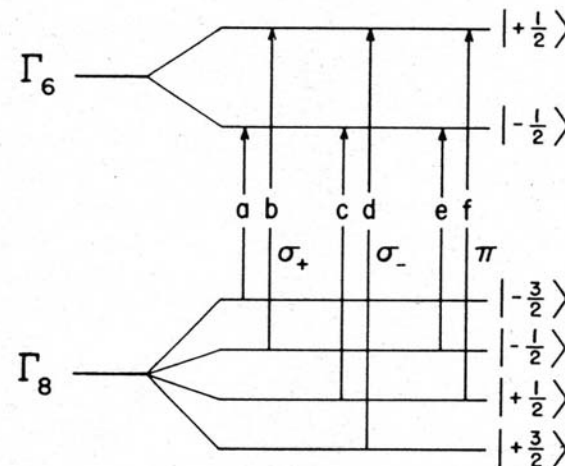
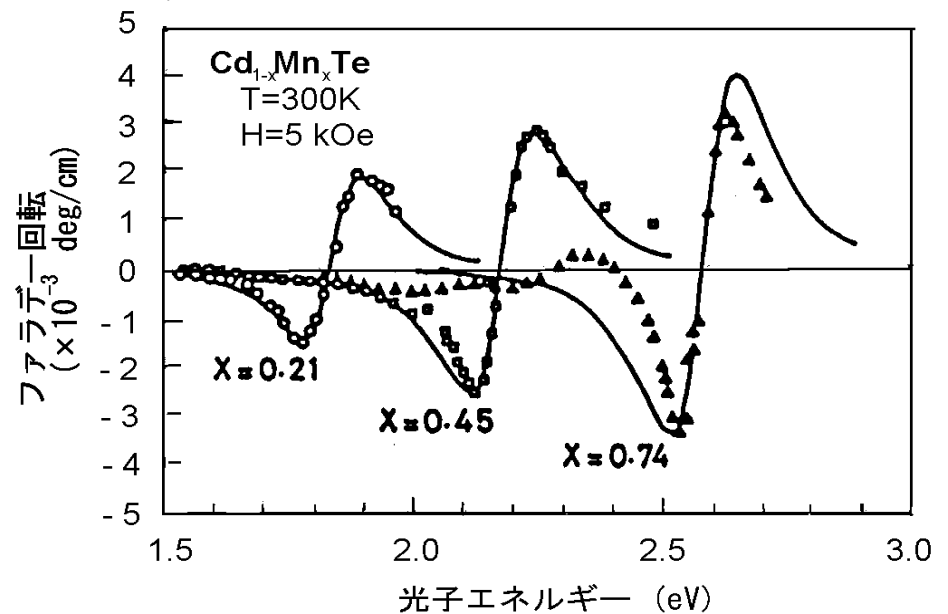
- 融点: 1100° C

- WZ (高温相) → ZB (低温相) 相転位 (温度低下)

- **過剰融液組成 → 相晶を防ぐ効果**

CdMnTeの磁気光学スペクトル

- II-VI族希薄磁性半導体: E_g (バンドギャップ)がMn濃度とともに高エネルギー側にシフト
- 磁気ポーラロン効果(伝導電子スピンと局在磁気モーメントがsd相互作用→巨大g値: バンドギャップにおける磁気光学効果)



半導体とアイソレータの一体化

- 貼り合わせ法

- 半導体上に直接磁性ガーネット膜作製→格子不整合のため困難
- ガーネット膜を作っておき、半導体基板に貼り合わせる方法が提案されている

- 希薄磁性半導体の利用

- DMSの結晶構造:GaAsと同じ閃亜鉛鉱型→
- 半導体レーザとの一体化の可能性。
- 導波路用途の面内光透過の良質の薄膜作製

MBE法でCdMnTe

バッファ層 : ZnTe, CdTe層

光磁気記録材料



光磁気記録の特徴

- 記録： 熱磁気(キュリー温度)記録
 - 光を用いてアクセスする磁気記録
- 再生： 磁気光学効果
 - 磁化に応じた偏光の回転を電気信号に変換
- MO, MDに利用
- 互換性が高い
- 書き替え耐性高い: 1000万回以上
- ドライブが複雑(偏光光学系と磁気系が必要)
- MSR, MAMMOSなど新現象の有効利用可能

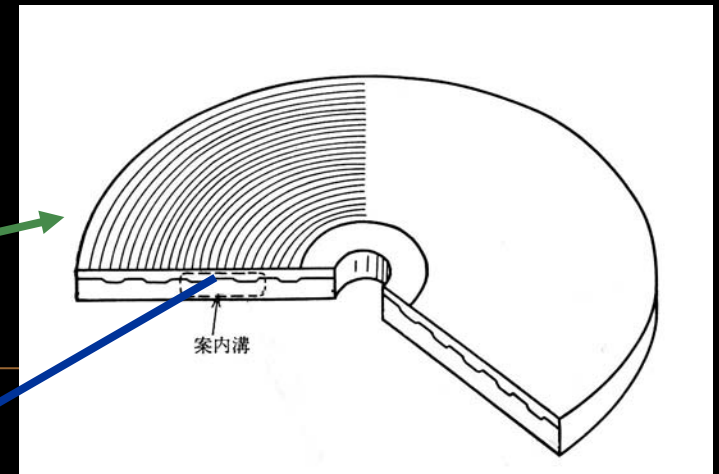
光磁気ディスク

- 記録: 熱磁気(キュリー温度)記録
- 再生: 磁気光学効果
- MO: 3.5"
128→230→650→1.3G→2.3G
- MD(6cm)
- iD-Photo, Canon-Panasonic(5cm)

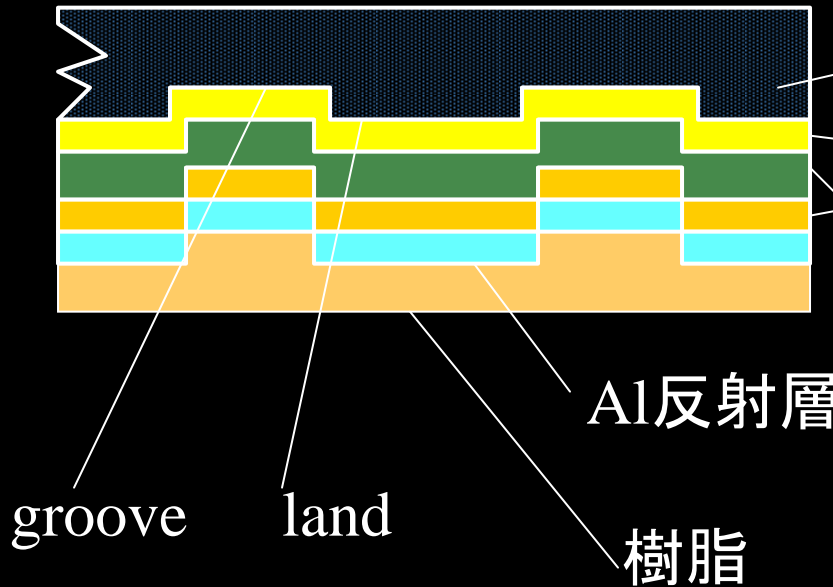
光磁気記録の歴史

- 1962 Conger, Tomlinson 光磁気メモリを提案
- 1967 Mee Fan ビームアドレス方式の光磁気記録の提案
- 1971 Argard (Honeywel) MnBi薄膜を媒体としたMOディスクを発表
- 1972 Suits(IBM) EuO薄膜を利用したMOディスクを試作
- 1973 Chaudhari(IBM) アモルファスGdCo薄膜に熱磁気記録(補償温度記録)
- 1976 Sakurai(阪大) アモルファスTbFe薄膜にキュリー温度記録
- 1980 Imamura(KDD) TbFe系薄膜を利用したMOディスクを発表
- 1981 Togami(NHK) GdCo系薄膜MOディスクにTV動画像を記録
- 1988 各社 5"MOディスク(両面650MB)発売開始
- 1889 各社 3.3"MOディスク(片面128MB)発売開始
- 1991 Aratani(Sony) MSR(磁気誘起超解像)を発表
- 1992 Sony MD(ミニディスク)を商品化
- 1997 Sanyo他 ASMO(5"片面6GB:L/G, MFM/MSR)規格発表
- 1998 Fujitsu他 GIGAMO(3.5"片面1.3GB)発売開始
- 2001 Sanyo デジカメ用iD-Photo(2", 780MB)発売
- 2002 Canon-松下 ハンディカメラ用2"3GBディスク発表

光磁気媒体



• MOディスクの構造



ポリカーボネート基板

窒化珪素保護膜・
(MOエンハンス
メント膜を兼ねる)

MO記録膜
(アモルファスTbFeCo)

Al反射層

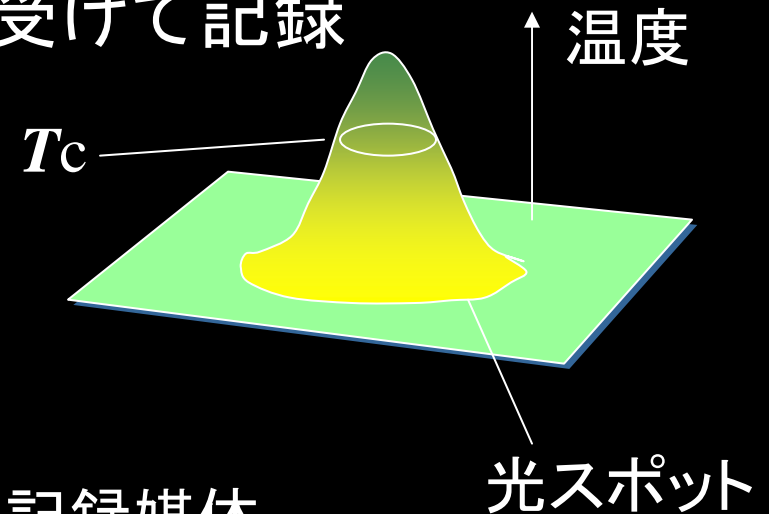
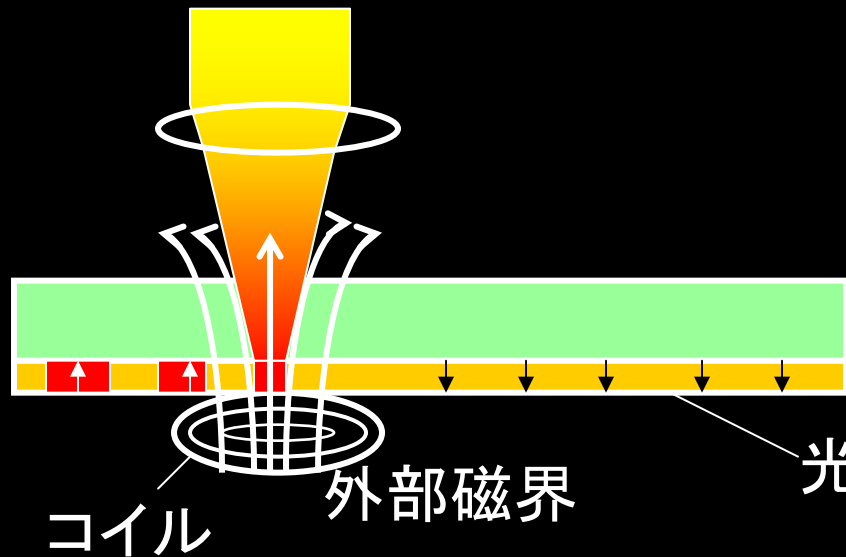
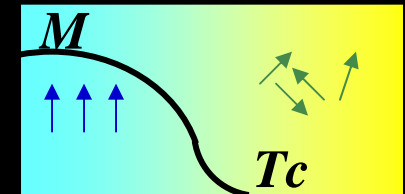
groove

land

樹脂

光磁気記録 情報の記録(1)

- レーザ光をレンズで集め磁性体を加熱
- キュリー温度以上になると磁化を消失
- 冷却時にコイルからの磁界を受けて記録

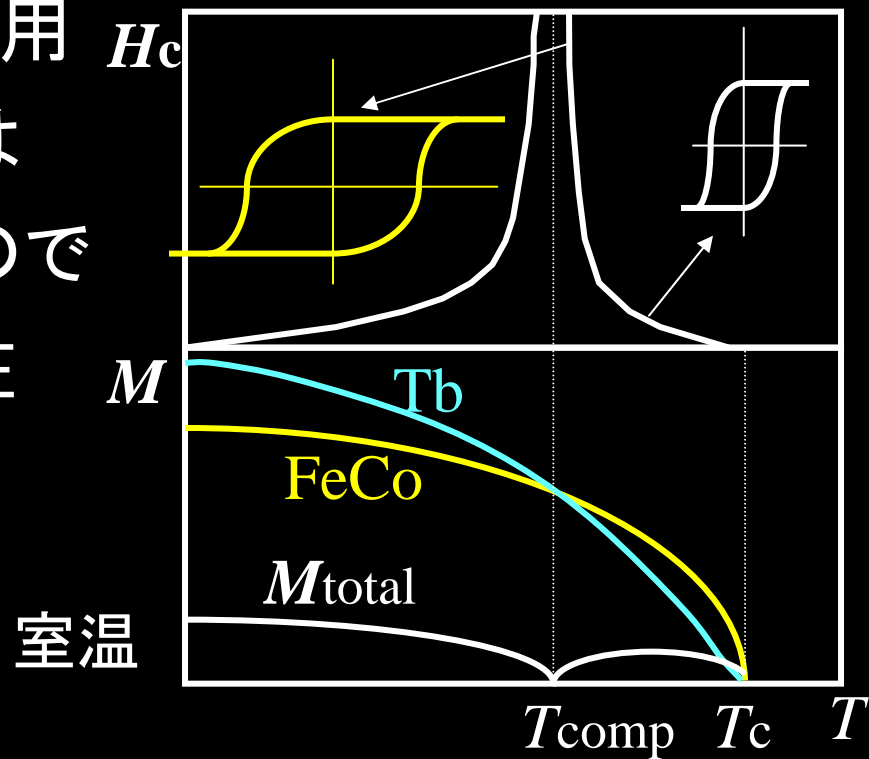
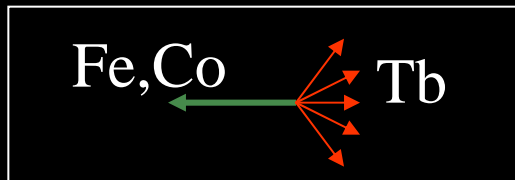


光磁気記録媒体

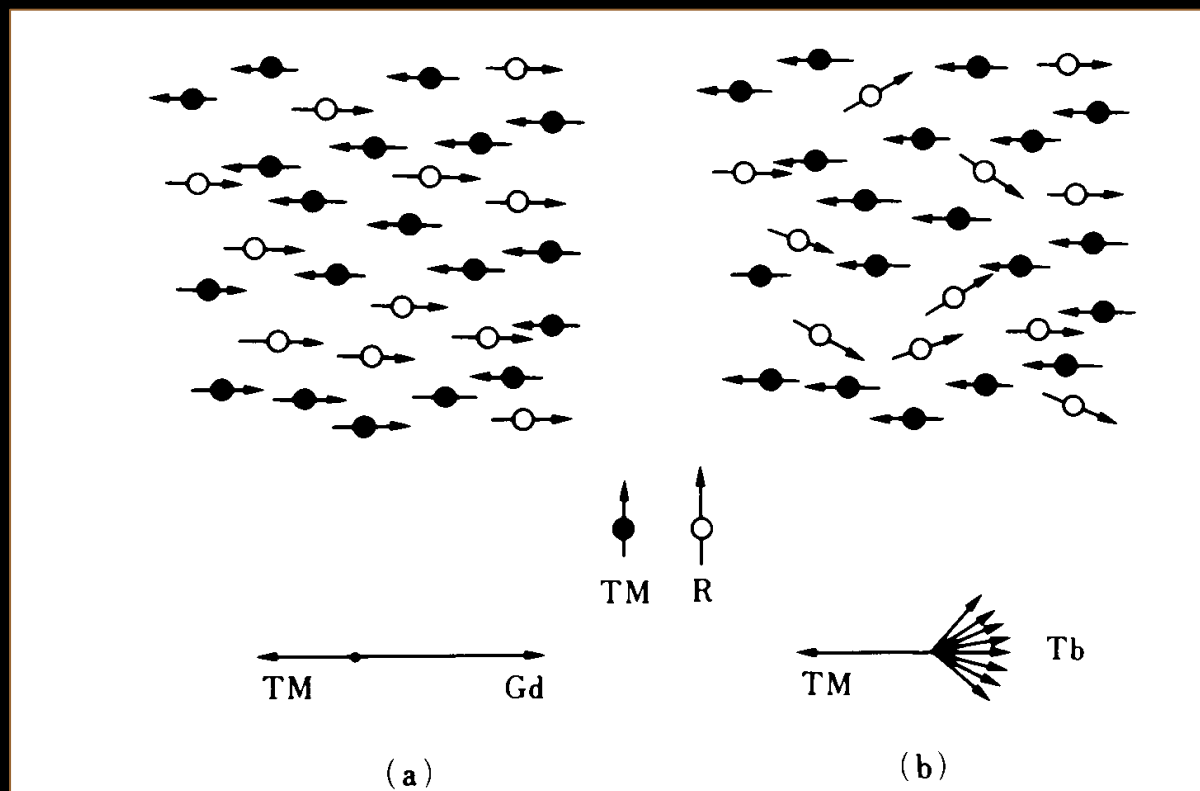
光スポット

光磁気記録 情報の記録(2)

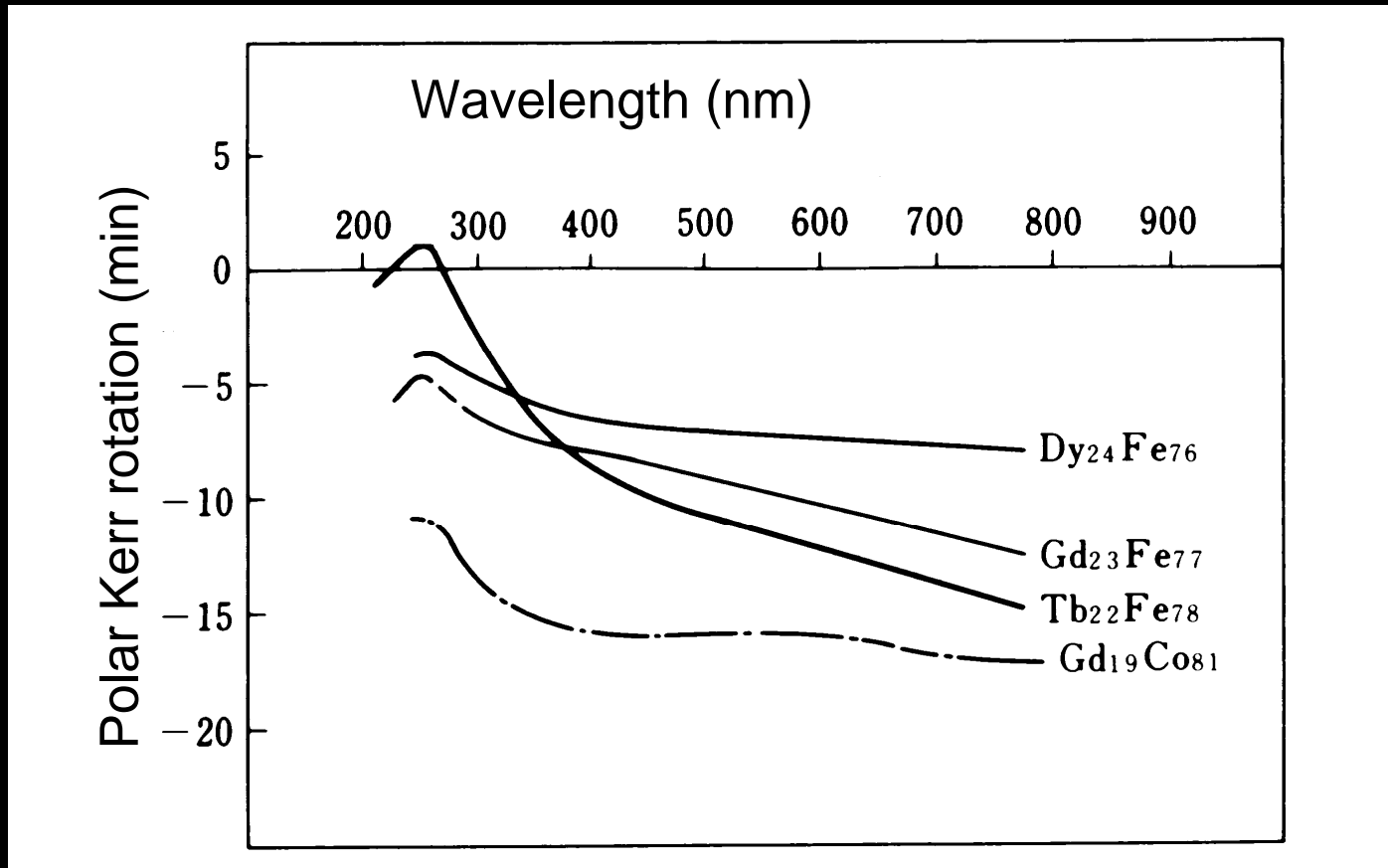
- 補償温度(T_{comp})の利用
- アモルファスTbFeCoは一種のフェリ磁性体なので補償温度 T_{comp} が存在
- T_{comp} で H_c 最大:
 - 記録磁区安定



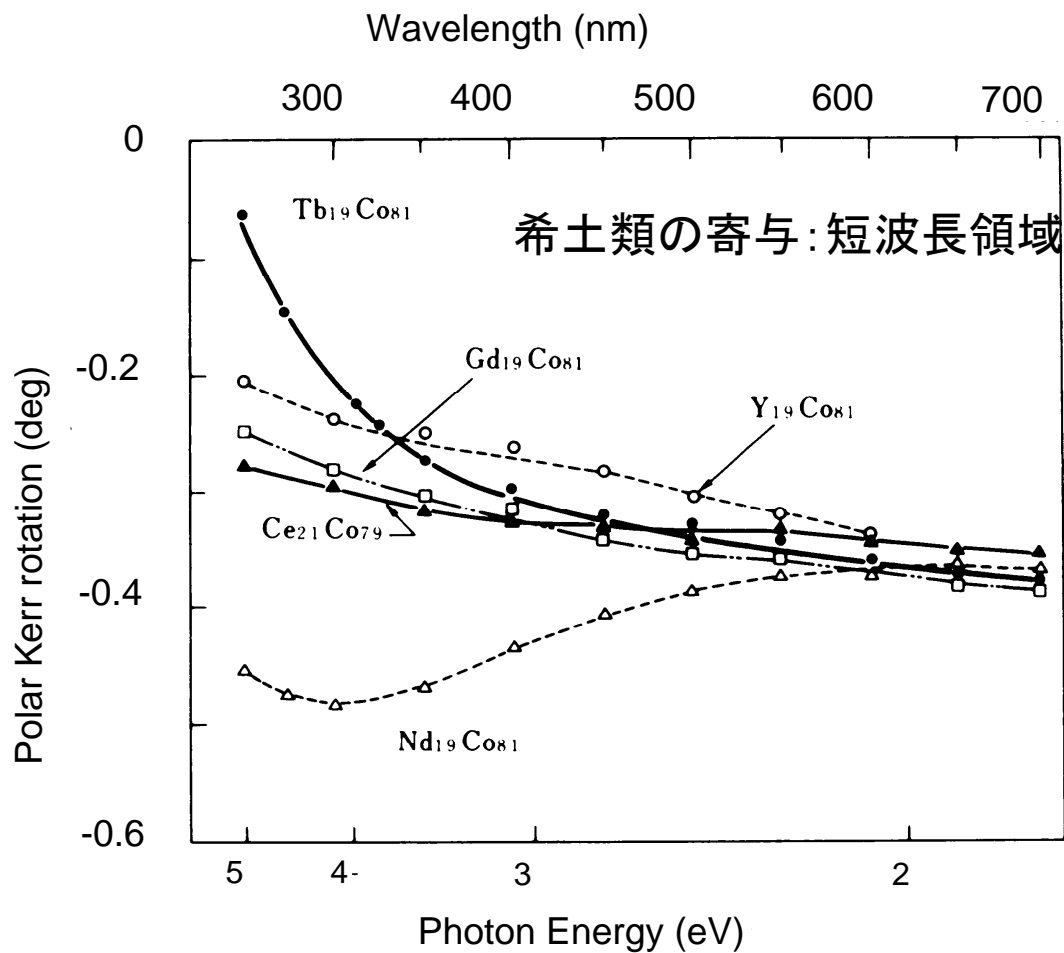
アモルファスR-TM合金



アモルファスRT膜の磁気光学効果

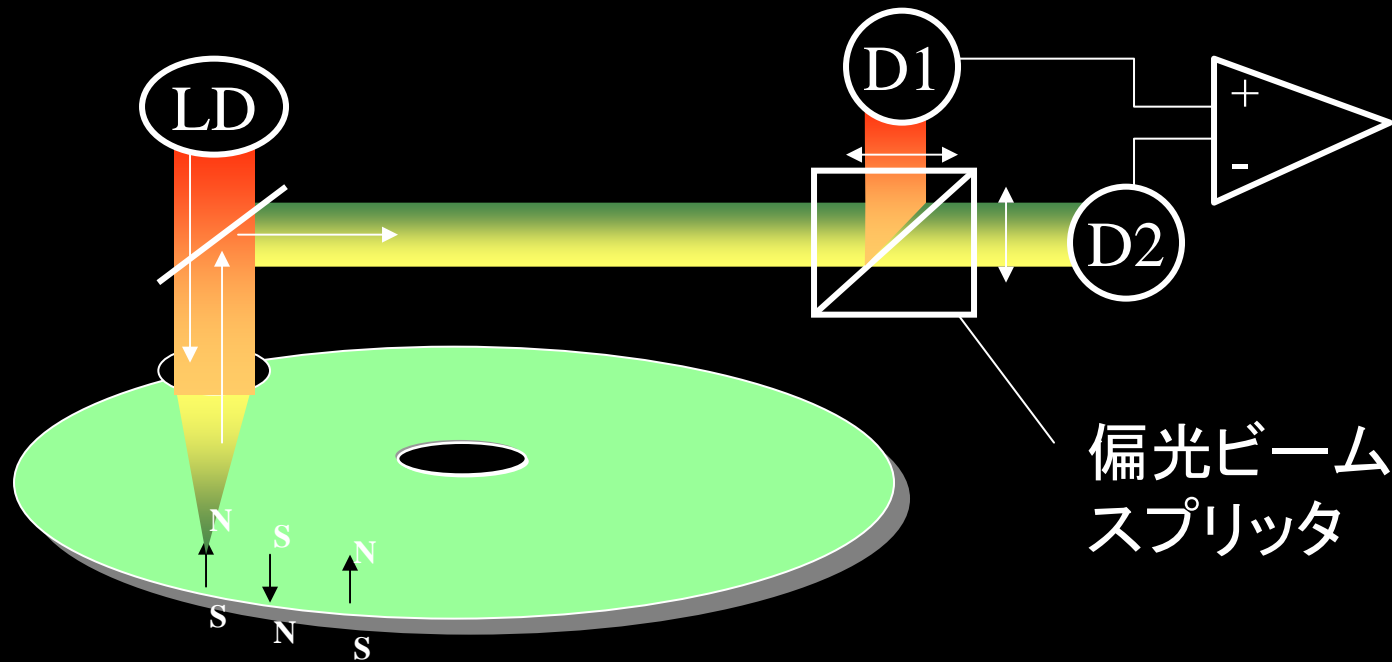


アモルファスRT膜の磁気光学効果



光磁気記録 情報の読み出し

- 磁化に応じた偏光の回転を検出し電気に変換



MOドライブ

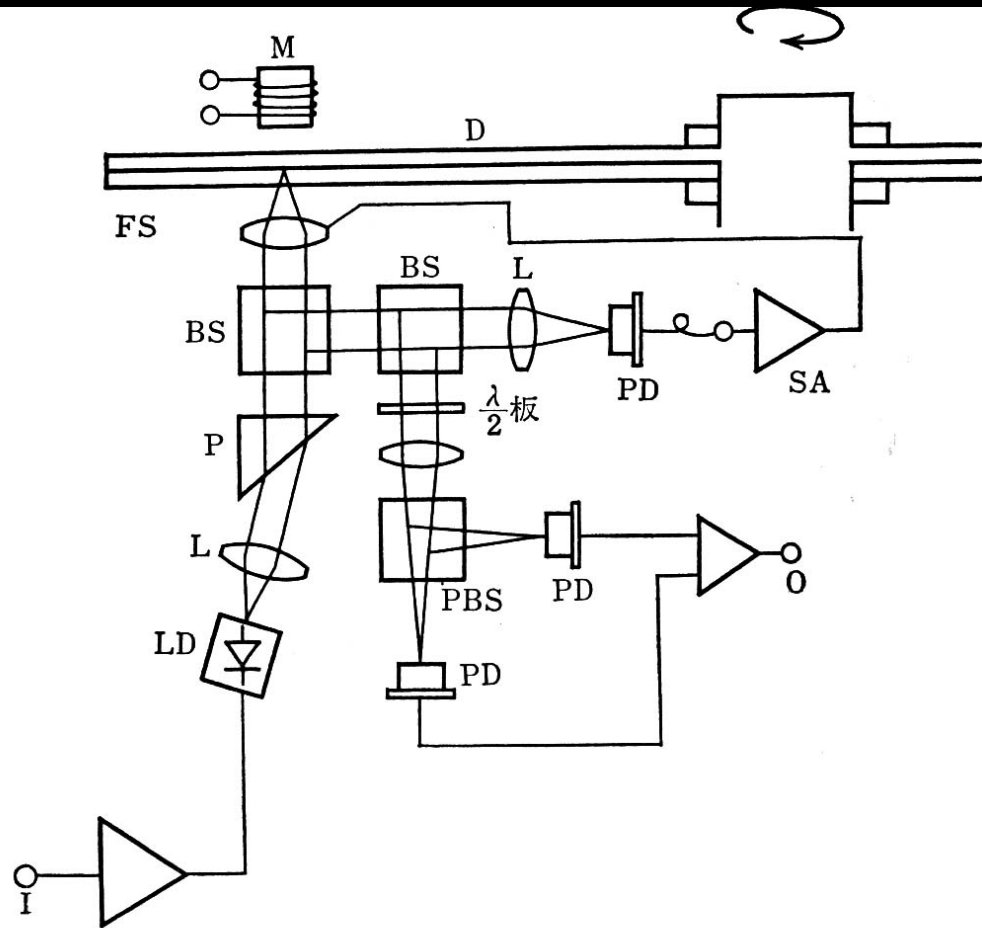
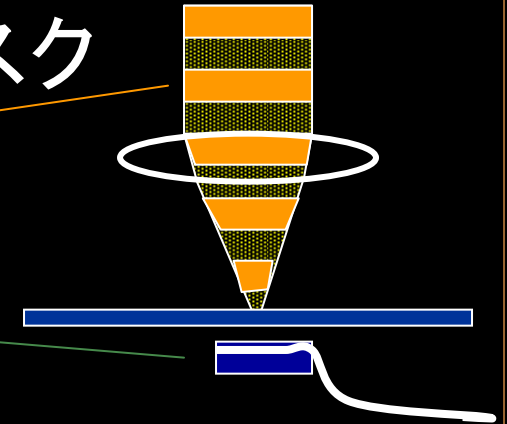


図 7.9 光磁気記録再生システムの模式図²⁰⁾

2種類の記録方式

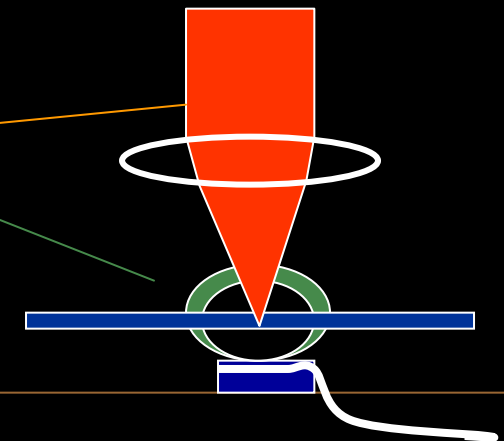
- **光強度変調(LIM)**: 現行のMOディスク

- 電気信号で光を変調
- 磁界は一定
- ビット形状は長円形



- **磁界変調(MFM)**: 現行MD, iD-Photo

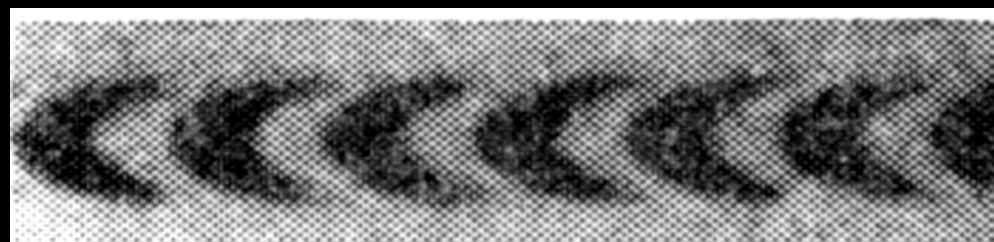
- 電気信号で磁界を変調
- 光強度は一定
- ビット形状は矢羽形



記録ビットの形状



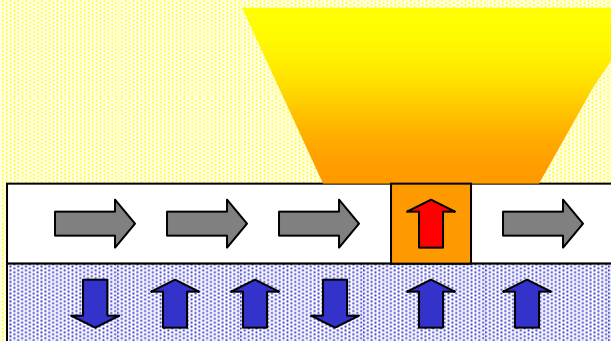
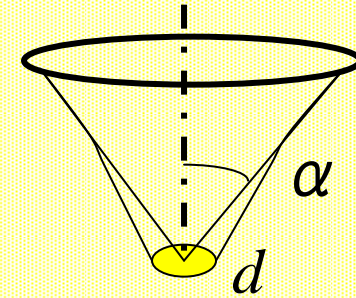
(a)



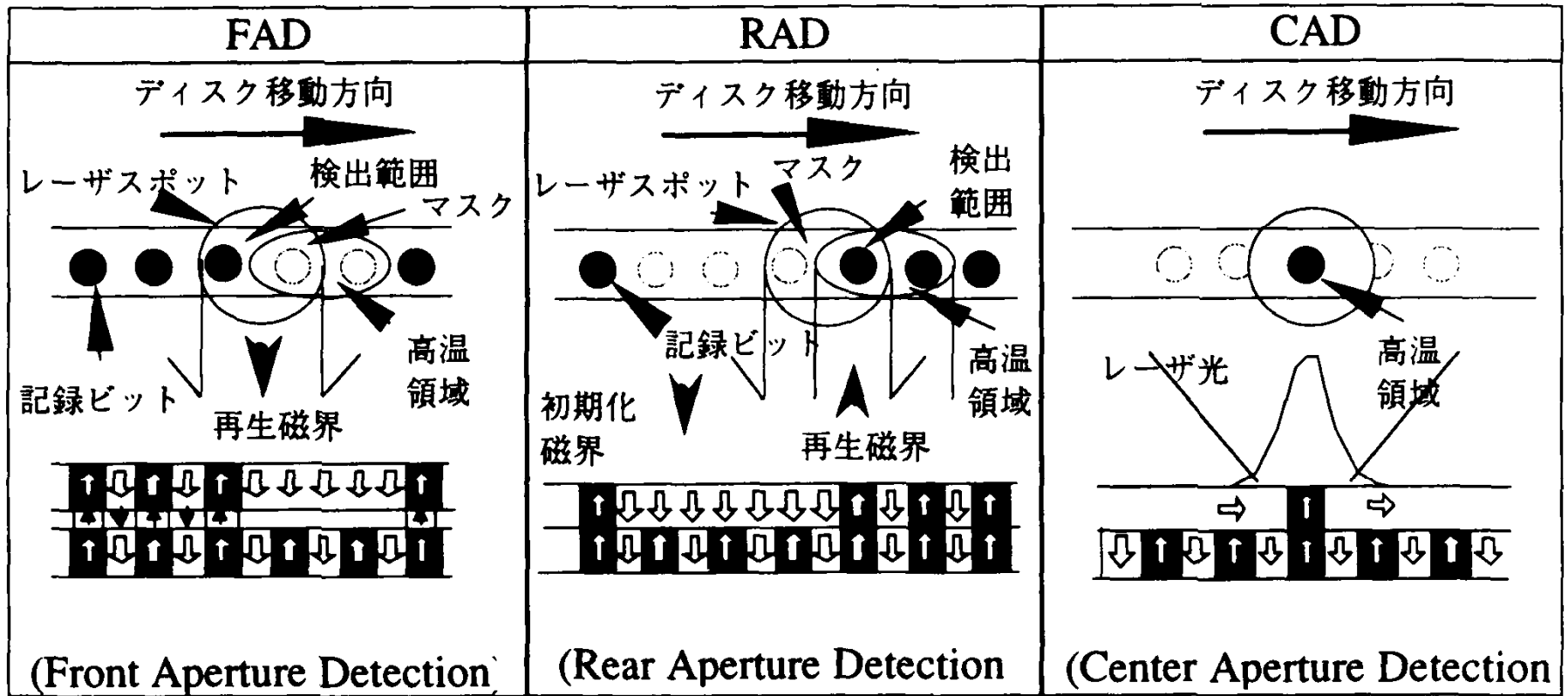
(b)

MSR(磁気誘起超解像)

- 解像度は光の回折限界から決まる
 - $d=0.6 \lambda / NA$ (ここに $NA=n \sin \alpha$)
 - 波長以下のビットは分解しない
- 記録層と再生層を分離
- 読み出し時のレーザの強度分布を利用
 - ある温度を超えた部分のみを再生層に転写する

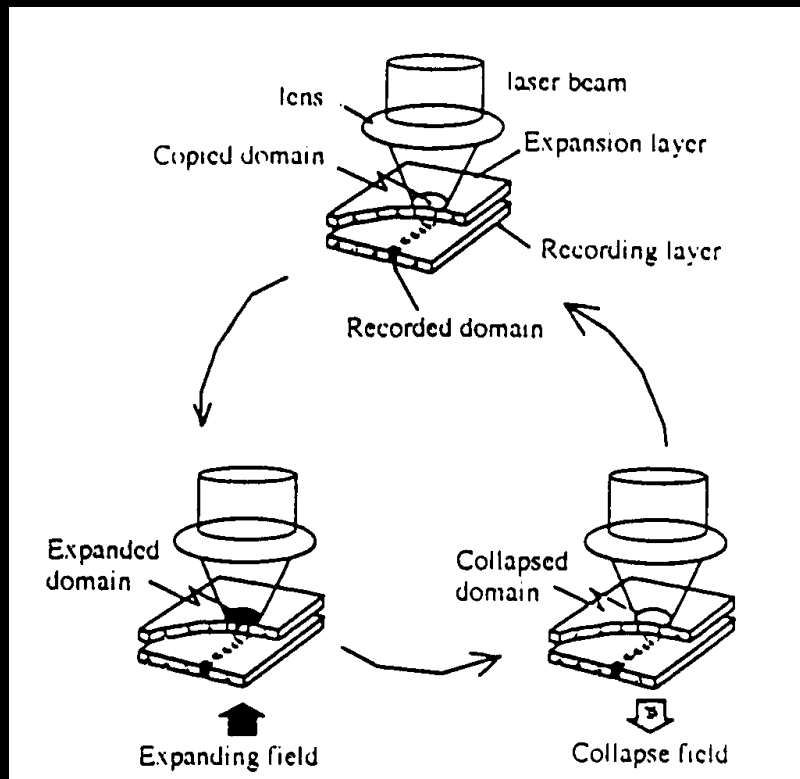


MSR方式の図解



MAMMOS

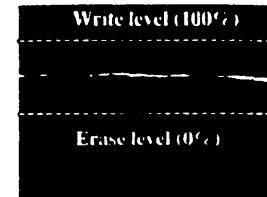
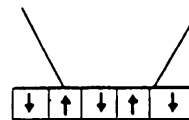
(magnetic amplification MO system)



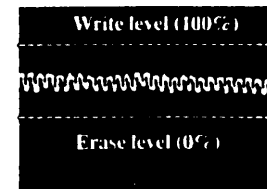
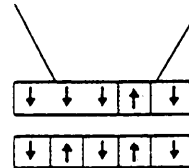
680nm, NA0.55, 2.5m/s



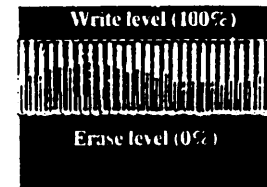
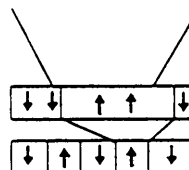
Conventional



MSR (RAD)



MAMMOS



光磁気記録をもたらしたものの

- 長期にわたる研究の積み重ね
- アモルファス希土類遷移金属膜の発見
- 半導体レーザーの進歩・短波長化・低価格化
- 光エレクトロニクス技術(例えばサーボ技術)
- 信号処理技術の進歩(例えばMDの圧縮技術)
- パソコンの大容量化による市場のニーズ
- 厳しい競争(HDD, ZIP, CD-R, CDRW, DVD-RW)

磁気光学研究の最近の展開

近接場磁気光学顕微鏡

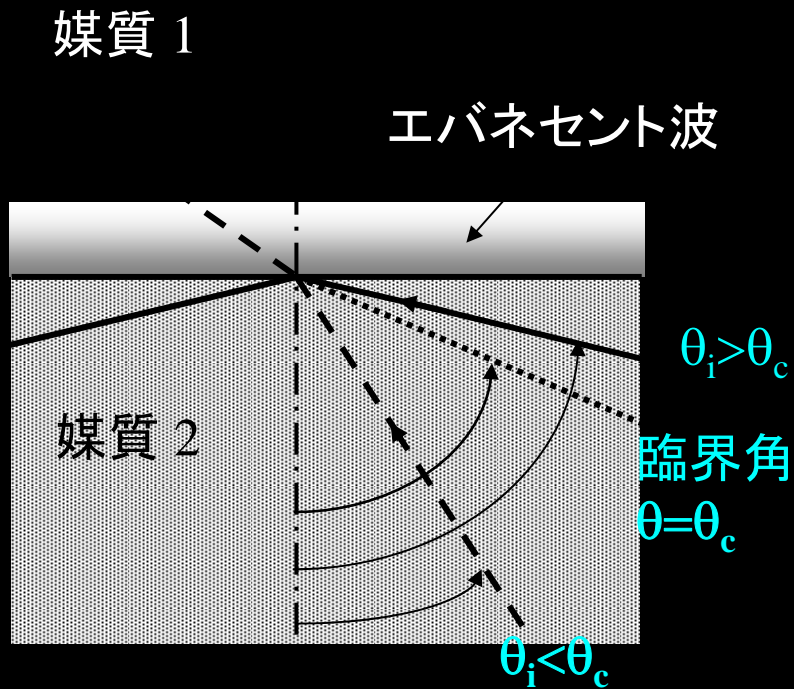
非線形磁気光学効果と磁性体ナノ構造

X線MCDによる磁気光学イメージング

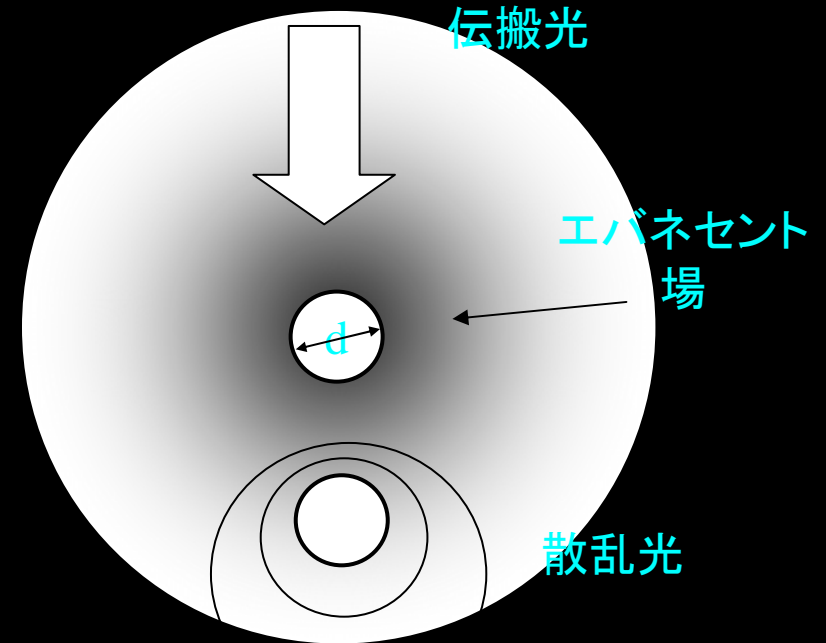
近接場磁気光学顕微鏡 (MO-SNOM)

- 近接場とは
- 近接場顕微鏡 (SNOM) の歴史
- SNOMによる磁気光学測定

近接場とは



全反射とエバネセント波

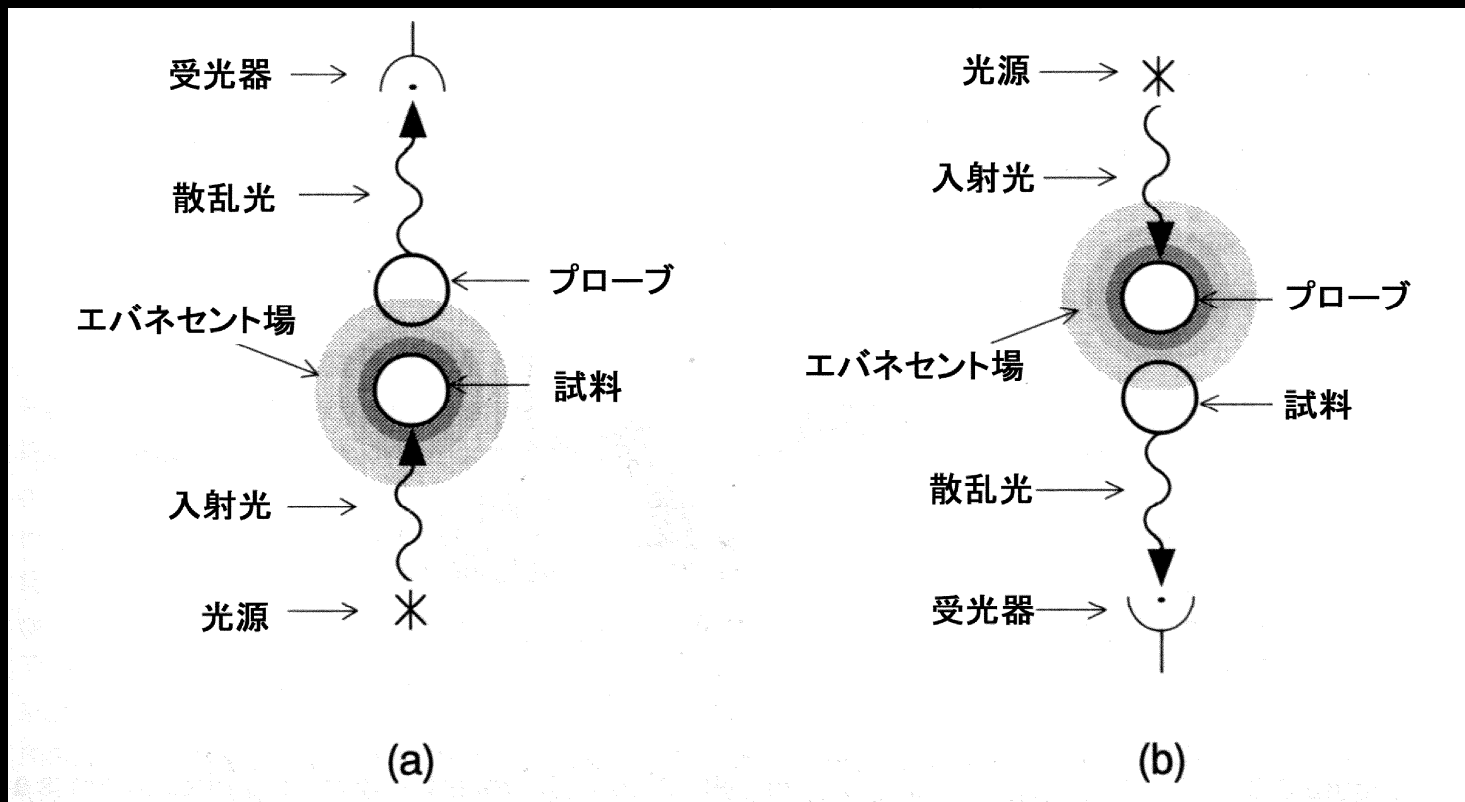


微小物体の周りのエバネセント場に置かれたもう1つの微小物体による散乱光

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

集光モード(a)と照射モード(b)



光ファイバプローブを用いたSNOM

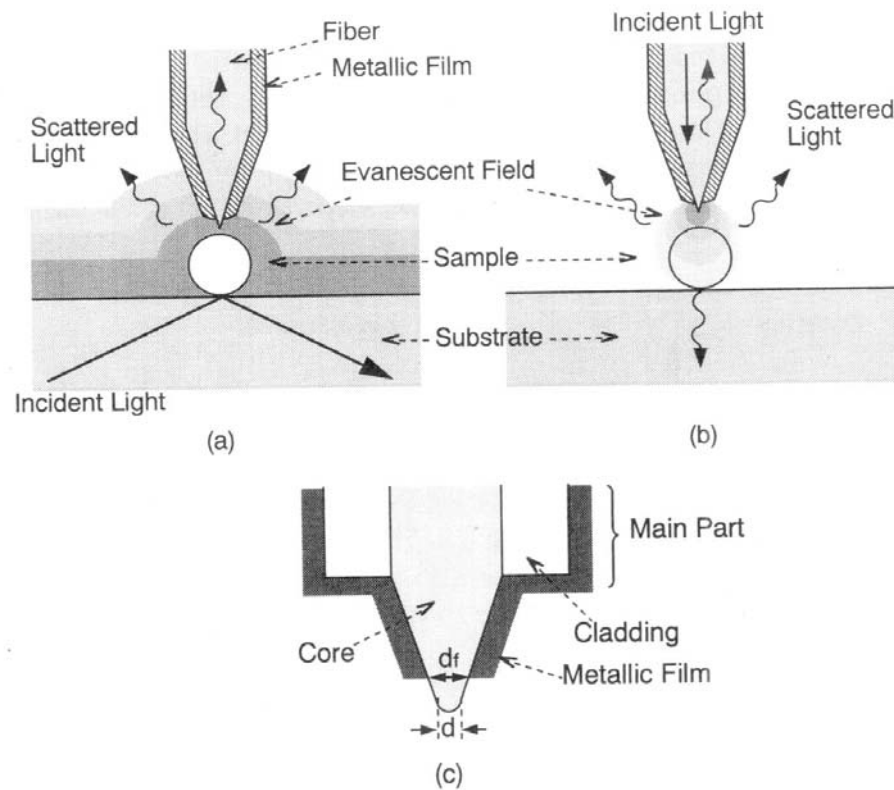
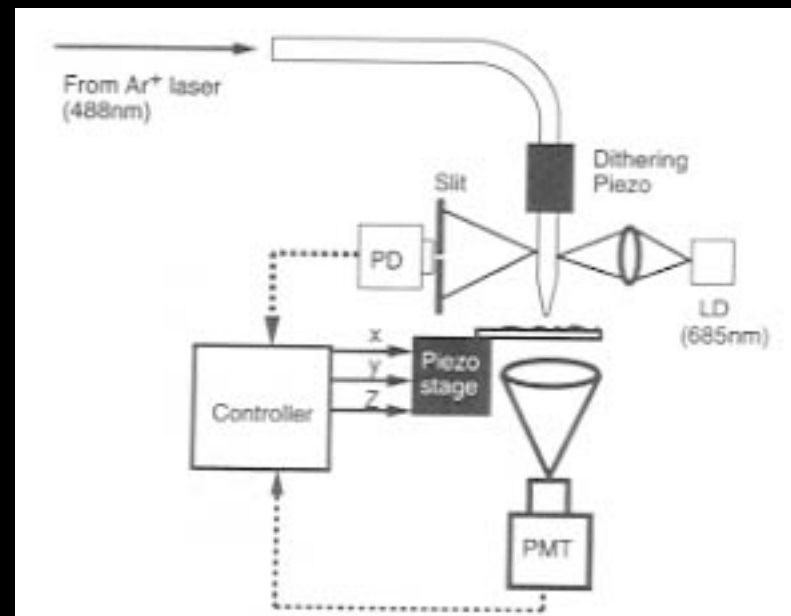
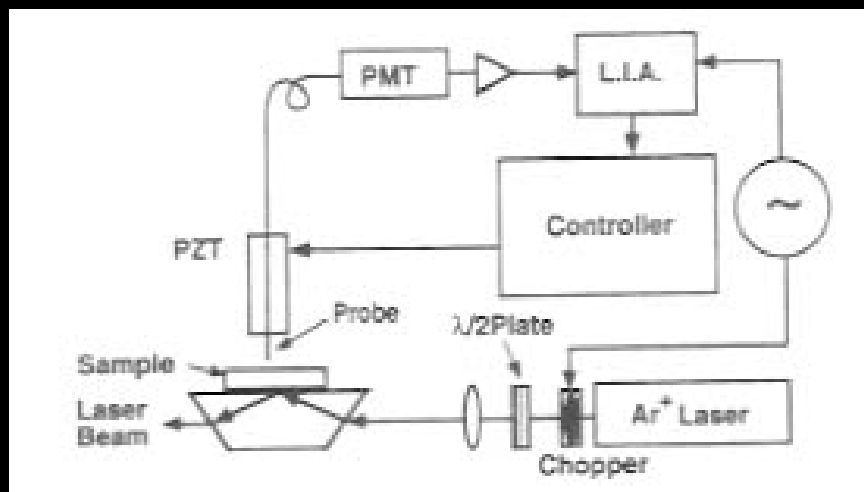
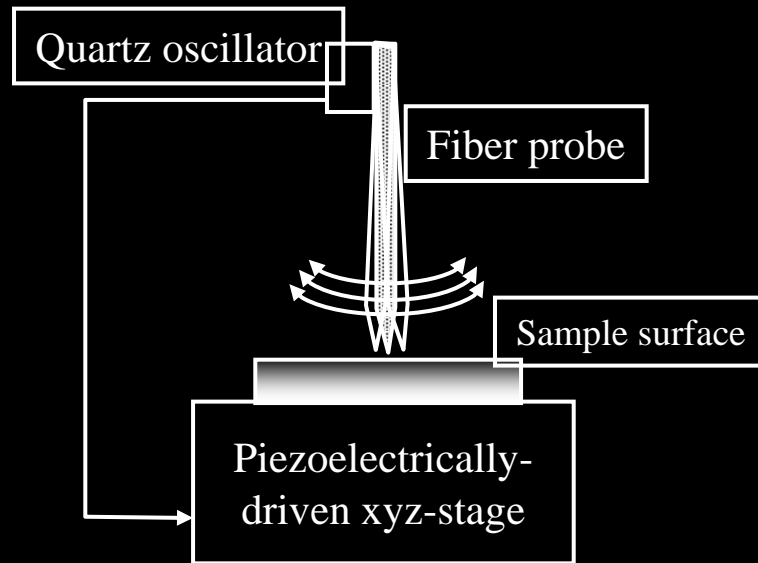


Figure 3.2. Practical basic structure of the NOM using an inverted conical probe, which is a sharpened fiber core protruding from the metal film. (a) Collection mode (C-mode). (b) Illumination mode (I-mode). (c) Definition of the foot diameter d_f and apex diameter d .

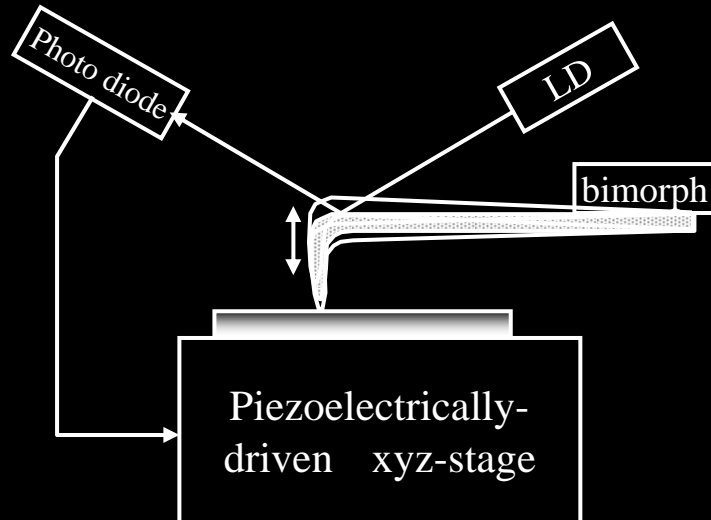
集光モード、照射モードのSNOM



プローブの高さ制御



Shear force(剪断力)方式

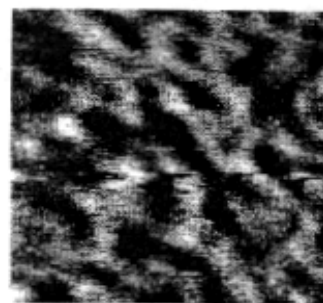
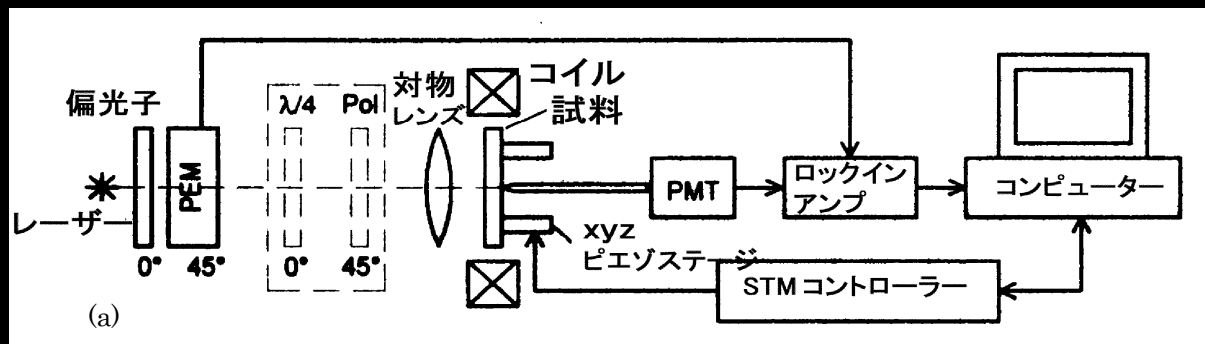


カンチレバー方式

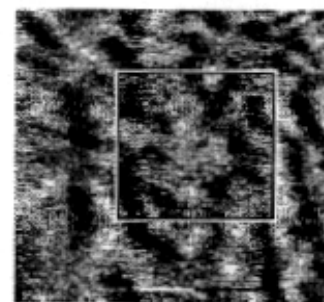
SNOMによる磁気光学測定

- 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

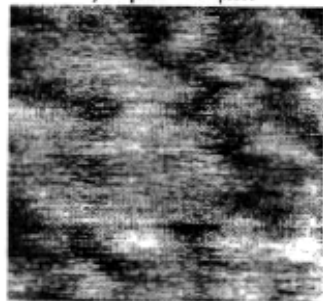
Kottlerらの試み



a) 9 μm × 9 μm



b) 9 μm × 9 μm



c) 5 μm × 5 μm

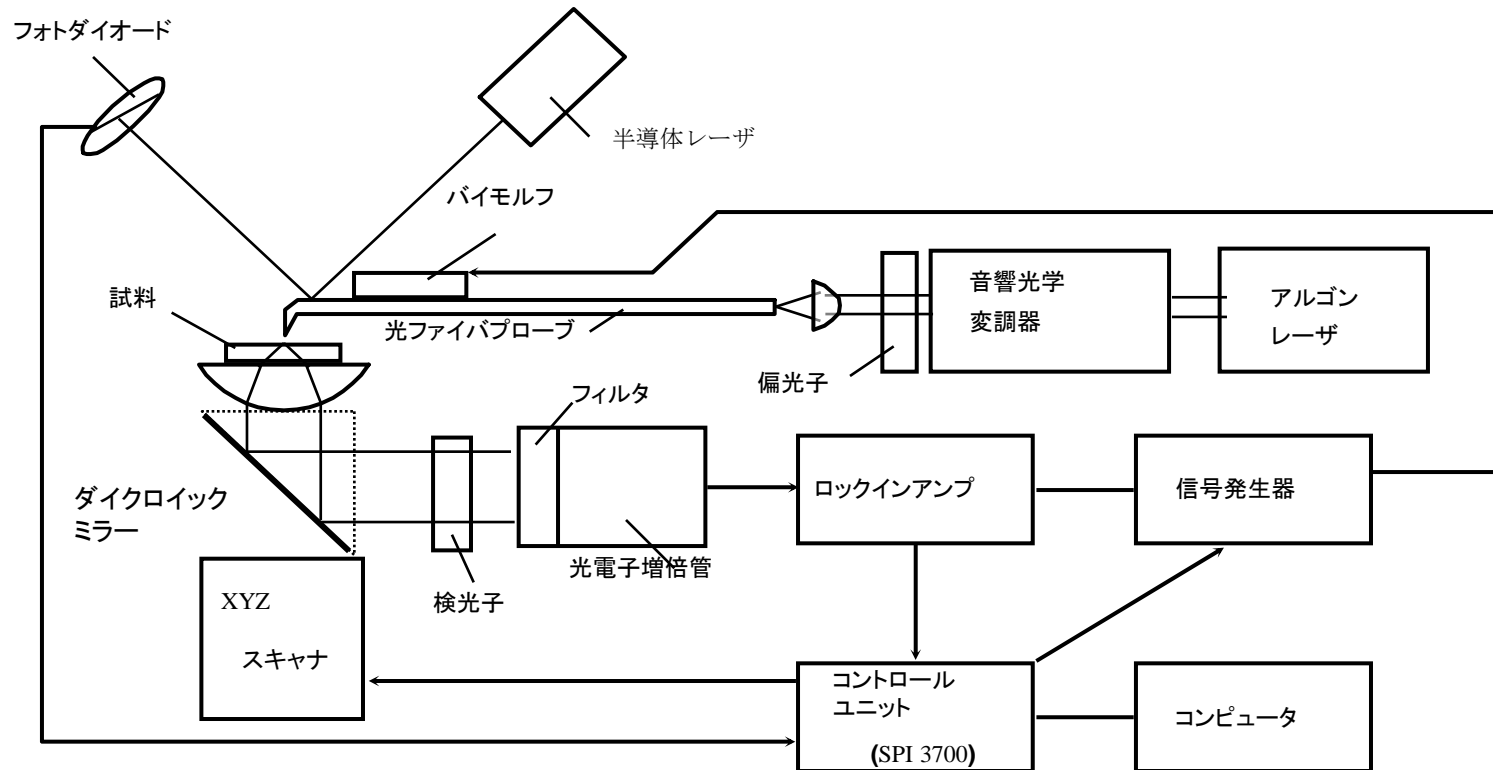


d) 5 μm × 5 μm

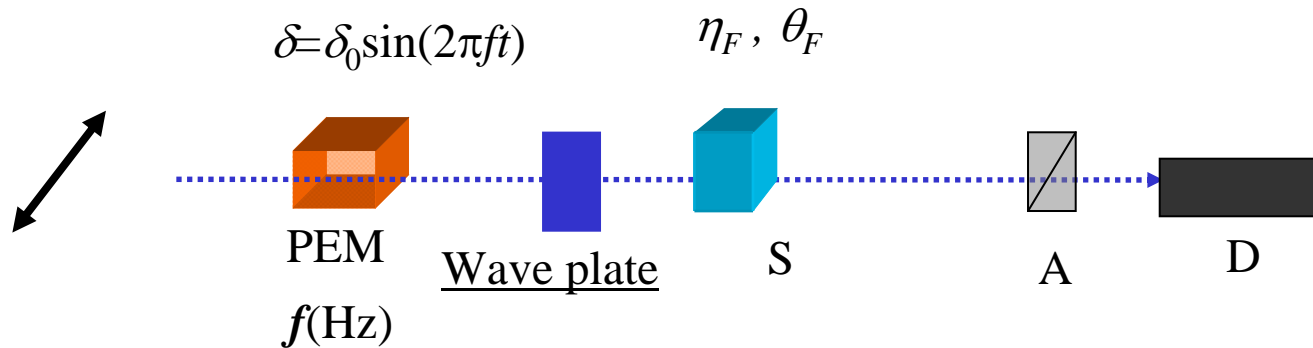
筆者らの方法

- SNOM-AFMモードを利用
- はじめ: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とよいプローブの選別
- 偏光伝達特性の補償
- 約 $0.1 \mu\text{m}$ の解像度を達成

SNOMのブロック図



Polarization Modulation with Wave Plate



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

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

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

Retardation Δ should be set

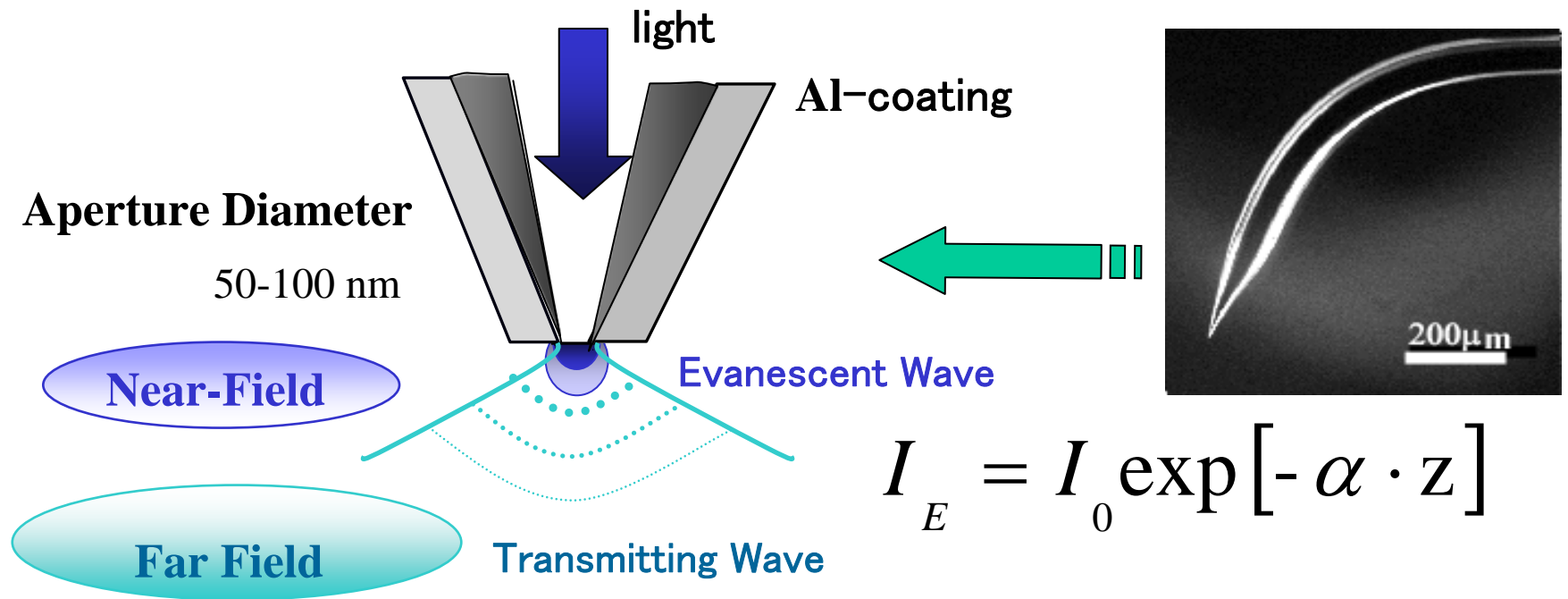
At $\Delta=0$ or $\Delta=\pi/4$

Compensation of Fiber Polarization

ベントファイバプローブ



Optical Fiber Probe and Near-Field Optics

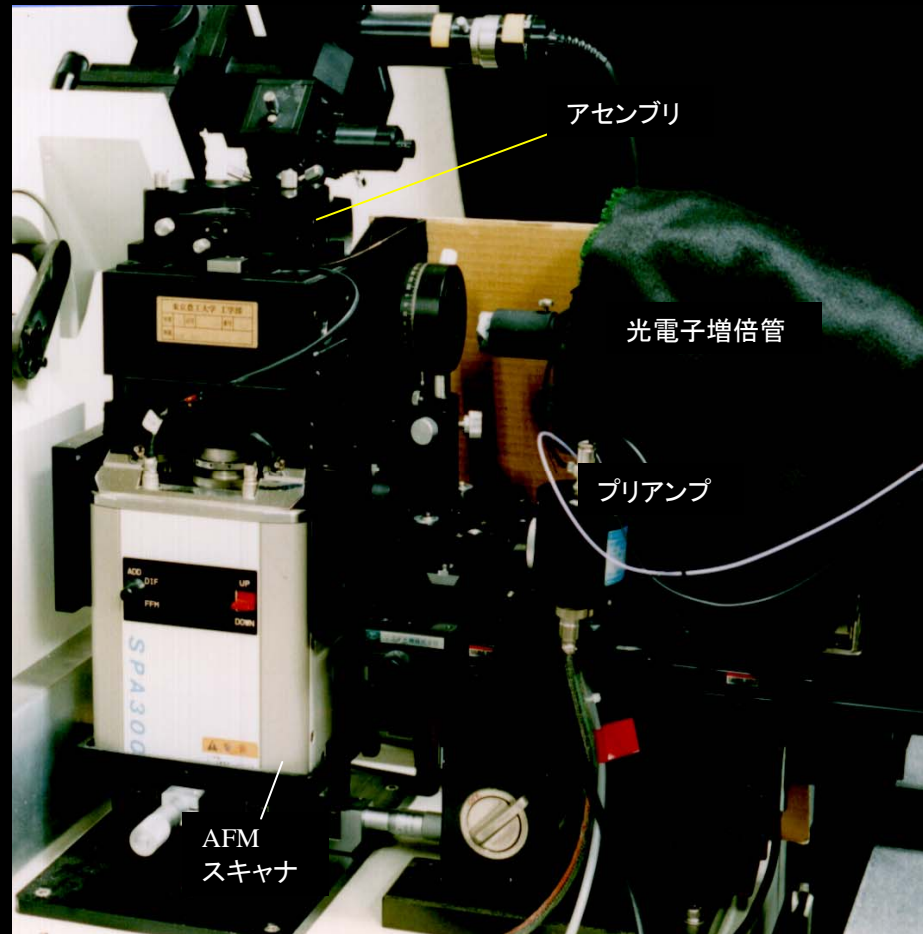


Application to MO-SNOM \implies Transmission Prop.

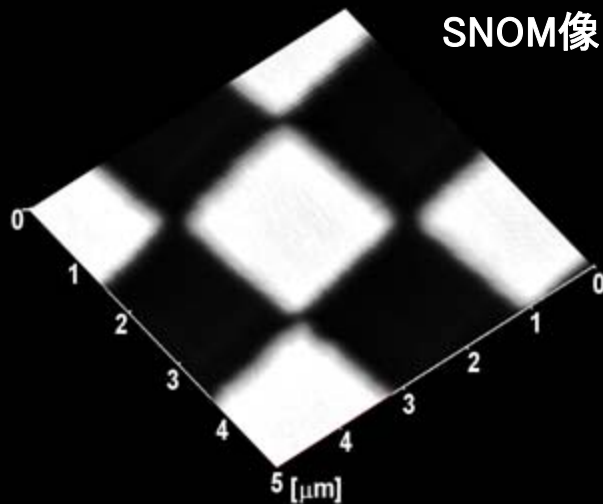
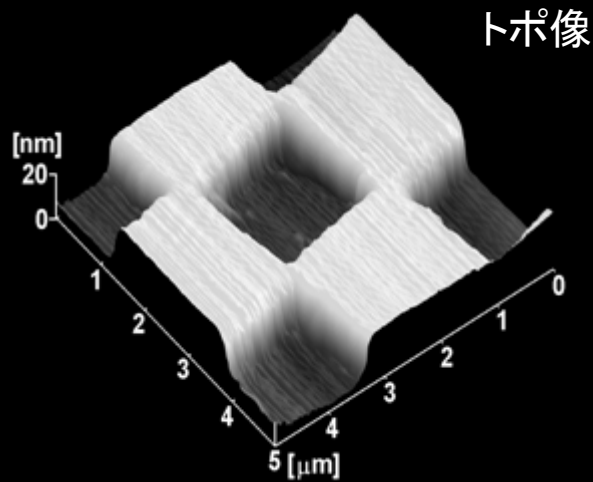
ファイバホルダー



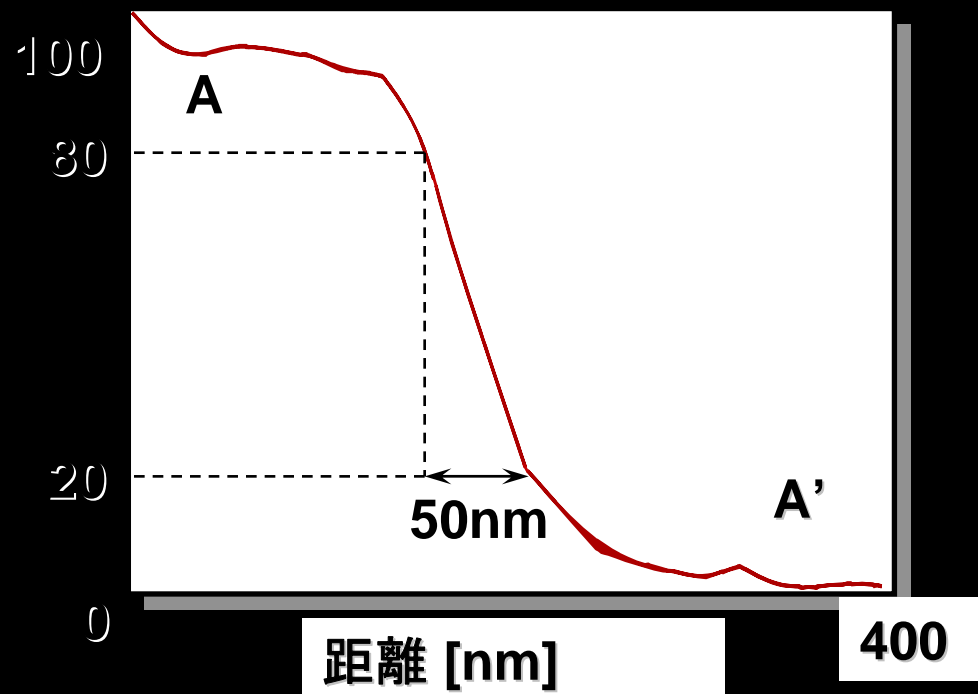
SNOMアセンブリ



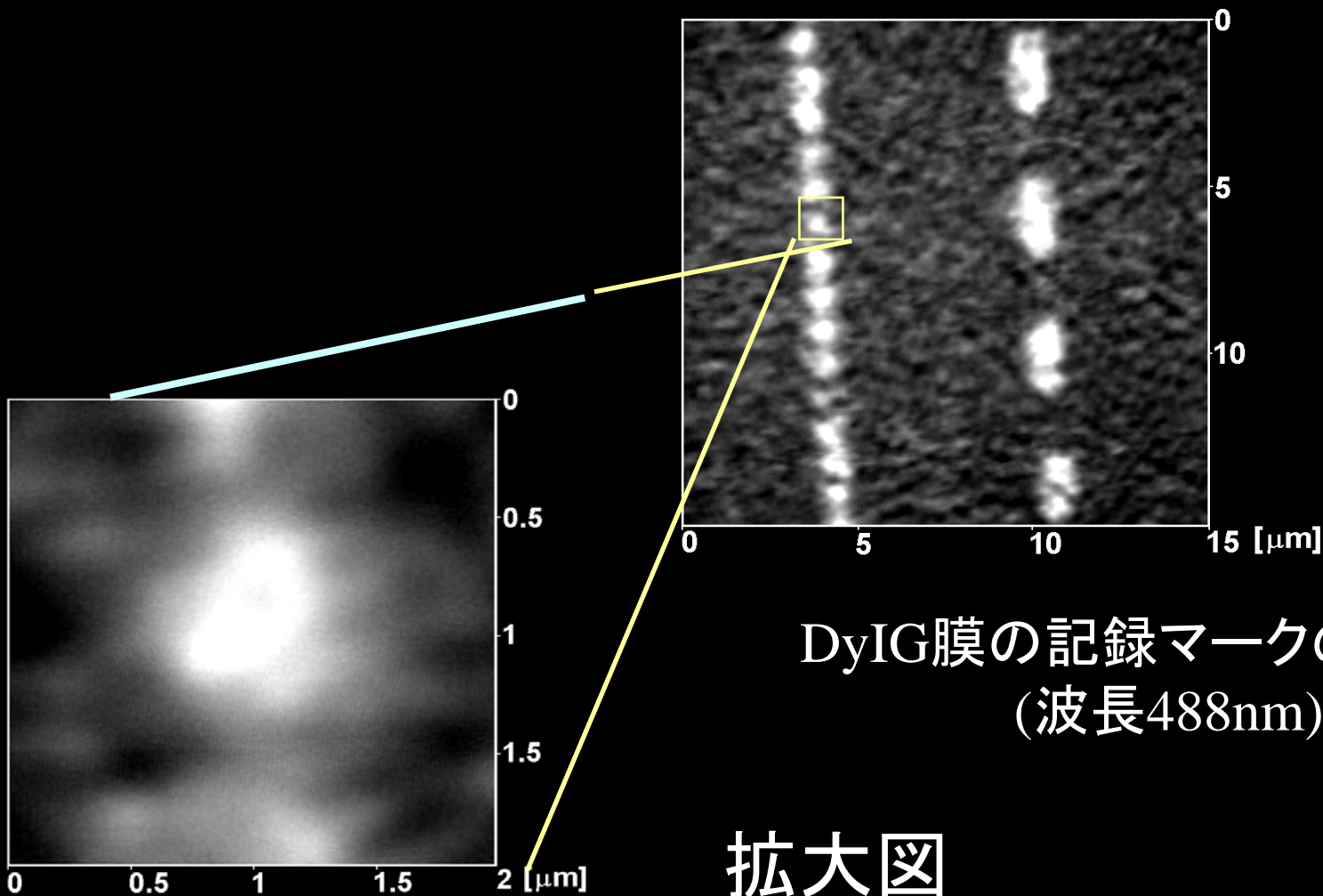
Cr市松模様の特写像とSNOM像



規格化光強度 [%]



DyIGに記録されたマークの像

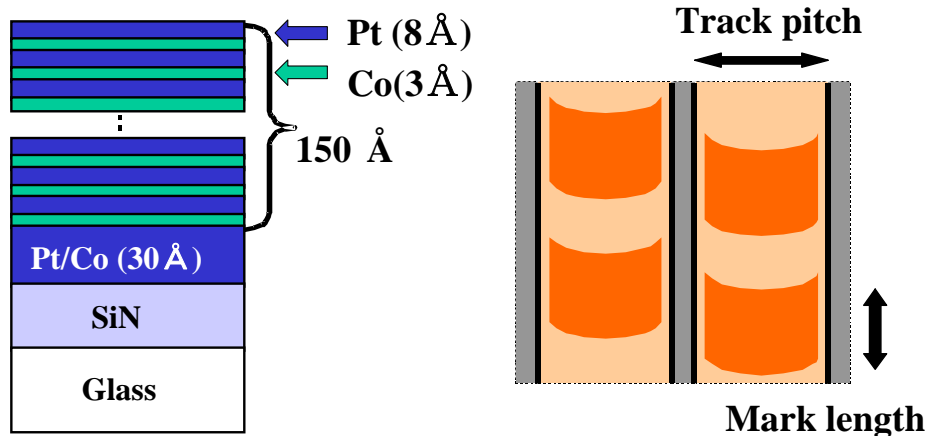


DyIG膜の記録マークの偏光像
(波長488nm)

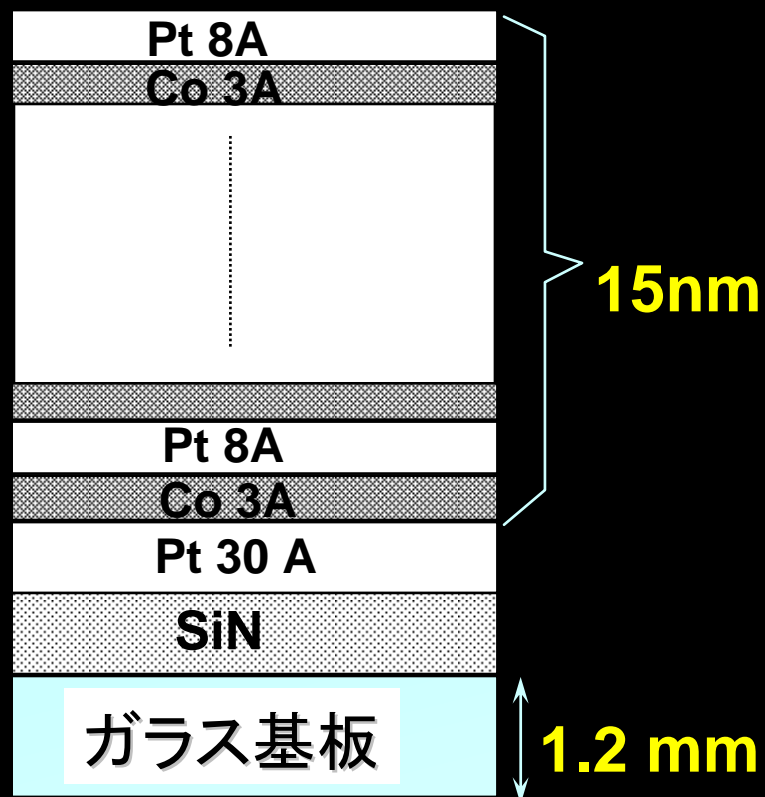
拡大図

Sample: Pt/Co Multilayer Disk

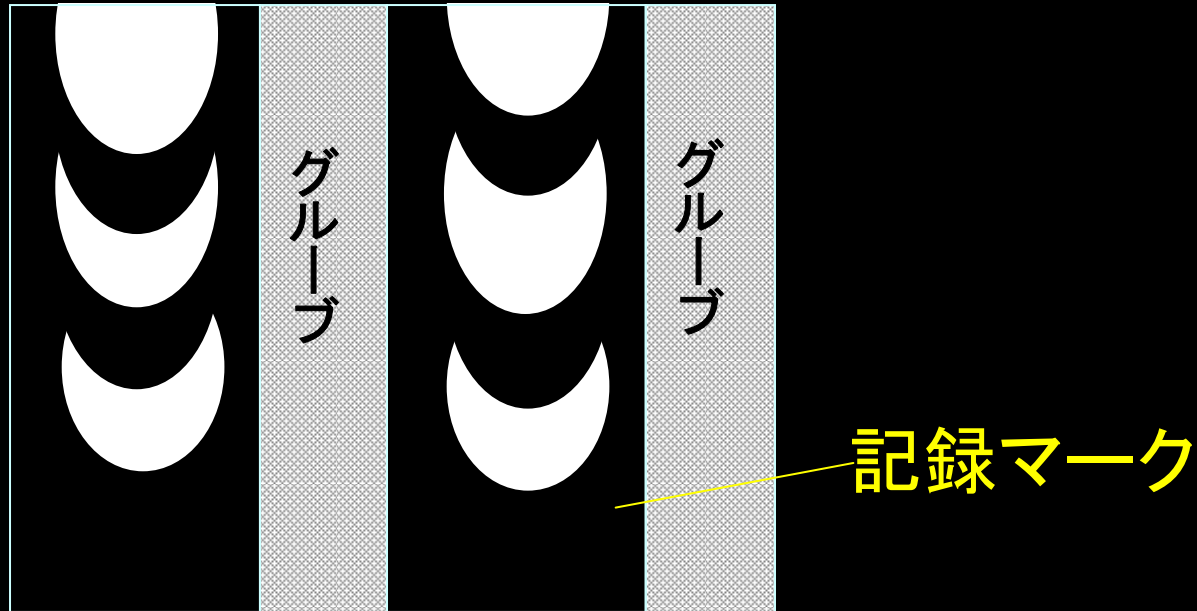
- Structure SiN/Pt(30Å)/[Pt(8Å)/Co(3Å)]₁₃ on glass
- Film thickness 150Å
- Recording System: Light pulse strobed MFM recording
- Track pitch : 1.6μm
- Mark Length: 0.1 ~ 6μm
- η_F, θ_F : 0.47°, 0.74°



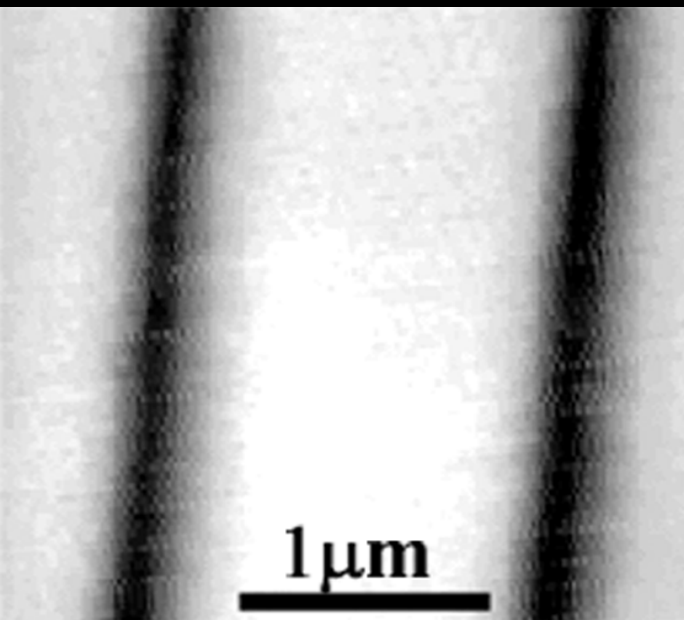
測定したPt/Co MOディスクの構造



磁界変調記録の矢羽型記録マーク

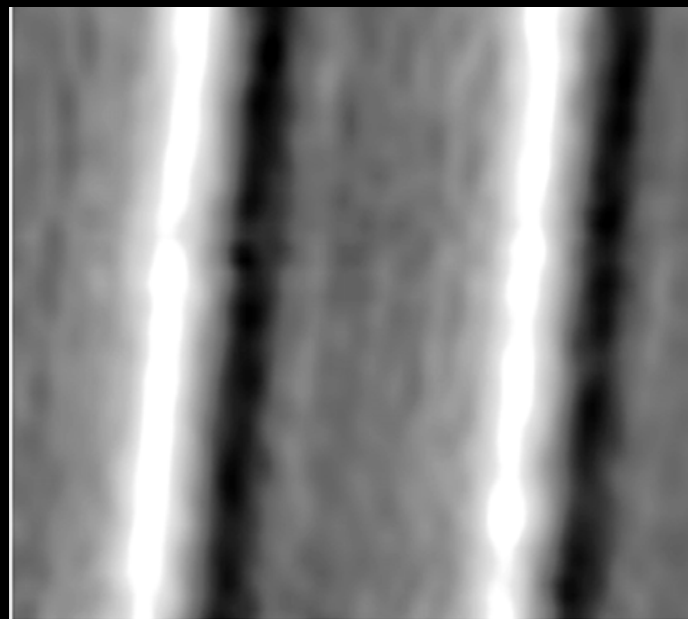


Observed Results

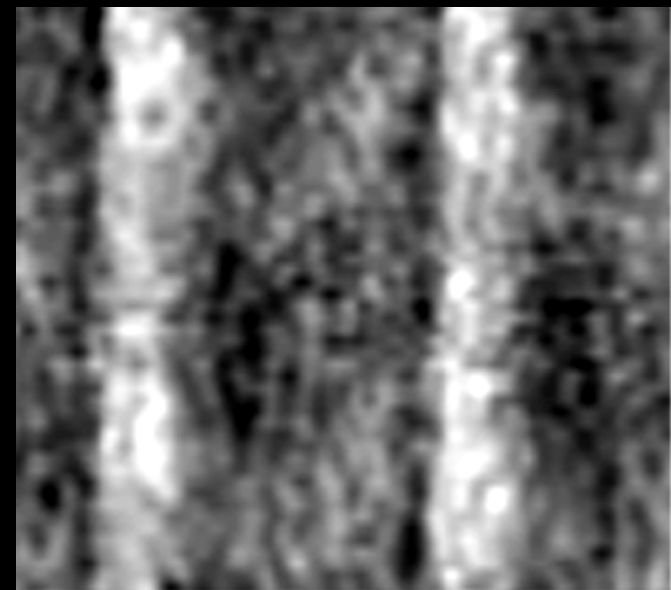


Topography

**Images obtained by MO-SNOM
(crossed polarizer)**

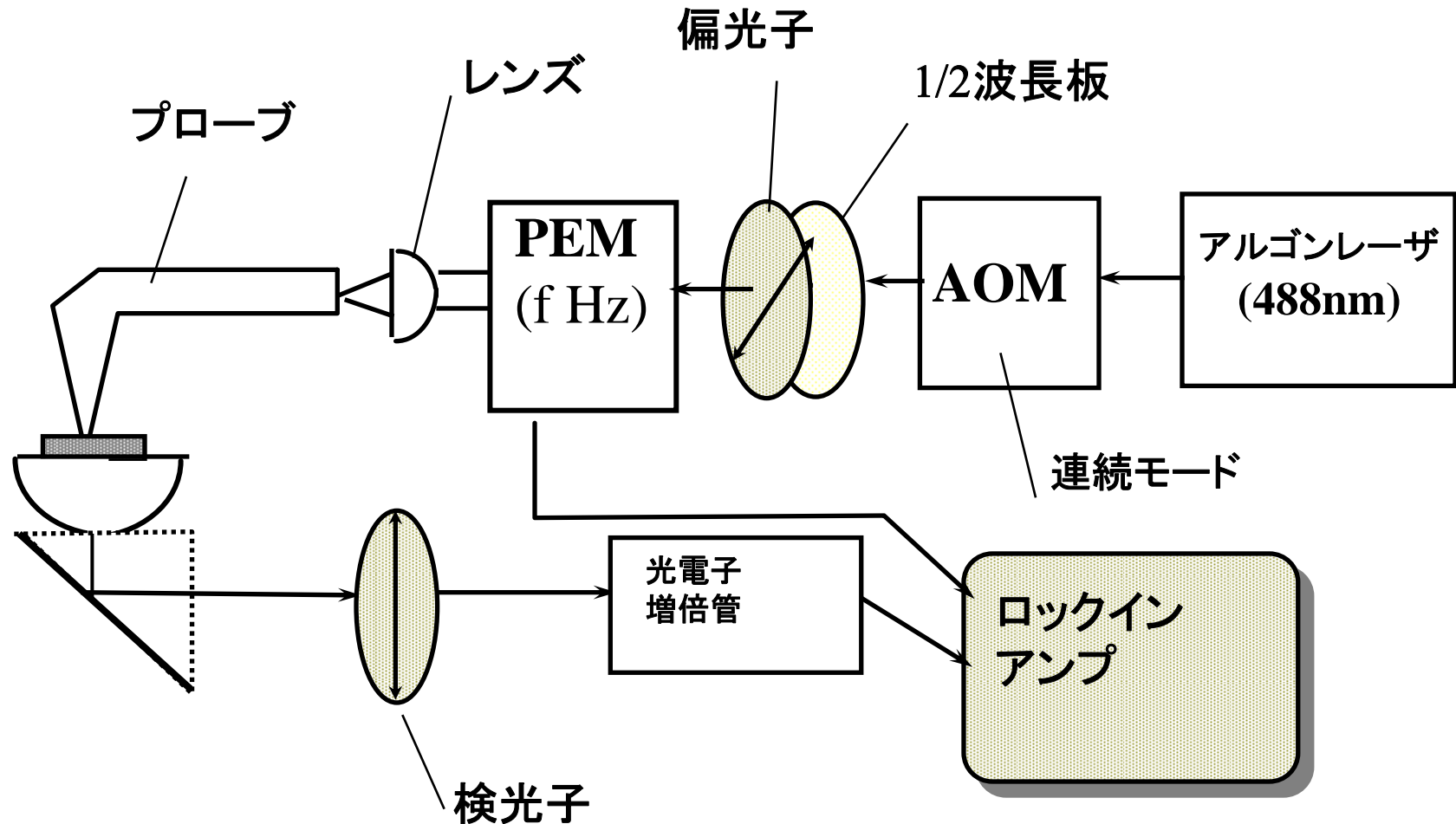


Optical image

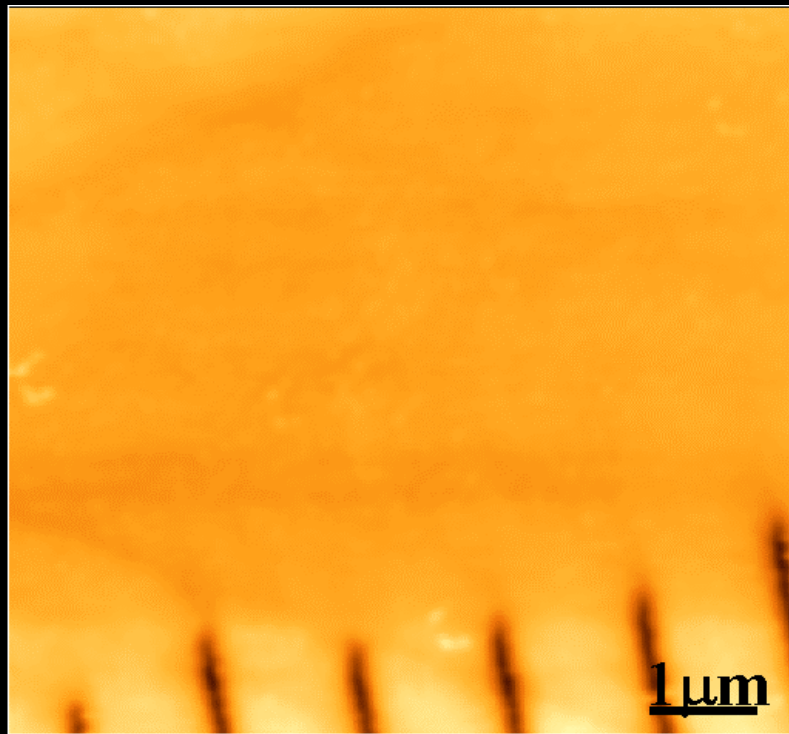


MO image

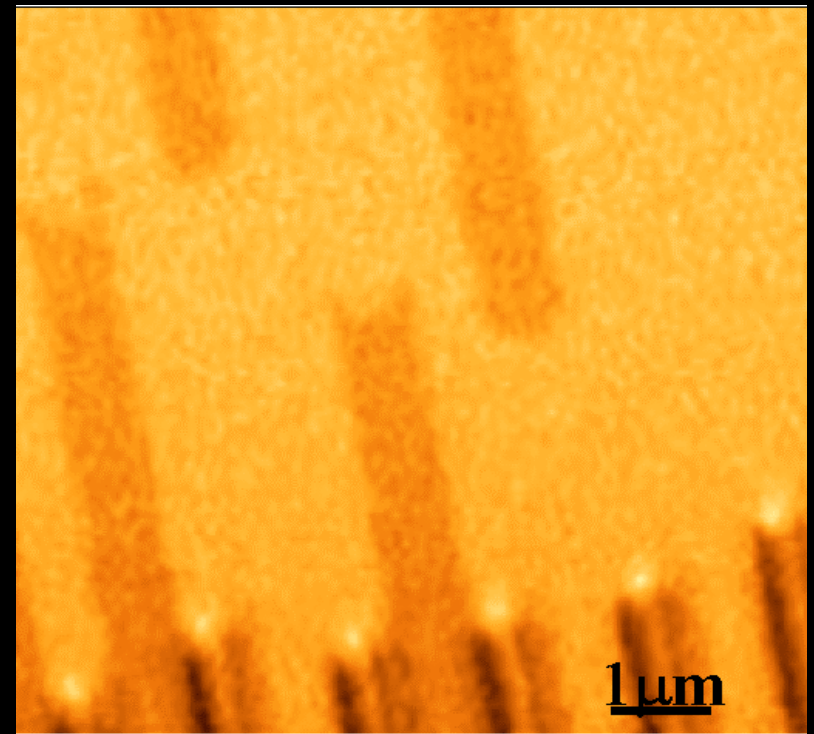
PEMを使ったSNOMシステム



Pt/Coディスクの記録マークの トポ像と磁気光学像



トポグラフ像



磁気光学像

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

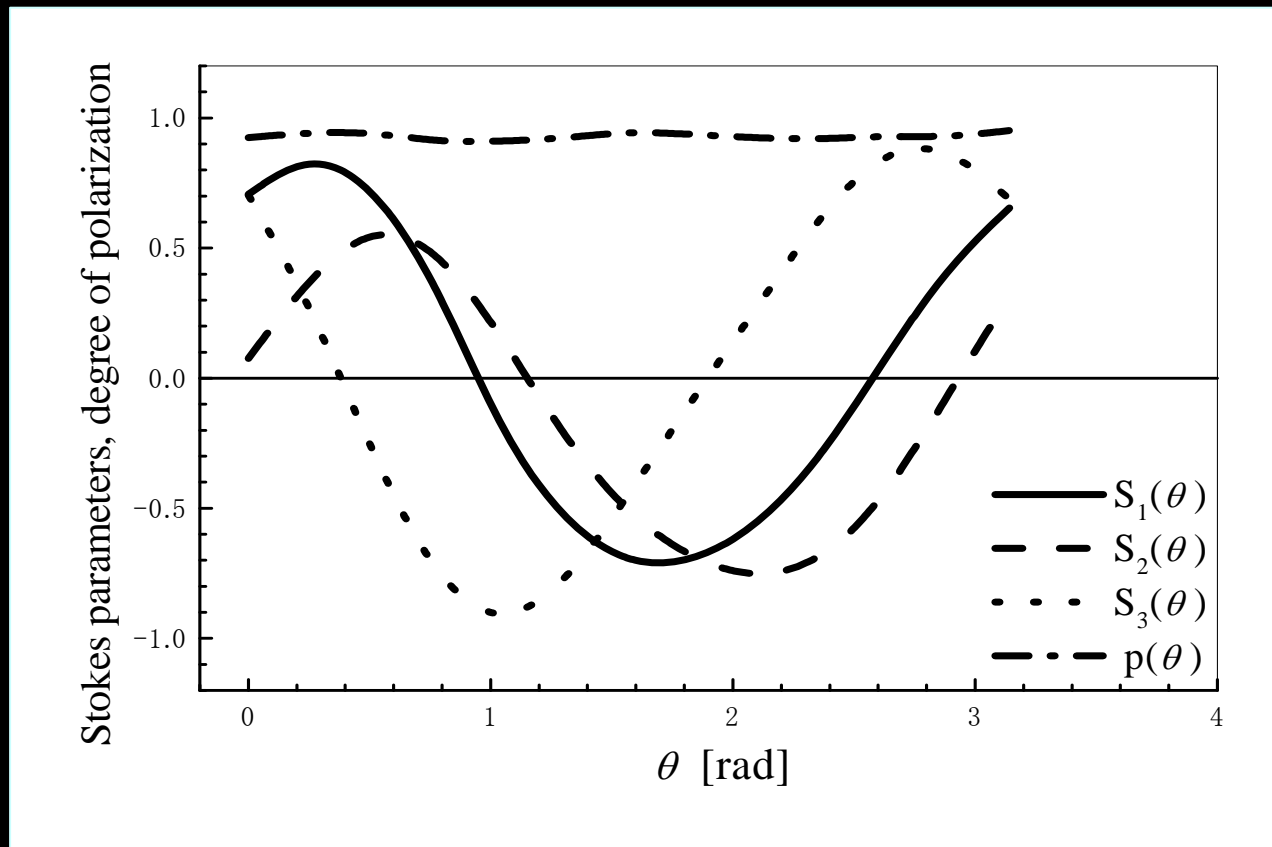
$$S_3 = -i \left[\langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \right]$$

Intensity of circularly polarized light

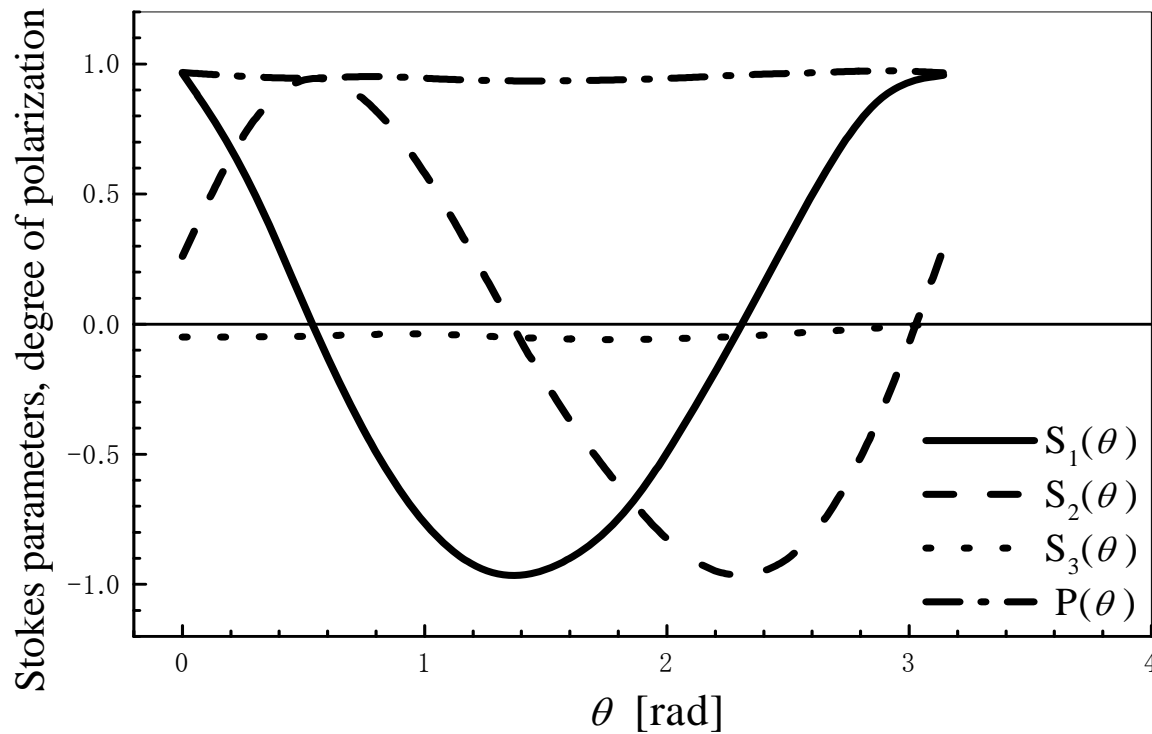
$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}$$

Degree of polarization

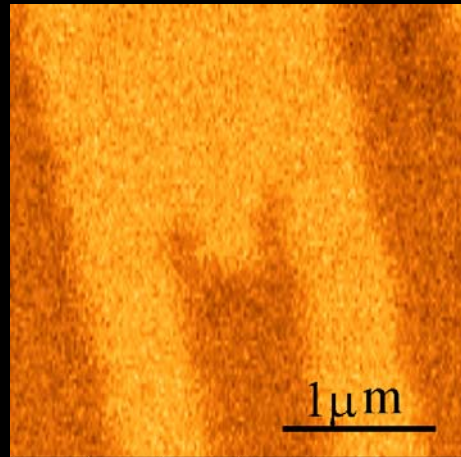
補償前のファイバプローブの ストークスパラメータ



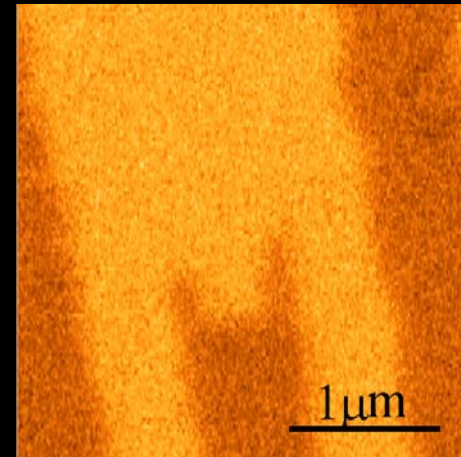
補償後のプローブの ストークスパラメータ



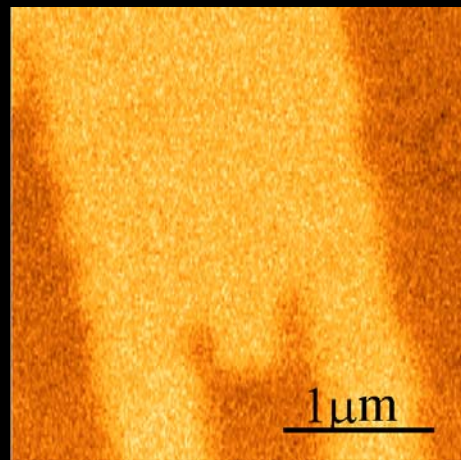
補償後の磁気光学像



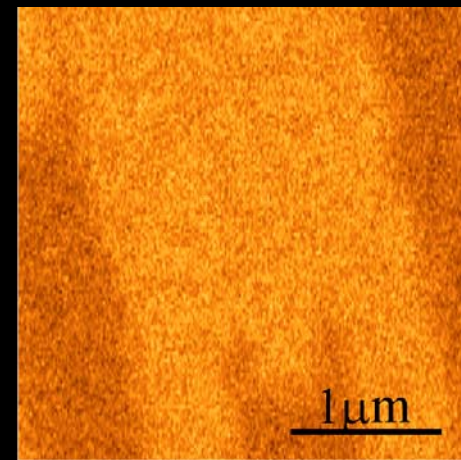
a) 1f component ($\Delta=0$)



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

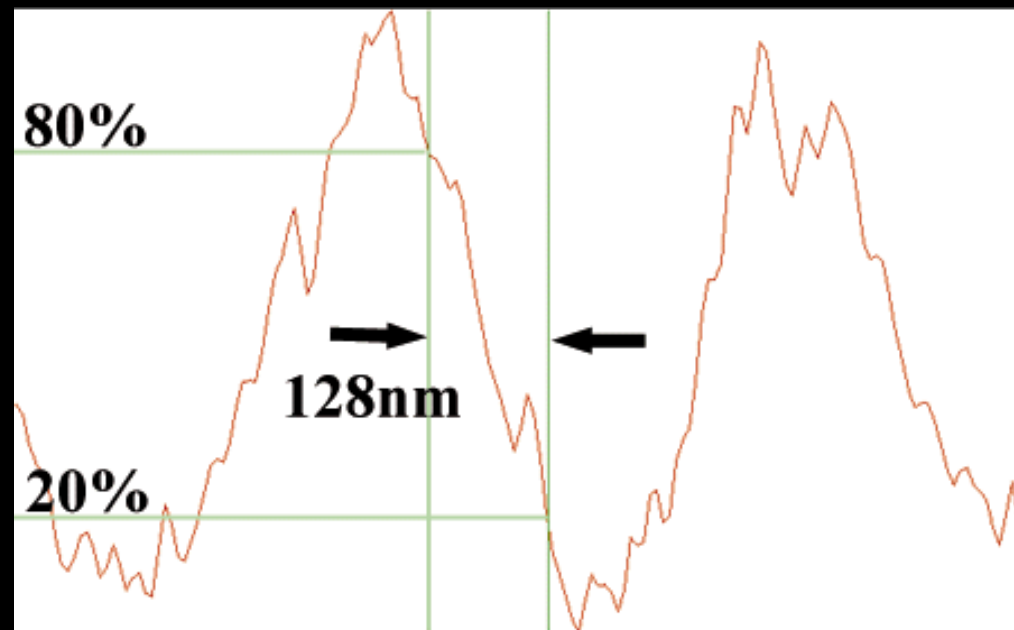
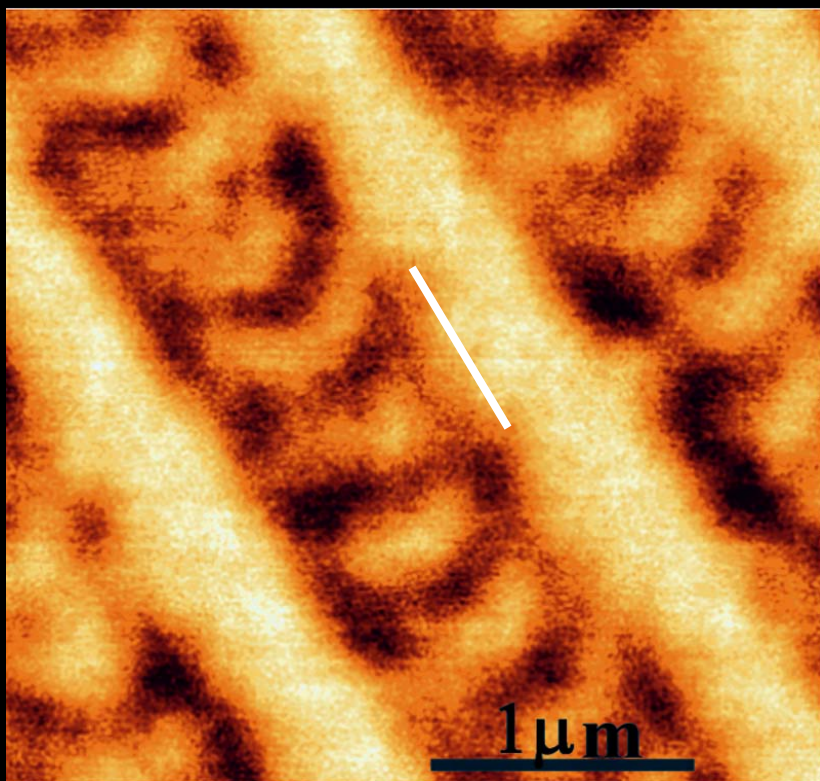


c) 1f component ($\Delta=\pi/2$)

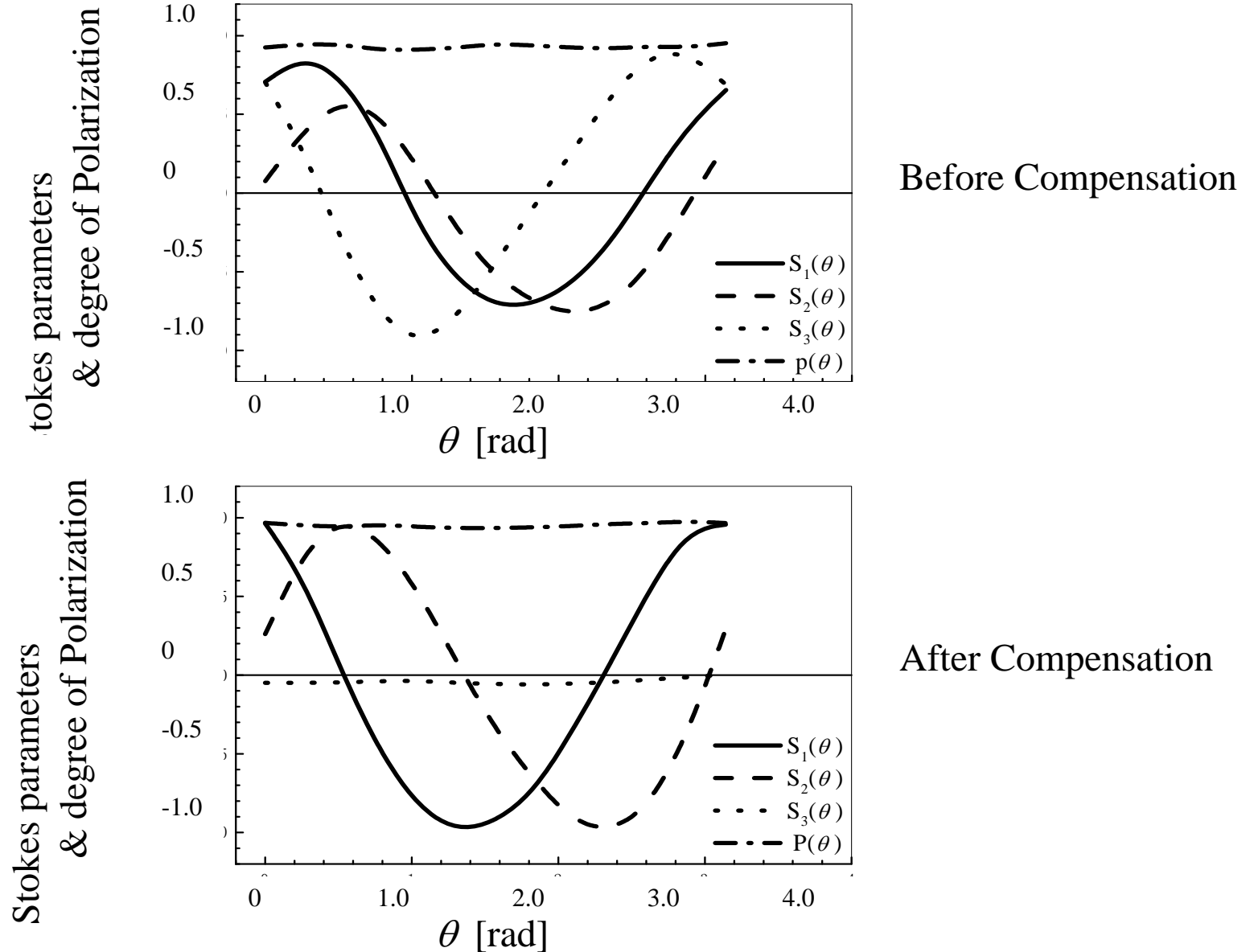


(d) 2f component ($\Delta=\pi/2$)

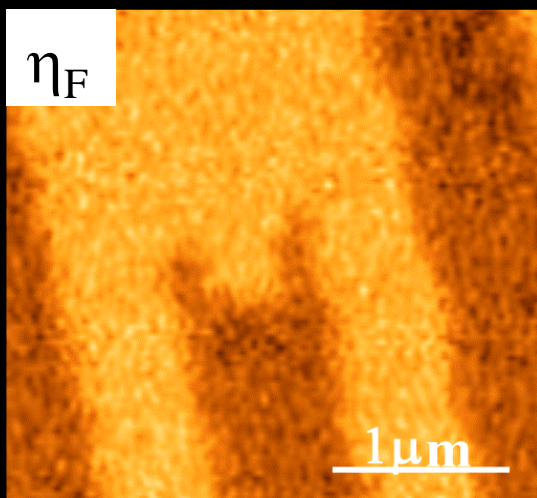
0.2 μm の記録マークのSNOM像



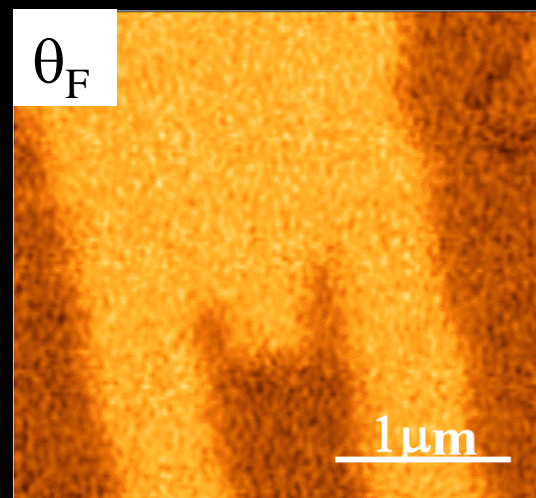
Compensation of Probe Characteristics



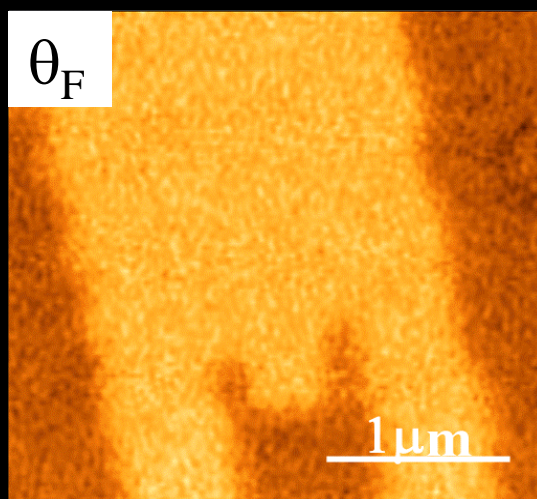
Compensated MO Image



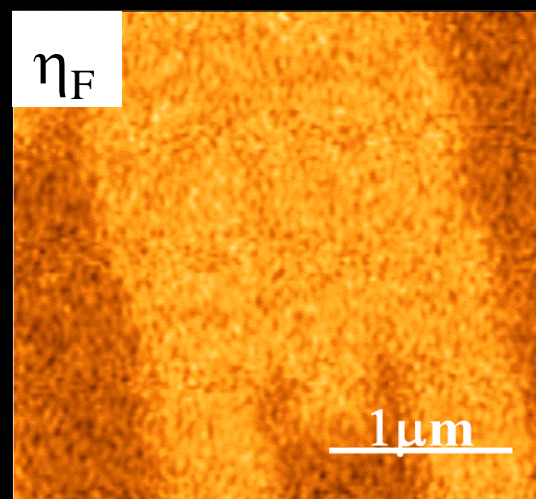
1f component at $\Delta=0$



2f component at $\Delta=0$

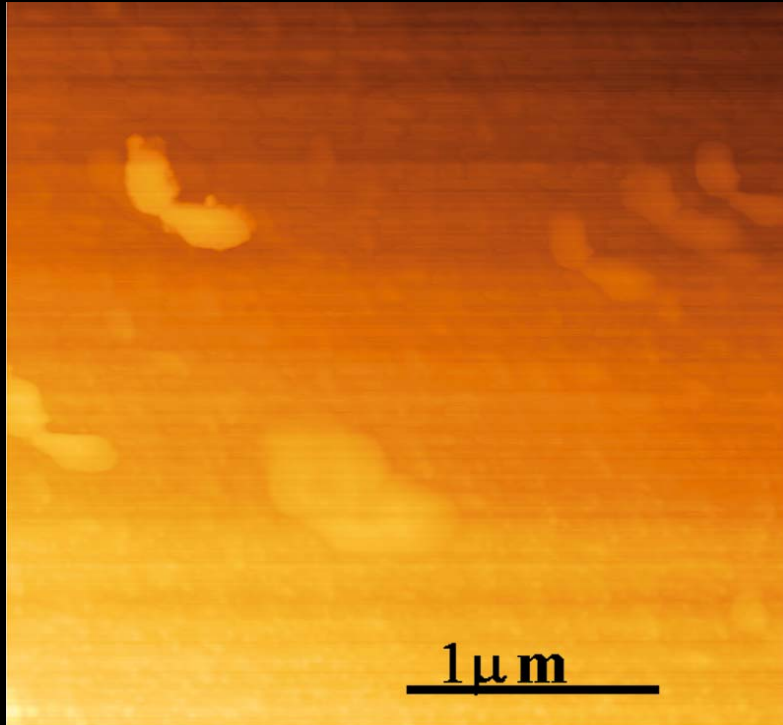


1f component at $\Delta=\pi/2$

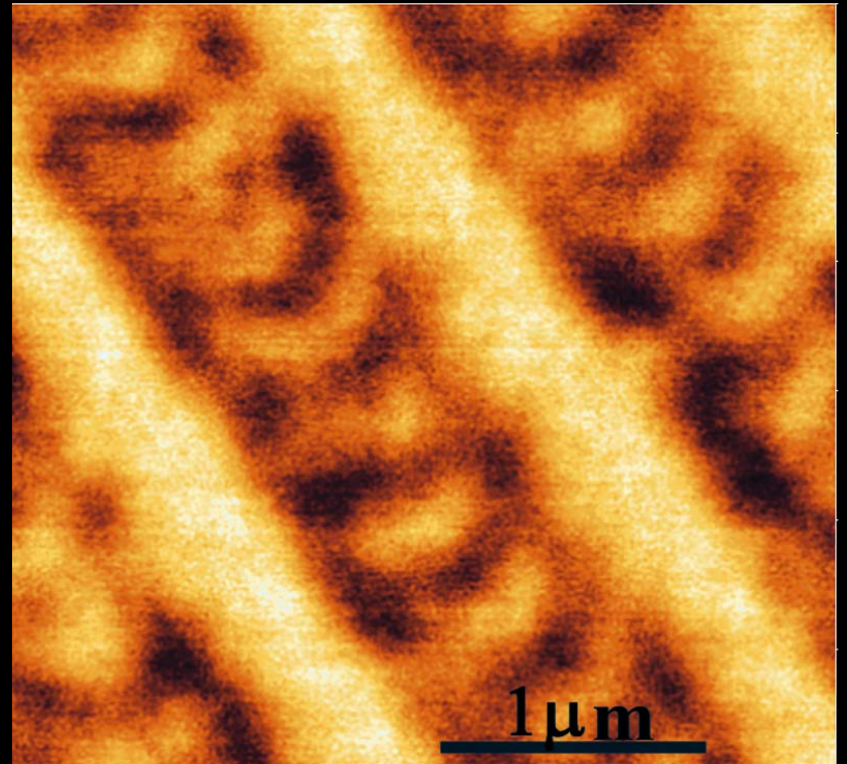


2f component at $\Delta=\pi/2$

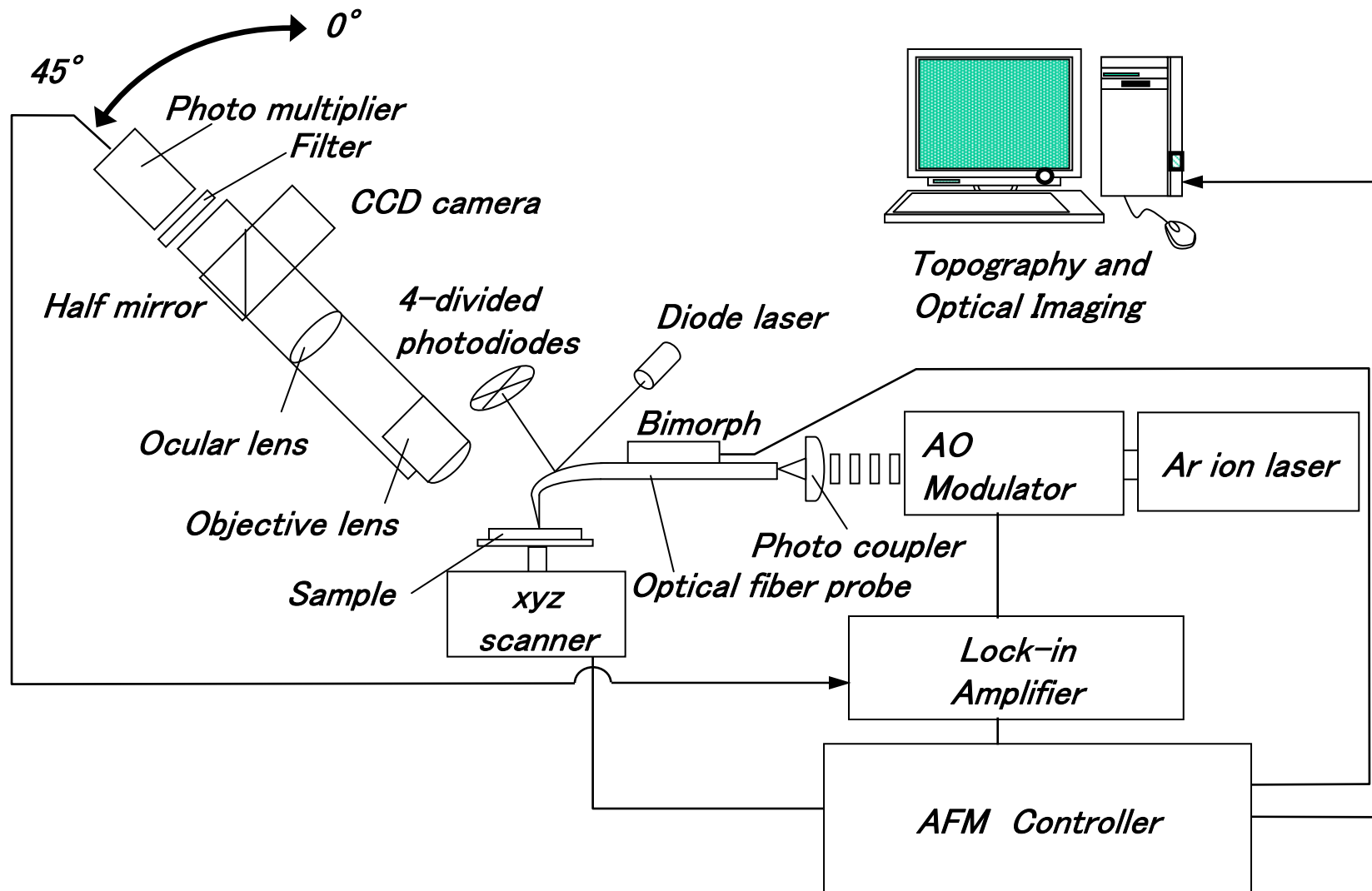
Topographic and Magneto-Optical Images of 0.2 μm Mark



Topography

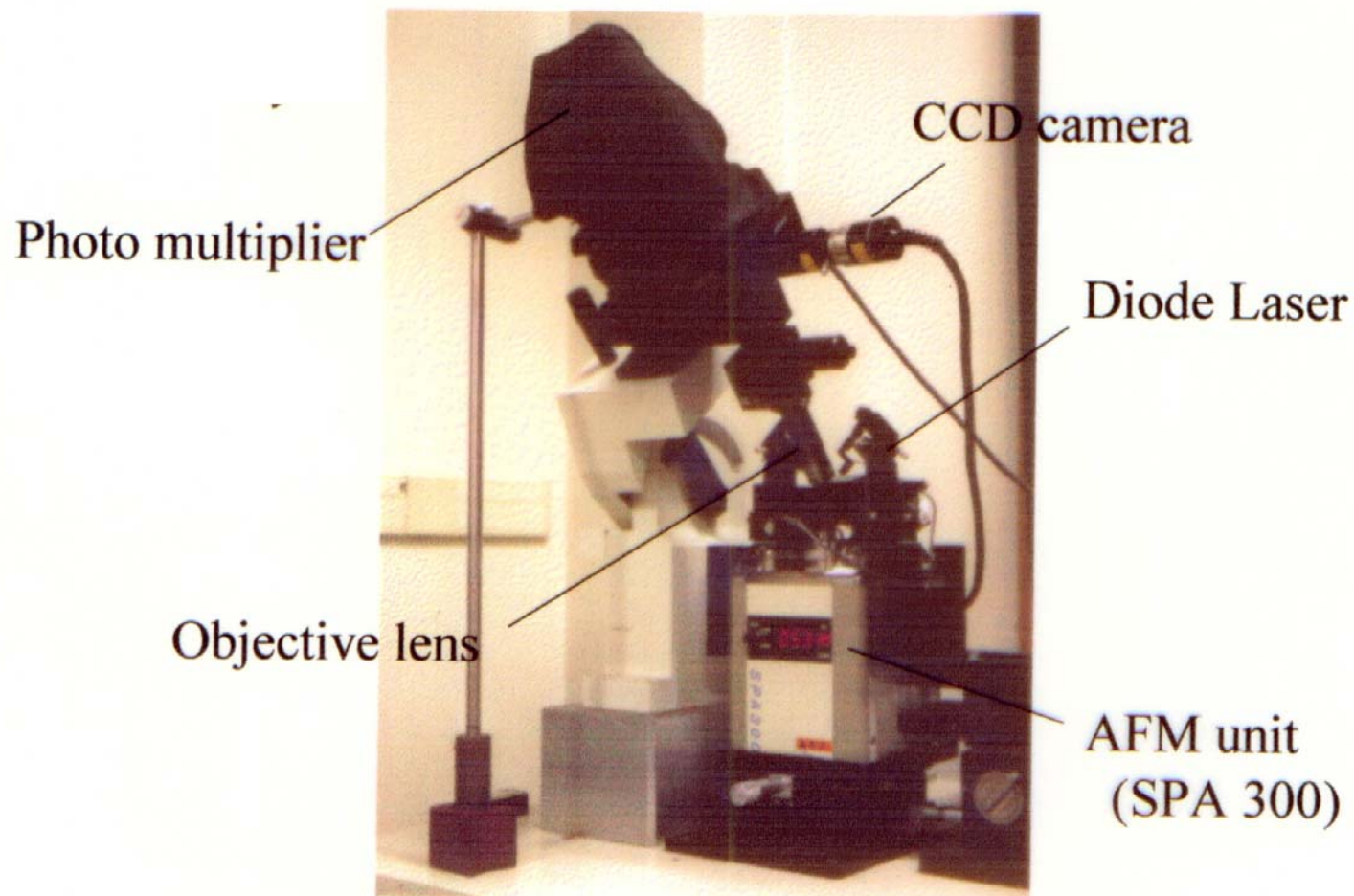


MO image

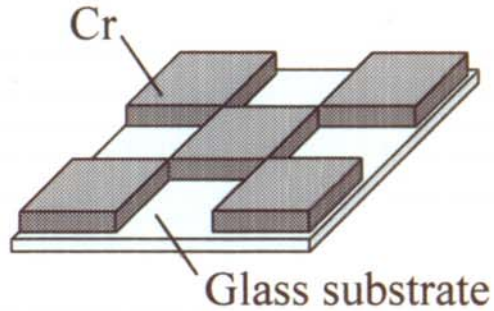


反射モードSNOM装置構成図

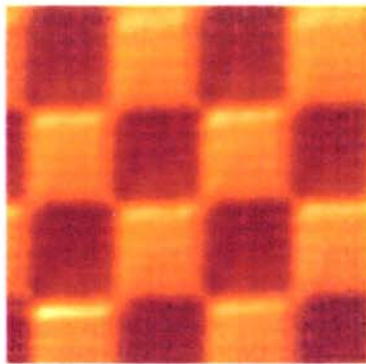
反射モードのセットアップ



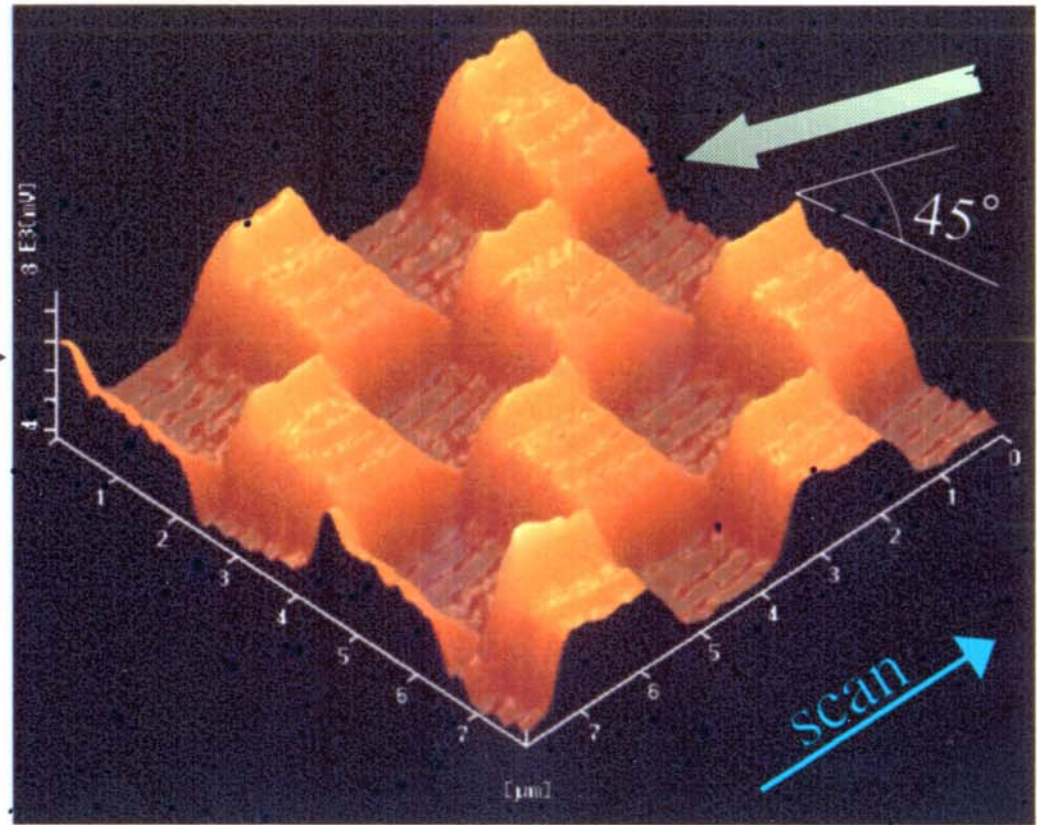
反射モードSNOM像



(a) Test sample

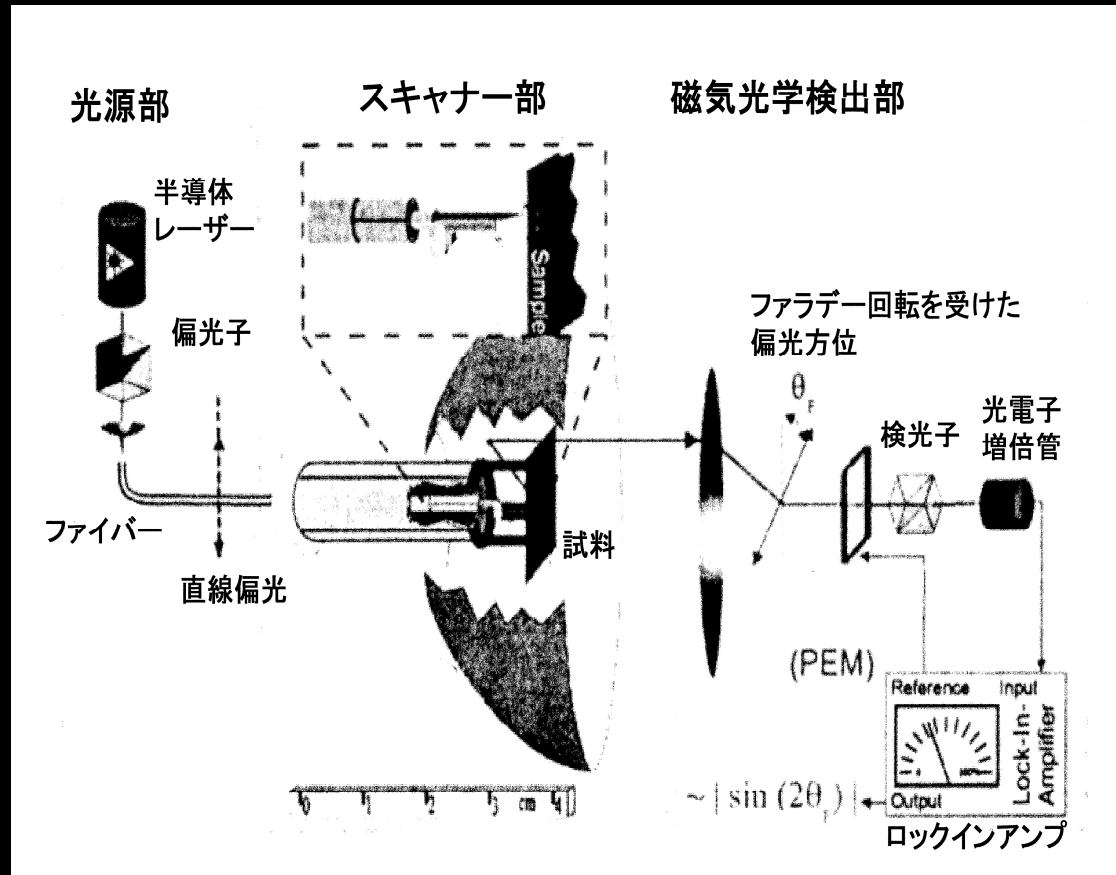


$2\ \mu\text{m}$



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

凹面鏡を用いた反射SNOM



凹面鏡を集光に用いた反射型SNOM
の構成図

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
- 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、入射面から回転する。
- 中心対称のある物質(Fe, Auなど)では、電気双極子によるSHGは起きない。表面界面に敏感

Nonlinear Magneto-optics

- What is the nonlinear magneto-optical effect?

Magnetization-induced nonlinear optics

- What is the nonlinear Kerr rotation?

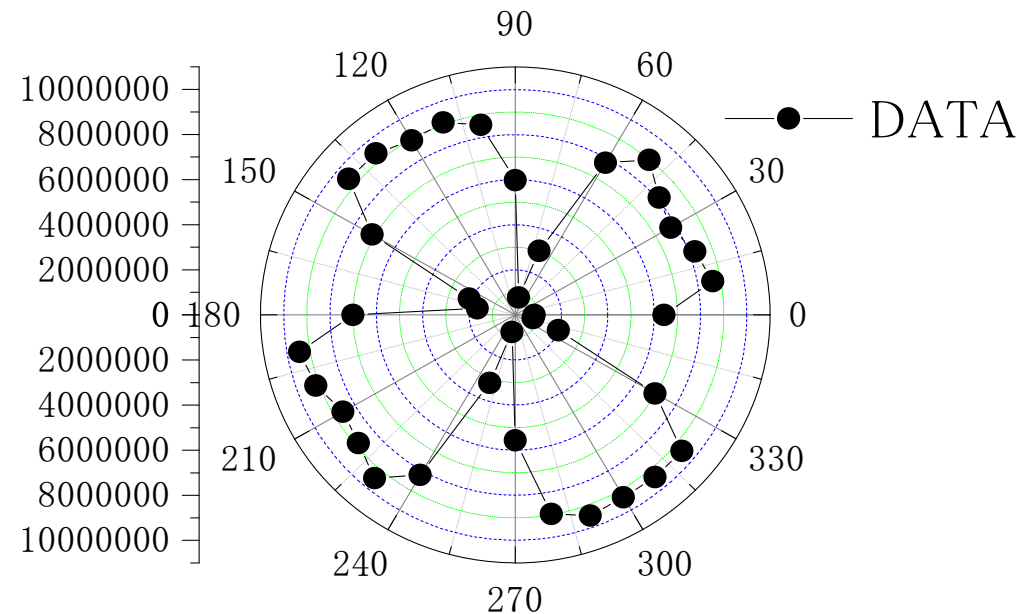
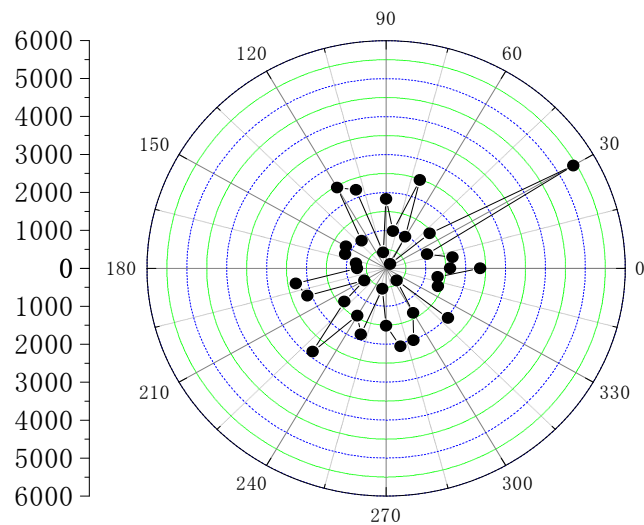
When P-polarized primary light is incident both P- and S-polarized SH light emits: which leads to rotation of E vector from the plane of incidence.

- In centrosymmetric materials such as Fe and Au no SHG occurs due to cancellation of P and $-P$.

Azimuthal angle dependence of SHG from Si and GaAs wafer

Si wafer (001)
centrosymmetric

GaAs wafer (001)
Non-centrosymmetric



Theoretical prediction and experimental verification

- Nonlinear magneto-optical Kerr rotation larger than linear rotation was theoretically predicted¹⁾, and was experimentally proved^{2,3)}.

1) W. Hübner and K.-H. Bennemann: Phys. Rev. **B40**, 5973 (1989)

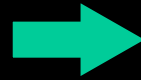
2) Th. Rasing et al.: J. Appl. Phys. **79**, 6181 (1996)

3) Th. Rasing: J. Mag. Soc. Japan **20** (Suppl. S1), 13 (1996)

Surface and interface sensitivity of MSHG

• Application of MSHG

Sensitive to
the break of
symmetry at surface



Evaluation of
Multilayers
Imaging of domains

▪ This effect cannot be expected to be applied to some practical memory devices but is thought to be **useful for characterization of surfaces and interfaces** of materials.

Nonlinear magneto-optical effect

- For weak incident laser field $E(\omega)$:

$$P_i^{(1)} = \chi_{ij}^{(1)} \varepsilon_0 E_j$$

linear
response

- For strong incident laser field $E(\omega)$:

$$P_i = \varepsilon_0 (\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots)$$

Nonlinear
response

Third rank tensor is not allowed in centrosymmetric materials.

- Nonlinear polarization $P^{(2)}$ for incident field of $E = E_0 \sin \omega t$

$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0}{2} + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \sin \omega t - \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} \cos 2\omega t + \dots$$

Second harmonic generation (SHG)

Nonlinear polarization of 2nd order

$$P^{(2)}_i(t) = \int d\tau_1 d\tau_2 \chi^{(2)}_{ijk}(\tau_1, \tau_2) E_j(t - \tau_1) E_k(t - \tau_2)$$

$$E_j(t) = \{ E_{1j} \exp(i\omega_1 t) + E_{2j} \exp(i\omega_2 t) + c.c. \} / 2$$



parametric process

$$P_i^{(2)}(t) = P_i^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) \exp\{i(\omega_1 + \omega_2)t\} + P_i^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) \exp\{i(\omega_1 - \omega_2)t\}$$

$$+ P_i^{(2)}(0) + P_i^{(2)}(2\omega_1) \exp(i2\omega_1 t) + P_i^{(2)}(2\omega_2) \exp(i2\omega_2 t) + c.c$$

Light rectification

SHG process

Definition of nonlinear susceptibility

$$P_i^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2)$$

$$P_i^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2)$$

$$P_i^{(2)}(0) = (1/2) \chi_{ijk}^{(2)}(0; \omega, -\omega) E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (\omega = \omega_1, \omega_2)$$

$$P_i^{(2)}(2\omega) = (1/2) \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega) E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (\omega = \omega_1, \omega_2)$$

Centrosymmetric materials: all the $\chi_{ijk}^{(2)}$ components vanish.

(from symmetry operations)

Surfaces and interfaces: symmetry breaking, leading to appreciable amount of nonlinear magneto-optical effect even in the centrosymmetric materials

Wave equation of *linear* magneto-optical effect

$$\text{rot rot } E(\omega) + \frac{\tilde{\varepsilon}(\omega)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\omega) = 0$$

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{yz} \\ 0 & \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{xx} \end{pmatrix}$$

$\Psi_K = \phi_K + i\eta_K$ (複素力一回転角)

$$\tan \Psi_K^{(1)}(\omega) = -\frac{\chi_1^{(1)}}{\chi_0^{(1)}} \cdot \frac{\sin \theta_i \cos \theta_i}{\sqrt{\cos^2 \theta_i + \chi_0^{(1)}}} \cdot \frac{\cos(2\theta_i) + \chi_0^{(1)}}{\cos(2\theta_i) + \chi_0^{(1)} \cos^2 \theta_i}$$

$$\chi_1^{(1)} = \varepsilon_{yz}, \quad \chi_0^{(1)} = \varepsilon_{xx} - 1 = N^2 - 1$$

Wave equation of nonlinear magneto-optics.

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(2\omega) + \frac{\tilde{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(2\omega) = - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{(2)}(2\omega)$$

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega : \omega, \omega) E_j^{(1)}(\omega) \cdot E_k^{(1)}(\omega)$$

Source term does not depend on optical constants of materials, leading to special solution associated with the second order susceptibility.

Susceptibility Tensor

$$\chi^{2,D} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \chi_{xxz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{xxz} & 0 & 0 \\ \chi_{zxx} & \chi_{zxx} & \chi_{zzz} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Nonlinear Kerr rotation

$$E_r^{(2)\pm}(2\omega) = -\frac{P^{(2)\pm}(2\omega)\sin\theta_s}{\epsilon_0 c^2} \frac{F_1^\pm}{F_3^\pm F_2^\pm}$$

$$F_1^\pm = \sin^2 \theta_i + \frac{1 + \chi^{(1)\pm}(2\omega)}{1 + \chi_0^{(1)\pm}(2\omega)} S_1^\pm(\theta_i) S_2^\pm(\theta_i)$$

$$+ \frac{\chi^{(1)\pm}(2\omega) - \chi_0^{(\pm)}(2\omega)}{\chi^{(1)\pm}(\omega) - \chi_0^{(\pm)}(2\omega)} \left[\frac{1 + \chi^{(1)\pm}(2\omega)}{1 + \chi_0^{(1)\pm}(2\omega)} [1 + \chi^{(1)\pm}(\omega)] - 2 \sin^2 \theta_i \right] S_1^\pm(\theta_i) S_2^\pm(\theta_i)$$

$$F_2^\pm = [1 + \chi^{(1)\pm}(2\omega)] S_1^\pm(\theta_i) + [1 + \chi^{(1)\pm}(\omega)] S_2^\pm(\theta_i)$$

$$F_3^\pm = [1 + \chi^{(1)\pm}(2\omega)] \cos \theta_i$$

Nonlinear Kerr rotation

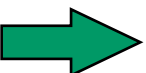
$$\tan \Psi_K^{(2)} = i \left(\frac{\chi^{(2)+} F_1^+ F_2^- F_3^- - \chi^{(2)-} F_1^- F_2^+ F_3^+}{\chi^{(2)+} F_1^+ F_2^- F_3^- + \chi^{(2)-} F_1^- F_2^+ F_3^+} \right) = i \left(\frac{\chi^{(2)odd}}{\chi^{(2)even}} + \text{higher order} \right)$$

Different from the linear case

$\chi^{(2)odd} / \chi^{(2)even}$ **contributes.**

This term is zero in centrosymmetric materials

And takes a finite value at surfaces

Surface sensitivity  **useful for surface magnetism studies !**

Difference between linear and nonlinear Kerr rotation

Linear :

$1/\sqrt{\cos^2 \theta_i + \chi_0^{(1)}}$ factor reduces the magnitude

Also χ_{xy} is order of magnitude smaller than χ_{xx}

Nonlinear : no such factor exists

Also χ_{odd} and χ_{even} are of the same order

Microscopic origin of MSHG

SHG ← 3 photon process

$$\chi_{xzz}^{(2)}(\mathbf{q}, 2\omega; \vec{M}) \sim \frac{\lambda_{so}}{\hbar\omega} \sum_{\sigma} \langle k+2q|x|k \rangle \langle k|z|k+q \rangle \langle k+q|z|k+2q \rangle \frac{F_{\sigma}}{\varepsilon_{k+2q,\sigma} - \varepsilon_{k,\sigma} - 2\hbar\omega}$$

Here

$$F_{\sigma} = \frac{f(\varepsilon_{k+2q}) - f(\varepsilon_{k+q})}{\varepsilon_{k+2q,\sigma} - \varepsilon_{k+q,\sigma} - \hbar\omega} - \frac{f(\varepsilon_{k+q}) - f(\varepsilon_k)}{\varepsilon_{k+q,\sigma} - \varepsilon_{k,\sigma} - \hbar\omega}$$

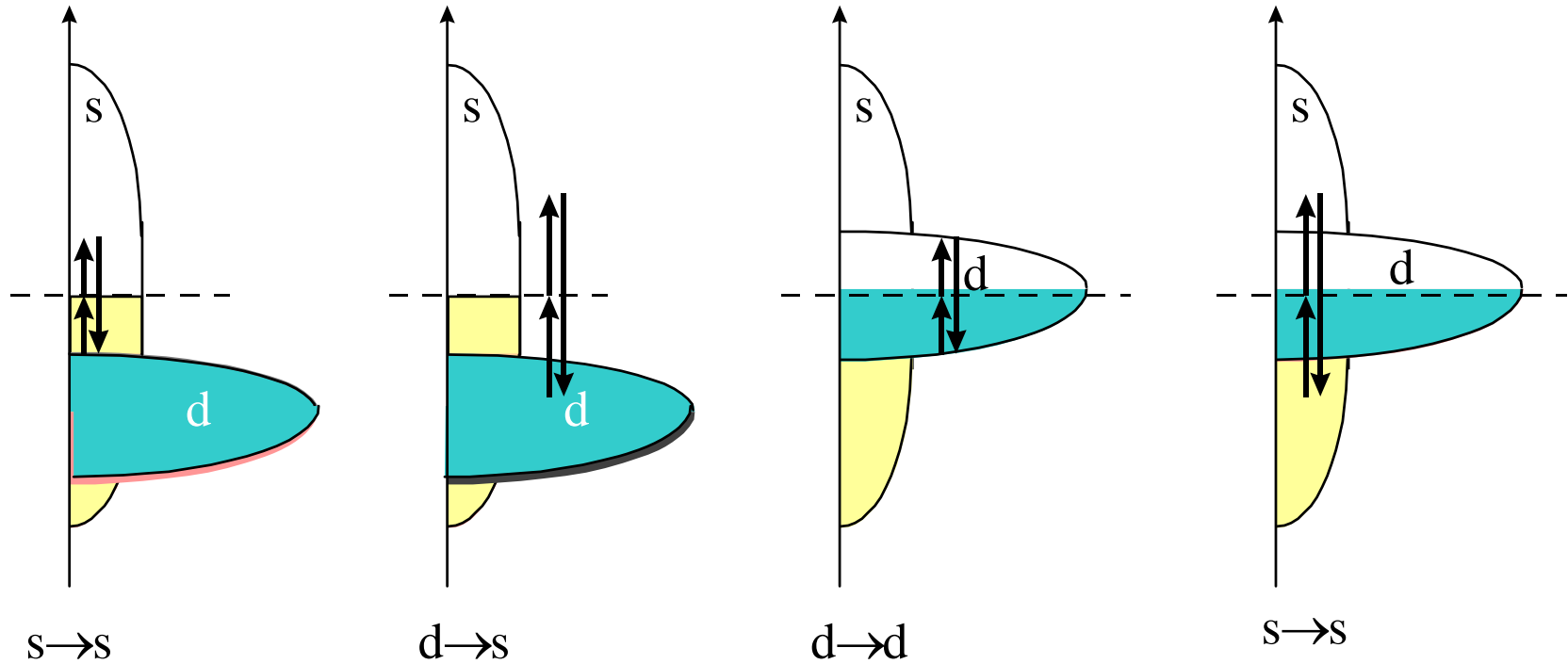
$$\begin{array}{ccccccc} |k, q, l\rangle & \rightarrow & |k+q, l'\rangle & \rightarrow & |k+2q, l''\rangle & & |kl\rangle \rightarrow |k+2q, l''\rangle \\ \omega & & \omega & & & & 2\omega \end{array}$$

Ground state

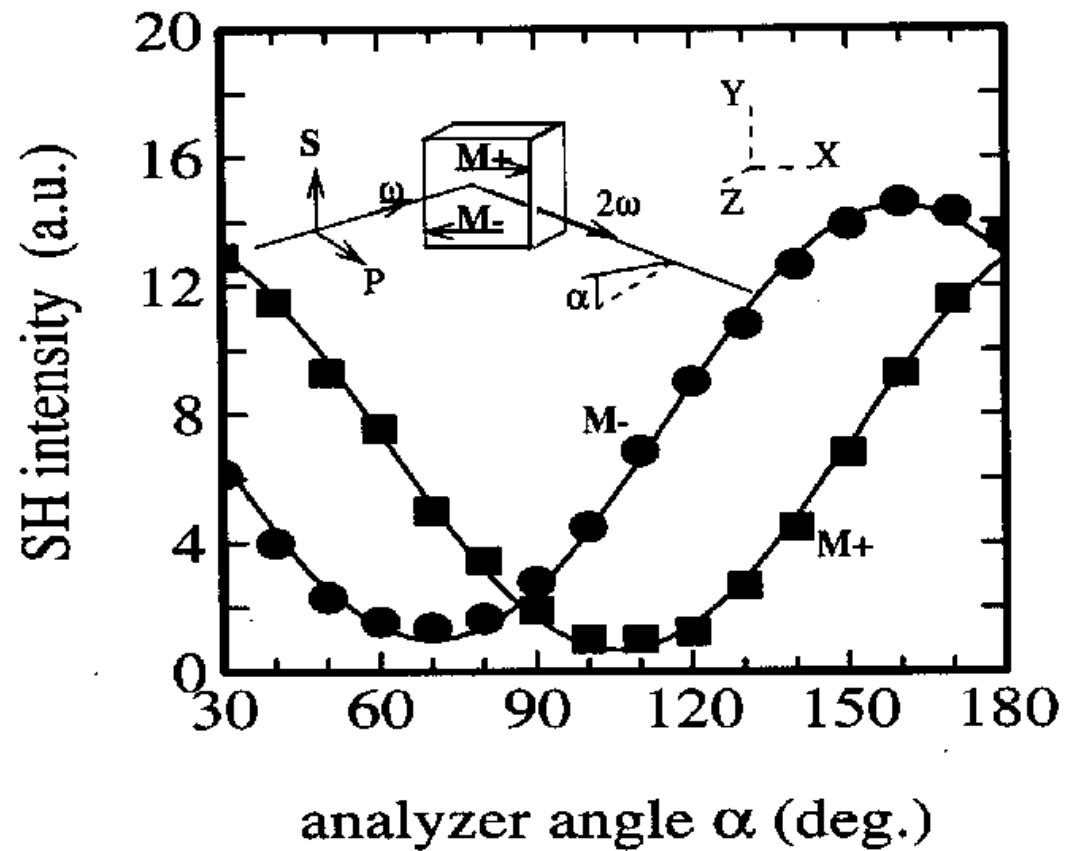
Intermediate state

Excited state

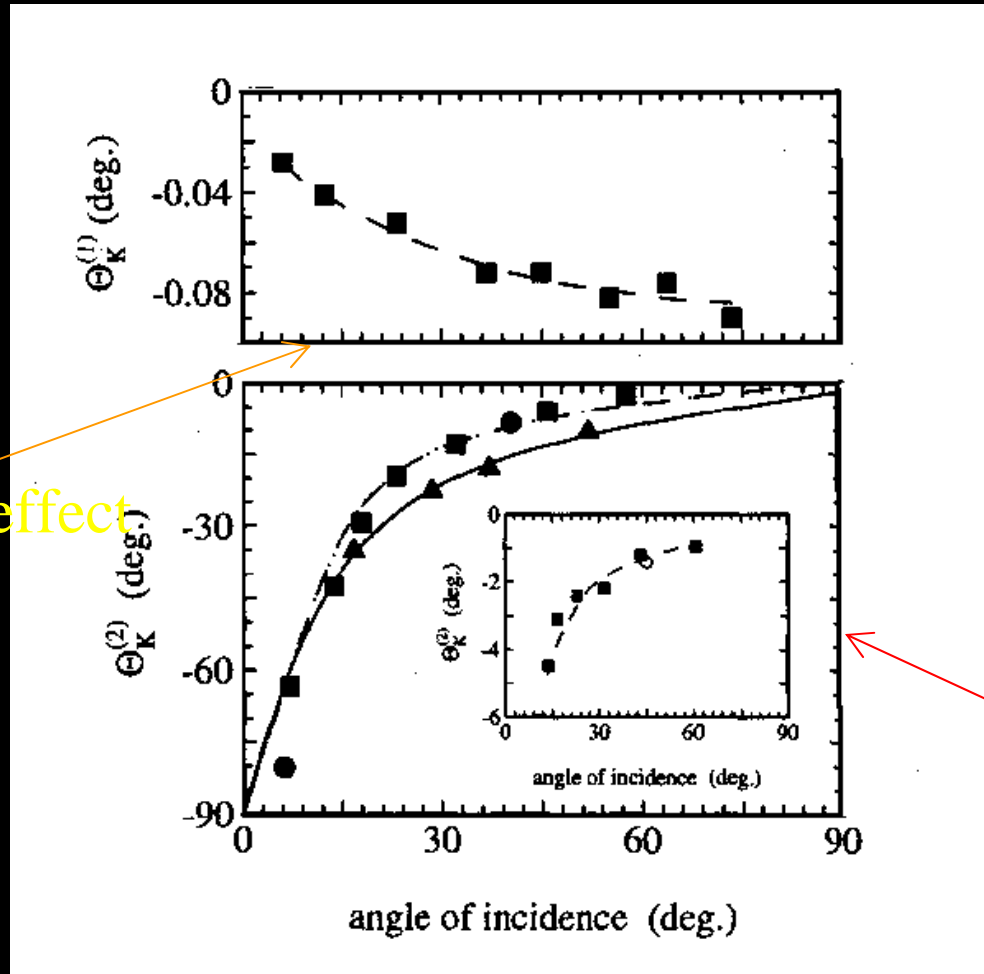
Illustration of microscopic process of MSHG



Nonlinear Kerr rotation of Fe



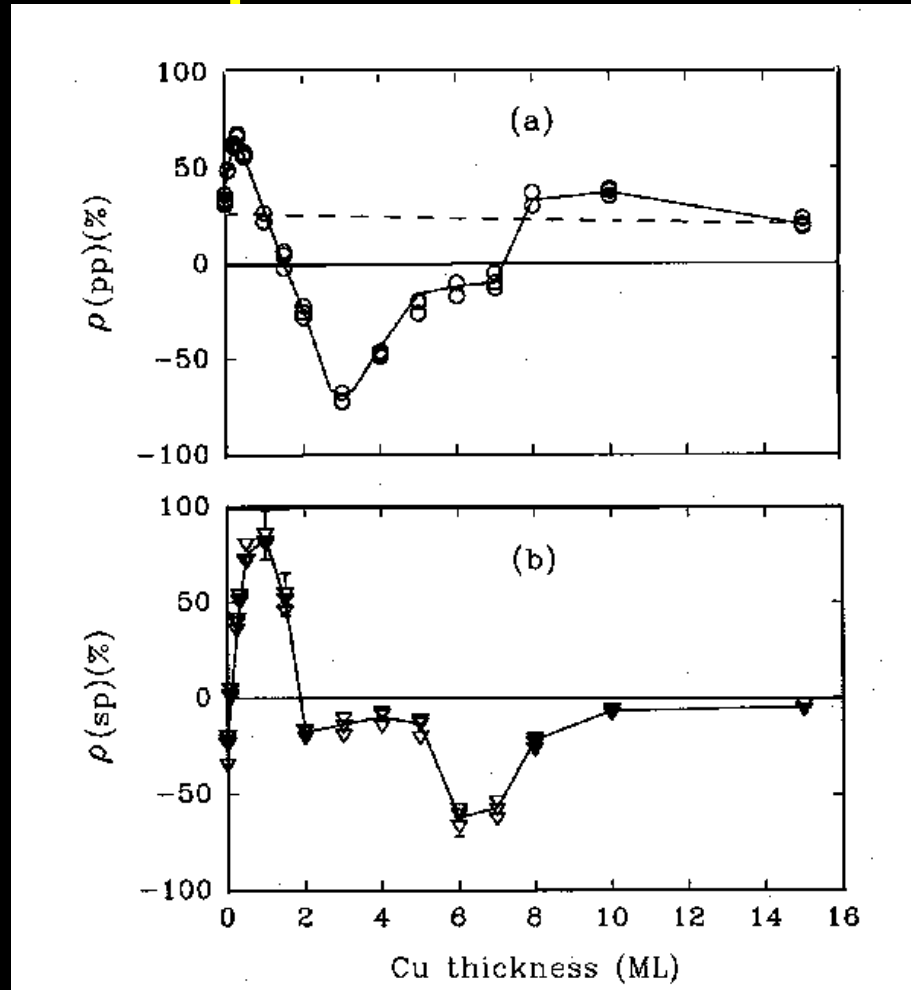
Nonlinear Kerr rotation of Fe/Cu



Nonlinear Kerr effect

nonlinear

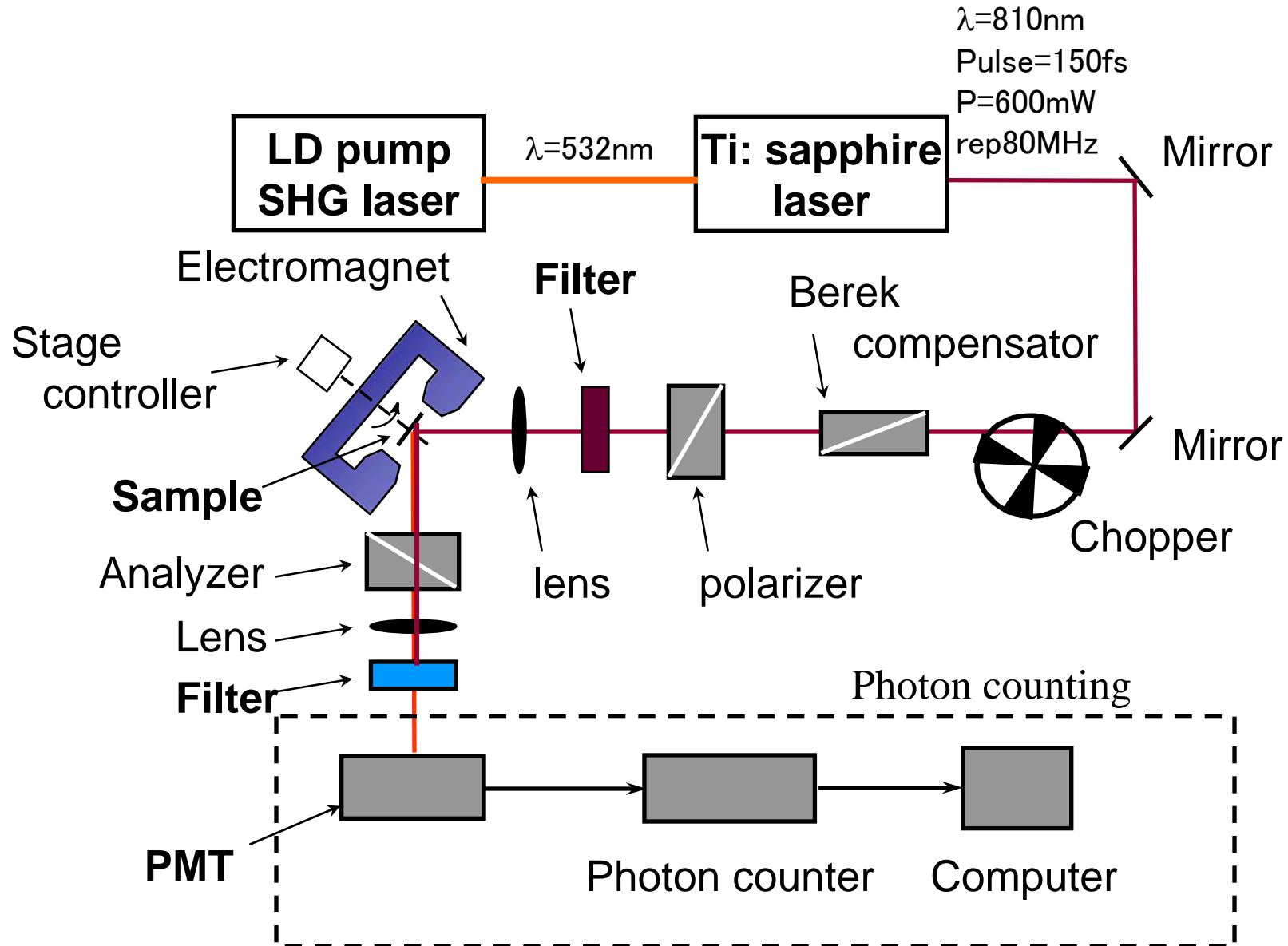
Cu cover layer-thickness dependence of Co/Cu

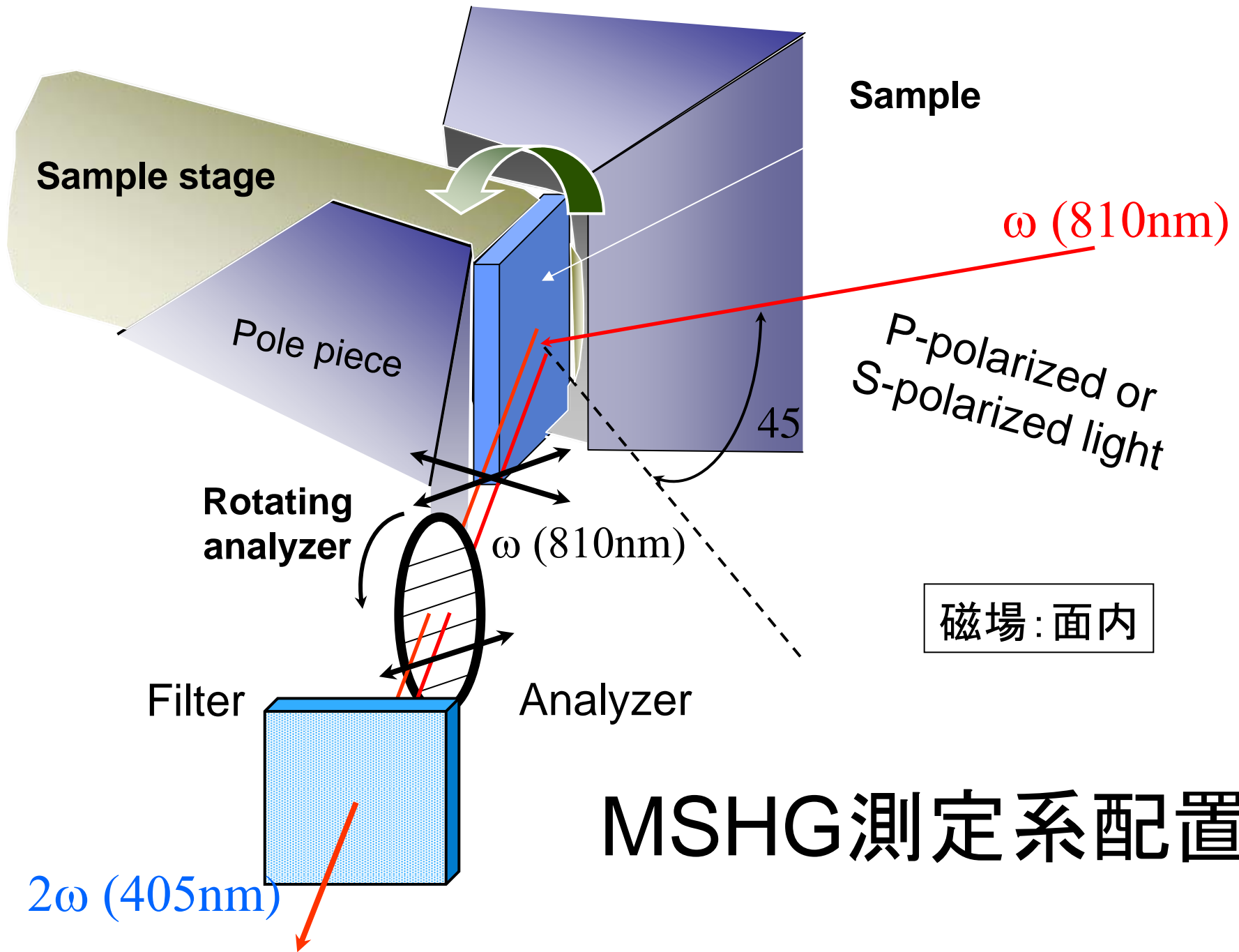


SH信号

Cuの層厚

非線形磁気光学効果測定系

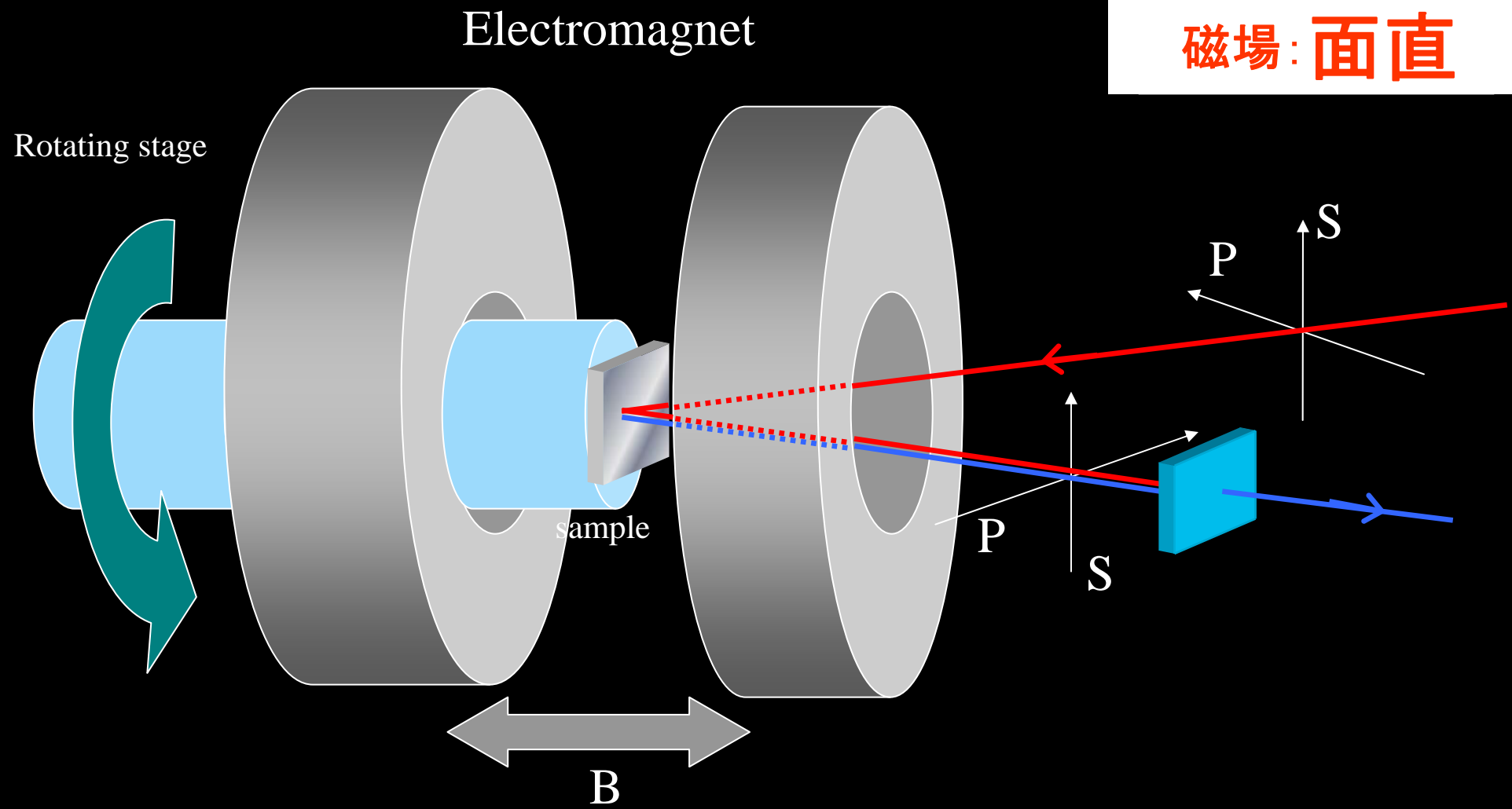




MSHG測定系配置

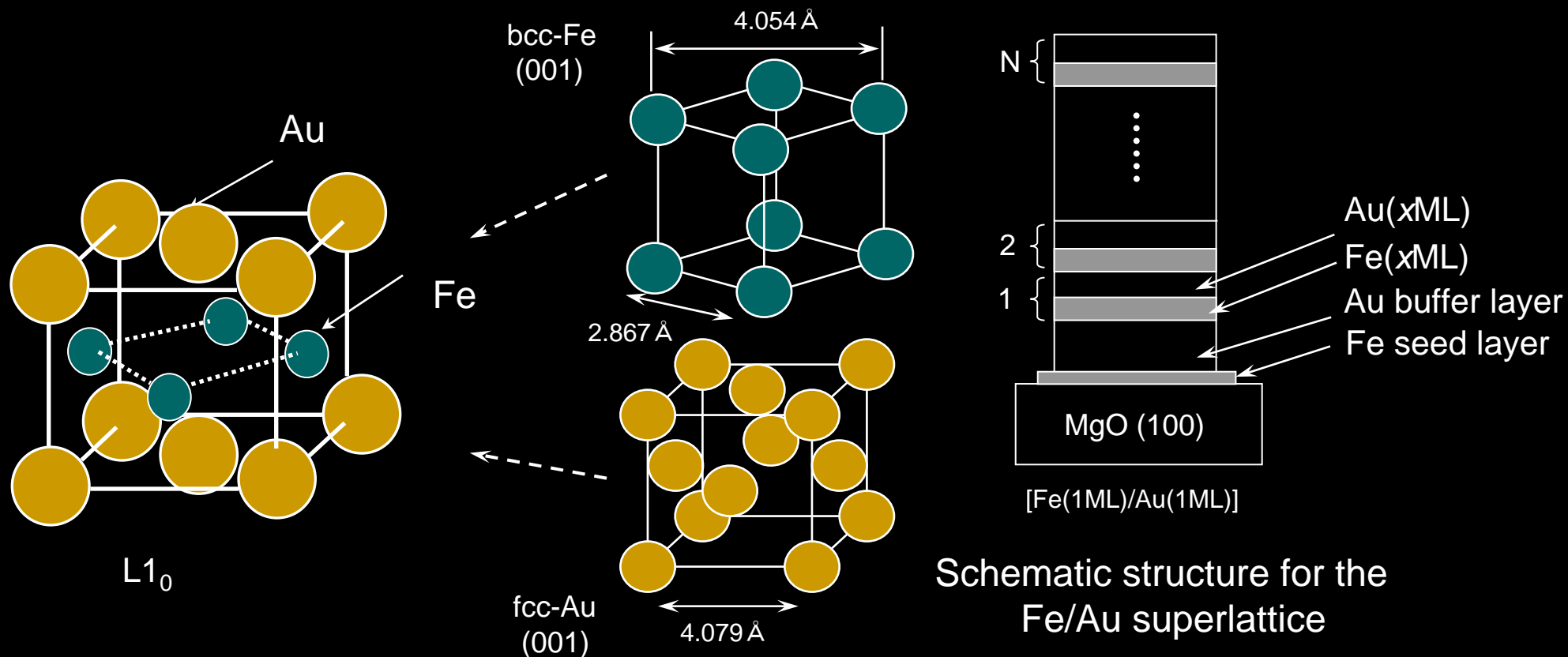
極力一配置

磁場：面直



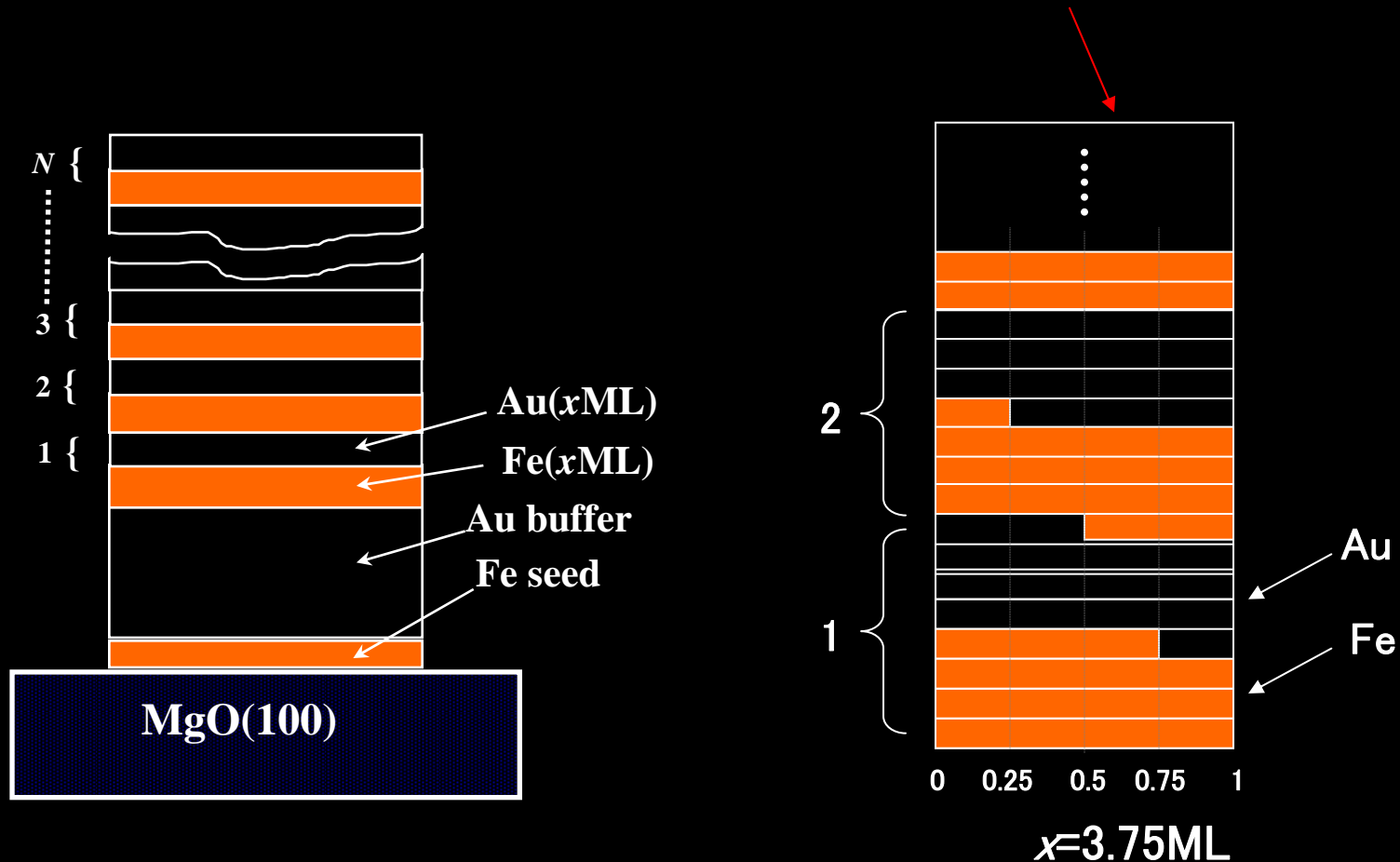
Atomic arrangement in a unit cell of Fe(1ML)/Au(1ML) with a $L1_0$ structure

Fe(1ML)/Au(1ML)人工規則合金の結晶構造

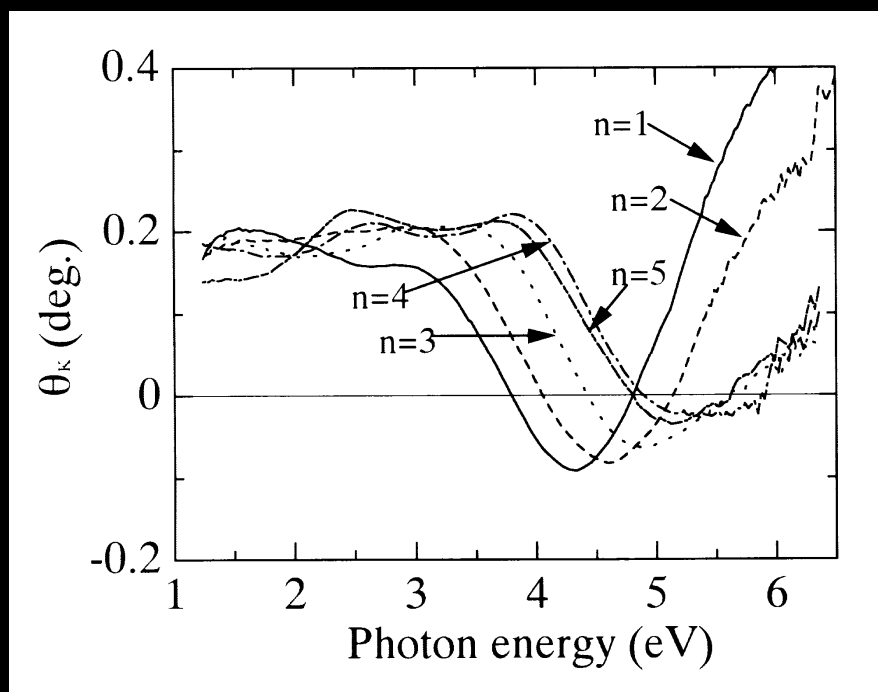


Superlattices : $[\text{Fe}(x\text{ML})/\text{Au}(x\text{ML})]_N$ with integer and non-integer layer thickness

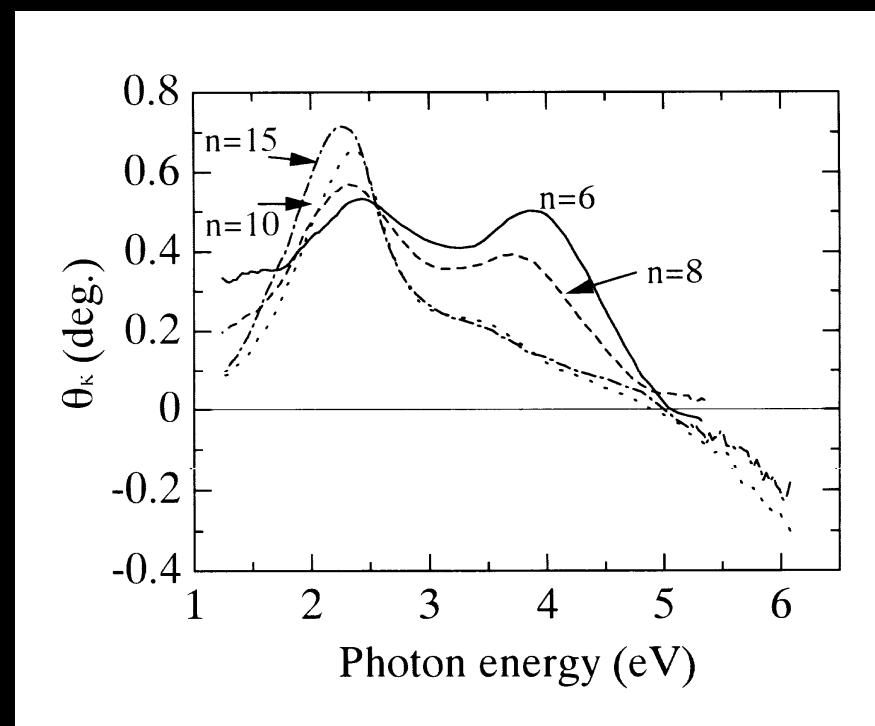
$x=1, 1.25, 1.5, 1.75, 2, 2.25, 2.5, 2.75, 3, 3.25, 3.5, 3.75, 4, 6, 8, 10, 15$



Magneto-optical Kerr spectra in Fe/Au superlattices



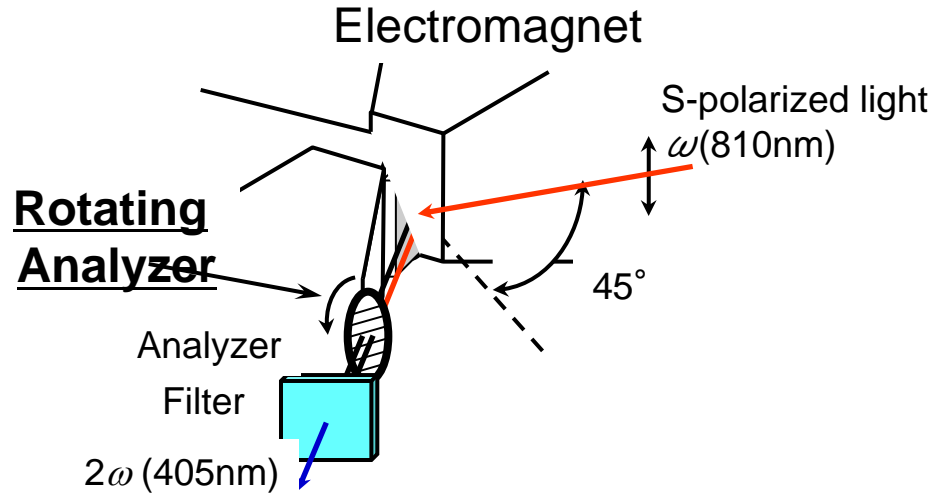
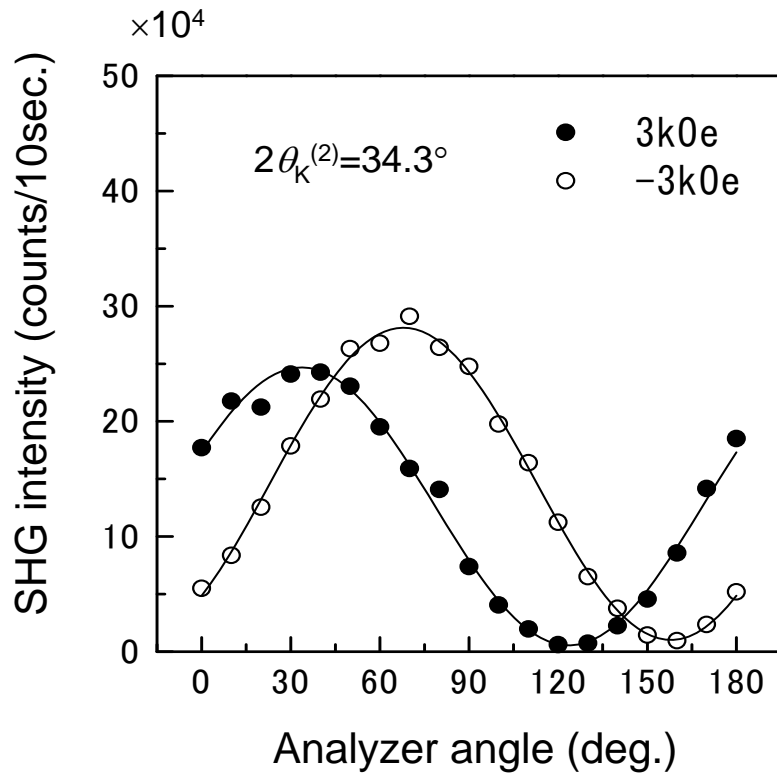
$x=1 \sim 5$



$x=6 \sim 15$

Result

MSHGの検光子角依存性



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

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

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

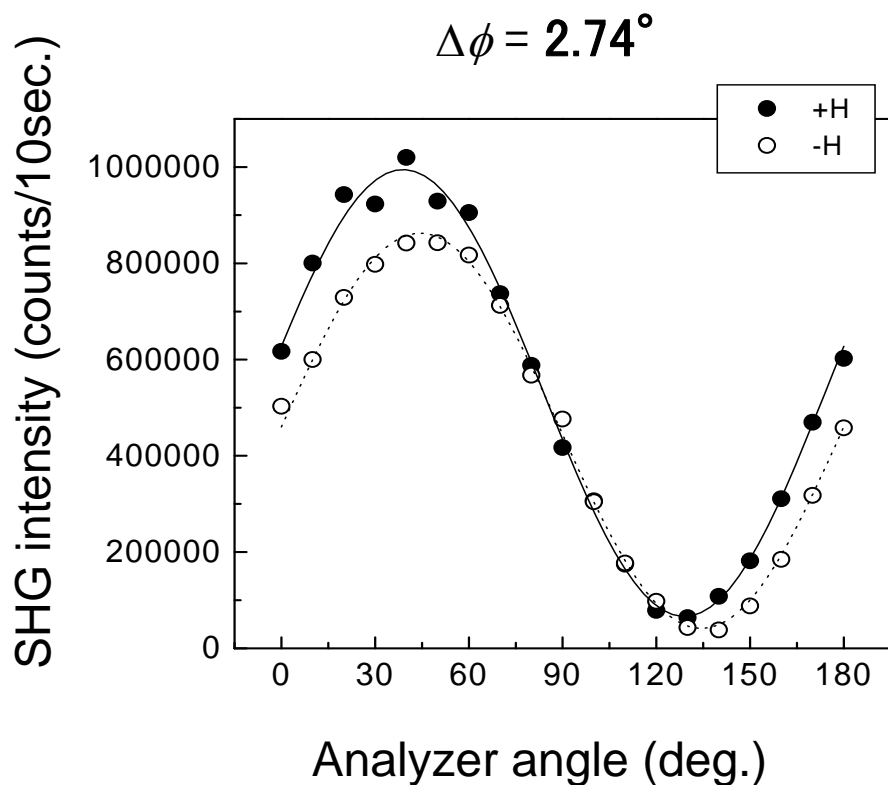
Nonlinear Kerr rotation & ellipticity

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

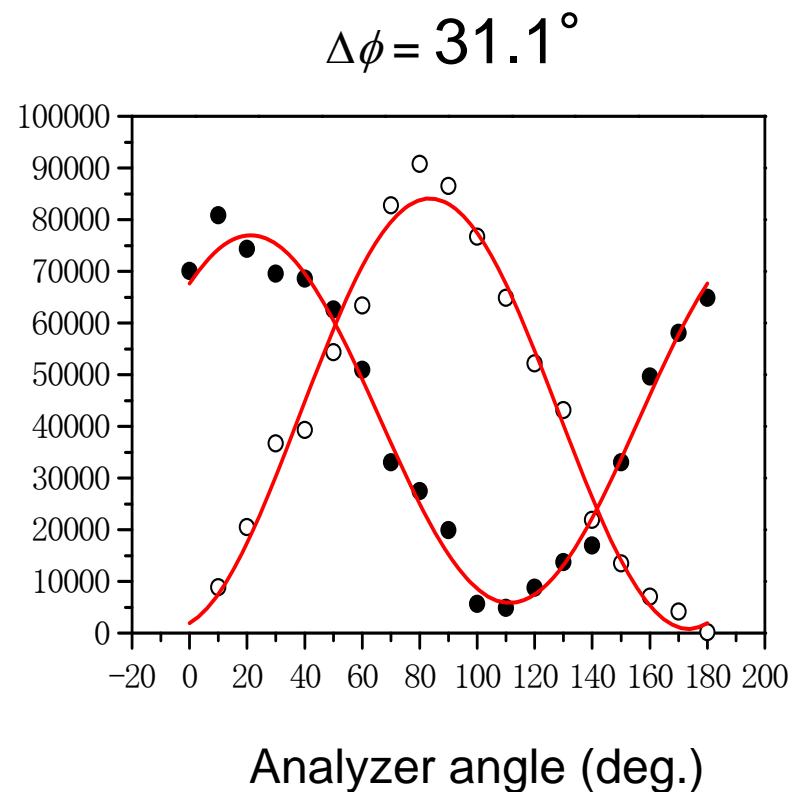
$$\eta_K^{(2)} = 3^\circ$$

Result

Fe/Auの非線形力一回転角



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

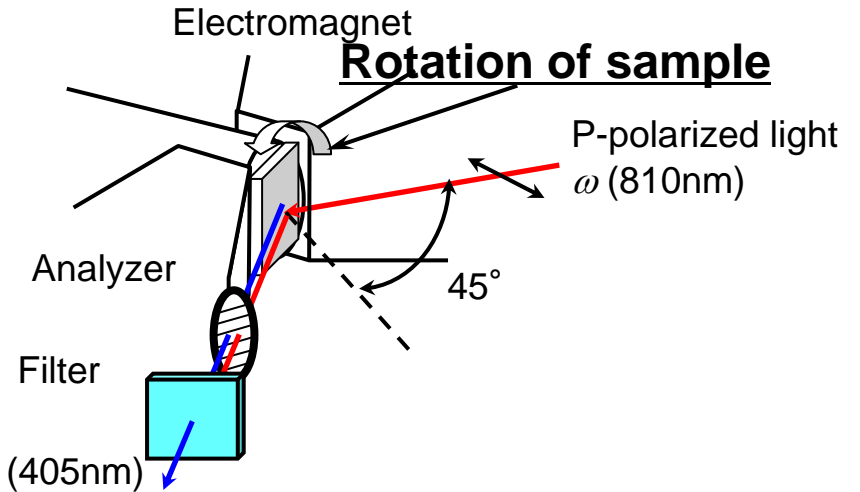


(b) Fe(1.75ML)/Au(1.75ML) Sin

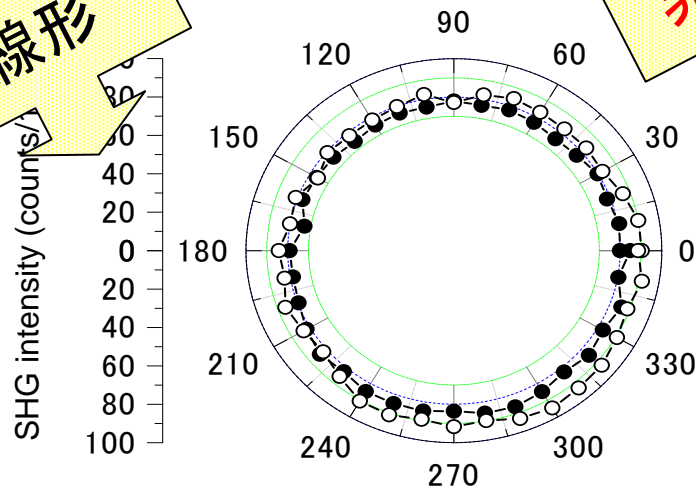
Analyzer angle dependence

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

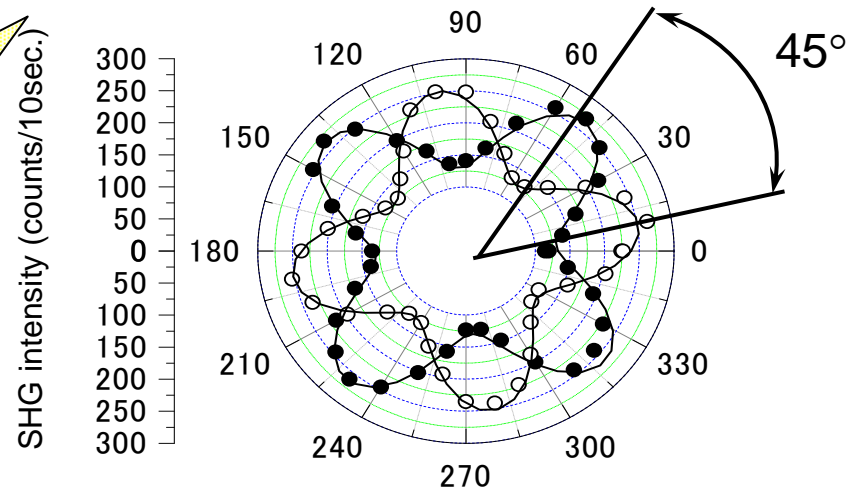


線形



(a) Linear (810nm)

非線形



(b) SHG (405nm)

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

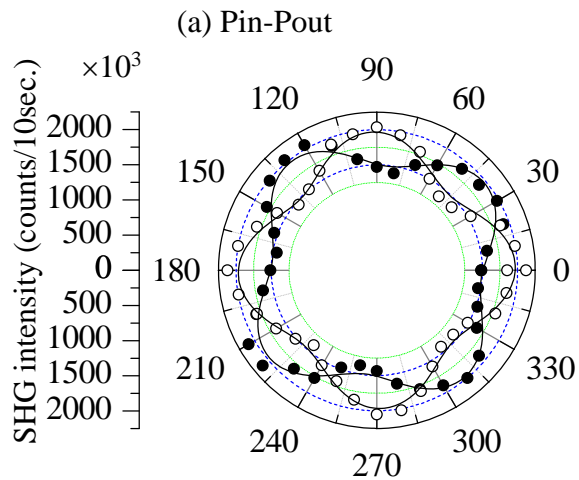
$$P_i^{(2)}(M) = \chi_{ijk}^{(D)}(M) E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(Q)}(M) E_j \nabla_l E_k$$
$$= \chi_{ijk}^{(D)}(0) E_j E_k + X_{ijkL}^{(D)} E_j E_k M_L + \chi_{ijkl}^{(Q)} E_j \nabla_l E_k$$

Surface
nonmagnetic
(dipole term)

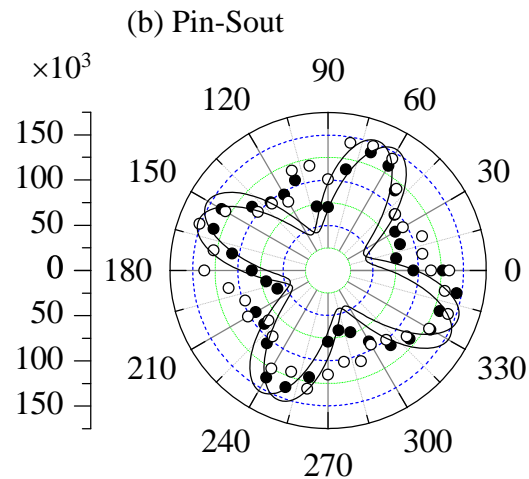
Surface
Magnetic
(dipole term)

Bulk
nonmagnetic
(quadrupole)

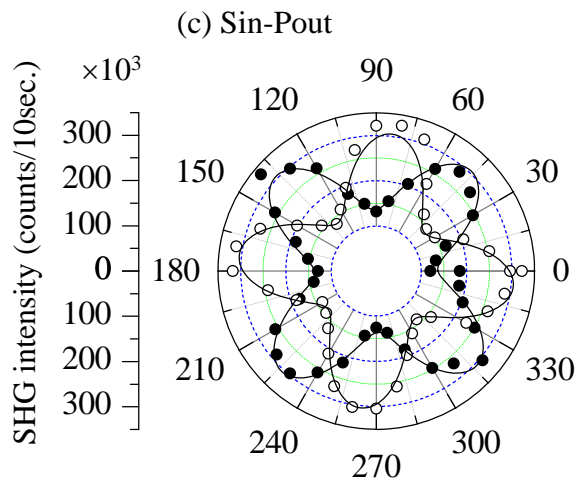
MSHG方位角依存性のシミュレーション



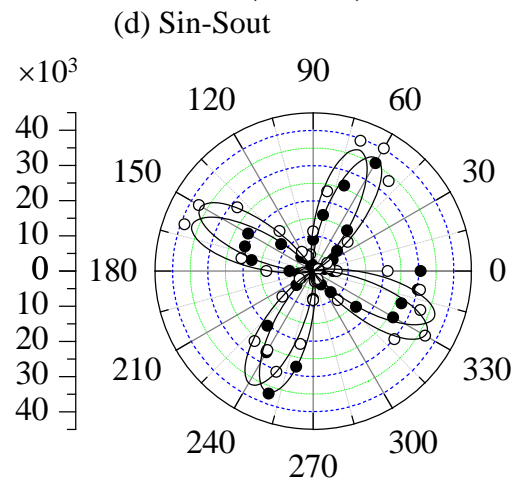
$$A^{PP}=1310, B=26, C=-88$$



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



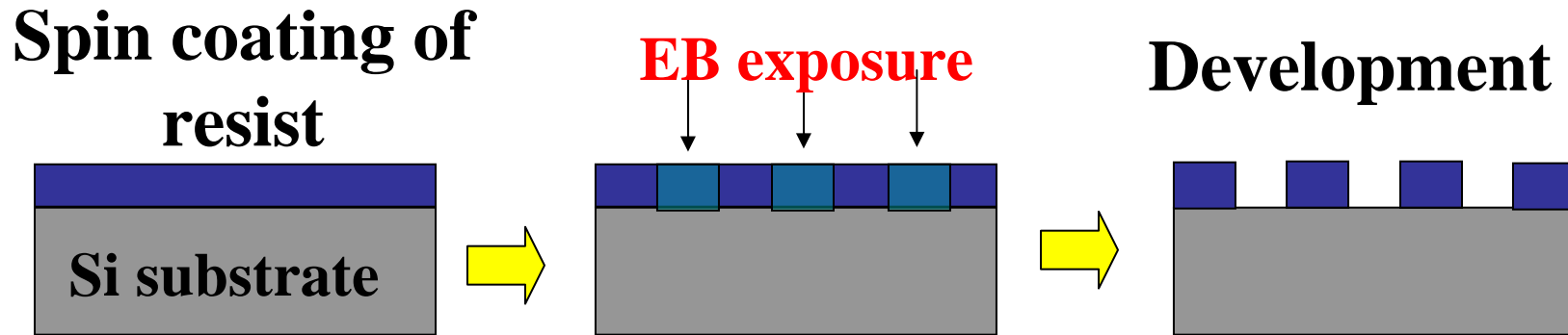
$$A^{SP}=460, B=26, C=-88$$



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

非線形磁気光学効果による
ナノサイズ磁性体埋め込み構造
の観察

EB-patterning process



[1] Dot size

100nm × 300nm rectangular dot with 300nm-spacing

100nm square dot with 300nm-spacing

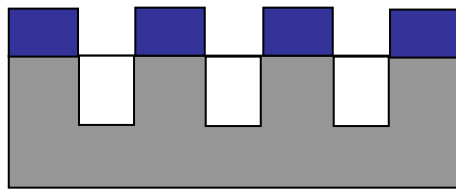
[2] Patterned area: 3mm × 3mm

[3] EB-resist thickness: 300 nm

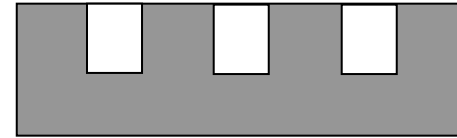
... by spin-coating with 5000 rpm rotation

[4] Baking 160°C 20min

Dry etching process

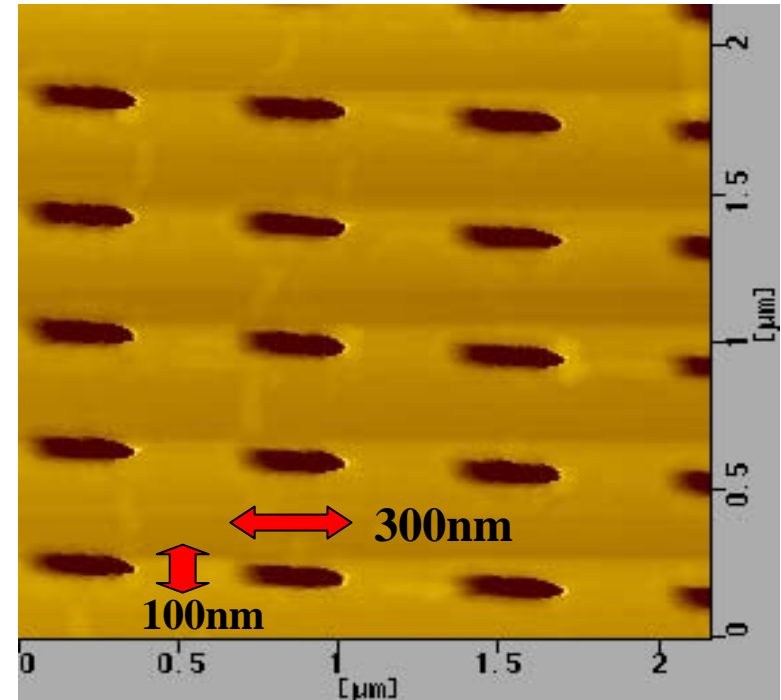


Etching



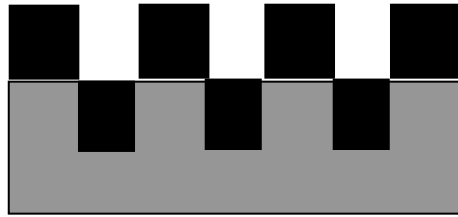
Resist removal

- [1] Etching gas: CF_4
- [2] Vacuum $3.0 \times 10^{-3} \text{Pa}$
- [3] Gas pressure 9.2Pa
- [4] RF power: 400W
- [5] Etching rate: $0.1 \mu \text{m}/\text{min}$



Silicon surface after etching

Embedding of permalloy



Embedding of permalloy film by electron beam deposition

- [1] material: permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)
- [2] Vacuum 3.0×10^{-6} Torr
- [3] Accelerating voltage 4kV
- [4] Deposition rate $1.0 \text{ \AA}/\text{sec}$

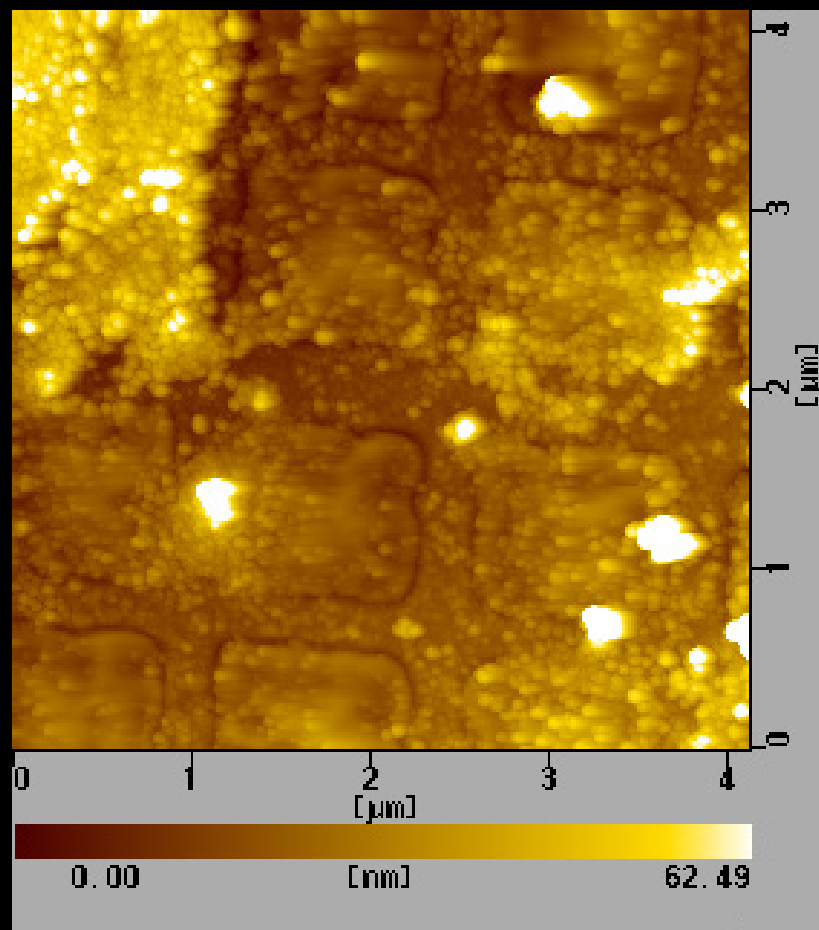
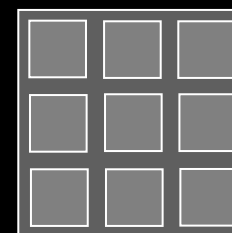
Chemical mechanical polishing



flattening

- [1] Polishing chemicals: Si wafer
grain-size $\sim 20\text{nm}$
- [2] pH 11
- [3] polishing rate: $60\text{nm}/\text{min}$

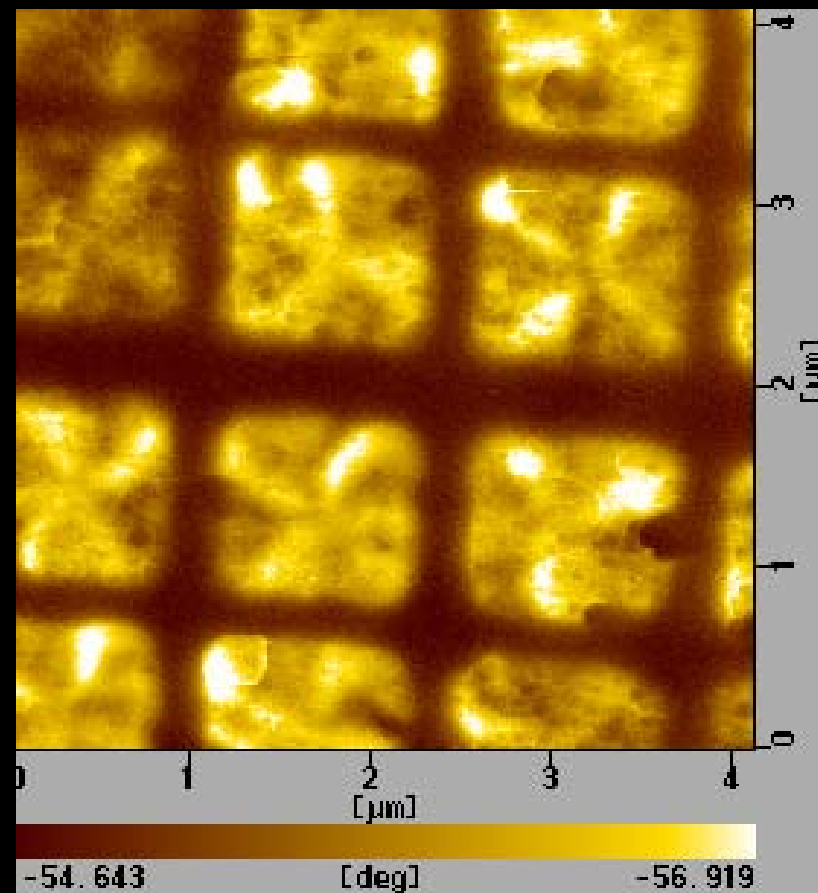
1 μm square dot array



AFM

MFM

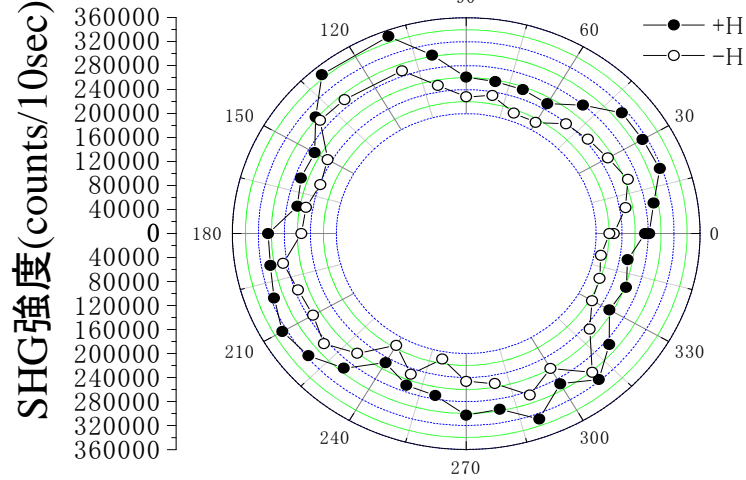
Square dots



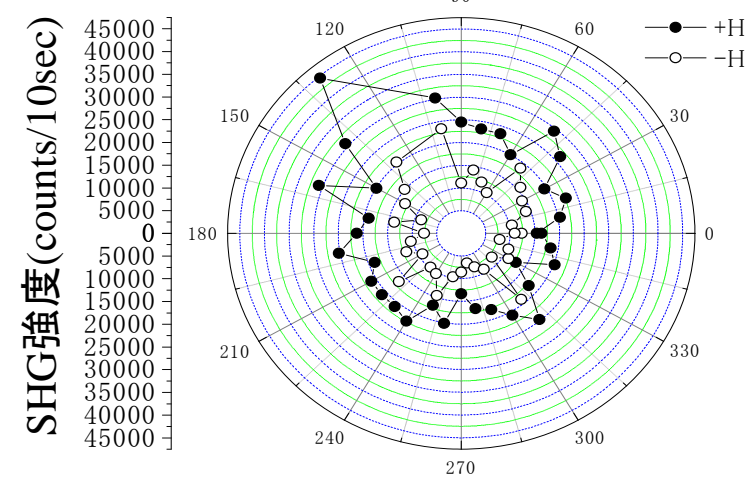
Azimuthal angle dependence of MSHG from the square dot array

Longitudinal

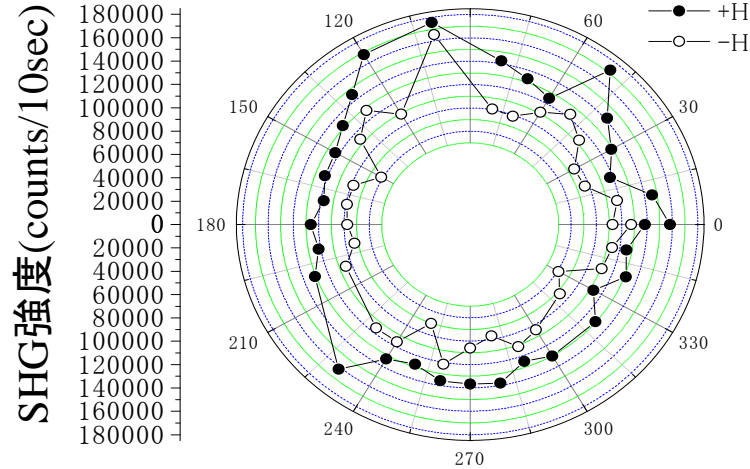
PinPout



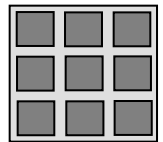
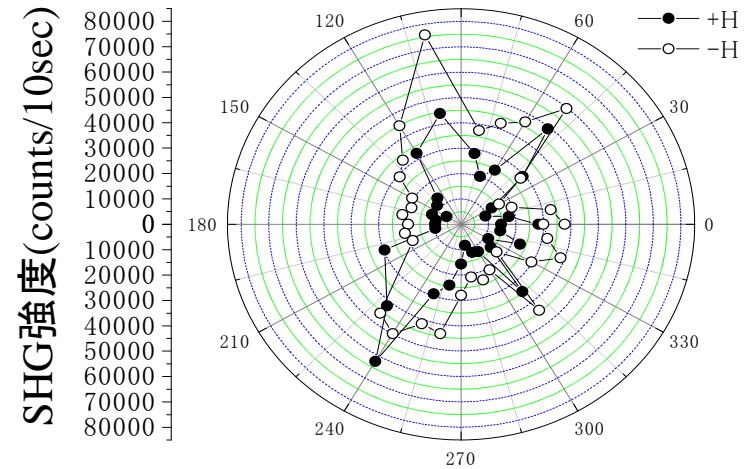
PinSout



SinPout

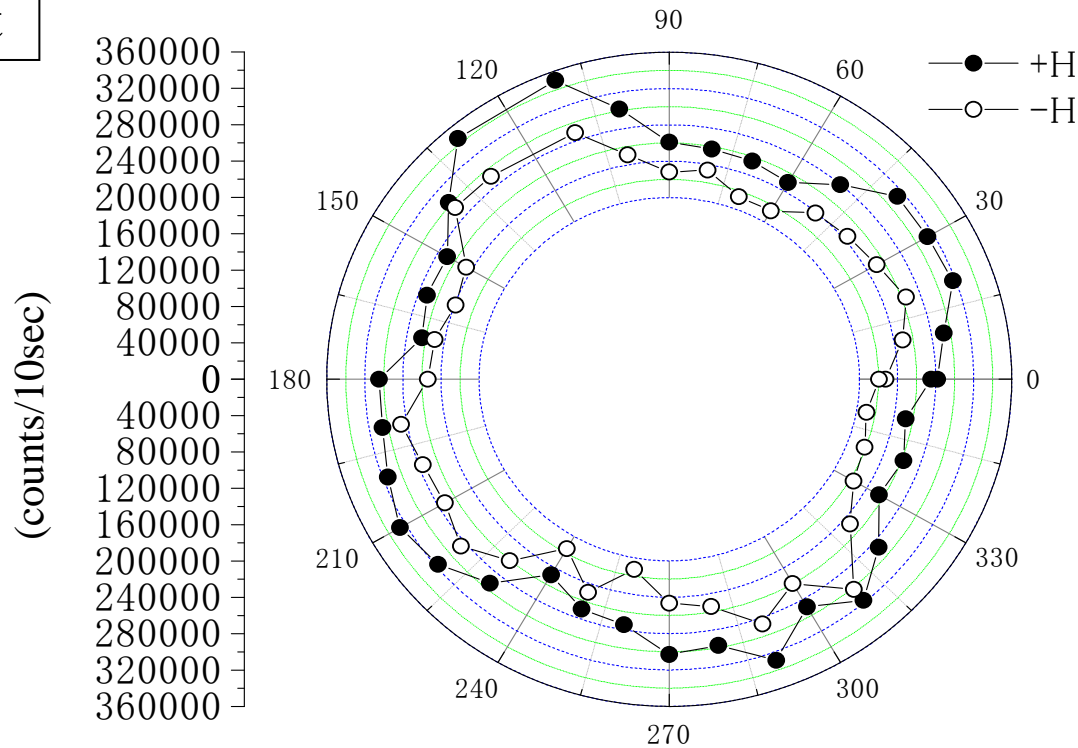


SinSout



Azimuthal angle dependence of MSHG from $1\mu\text{m}$ square dot array

PinPout



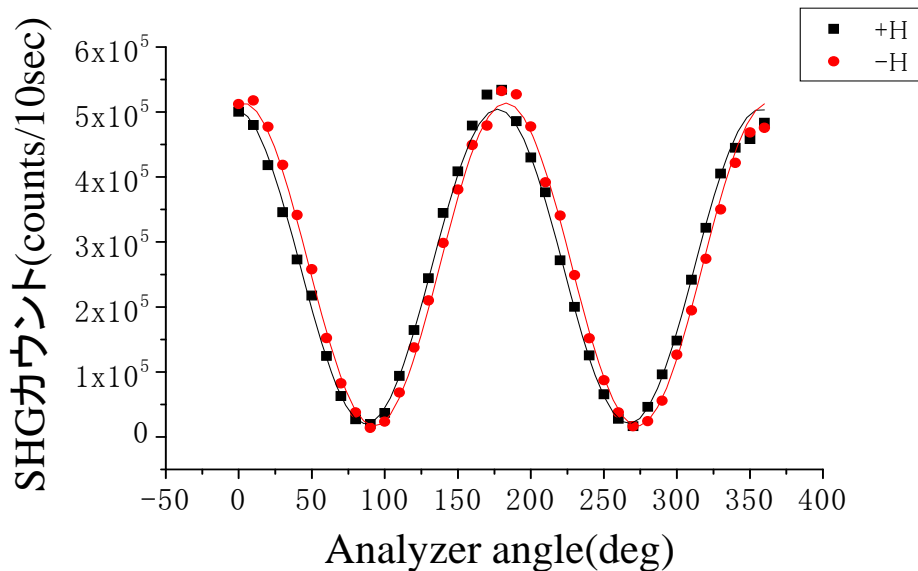
**Longitudinal Kerr
configuration**

$H = \pm 4\text{kOe}$

Nonlinear Kerr rotation In $1\mu\text{m}$ square dots

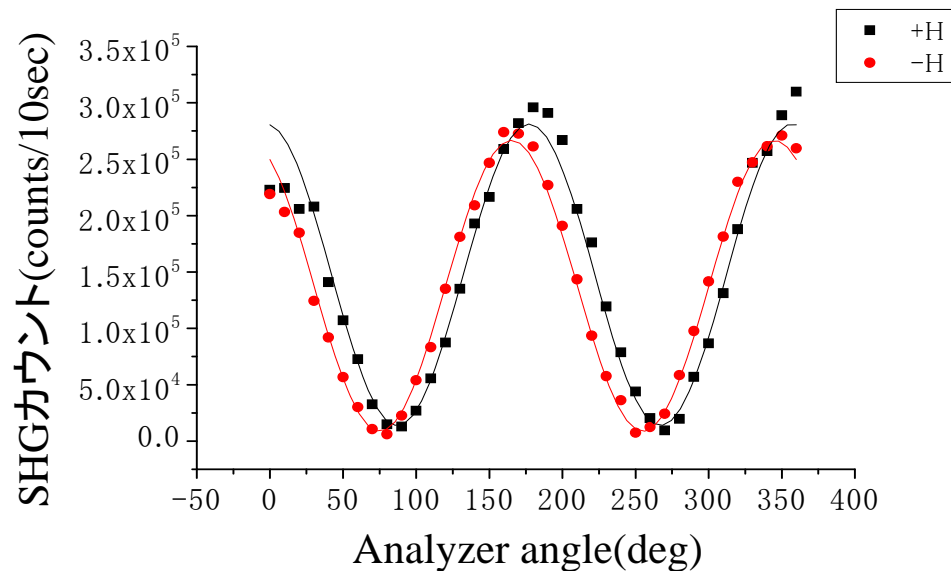
Longitudinal

Nonlinear Kerr rotation 2.80°

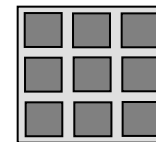


$\langle \text{Pin} \rangle$

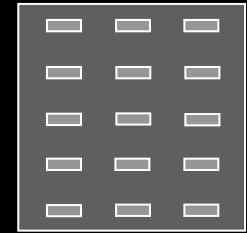
Nonlinear Kerr rotation 6.00°



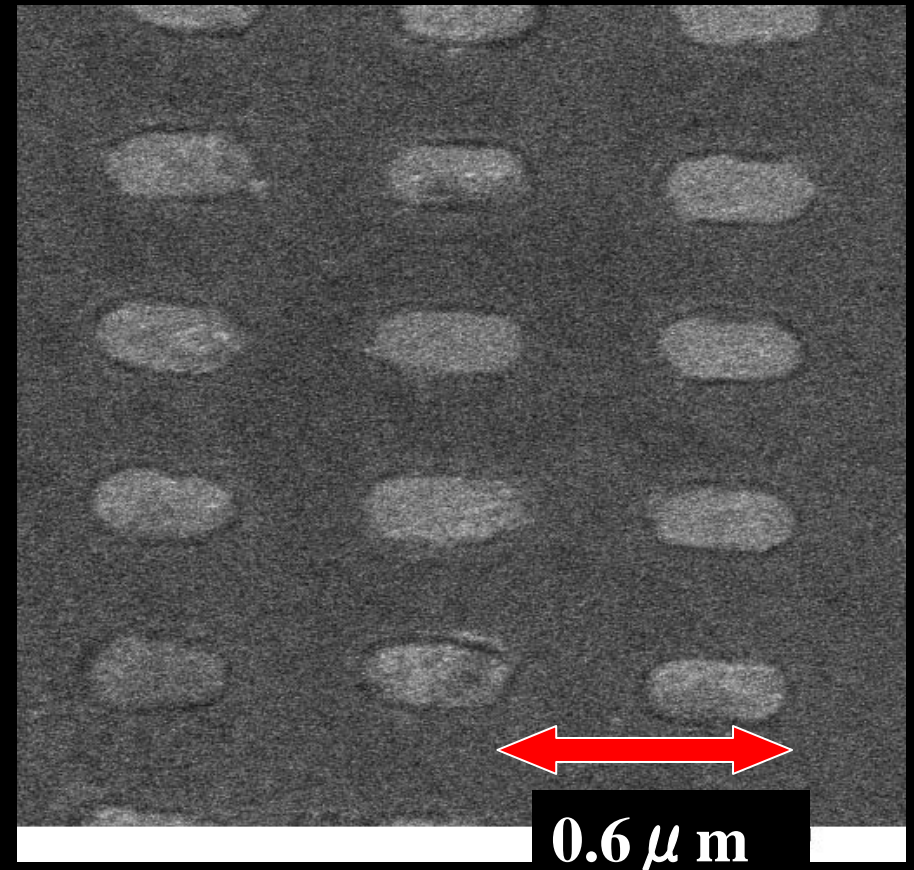
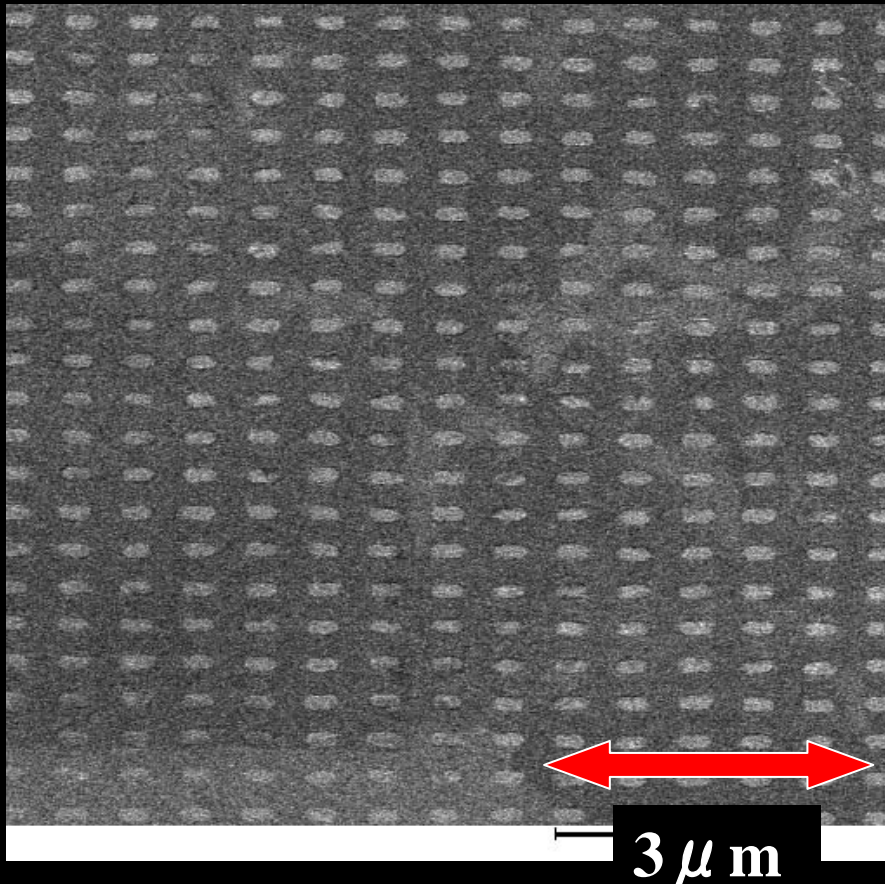
$\langle \text{Sin} \rangle$



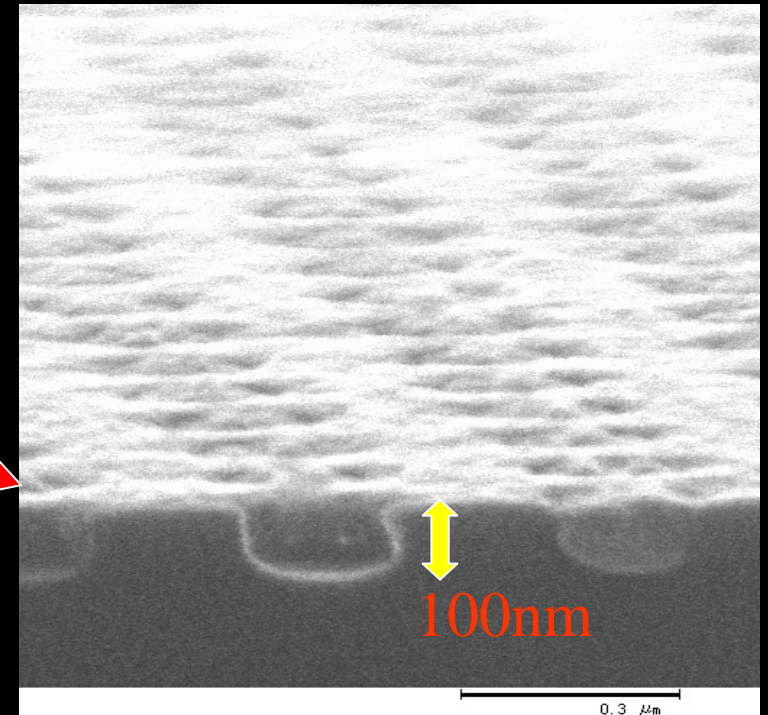
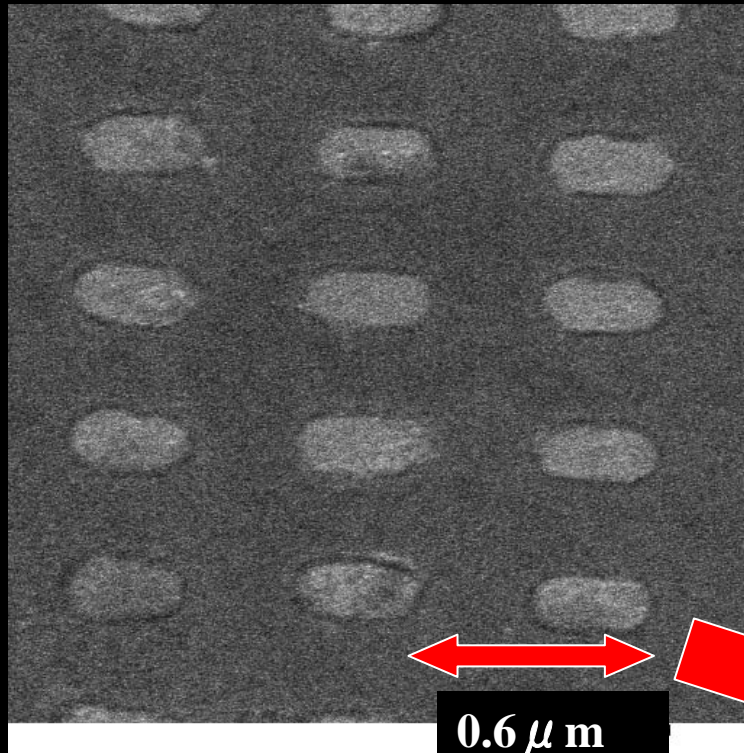
SEM observation



Rectangular dots

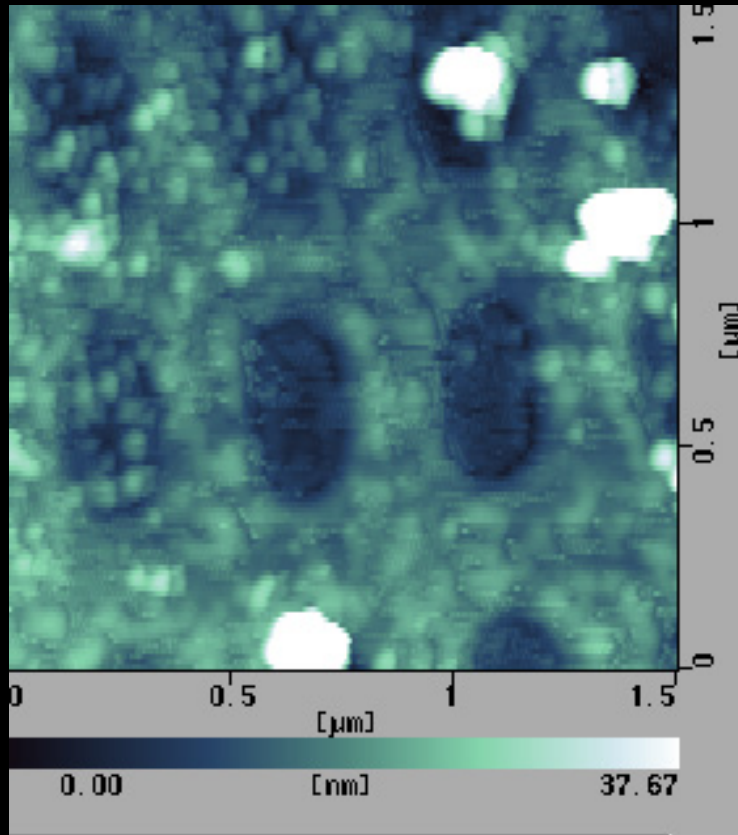


Cross sectional SEM observation

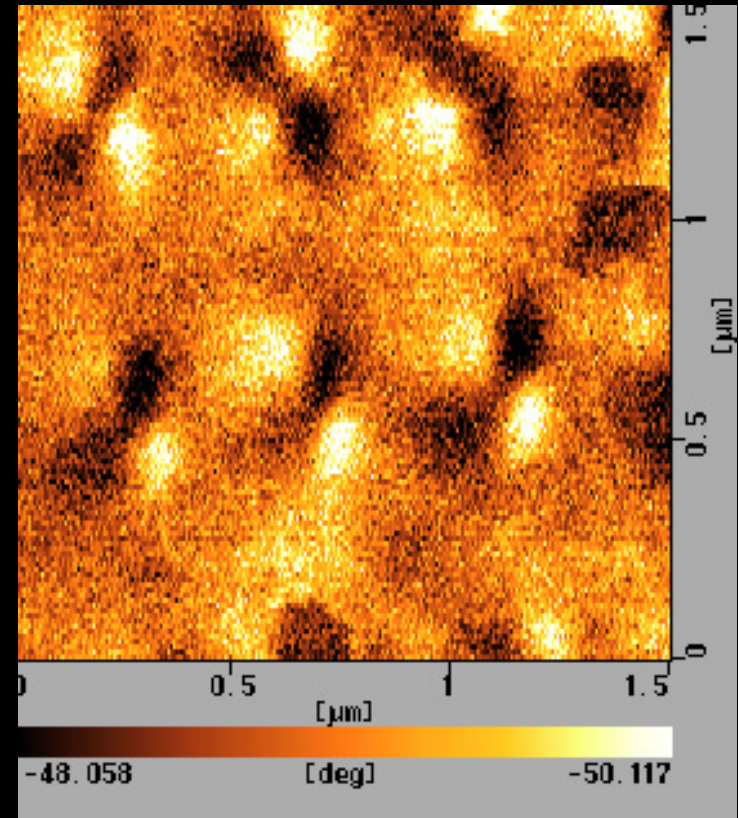


Dot depth?

MFM image of 300nm x 100nm dot with a low-moment probe tip

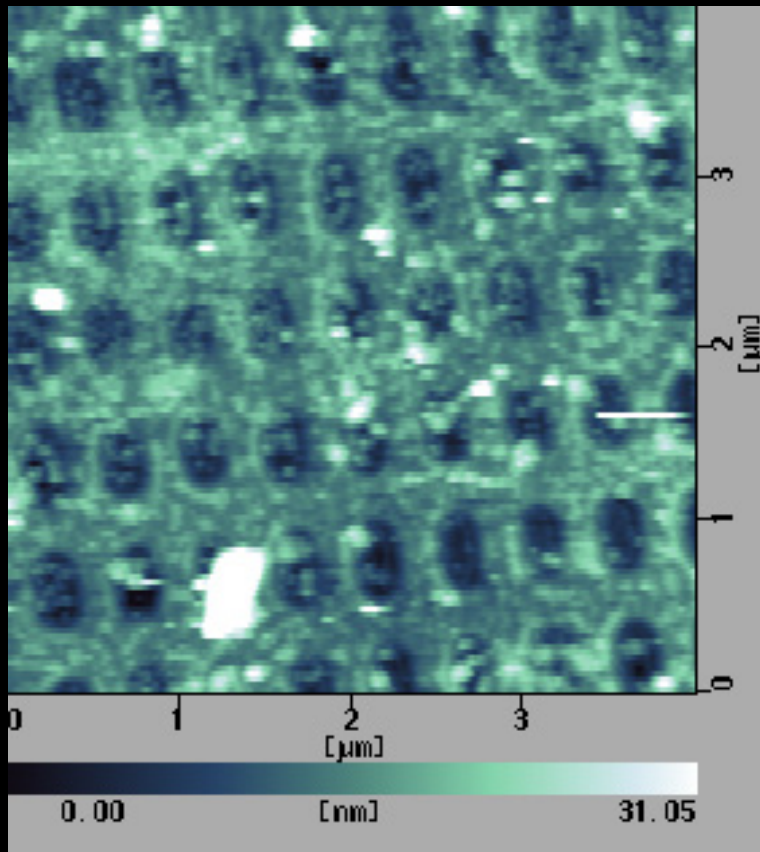


AFM

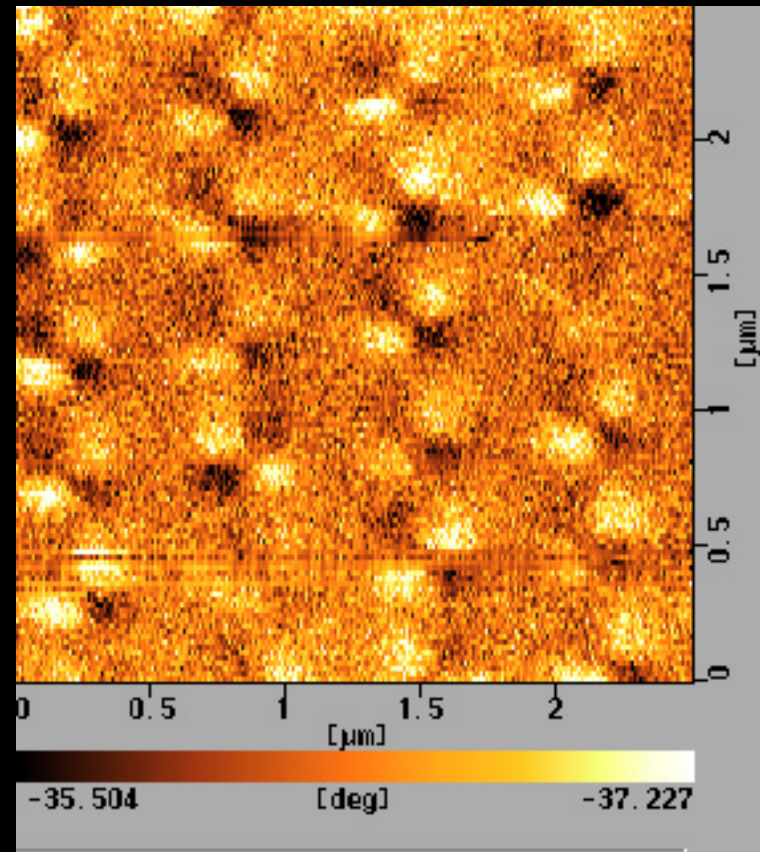


MFM

300nm x 100nm dot (wide scan) with a low-moment probe tip



AFM

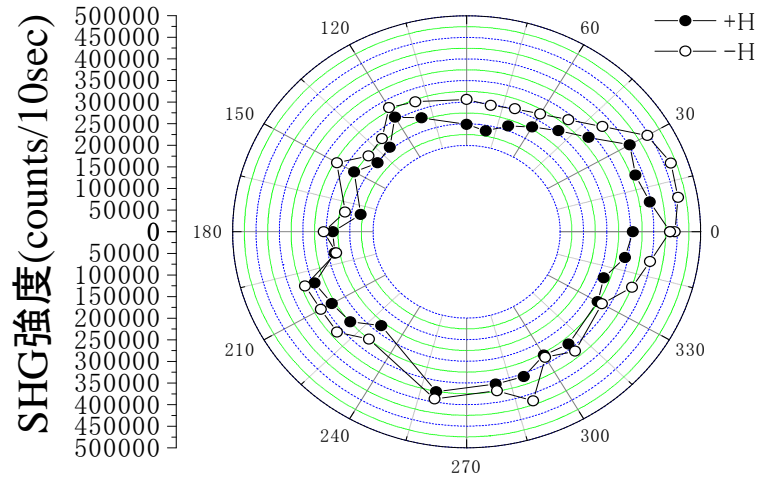


MFM

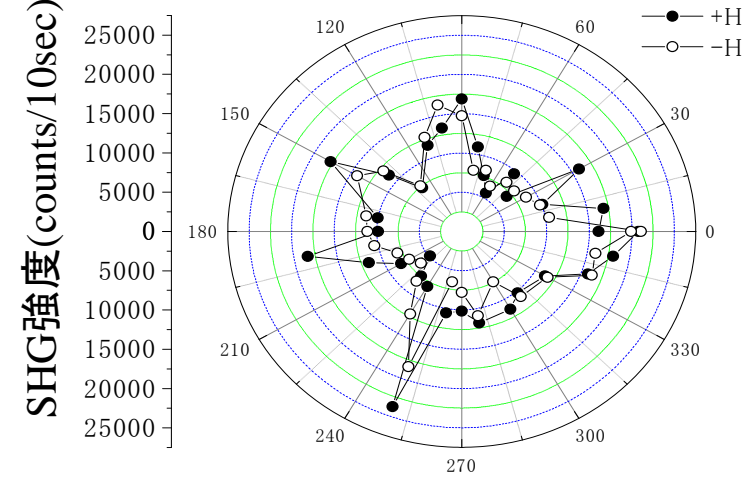
Azimuthal angle dependence of rectangular dots

longitudinal

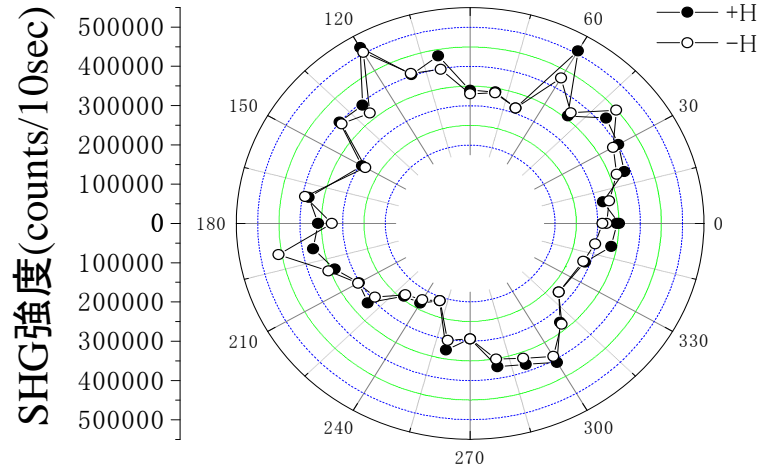
PinPout



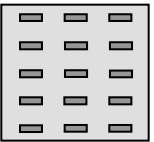
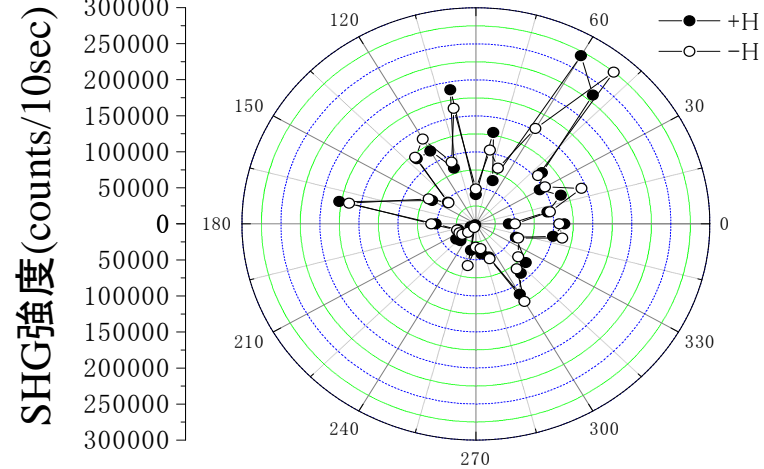
PinSout



SinPout

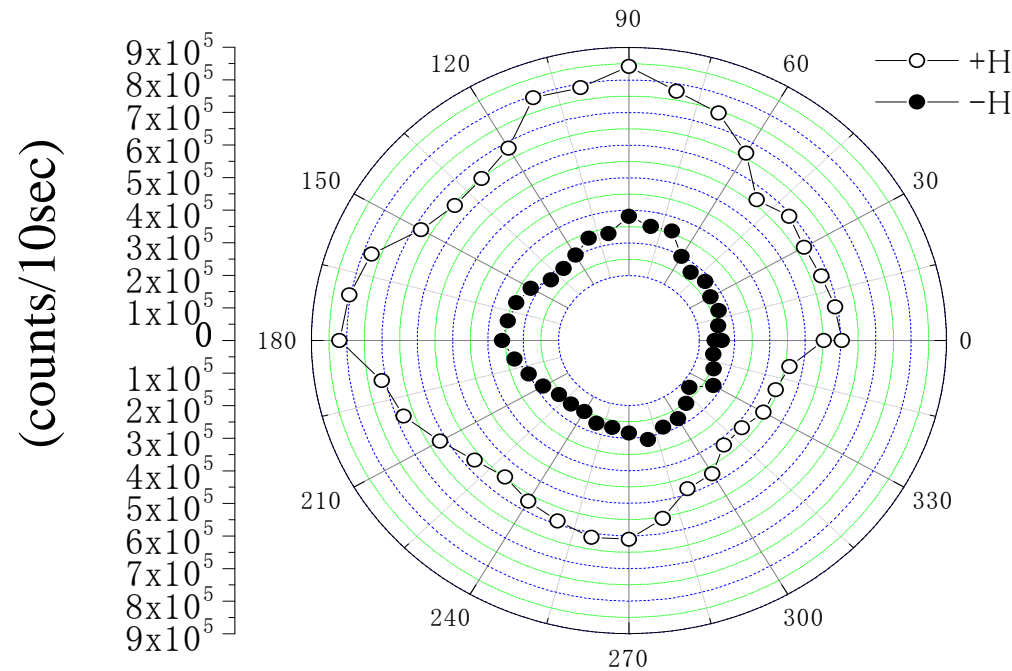


SinSout



Azimuthal angle dependence of MSHG from 300nm x 100nm rectangular dot array (Polar)

PinPout

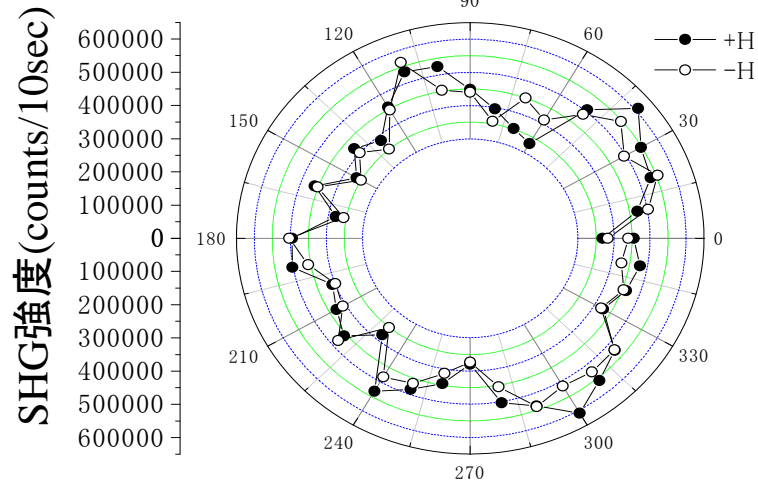


$H = \pm 6 \text{ kOe}$

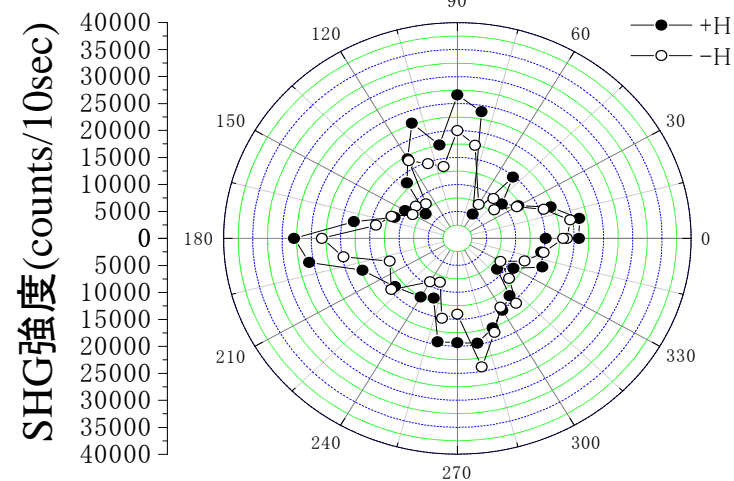
Azimuthal angle dependence of MSHG in circular dots

longitudinal

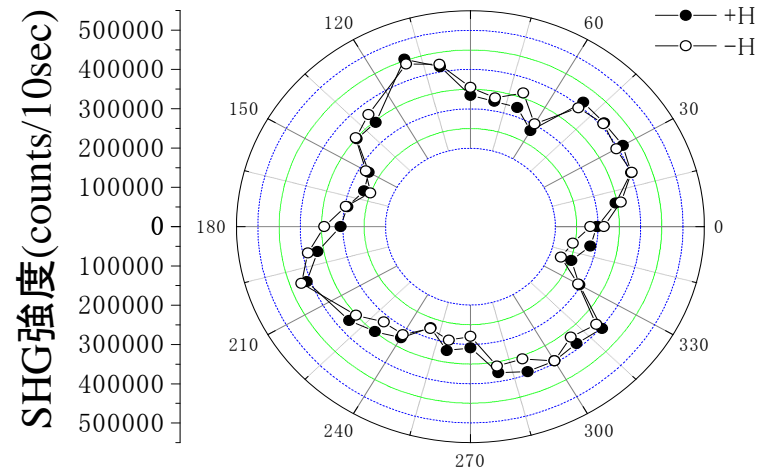
PinPout



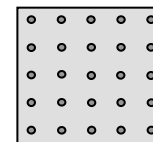
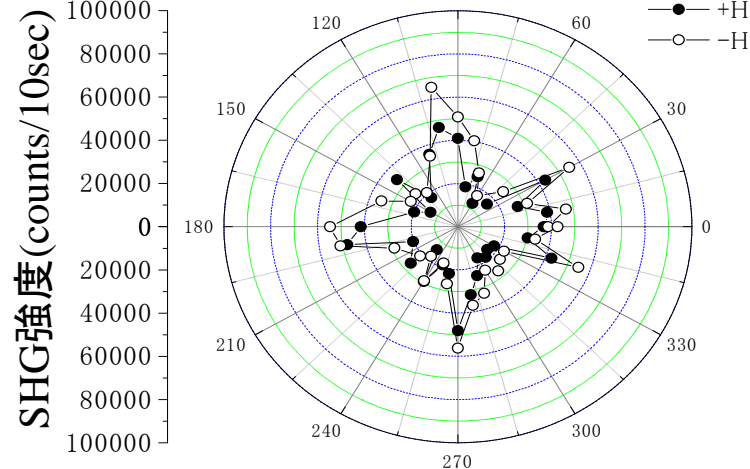
PinSout



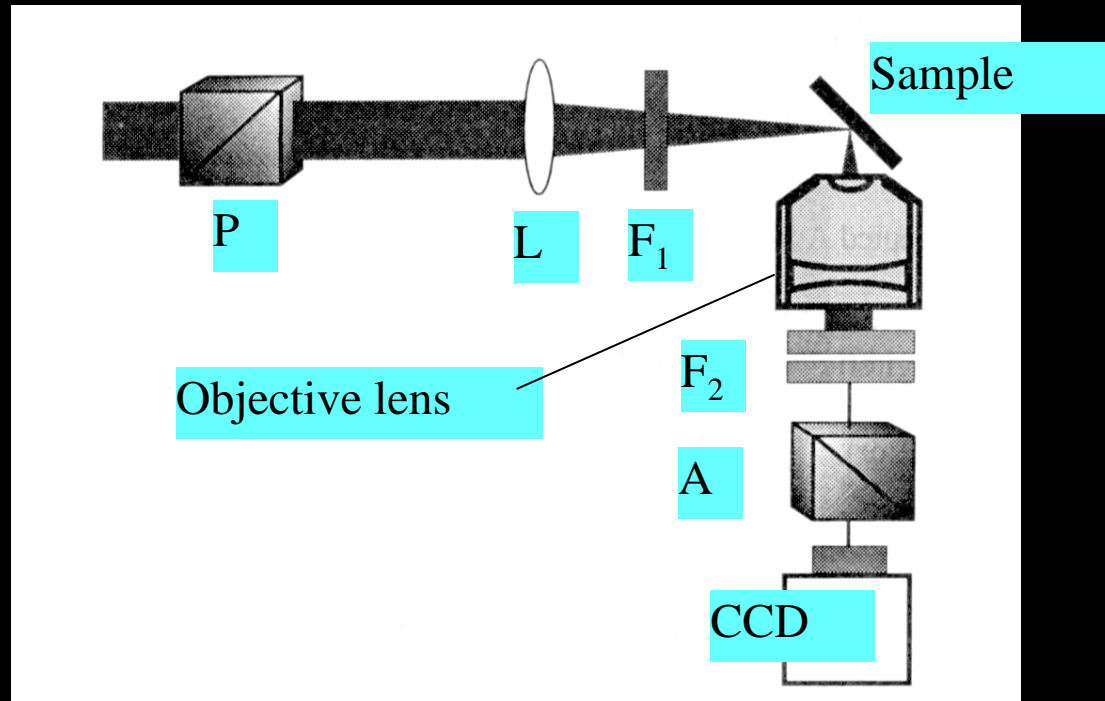
SinPout



SinSout

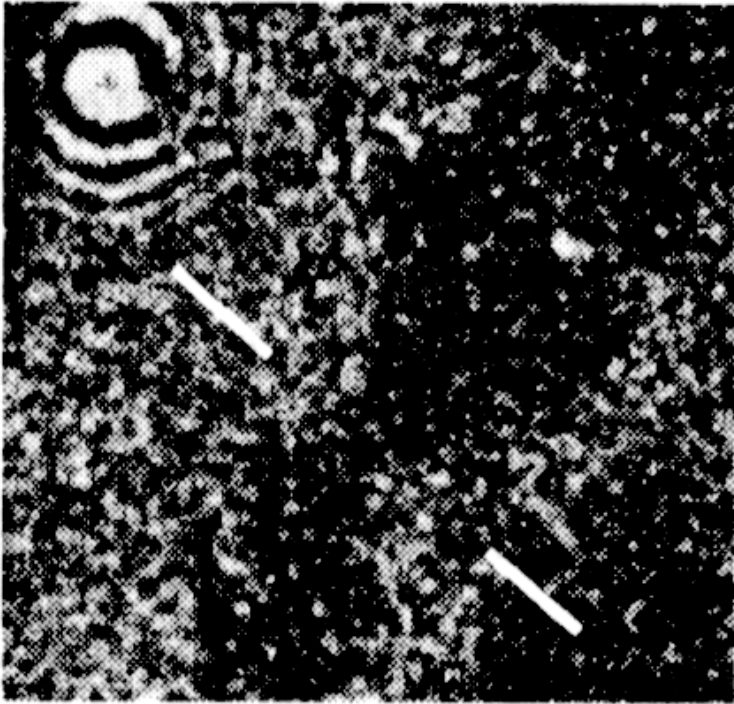


非線形磁気光学顕微鏡

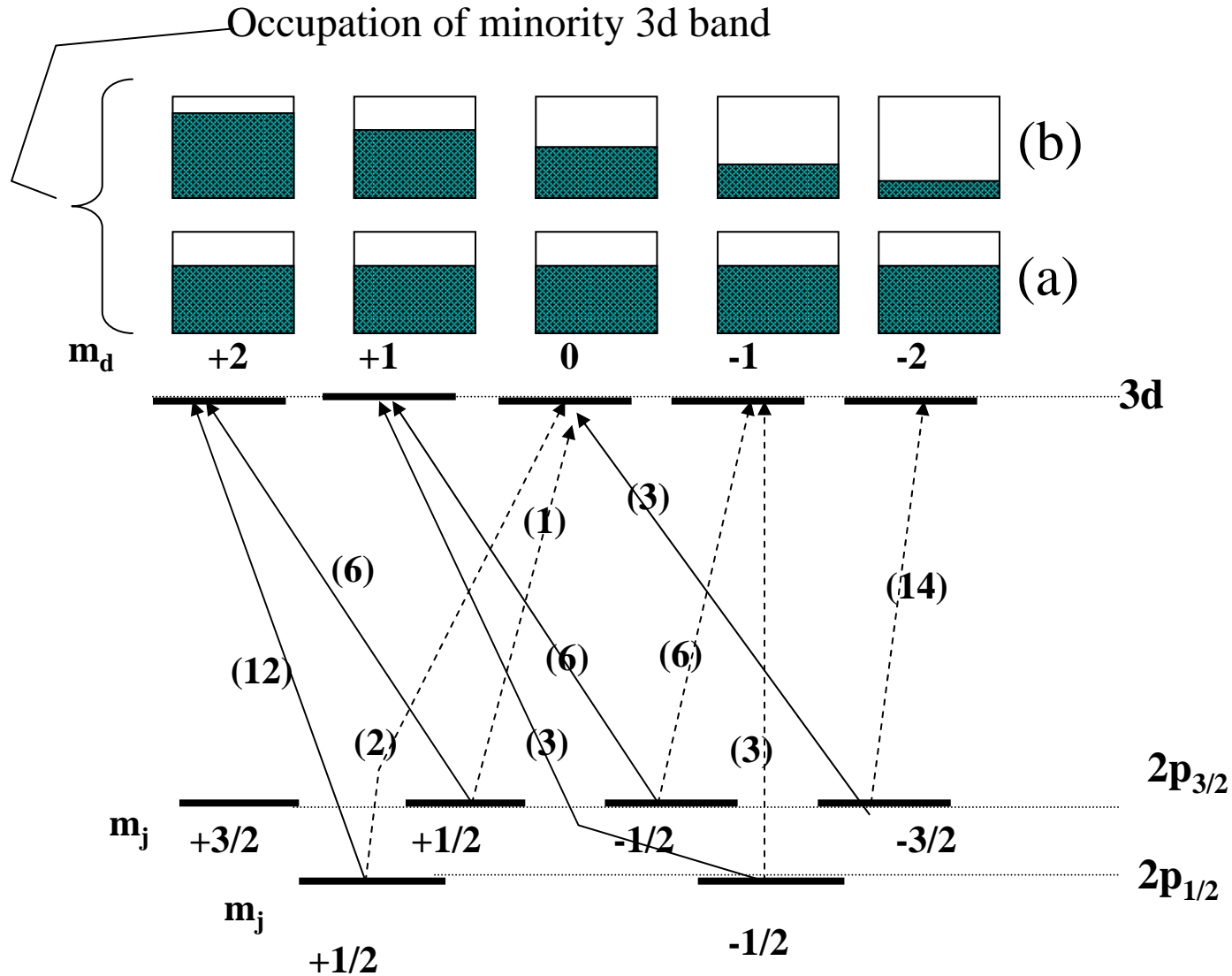


非線形磁気光学顕微鏡の模式図

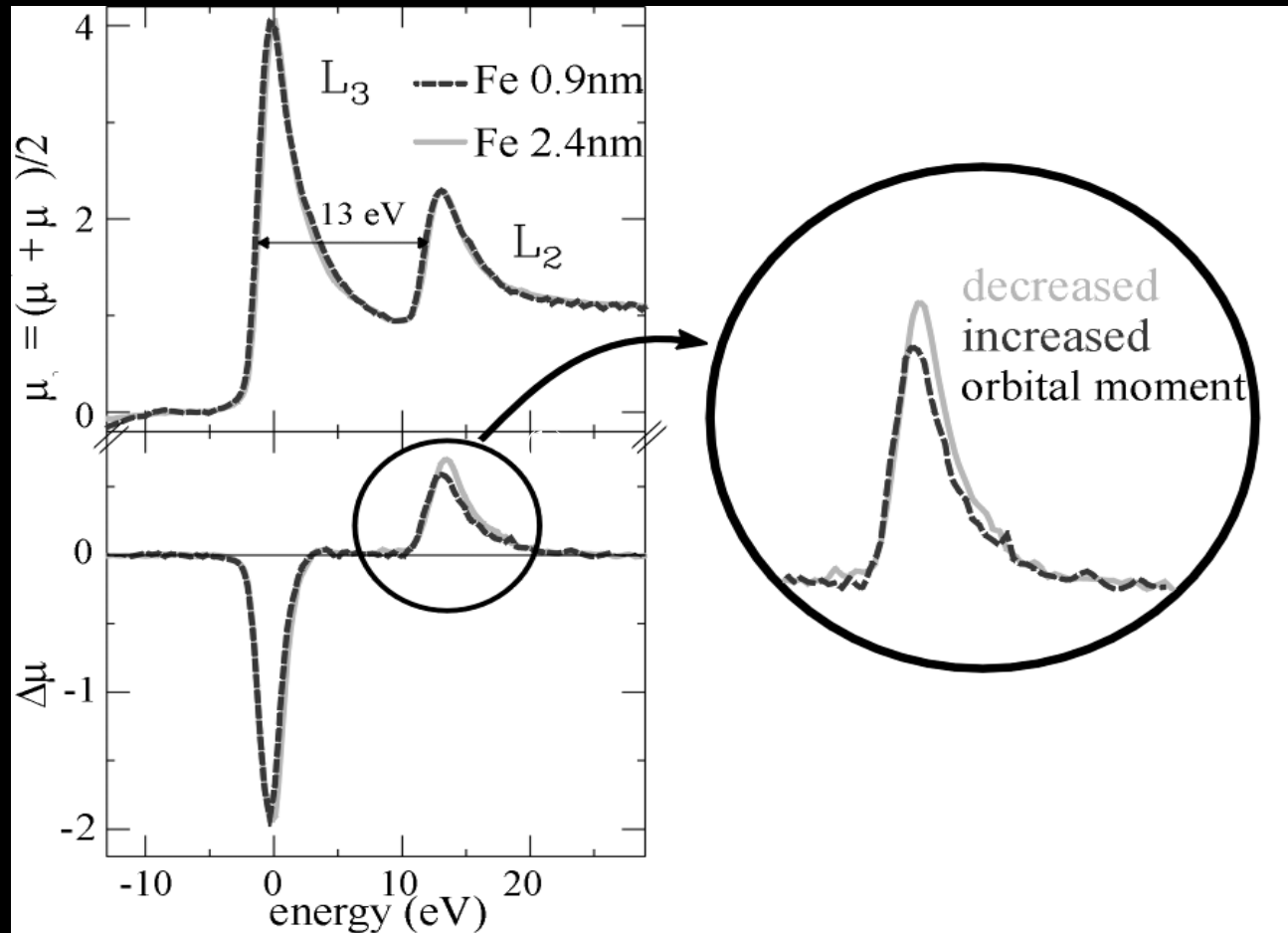
非線形磁気光学顕微鏡像



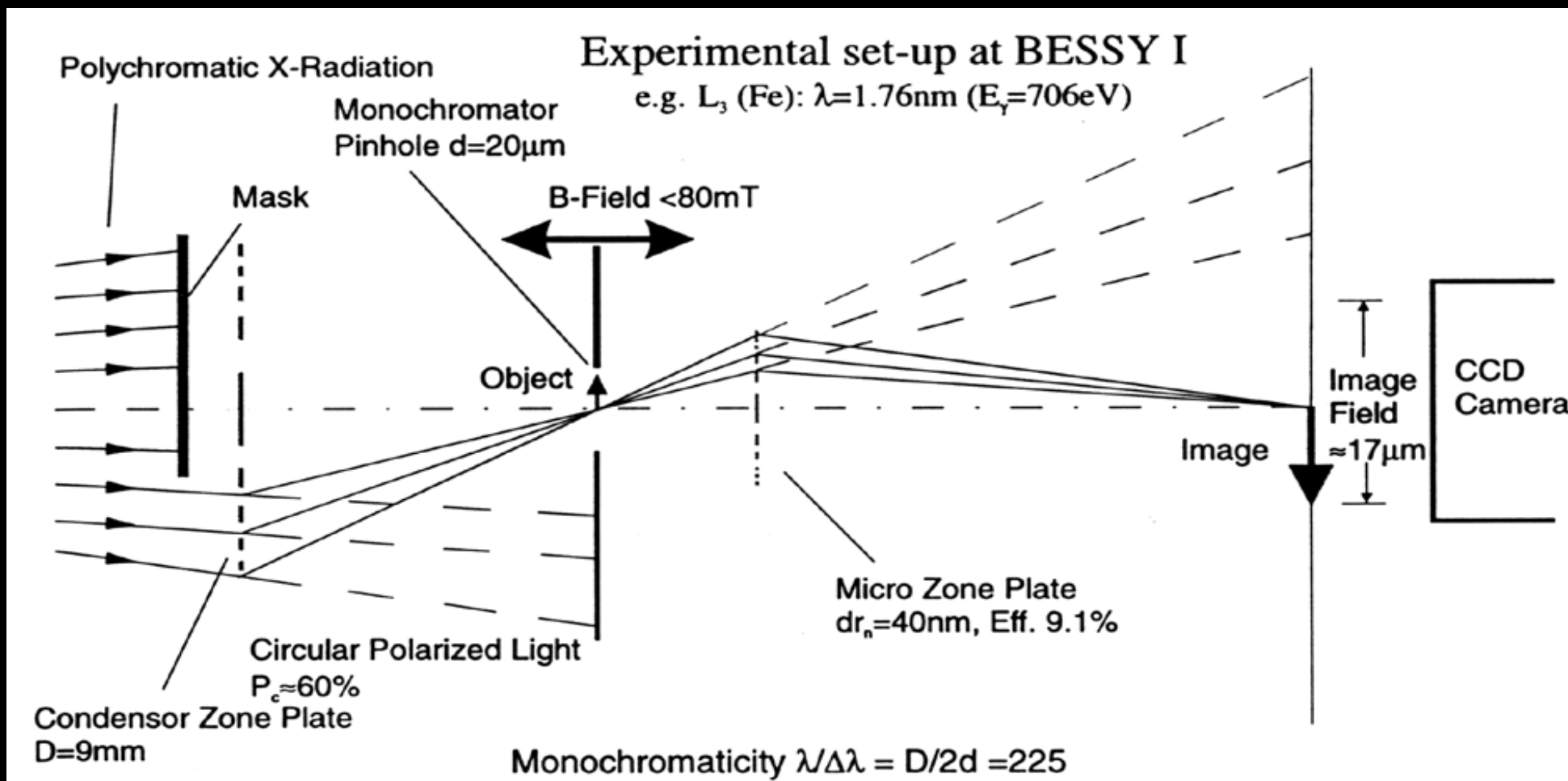
X線磁気光学効果



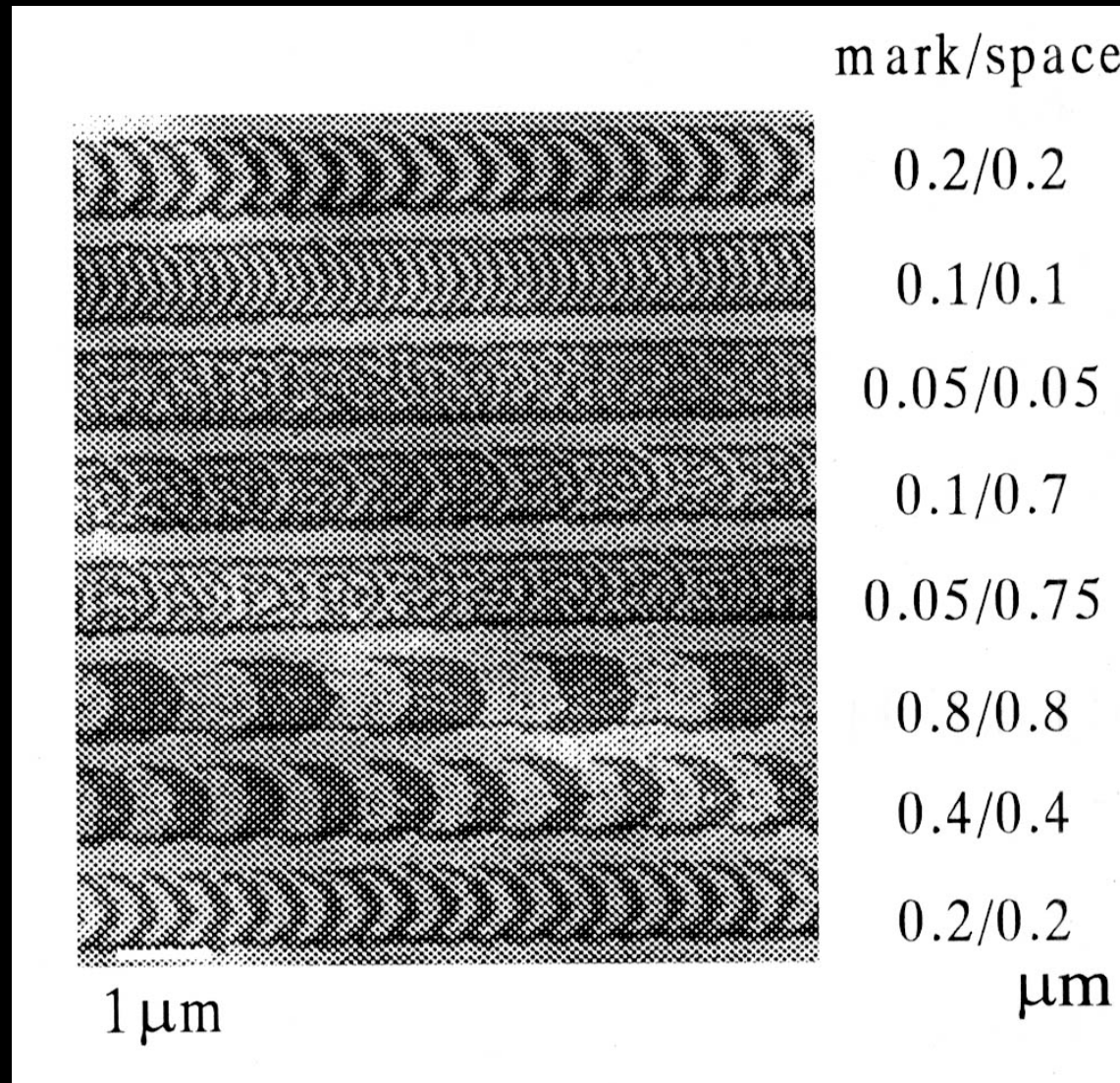
L吸収端の磁気円二色性



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

