

物性物理学特論A

— 第1回 この講義で学ぶこと —

佐藤勝昭

慶應義塾大学講師(非常勤)

東京農工大学名誉教授・工学府特任教授

(独)科学技術振興機構(JST)戦略的創造研究事業さきがけ

「革新的次世代デバイスを目指す材料とプロセス」研究総括

はじめに

- こんにちは、非常勤教員の佐藤勝昭です。
- 私は、長年にわたって、さまざまな材料の結晶成長とその磁気光学研究を行ってきました。
- 私は東京農工大学特任教授と同時に科学技術振興機構(JST)の戦略的創造研究さきがけ研究「革新的次世代デバイスを目指す材料とプロセス」の研究総括を務めています。
- この研究領域には慶応から、齋藤英治・山口明哲のおふたりが採択されています。

さががけ佐藤領域第1期生(2007年度採択)



この講義のねらい

- この講義では、磁気光学効果の基礎（理論と実験）から応用までをお話しします。
- 磁気光学効果（ファラデー効果、磁気カー効果など）は、日常的に応用されている物理現象ですが、この現象の起源を探る「学び」の過程で、電磁気学、古典電子論、量子論、固体物理、磁性論、材料科学など学部で学んだ知識を実のあるものにしめます。
- また、測定法、デバイス応用などを通じて、理学と工学の橋渡しを学びます。

教科書・参考書：光と磁気

- この講義は、拙著「光と磁気(改訂版)」(2002年朝倉書店刊)に基づいています。
- この本の初版は1988年に出版され、日本応用磁気学会から出版賞を受賞しました。
- その後、2001年に改訂版を出版しました。



佐藤教員のホームページ

- 佐藤勝昭のホームページ
- このページには、佐藤教員の講義のパワーポイントおよび授業配付資料がアップしてありますのでご利用ください。

この講義のシラバス

- 第1回 序論
- 第2回 磁気光学効果とは何か。
- 第3回 電磁気学に基づく磁気光学の理論 (1):誘電率テンソル
- 第4回 電磁気学に基づく磁気光学の理論 (2):ファラデー効果
- 第5回 電磁気学に基づく磁気光学の理論 (3):反射の磁気光学効果
- 第6回 光と磁気の電子論(1):古典電子論
- 第7回 光と磁気の電子論(2):量子論
- 第8回 磁気光学効果の測定法
- 第9回 磁気光学スペクトルと電子構造
- 第10回 磁気光学効果の応用
- 第11回 磁気光学研究の最近の展開

光と磁気のむすびつき

- 光と磁気のつながりには、
 - 物質の光応答に磁気が寄与する「磁気光学効果」と
 - 物質の磁性に光が影響する「光磁気効果」があります。
- 広義の磁気光学効果には
 - おなじみのファラデー効果、磁気カー効果などいわゆる狭義の磁気光学効果と、ゼーマン効果、磁気共鳴、マグネトプラズマ効果など磁気が電磁波の応答に影響を与えるすべての効果が含まれます。

光と磁気のむすびつき(つづき)

- 光磁気効果にもいろいろなものがあります。
 - 光誘起磁気効果、光誘起磁化(逆ファラデー効果)、光誘起スピン再配列、熱磁気効果が含まれます。
 - 光磁気ディスクの記録には、レーザ光の熱を用いた熱磁気効果が使われています。
- この講義では、主として磁気光学効果に焦点を当てます。

第2回「磁気光学効果とは何か」

- はじめに「偏光とは何か」から出発して、光学活性(物質に直線偏光が入射したときに、偏光の傾きが変化したり、楕円偏光になったりする効果)を説明します。

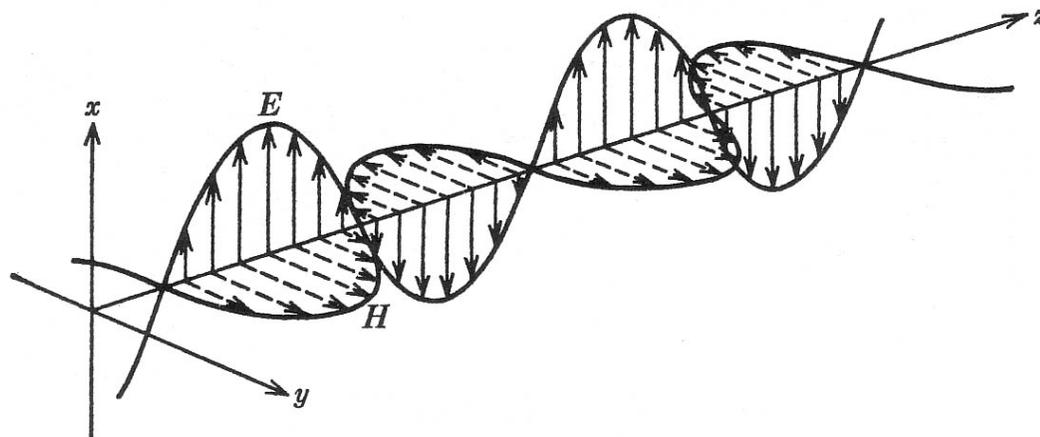
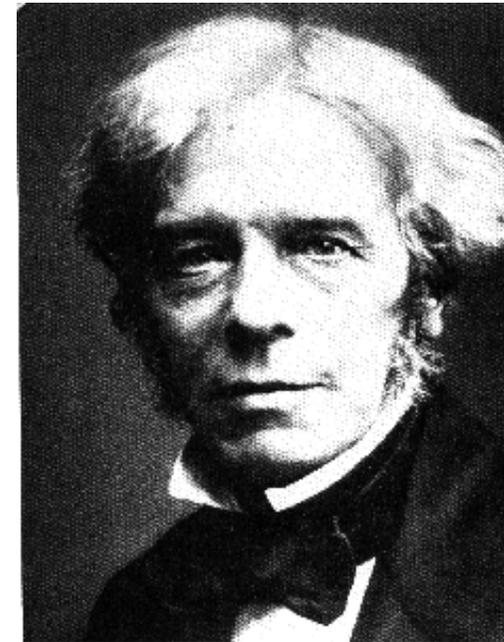
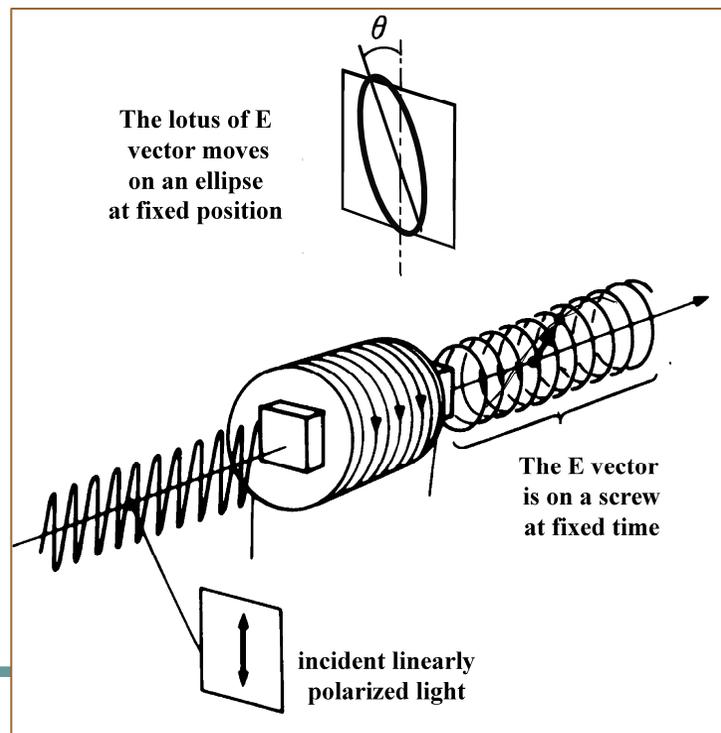


図 2.1 電磁波の電界ベクトル(E)と磁界ベクトル(H)

ファラデー効果

- ファラデー配置において直線偏光が入射したとき出射光が**楕円偏光**になり、その**主軸が回転**する効果です。



M. Faraday (1791-1867)

第3回 電磁気学に基づく磁気光学の理論 (1): 誘電率テンソル

- ここでは旋光性や円二色性が左右円偏光に対する物質の応答の差に基づいて生じることを説明します。
- 直線偏光の電界ベクトルの軌跡は振幅と回転速度が等しい右円偏光と左円偏光との合成で表されます。
- 透過後の光の左円偏光が右円偏光よりも位相が進んでいたとするとこれらを合成した電界ベクトルの軌跡は、もとの直線偏光から傾いたものになります。
- 右円偏光と左円偏光のベクトルの振幅に差が生じたとき、それらの合成ベクトルの軌跡は楕円になります。

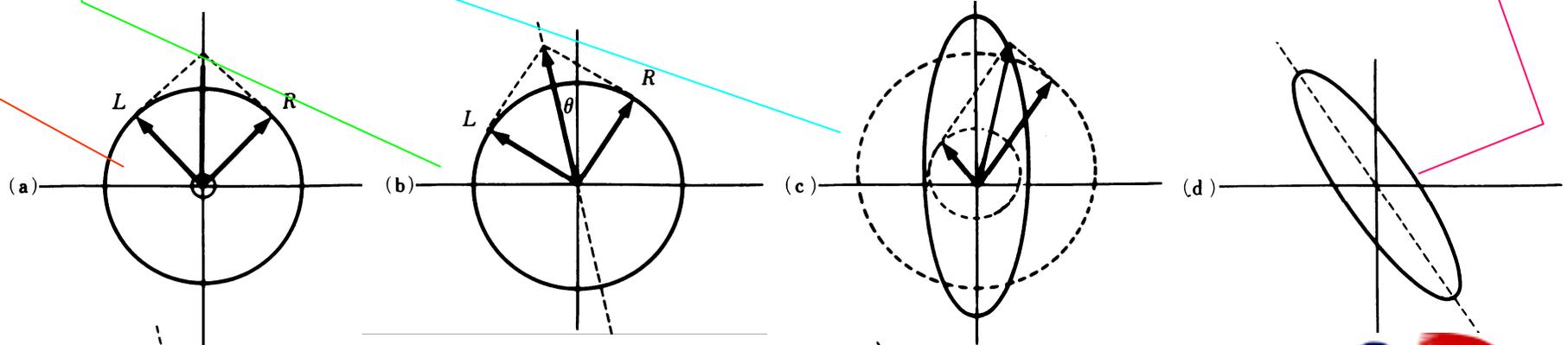
円偏光と磁気光学効果

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



媒体の応答を与える物理量：誘電率

- 電磁波の伝搬において、媒体の応答を与えるのが、誘電率 ϵ または伝導率 σ です。
- 磁性体中の伝搬であるから透磁率が効いてくるのではないかと考える人があるかも知れませんが、光の振動数くらいの高周波になると巨視的な磁化はほとんど磁界に追従できなくなるため、透磁率を $\mu \cdot \mu_0$ としたときの比透磁率 μ は1として扱ってよいのです。ここに μ_0 は真空の透磁率でありSI単位系特有のもので、 $\mu_0 = 1.257 \times 10^{-6}$ H/mです。

誘電率テンソル

$$D = \tilde{\varepsilon} \varepsilon_0 E$$

$$D_i = \varepsilon_{ij} \varepsilon_0 E_j$$

D も E もベクトルなのでベクトルとベクトルの関係を与える量である ε は2階のテンソル量となります。
2階のテンソルというのは、2つの添字をつかって表される量で、 3×3 の行列と考えてさしつかえありません。

誘電率テンソルの一般的表示

- 一般的な場合、誘電率テンソルは、下記のような9個のテンソル要素で表すことができます。各要素は複素数です。 $\varepsilon_{ij} = \varepsilon'_{ij} + i\varepsilon''_{ij}$

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

磁化のある媒質の誘電率テンソル

- 等方性媒質に磁化を付与したときの非誘電率 ε テンソルは ε_{xx} , ε_{xy} , ε_{zz} の3つの要素だけを使って、次のように簡単に書けます。

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

第4回 電磁気学に基づく磁気光学の理論 (2): ファラデー効果

- マクスウェルの方程式を使って光の伝搬を考えます。
- マクスウェルの方程式に、第3回の誘電率テンソルを代入し、このような物質中で磁化方向に伝搬する電磁波の固有状態は円偏光であることを導きます。
- 磁気光学効果、すなわち、磁化をもつ物質の左右円偏光に対する複素屈折率の差は、誘電率テンソルの非対角成分から生じていることを導きます。

マクスウェルの方程式

- 連続媒体中の光の伝わり方はマクスウェルの方程式で記述されます。
- 光の電界ベクトルを E 、電束密度ベクトルを D 、磁界ベクトルを H 、磁束密度ベクトルを B 、電流を J とすると、次の関係が成立します。

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (\text{SI単位系})$$

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

固有方程式を解く [1]

- 波数ベクトルの向きに平行で長さが \hat{N} であるような屈折率ベクトル \hat{N} を用いると、電界の式は

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{-i\omega(t - \hat{N} \cdot \mathbf{r} / c)\}$$

となり、固有方程式は

$$\hat{N}^2 \mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \hat{N}) \hat{N} - \tilde{\epsilon} \mathbf{E} = 0$$

によって記述できます。

固有方程式を解く [2]

- 磁化がz軸方向にあるとして、z軸に平行に進む波($\mathbf{N} // z$)に対して

$$E = E_0 \exp\{-i\omega(t - \hat{N}z/c)\}$$

- と表されます。固有方程式は

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

と書けます。この式より

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

永年方程式

- 式(3.24')がEの如何によらず成立するには、

$$\begin{vmatrix} \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xy} & \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} \end{vmatrix} = 0$$

- これより、 N^2 の固有値として2個の値

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

- を得られます。これらの固有値に対応する固有関数は、

$$E_{\pm} = \frac{E_0}{2} (i \pm ij) \exp\left\{-i\omega\left(t - \frac{\hat{N}_{\pm}}{c} z\right)\right\}$$

- E_+ 、 E_- は、それぞれ、右円偏光、左円偏光に対応します。

ファラデー効果を ε_{xx} , ε_{xy} で表す

- いま、複素ファラデー回転角を $\Phi_F = \theta_F + i\eta_F$ によって定義すると

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

と書ける。この式に $\Delta\hat{N} = \frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}}$ を代入すると

$$\Phi_F = -\frac{\omega}{2c} \cdot \frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}}\zeta$$

となり、複素ファラデー回転角は比誘電率の非対角成分 ε_{xy} に比例し、対角成分 ε_{xx} の平方根に反比例することがわかります。

第5回 電磁気学に基づく磁気光学の理論 (3): 光の反射・磁気カー効果

- 光が物質の表面で反射されたとき、光の強度、位相がどのような変化を受けるかを学びます。
- はじめに斜め入射の場合の反射の法則を導きます。
 - 電界に対する反射率を複素振幅反射率(Fresnel係数)と呼びますが、これがp偏光(振動面が入射面内にある偏光)とs偏光(振動面が入射面と垂直であるような偏光)に対してどのように異なるかを導きます。
- ついで、偏光が磁化をもつ物質で反射されたときの磁気光学効果(磁気カー効果MOKE)について、誘電率テンソルを使って記述します。

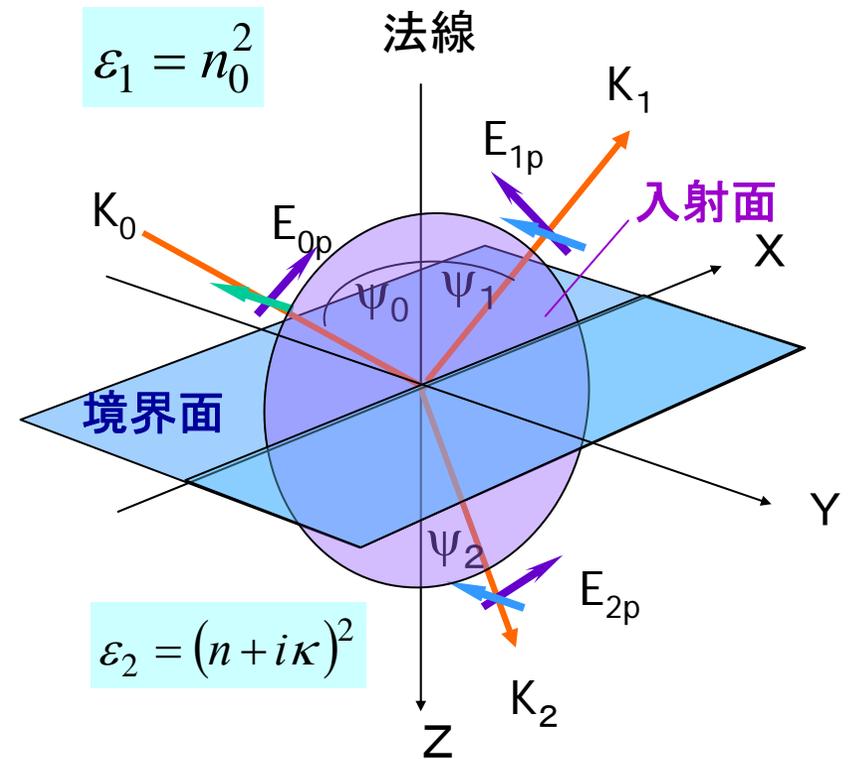
斜め入射の場合の反射

- 図において、入射面(入射光と法線を含む面)を xz としたとき、この面に垂直な電界ベクトルの成分(y 成分)を E_s のように垂直を意味するドイツ語senkrechtの頭文字のSをつけて表し、入射面内の成分を E_p のようにP(parallel)をつけて表します。入射側には下付の添え字0をつけ、反射光には1、屈折光には2をつける。 x 成分、 y 成分をP成分、S成分を使って表しますと

$$E_{0x} = E_0^P \cos \psi_0, E_{0y} = E_0^S$$

$$E_{1x} = -E_1^P \cos \psi_0, E_{1y} = E_1^S$$

$$E_{2x} = E_2^P \cos \psi_2, E_{2y} = E_2^S$$



P偏光反射率とS偏光反射率

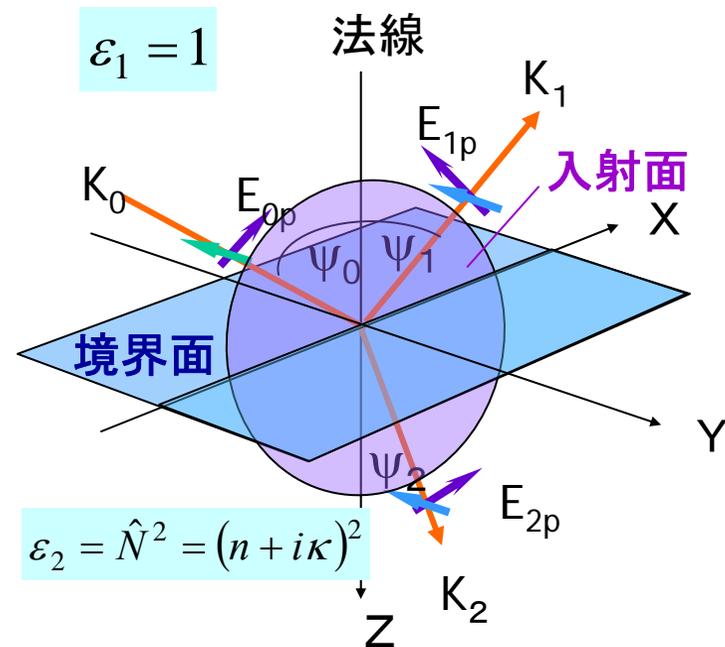
- 斜め反射の反射率 R は第1の媒体が真空、第2の媒体の複素屈折率が N の場合次式で与えられます。

P偏光反射率

$$R_p = \left| \frac{\hat{N}^2 \cos \psi_0 - \sqrt{\hat{N}^2 - \sin^2 \psi_0}}{\hat{N}^2 \cos \psi_0 + \sqrt{\hat{N}^2 - \sin^2 \psi_0}} \right|^2$$

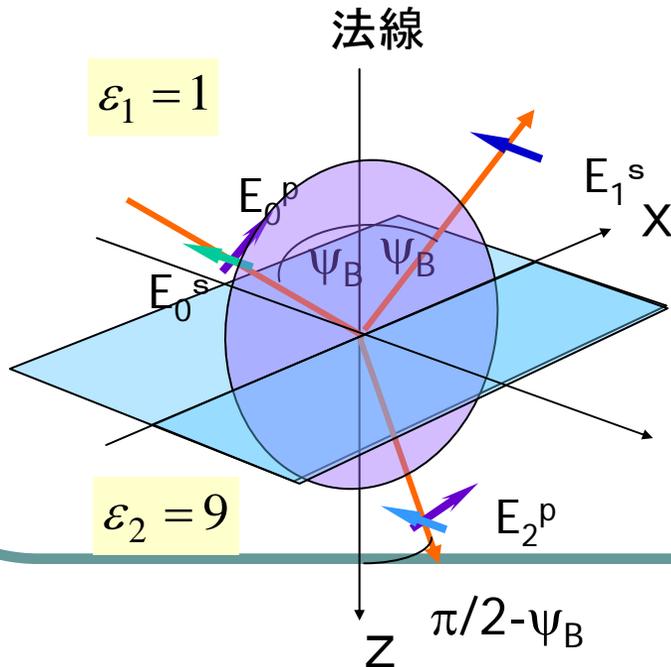
S偏光反射率

$$R_s = \left| \frac{\cos \psi_0 - \sqrt{\hat{N}^2 - \sin^2 \psi_0}}{\cos \psi_0 + \sqrt{\hat{N}^2 - \sin^2 \psi_0}} \right|^2$$

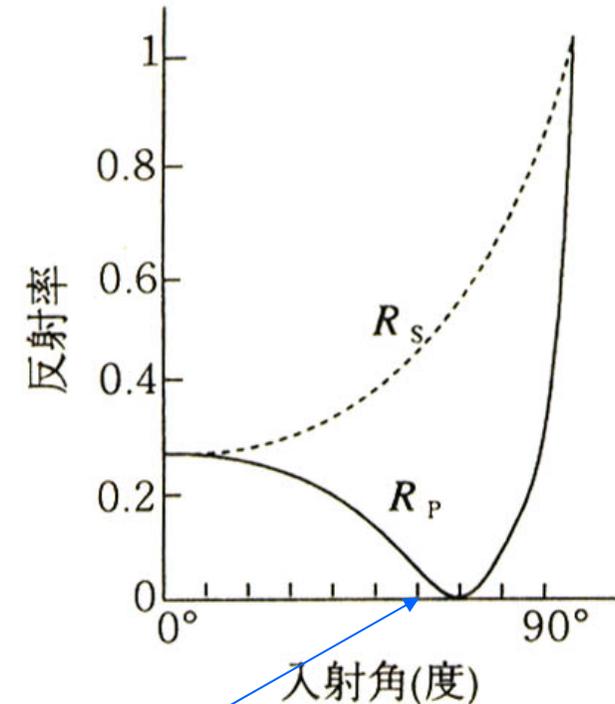


入射角に依存する反射率

- 式にもとづいて $N=3+i0$ の場合について、 R_p 、 R_s をプロットすると図のようになります。
- R_p は入射角 70° 付近で0となっていることがわかります。この入射角をブリュースター角と呼びます。



斜め入射反射率($n=3$)



ブリュースター角のとき、s偏光のみが強く反射されます。

垂直入射の光強度反射率と位相

- $R=r^*r=|r|^2$ は光強度の反射率、 θ は反射の際の位相のずれ(移相量)を表します。

$$R = \frac{(1-n)^2 + \kappa^2}{(1+n)^2 + \kappa^2}$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{-2\kappa}{n^2 + \kappa^2 - 1}$$

逆に解いて

$$n = \frac{1-R}{1+R-2\sqrt{R}\cos\theta}$$

$$\kappa = \frac{2\sqrt{R}\sin\theta}{1+R-2\sqrt{R}\cos\theta}$$

Rを誘電率で表すと $R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_2} - 1}{\sqrt{\epsilon_2} + 1} \right|^2$

反射率と位相

- 移相量 θ は、反射スペクトル $R(\omega)$ からクラマースクローニヒの関係を使って求めることができます。

$$\theta(\omega) = \frac{\omega}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

- 従って、反射スペクトルを広いスペクトル範囲で測定すれば、移相量 θ が求められ、光学定数 n , κ が得られます。

$$n(\omega) = \frac{1 - R(\omega)}{1 + R(\omega) - 2\sqrt{R(\omega)} \cos \theta(\omega)}$$

$$\kappa(\omega) = \frac{2\sqrt{R(\omega)} \sin \theta(\omega)}{1 + R(\omega) - 2\sqrt{R(\omega)} \cos \theta(\omega)}$$

Kramers-Kronig の関係

- 応答を表す物理量の実数部と虚数部の間には次式が成立します。

$$\varepsilon'_{ij}(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon''_{ij}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

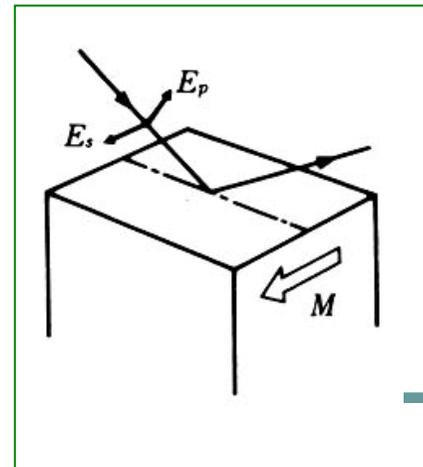
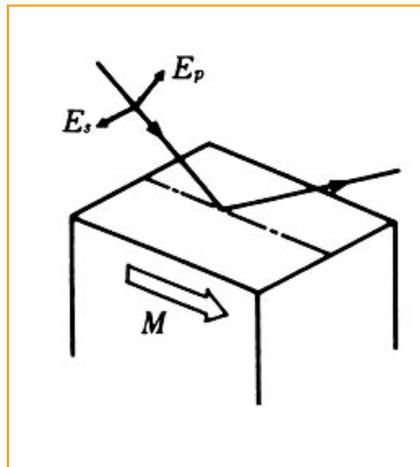
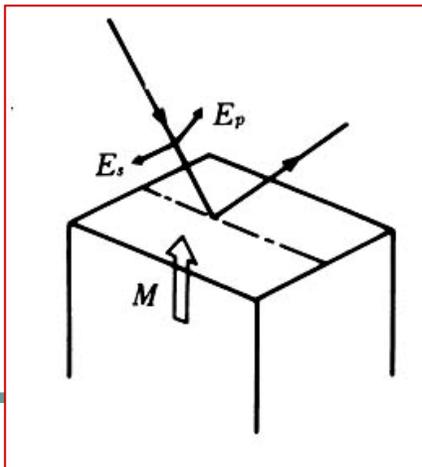
$$\varepsilon''_{ij}(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon'_{ij}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

ここに P は積分の主値を表し、下式で定義されます。

$$P \int_0^{\infty} \frac{f(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' = \lim_{\rho \rightarrow 0} \int_0^{\omega - \rho} \frac{f(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' + \lim_{\rho \rightarrow 0} \int_{\omega + \rho}^{\infty} \frac{f(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

3種類の磁気カー効果

- MO-Kerr 効果には、3種類があります。
 - **極カー効果** (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)
 - **縦カー効果** (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)
 - **横カー効果** (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)



複素カー一回転を誘電率で表す(1)

- 実数部をカー一回転角 φ_K 、虚数部をカー楕円率 η_K とする複素カー一回転 Φ_K を次式で定義します。

$$\Phi_K = \varphi_K + i\eta_K$$

- ・これを誘電率の非対角成分 ε_{xy} と対角成分 ε_{xx} で表すと、次式となります。

$$\Phi_K \approx \frac{n_0 \varepsilon_{xy}}{\left(n_0^2 - \varepsilon_{xx}\right) \sqrt{\varepsilon_{xx}}}$$

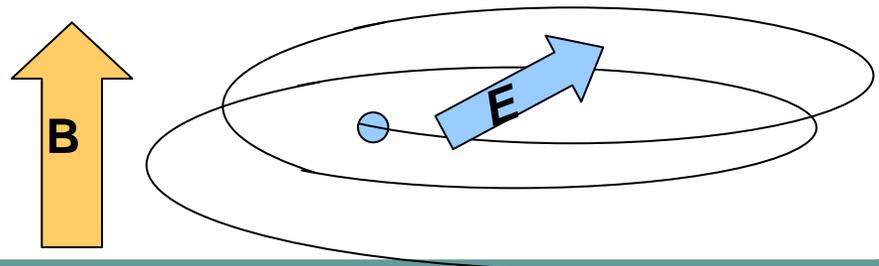
- この式は、カー効果が誘電率の非対角成分 ε_{xy} に依存するばかりでなく、分母に来る対角成分 ε_{xx} にも大きく依存することを表している重要な式です。

第6回 光と磁気の電子論(1):古典電子論

- この回はミクロな立場に立って磁気光学効果を考えます。ミクロといっても、ここでは、古典的なローレンツの運動方程式にもとづいて、磁界中の電子の運動を扱い、誘電率の周波数依存性を導きます。磁界のある場合、誘電率の非対角成分は、磁界の1次に比例することが導かれます。
- 古典電子論で強磁性体の磁気光学効果を説明するには、とてつもない強い磁界が物質中に働いていると考えないと説明できないことを示し、次の回に述べる量子力学の重要性を示します。

電界・磁界のもとにおける荷電粒子の運動

- 古典力学の運動方程式を考える。
 - 荷電粒子の電荷 q [C], 質量 m [kg]
 - 荷電粒子の変位 u [m]
 - 慣性力 $m d^2 u / dt^2$
 - 摩擦力 $m \gamma du / dt$
 - Lorentz力 $q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = q(\mathbf{E} + d\mathbf{u} / dt \times \mathbf{B})$



運動方程式の振動解

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

$\mathbf{B} = (0, 0, B)$ (磁界はz方向を向いているとします。)

$\mathbf{E} = E_0 \exp(-i\omega t)$ $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp(-i\omega t)$ (振動解を仮定します。)

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

$$\left. \begin{aligned} m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)x + i\omega qBy &= -qE_x \\ -i\omega qBx + m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)y &= -qE_y \\ m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)z &= -qE_z \end{aligned} \right\}$$

という連立方程式が得られます。

変位 u を求める

- 連立方程式を解いて、変位 $u=(x, y, z)$ を求めます。

$$x = -\frac{q}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x + \frac{q}{m} \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y$$

$$y = -\frac{q}{m} \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x - \frac{q}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y$$

$$z = -\frac{q}{m} \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} E_z$$

電気分極 P を求める

- $P = nqu$ により分極 P を求めます。

$$P_x = -\frac{nq^2}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x + \frac{nq^2}{m} \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y$$

$$P_y = -\frac{nq^2}{m} \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x - \frac{nq^2}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y$$

$$P_z = -\frac{nq^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} E_z$$

ここに $\omega_c = |qB/m|$ はサイクロトロン角振動数です。

誘電率を求める

- 誘電率テンソルを求める。

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

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

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

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

Feの磁気光学効果と古典電子論

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} \quad (4.10)$$

- 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

第7回 光と磁気の電子論(2):量子論

- 「磁気光学効果を量子論で考えたらどうなるか」について、時間を含む摂動論によって説明します。ちょっと面倒な式が続きますが、「こんなものかな」と気軽に考えておつきあい下さい。
- 電子分極による誘電率の対角・非対角成分を量子論に立って計算します。
- 量子論はわかりにくいので、図を使って、光学遷移と、磁気光学効果の関係を説明します。

磁気光学効果の量子論

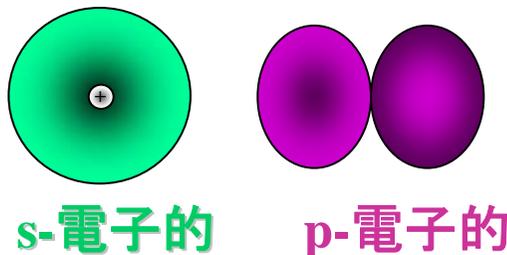
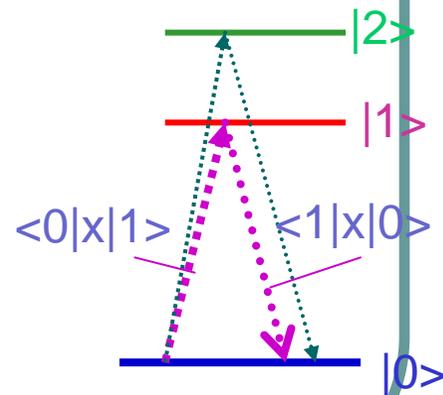
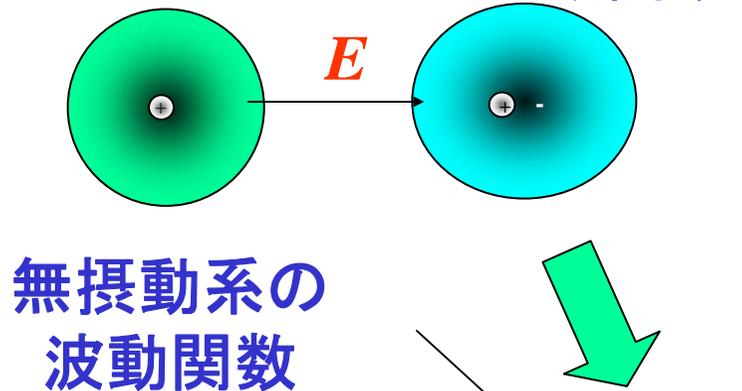
- 電気分極と摂動論
- 時間を含む摂動論
- 誘電率の対角成分の導出
- 誘電率の非対角成分の導出
- 磁気光学効果の物理的説明
- 磁気光学スペクトルの形状

電子分極のミクロな扱い

電界の摂動を受けた
波動関数

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

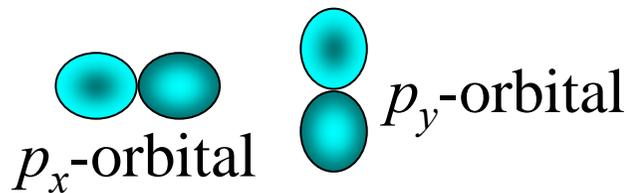
$$= \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \left(\frac{\omega_{10} |\langle 1|x|0\rangle|^2}{\omega_{10}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{20} |\langle 2|x|0\rangle|^2}{\omega_{20}^2 - \omega^2} + \dots \right)$$



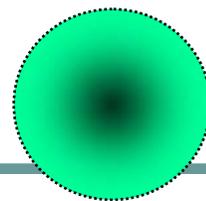
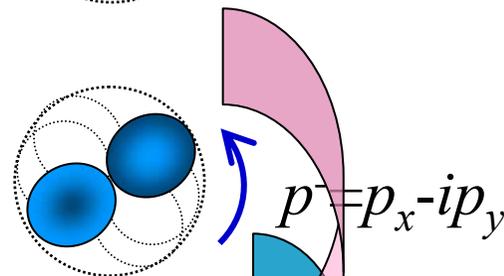
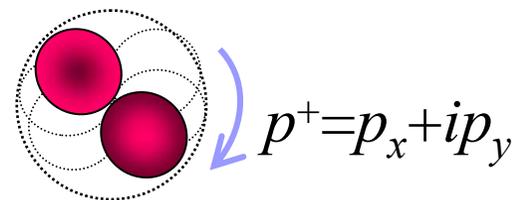
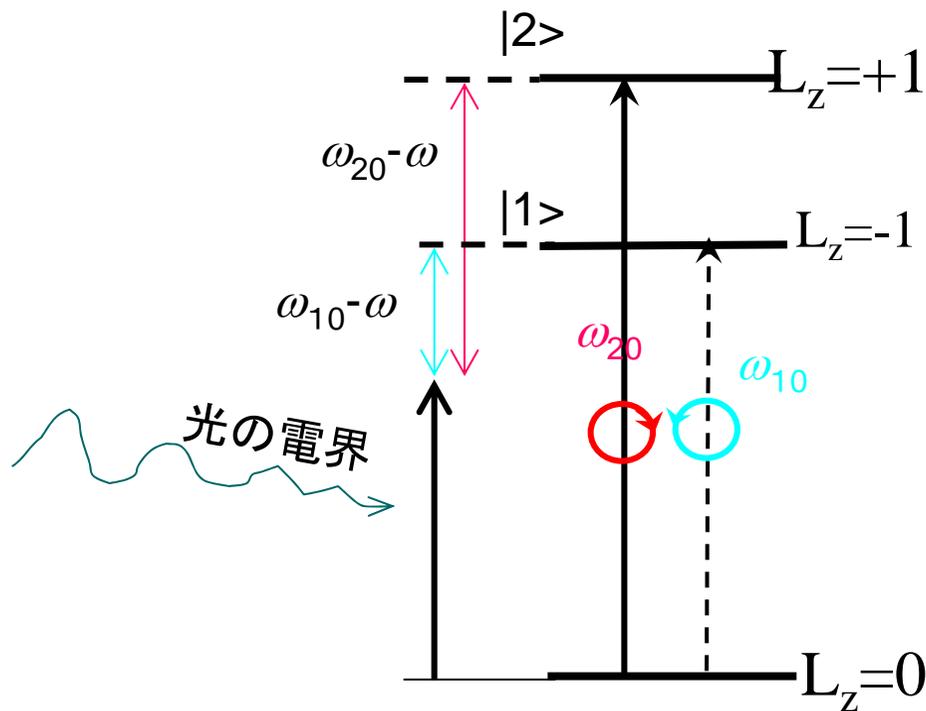
摂動を受けた
波動関数

無摂動系の固有関数で展開

円偏光の吸収と電子構造



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



ω_{10} は ω_{20} より光エネルギー ω に近いので左回りの状態の方が右回り状態より多く基底状態に取り込まれる

反磁性型スペクトル

- 図(a)のような電子構造を考えます。基底状態として交換分裂した最低のエネルギー準位を考えます。このときの誘電率の非対角成分の実数部・虚数部は図 (b)のように表されます。

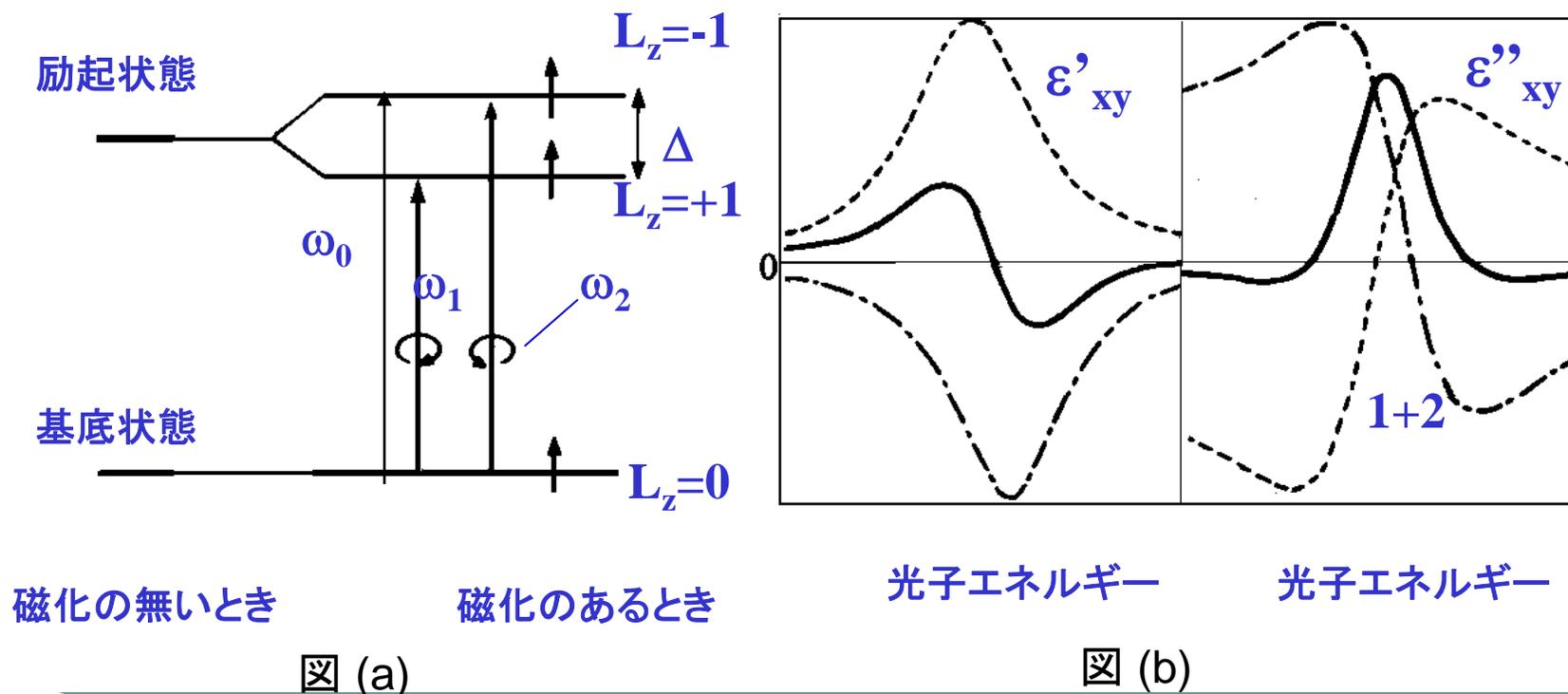


図 (a)

図 (b)

反磁性スペクトルの誘電率の式

- 図 (a) のような準位図を考えたときの誘電率の非対角成分は次式になります。

$$\varepsilon'_{xy} = \frac{Ne^2 f_0 \Delta_{so}}{2m\varepsilon_0 \omega \tau} \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{((\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2)^2}$$

$$\varepsilon''_{xy} = -\frac{Ne^2 f_0 \Delta_{so}}{4m\varepsilon_0 \omega} \cdot \frac{(\omega_0 - \omega)^2 - \gamma^2}{\{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2\}^2}$$

これを図示したのが図 (b) の実線です。すなわち、 ε_{xy} の **実数部は分散型**，**虚数部は両側に翼のあるベル型** となります。

誘電率の非対角成分のピーク値

- 大きな磁気光学効果を示す物質では、ほとんど、ここに述べた反磁性型スペクトルとなっている。 $\omega=\omega_0$ において ε_{xy}'' のピーク値は

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

鉄の場合: $N=10^{28}\text{m}^{-3}$, $f_0=1$, $\hbar\Delta_{so}=0.05\text{eV}$, $\hbar\omega_0=2\text{eV}$,
 $\hbar/\tau=0.1\text{eV}$ という常識的な値を代入 $\varepsilon_{xy}'' \Big|_{peak}=3.5$ を得ます。

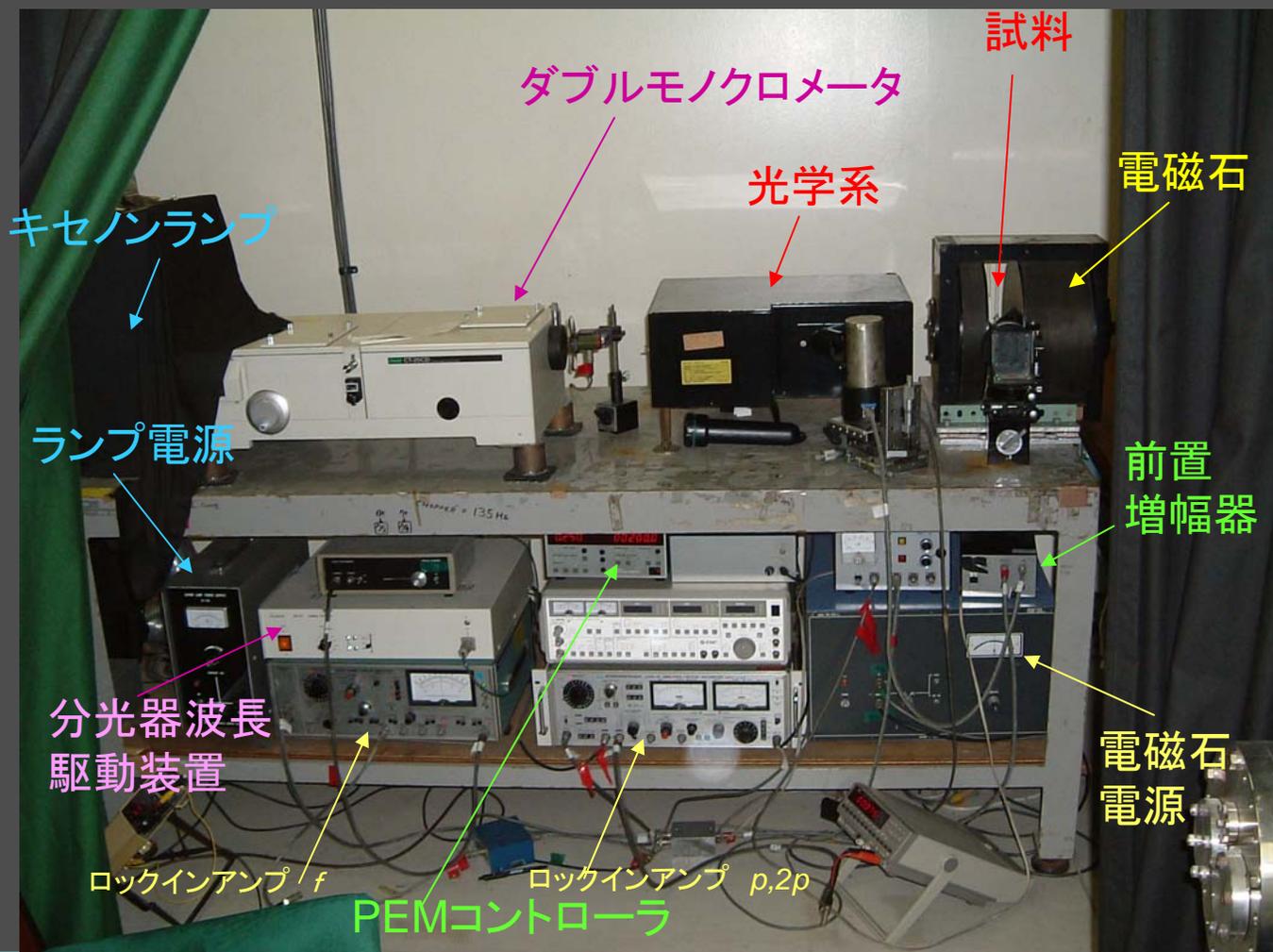
大きな磁気光学効果を持つ条件:

- ・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

第8回 磁気光学効果の測定法

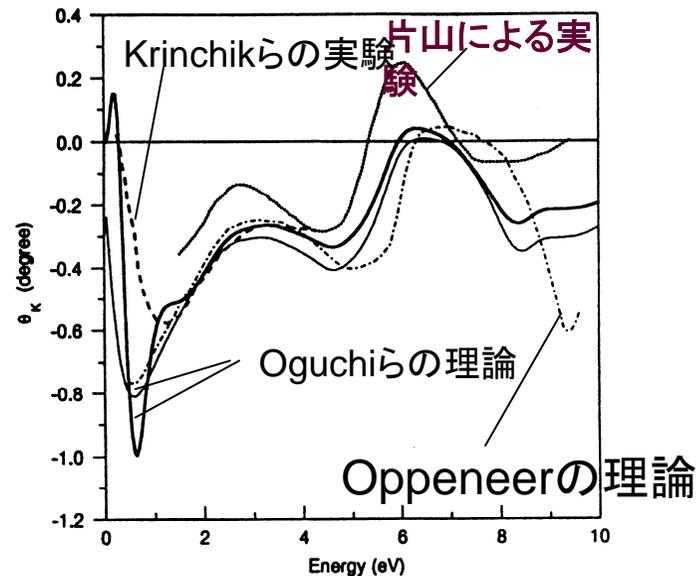
- 磁気光学効果の測定法としてよく用いられるものを紹介し、その原理を理解します。
- 直交偏光子法
- 振動偏光子法
- 回転検光子法
- ファラデー変調法
- 光学遅延変調法
- スペクトル測定システム
- 楕円率の評価

円偏光変調法磁気光学分光装置



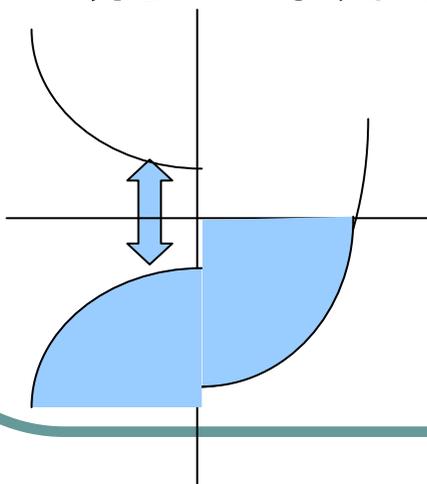
第9回 磁気光学効果と電子構造

- 物質の電子構造を探る手段としての磁気光学スペクトルに注目し、第1原理計算結果と、実験結果の対応などについて説明します。
- 図はFeの磁気光学スペクトルの理論と実験の対応です。



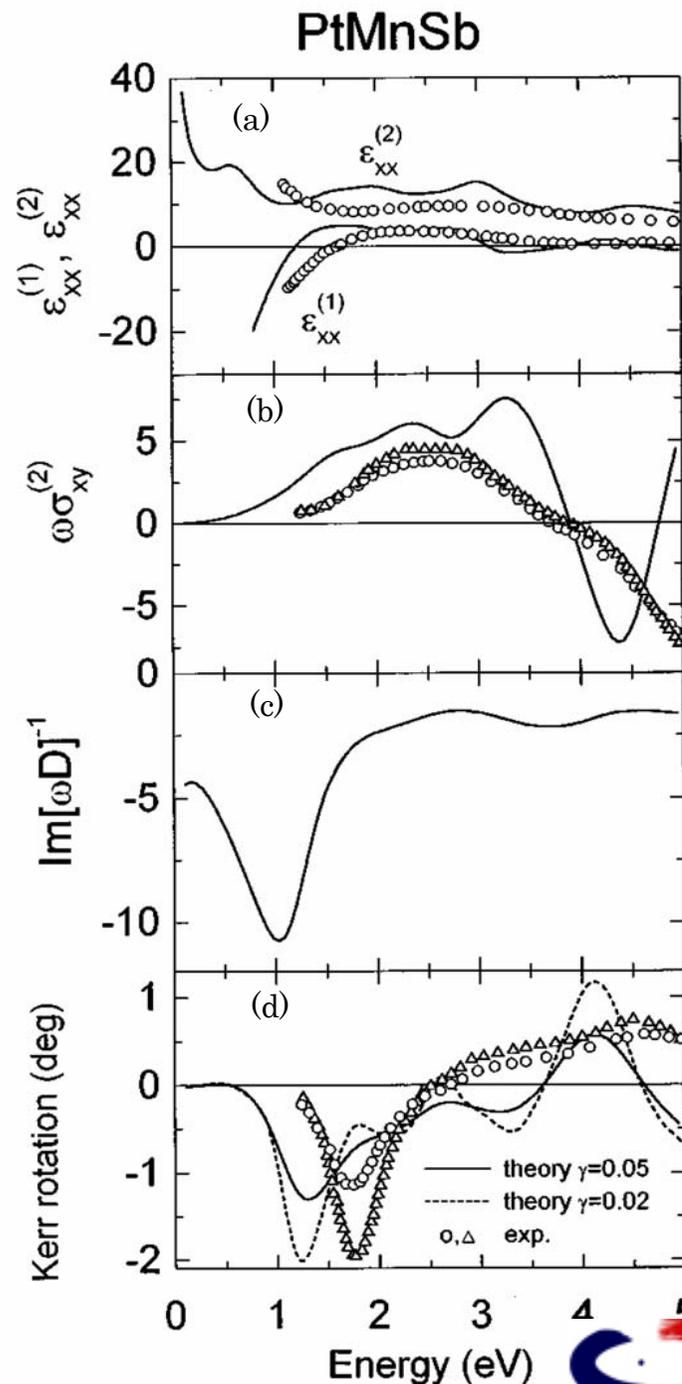
第1原理計算と実験

- 第1原理計算値(V.N.Antonov)と実験値(K.Sato)はよく対応し、2eV付近の σ''_{xy} の立ち上がりは小数スピンドバンドにおける価電子帯から伝導帯への遷移によること、2eV付近に見られるカー回転のピークは、誘電率の対角成分の実数部がゼロを横切ることによることなどが明らかになりました。



$$\Theta_K = \frac{\epsilon_{xy}}{\sqrt{\epsilon_{xx}(1-\epsilon_{xx})}}$$

V.N.Antonov, P.M.Oppeneer et al.:Phys.Rev. B56 ('97) 13012
K.Sato et al.:Proc.ICF6, 1992, p.1647



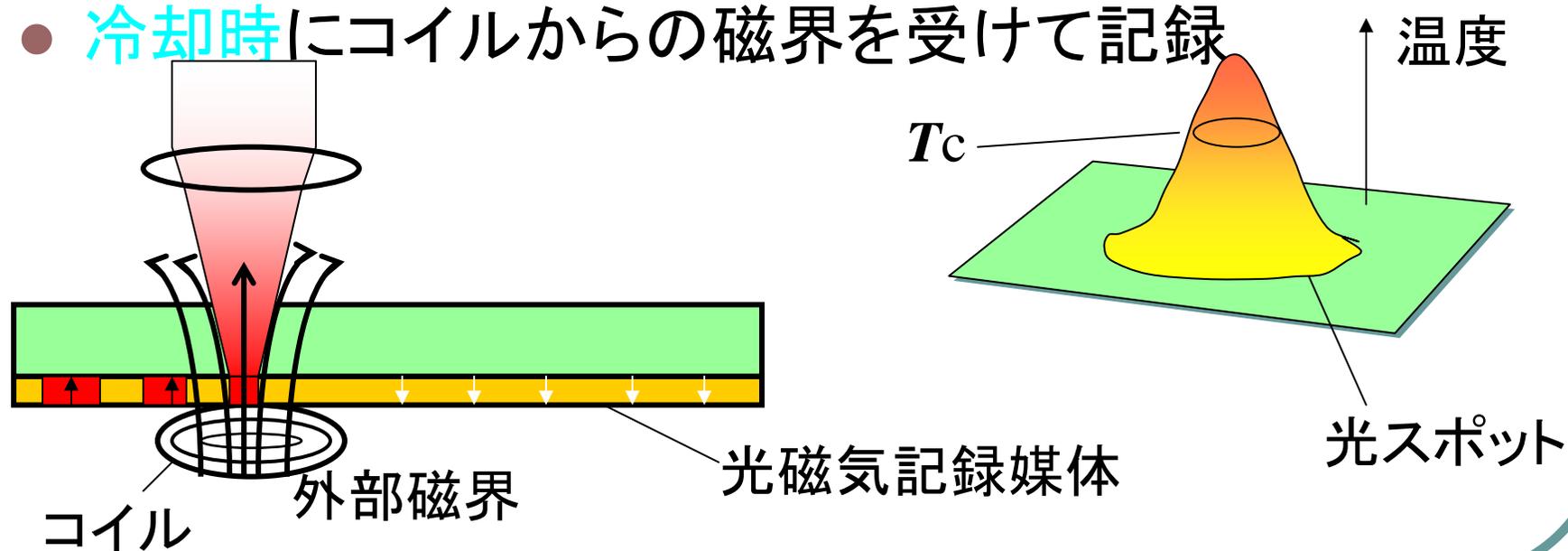
第10回 磁気光学効果の応用

- 光磁気記録(記録情報の読み出し)
- 光アイソレータ(光通信における方向性結合)
- 高圧電流測定(磁気光学センサ)
- 空間光変調器(光画像処理)
- 微小磁区観察(磁気光学顕微鏡)

など磁気光学の実用化例をご紹介し、その中でどのような開発と発展がなされているかを説明します。

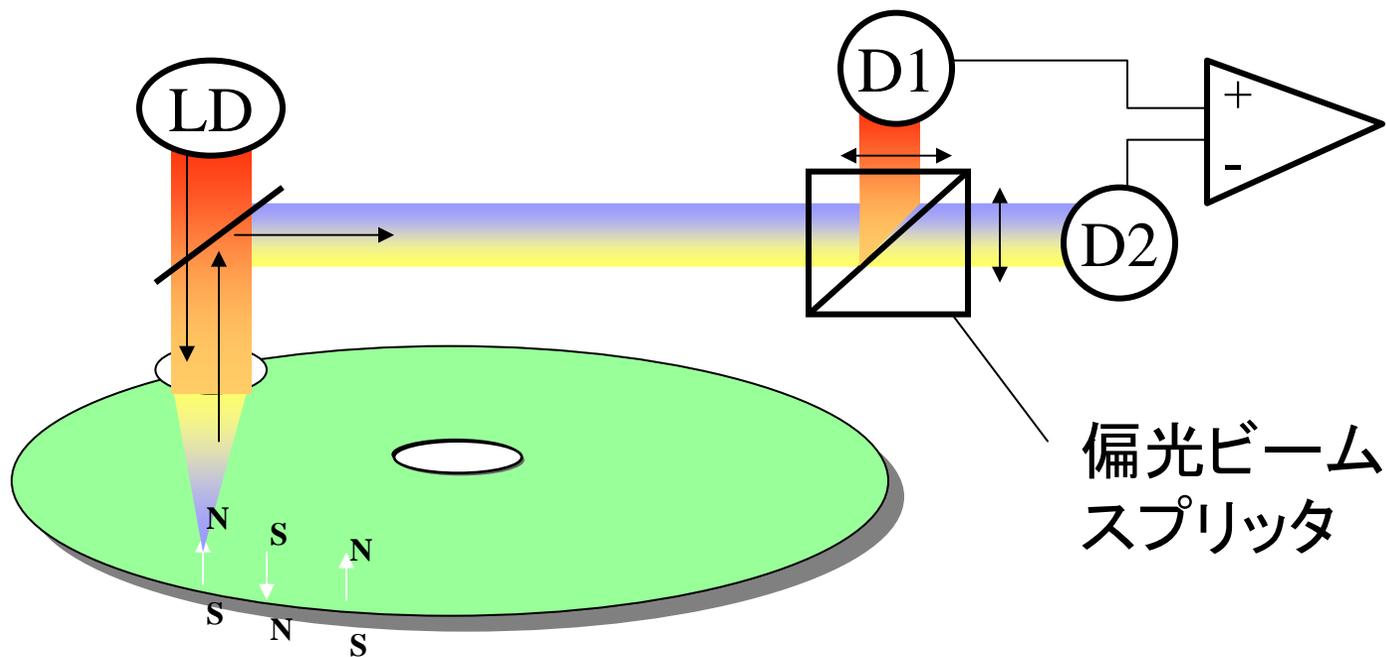
光磁気記録 情報の記録: キュリー温度記録

- 光磁気ディスクの記録の原理図を示します。
- 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

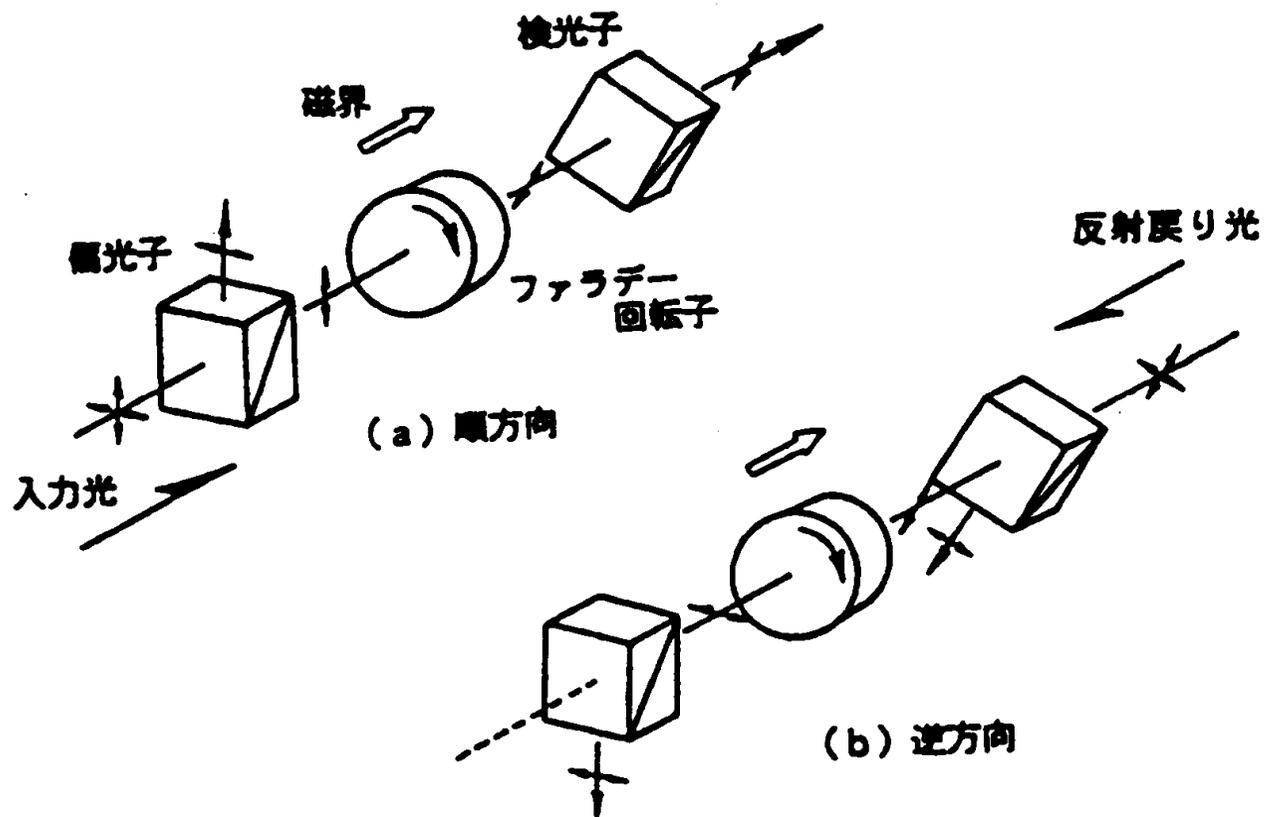


光磁気記録 情報の読み出し:磁気カー効果

- 磁化に応じた偏光の回転を検出し電気に変換



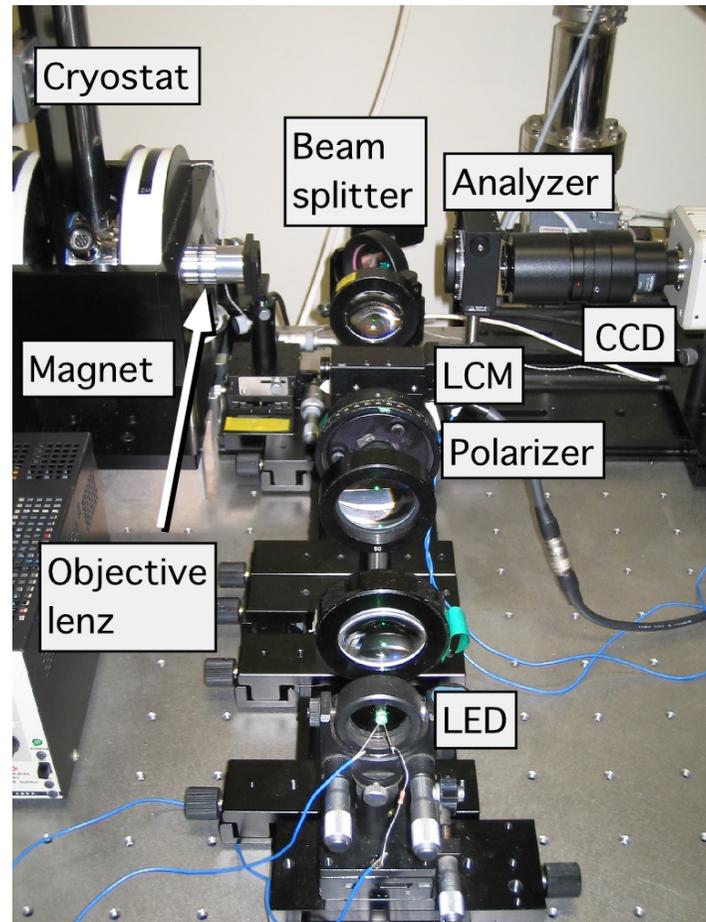
アイソレータの仕組み



MO microscope

Cryostat
3.5 - 500 K

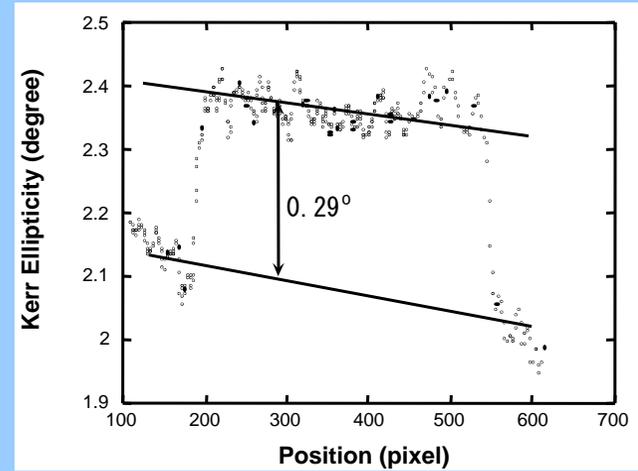
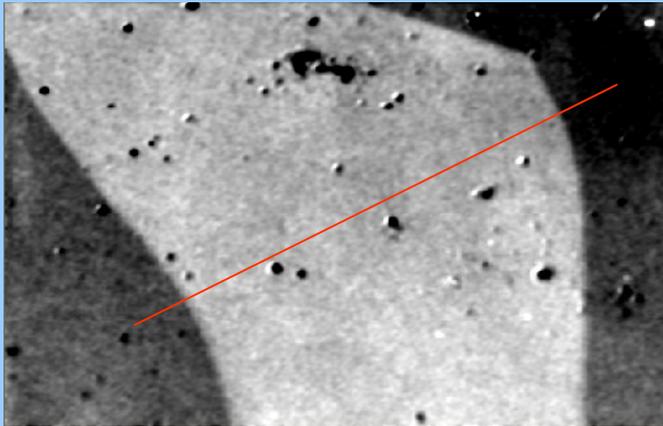
LED
Green 525nm
Blue 470nm



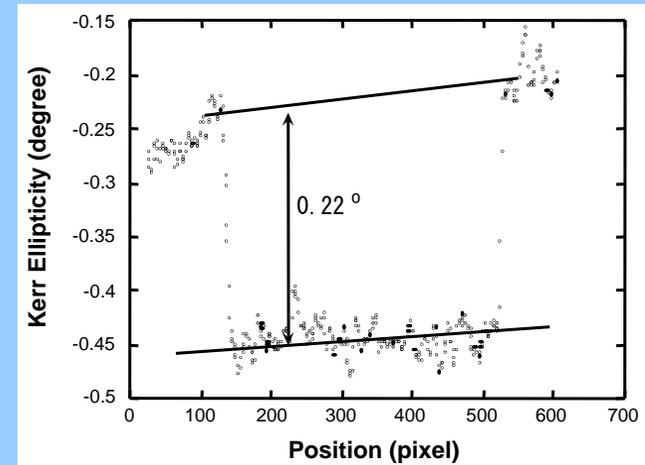
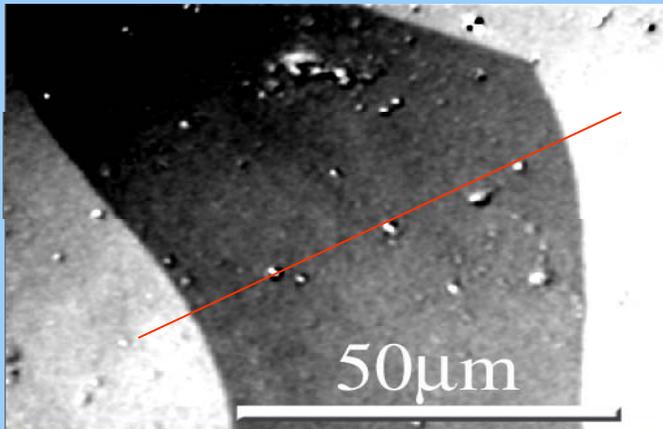
CCD
150 fps

Bi:YIG薄膜のカー一回転画像

Kerr rotation



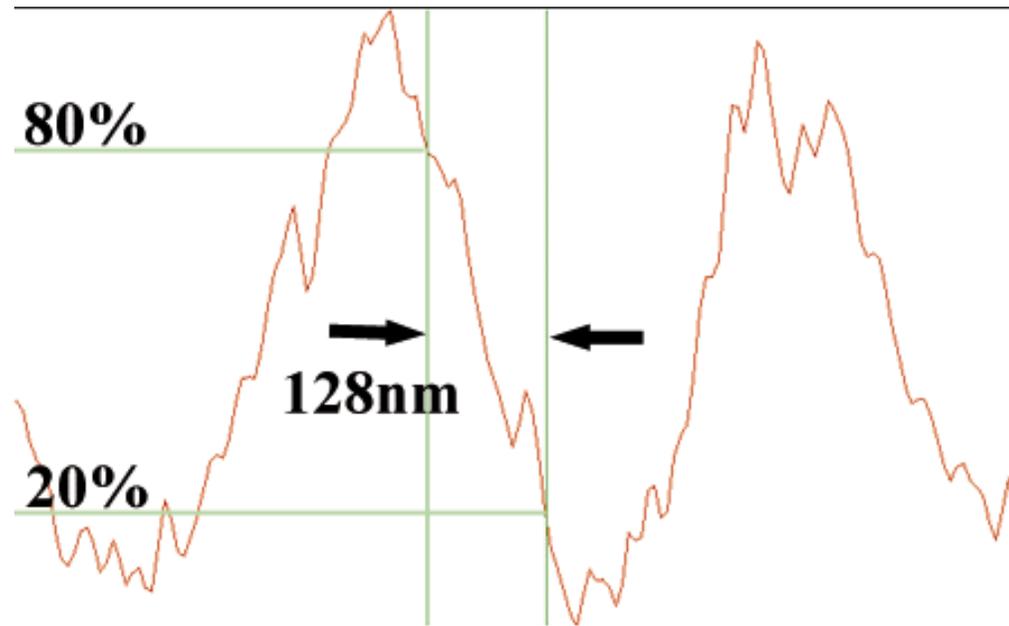
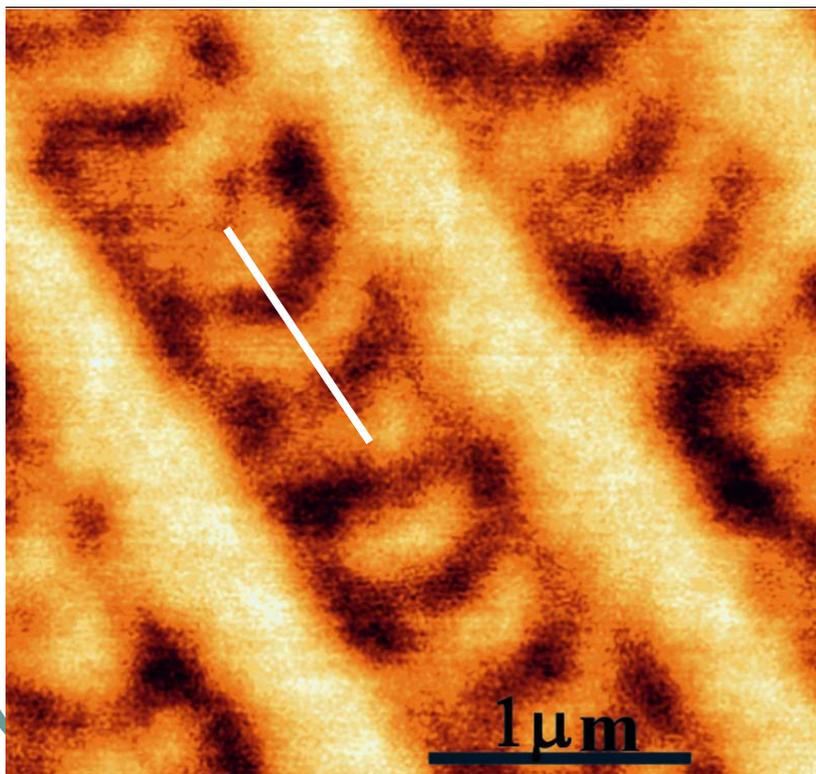
Kerr ellipticity



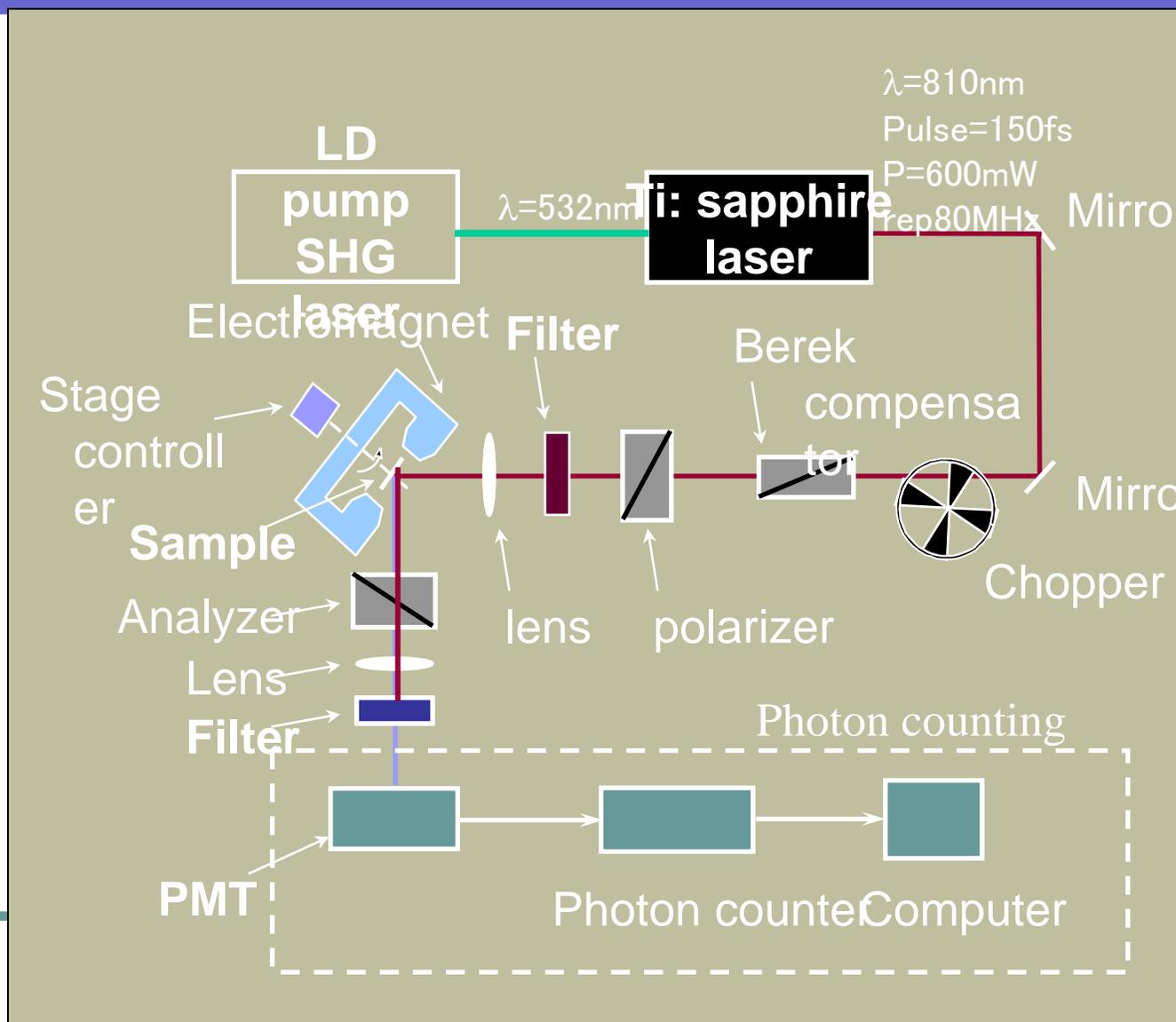
第11回 磁気光学研究の最近の展開

- ここでは、最近の研究動向について述べます。
- 近接場磁気光学効果
- 非線形磁気光学効果
- その他の磁気光学効果

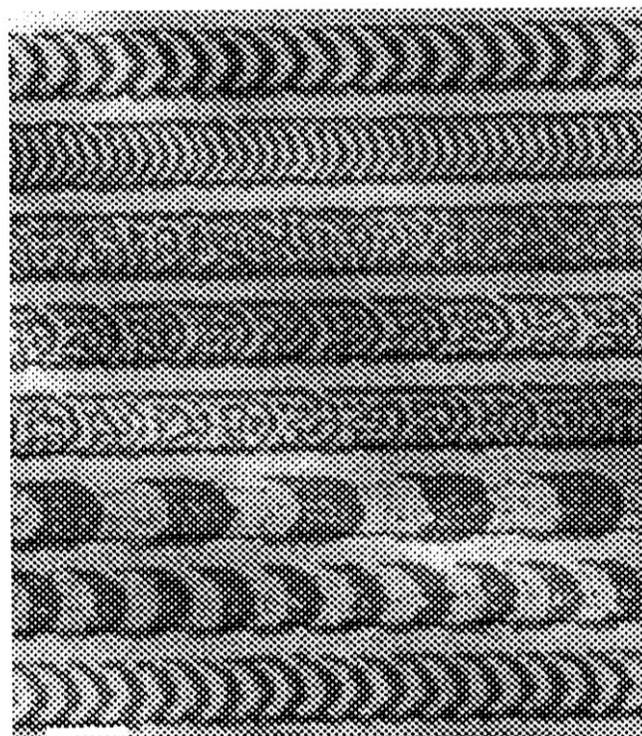
0.2 μm の記録マークのSNOM像



非線形磁気光学効果測定系



X線顕微鏡によるMO膜観測



1 μm

mark/space

0.2/0.2

0.1/0.1

0.05/0.05

0.1/0.7

0.05/0.75

0.8/0.8

0.4/0.4

0.2/0.2

μm

今回のまとめと次週への課題

- ここまで、私の一連の講義を通じて何を学ぶかをご紹介してきました。
- 次回は、磁気光学効果とは何かについて学びます。教科書「光と磁気」をお持ちの方は、第2章をお読みください。
- 私のWeb siteから「光と磁気」第2章の原稿をダウンロードすることが可能です。