

物理学特別講義 I
2006.12.06

物理学特別講義 I
磁気光学効果の基礎と応用(1)基礎編

客員教授
佐藤勝昭

内容(第1部)

第1部

1. はじめに
2. 磁気光学効果の基礎
 1. 光の伝搬と磁気光学効果
 2. 磁気光学効果の物理

第2部

3. 光磁気効果の応用



1. はじめに

- 磁気光学効果は、光磁気記録(MO, MD)、光アイソレータ、電流磁界センサ、非接触磁気観察などに幅広く応用されている磁気付随の物理現象である。
- 磁気光学効果のマクロな起源は、磁化を有する物質における誘電率テンソルの非対角成分に求めることができる。また、そのミクロな起源は、磁性体の電子構造にある。
- このセミナーでは、はじめに磁気光学効果の基礎について述べ、その応用について述べる。その中で光磁気記録の現状について簡単に述べる。

光の偏り(偏光)

- 光は電磁波です。
- 電界ベクトル E と磁界ベクトル H は直交しています。
- 磁界 H を含む面を偏光面、電界 E を含む面を振動面といいます。

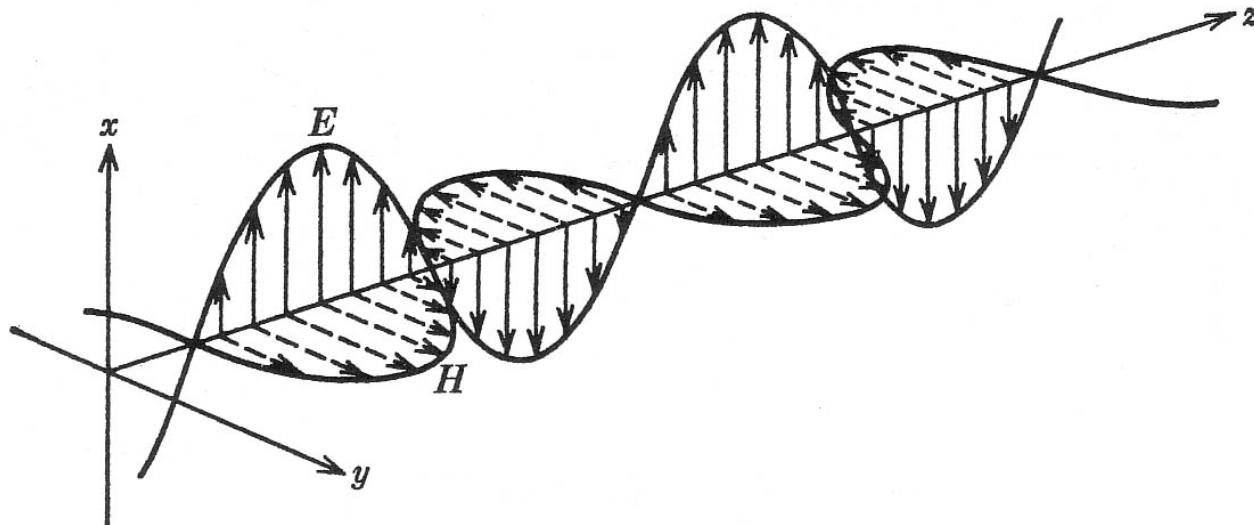


図 2.1 電磁波の電界ベクトル(E)と磁界ベクトル(H)

偏光の発見

- 1808年、ナポレオン軍の陸軍大尉で技術者のE.L. Malus がパリのアンフェル通りの自宅の窓からリュクセンブール宮の窓で反射された夕日を方解石の結晶を回転させながら覗いていた時、偏光の概念を見出しました。

<http://www.polarization.com/history/history.html>



スケッチ
リュクサンブール宮
佐藤勝昭画

直線偏光

- 偏光面が一つの平面に限られたような偏光を直線偏光と呼びます。
- 直線偏光を取り出すための素子を直線偏光子といいます。
- 直線偏光子には、複屈折偏光子、線二色性偏光子、ワイヤグリッド偏光子、ブリュースタ偏光子などがある。



円偏光

- ある位置で見た電界(または磁界)ベクトルが時間とともに回転するような偏光を一般に楕円偏光といいます。
- 光の進行方向に垂直な平面上に電界ベクトルの先端を投影したときその軌跡が円になるものを円偏光といいます。円偏光には右(回り)円偏光と左(回り)円偏光があります。(どちらが右まわりでどちらが左まわりかは著者により定義が異なっているので注意。)

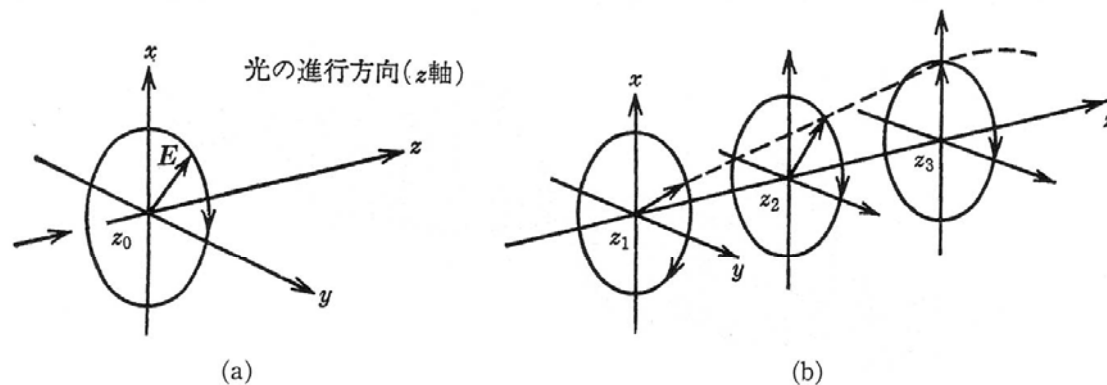


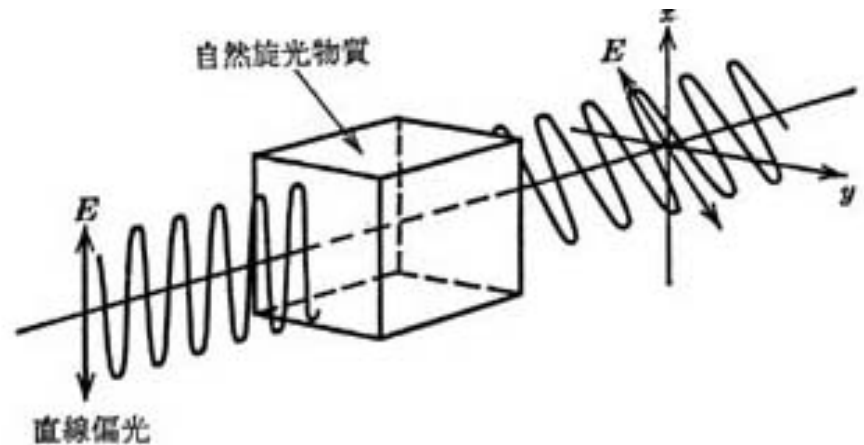
図 2.2 本書での定義による右円偏光

- (a) ある位置で光源を背にして見ると電界ベクトルが時間とともに右まわりに回転。
(b) 時間を止めて電界ベクトルの軌跡をみると進行方向に左まわりになっている。

•円偏光は、直交する2つの直線偏光の合成で、両偏光の振動の位相の間に 90° の差がある場合であると考えられる。

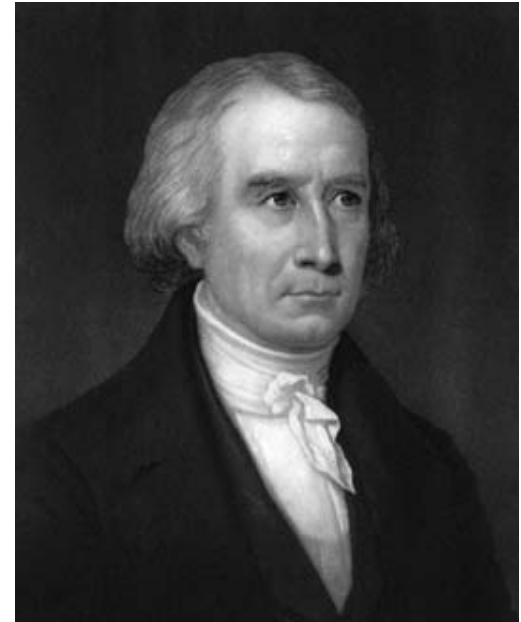
旋光性と円二色性

- 物体に直線偏光を入射したとき、透過してきた光の偏光面がもとの偏光面の方向から回転していたとすると、この物体は自然旋光性を持つといいます。
 - 水晶、ブドウ糖、ショ糖、酒石酸等
- これらの物質には原子の並びにらせん構造があって、これが旋光性の原因になります。



旋光性の発見

- 物質の旋光性をはじめて見つけたのは、フランスのArago (1786-1853)で、1811年に、水晶においてこの効果を発見した。Aragoは天文学者としても有名で、子午線の精密な測量をBiot (1774-1862)とともにに行い、スペインでスパイと間違われて逮捕されるなど波瀾に満ちた一生を送った人である。Aragoの発見は Biotに引きつがれ、旋光角が試料の長さに比例することや、旋光角が波長の二乗に反比例すること(旋光分散)等が発見された。



François Arago
1786 - 1853

円二色性

- 酒石酸の水溶液などでは、右円偏光と左円偏光とに対して吸光度が違うという現象がある。これを円二色性という。この効果を発見したのはCottonというフランス人で1869年のことである。彼は図2.4のような装置をつかって眺めると左と右の円偏光に対して明るさが違うことを発見した。後で説明するが(3.1節)、円二色性がある物質に直線偏光を入射すると透過光は楕円偏光になる。

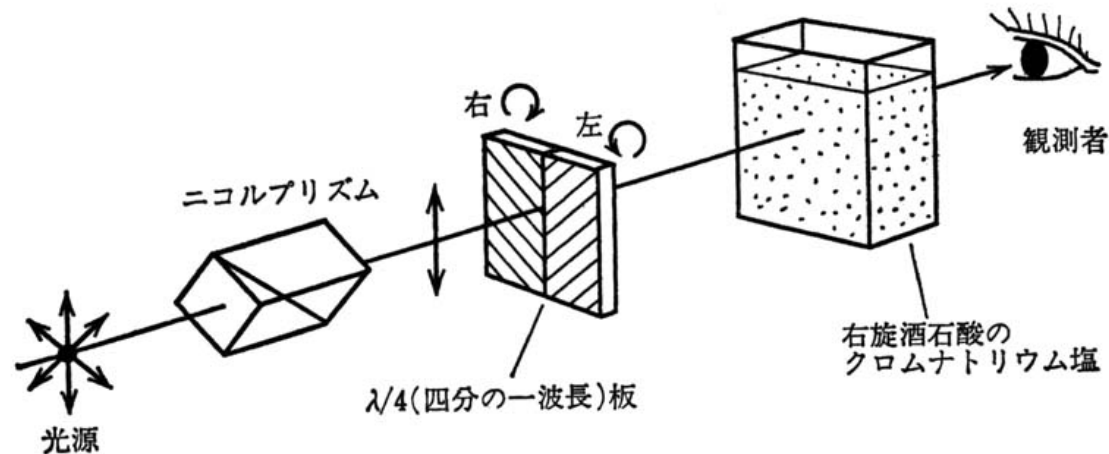


図 2.4 円二色性の観測法 (Cotton による)

光学活性

- 旋光性と円二色性をあわせて光学活性という
- 物質本来の光学異方性による光学活性を「自然活性」とよぶ。
- 電界(電気分極)によって誘起される光学活性を電気光学効果という。
 - ポッケルス効果、電気光学カー効果がある。
- 磁界(磁化)によって誘起される光学活性を磁気光学効果という。
- 応力による光学活性をピエゾ光学効果または光弾性という

非磁性体のファラデー効果

- ガラス棒にコイルを巻き電流を通じるとガラス棒の長手方向に磁界ができる。このときガラス棒に直線偏光を通すと磁界の強さとともに偏光面が回転する。この磁気旋光効果を発見者Faradayに因んでファラデー効果という。
- 光の進行方向と磁界とが同一直線上にあるときをファラデー配置といい、進行方向と磁界の向きが直交するような場合をフォークト配置という。

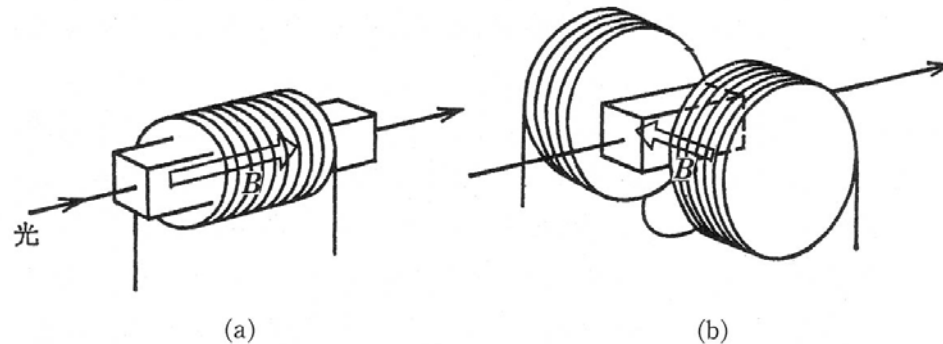
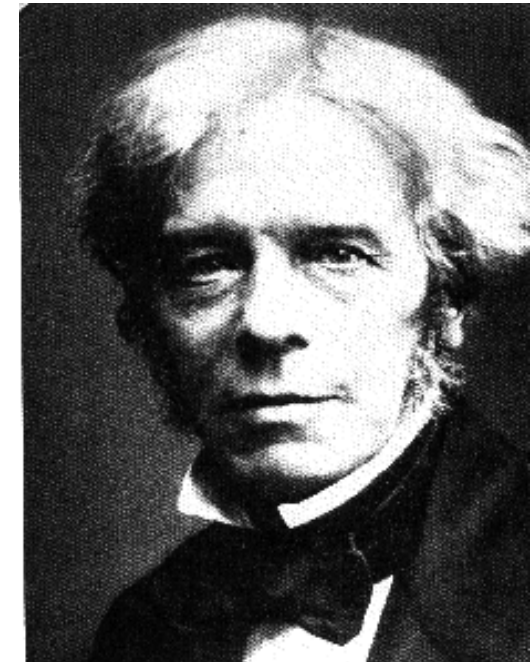
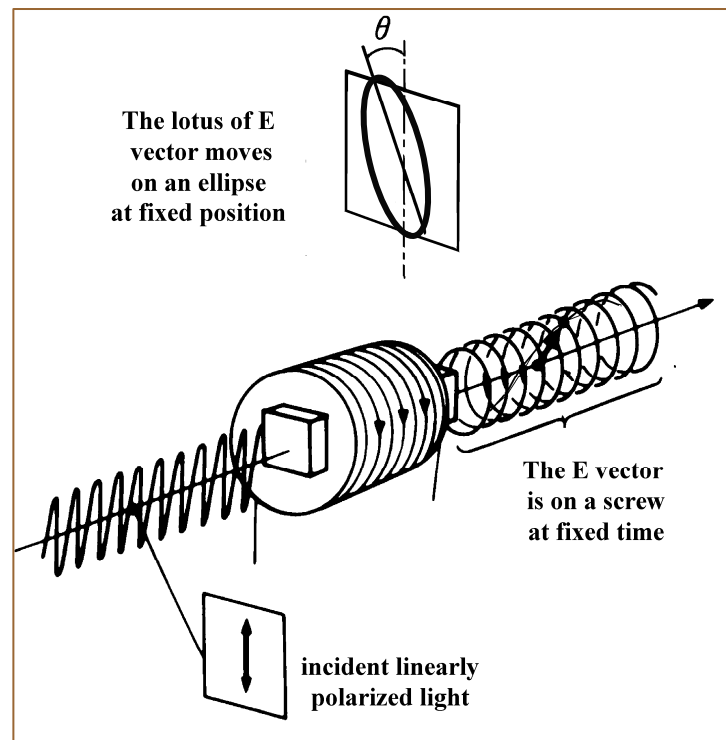


図 2.5 ファラデー配置 (a) とフォークト配置 (b)

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



M. Faraday (1791-1867)

ファラデー効果の非相反性

- ファラデー効果においては磁界を反転すると逆方向に回転が起きる。つまり回転角は磁界の方向に対して定義されている。ここが自然活性と違うところである。
- 図に示すように、ブドウ糖液中を光を往復させると戻ってきた光は全く旋光していないが、磁界中のガラスを往復した光は、片道の場合の2倍の回転を受ける。

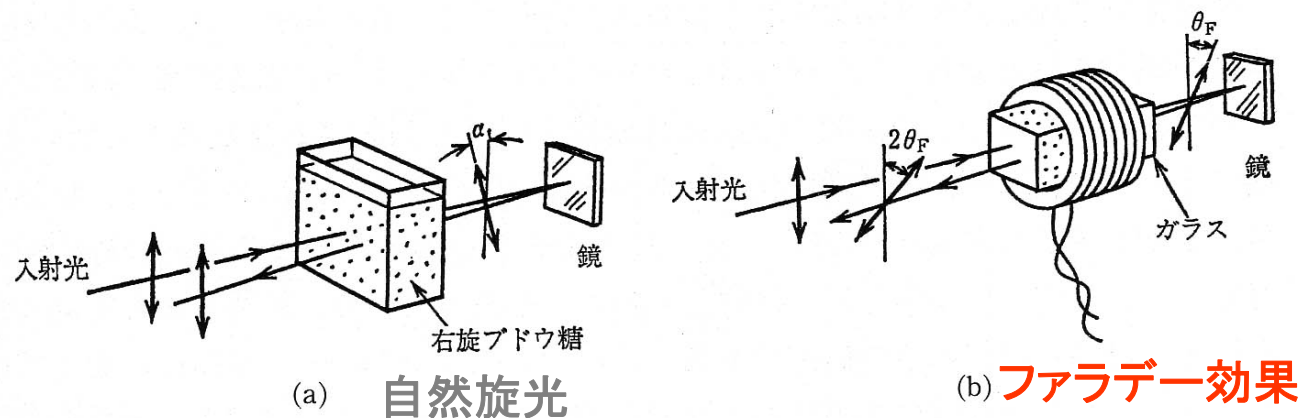


図 2.7 ファラデー効果の場合

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)。

ヴェルデ定数

- 強磁性を示さない物質の磁気旋光角を θ_F 、磁界を H 、光路長 l とすると、

$$\theta_F = V l H$$

と表される。 V はと呼ばれ、物質固有の比例定数である。

ヴェルデ定数一覧表 $\lambda=546.1\text{nm}$ 理科年表による

物質	V [min/A]	物質	V [min/A]
酸素	7.598×10^{-6}	NaCl	5.15×10^{-2}
プロパン	5.005×10^{-5}	ZnS	2.84×10^{-1}
水	1.645×10^{-2}	クラウンガラス	2.4×10^{-2}
クロロホルム	2.06×10^{-2}	重フリントガラス	1.33×10^{-1}

強磁性体のファラデー効果

- ガラスのファラデー効果に比べ、強磁性体、フェリ磁性体は非常に大きなファラデー回転を示す。
- 磁氣的に飽和した鉄のファラデー回転は1 cmあたり $380,000^\circ$ に達する。この旋光角の飽和値は物質定数である。
 - 1 cmもの厚さの鉄ではもちろん光は透過しないが薄膜を作ればファラデー回転を観測することが可能である。例えば30 nmの鉄薄膜では光の透過率は約70 %で、回転角は約 1° となる。

代表的な磁性体のファラデー効果

物質名	旋光角 (deg/cm)	性能指数 (deg/dB)	測定波長 (nm)	測定温度 (T)	磁界
Fe	$3.825 \cdot 10^5$		578	室温	2.4
Co	$1.88 \cdot 10^5$		546	//	2
Ni	$1.3 \cdot 10^5$		826	120 K	0.27
$Y_3Fe_5O_{12}^*$	250		1150	100 K	
$Gd_2BiFe_5O_{12}$	$1.01 \cdot 10^4$	44	800	室温	
MnSb	$2.8 \cdot 10^5$		500	//	
MnBi	$5.0 \cdot 10^5$	1.43	633	//	
$YFeO_3$	$4.9 \cdot 10^3$		633	//	
$NdFeO_3$	$4.72 \cdot 10^4$		633	//	
$CrBr_3$	$1.3 \cdot 10^5$		500	1.5K	
EuO	$5 \cdot 10^5$	104	660	4.2 K	2.08
$CdCr_2S_4$	$3.8 \cdot 10^3$	35(80K)	1000	4K	0.6

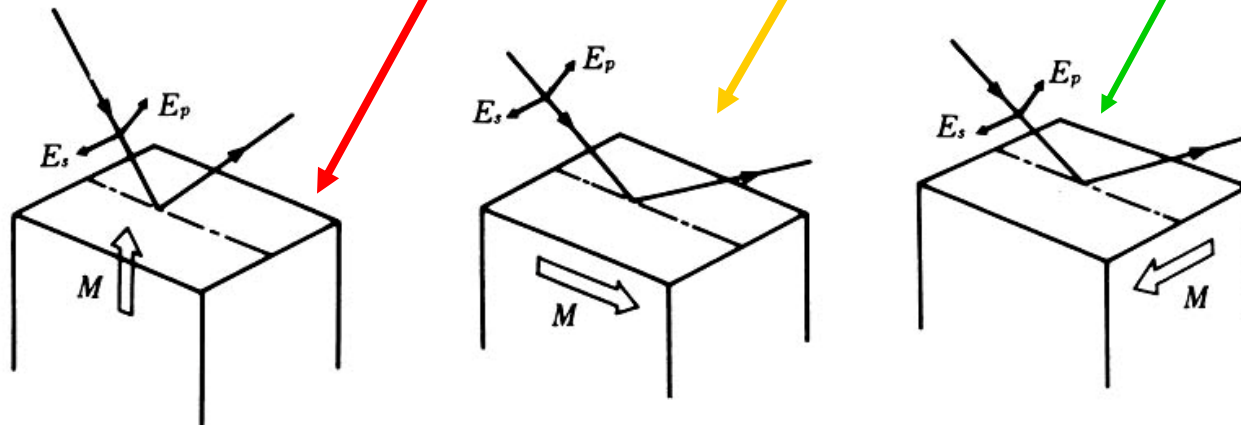
磁気カー効果

- 磁気カー効果は、反射光に対するファラデー効果といってもよい。Kerrという人は電気光学効果の研究でも有名で一般にカー効果というと電気光学効果のほうをさすことが多いので区別のため磁気カー効果と呼んでいる。

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)



代表的な磁性体のカー一回転角

物質名	カー一回転角 (deg)	測定光エネルギー (eV)	測定温度 (K)	磁界 (T)
Fe	0.87	0.75	室温	
Co	0.85	0.62	//	
Ni	0.19	3.1	//	
Gd	0.16	4.3	//	
Fe ₃ O ₄	0.32	1	//	
MnBi	0.7	1.9	//	
CoS ₂	1.1	0.8	4.2	0.4
CrBr ₃	3.5	2.9	4.2	
EuO	6	2.1	12	
USb _{0.8} Te _{0.2}	9.0	0.8	10	4.0
CoCr ₂ S ₄	4.5	0.7	80	
a-GdCo *	0.3	1.9	298	
PtMnSb	2.1	1.75	298	1.7
CeSb	90	0.46	1.5	5.0

2. 磁気光学効果の基礎

2.1 光の伝搬と磁気光学効果

2.2 磁気光学効果の物理

2.2.1 古典電子論

2.2.2 量子論的起源

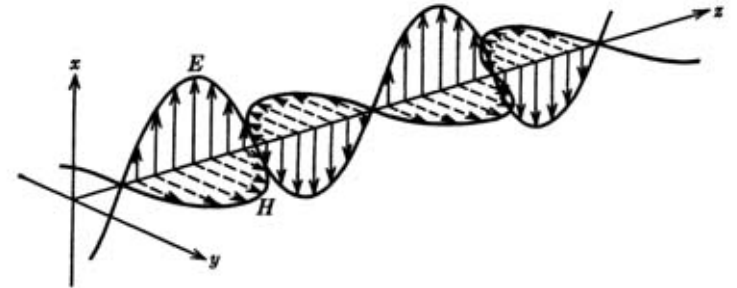


図 2.1 電磁波の電界ベクトル (E) と磁界ベクトル (H)

2.1 光の伝搬と磁気光学効果

- ここでは磁気光学効果が物質のどのような性質に基づいて生じるかを述べる。この章では物質のミクロな性質には目をつぶって、物質を連続体のように扱い、偏光が伝わる様子を電磁波の基本方程式であるマクスウェルの方程式によって記述する。物質の応答は誘電率によって表す。この章ではこのようなマクロな立場に立って磁気光学効果がどのように説明できるかについて述べる。

円偏光と磁気光学効果

- 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する
- 直線偏光の電界ベクトルの軌跡は(a)のように、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る
- 透過後の光の左円偏光が(b)のように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る。
- (c)のように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る。

ファラデー効果の現象論

- 直線偏光は右円偏光と左円偏光に分解できる. この光が長さ l の物質を透過した後, 左右円偏光の位相が異なっておれば両者を合成した軌跡は, 入射光の偏光方向から傾いた直線偏光となり, その傾き θ_F は,

$$\theta_F = -(\theta_R - \theta_L)/2 = -\Delta\theta/2 \quad (1)$$

となる.

ここに θ_R は右円偏光の位相, θ_L は左円偏光の位相である.

- 一方, 円二色性は左右円偏光に対する振幅の差から生じる. その結果, 合成ベクトルの軌跡は楕円偏光となる. 楕円率 η_F は,

$$\eta_F = \tan^{-1}\{(E_R - E_L)/(E_R + E_L)\} \quad (2)$$

- で与えられる. E_R は右円偏光の振幅, E_L は左円偏光の振幅である.

左右円偏光に対する光学定数の差とファラデー効果

- 旋光性をもたらす位相の差は, 右円偏光に対する屈折率 n_+ と左円偏光に対する屈折率 n_- に差があれば生じる.

$$\theta_F = -\Delta \theta / 2 = -\omega(n_+ - n_-)l / 2c = -\pi \Delta n l / \lambda \quad (3)$$

- これに対し, 円二色性は左右円偏光に対する吸光度の違いがあれば生じる. 右円偏光の消光係数を κ_+ , 左円偏光の消光係数を κ_- とすると,

$$\eta_F = \frac{\exp(-\omega\kappa_+l/c) - \exp(-\omega\kappa_-l/c)}{\exp(-\omega\kappa_+l/c) + \exp(-\omega\kappa_-l/c)} \approx -\pi\Delta\kappa l / \lambda \quad (4)$$

となる. 次式のように複素旋光角 Φ_F を定義すると式取り扱いが簡便になることがある.

$$\Phi_F = \theta_F + i \eta_F = -\pi(\Delta n + i \Delta \kappa)l / \lambda = -\pi \Delta N l / \lambda \quad (5)$$

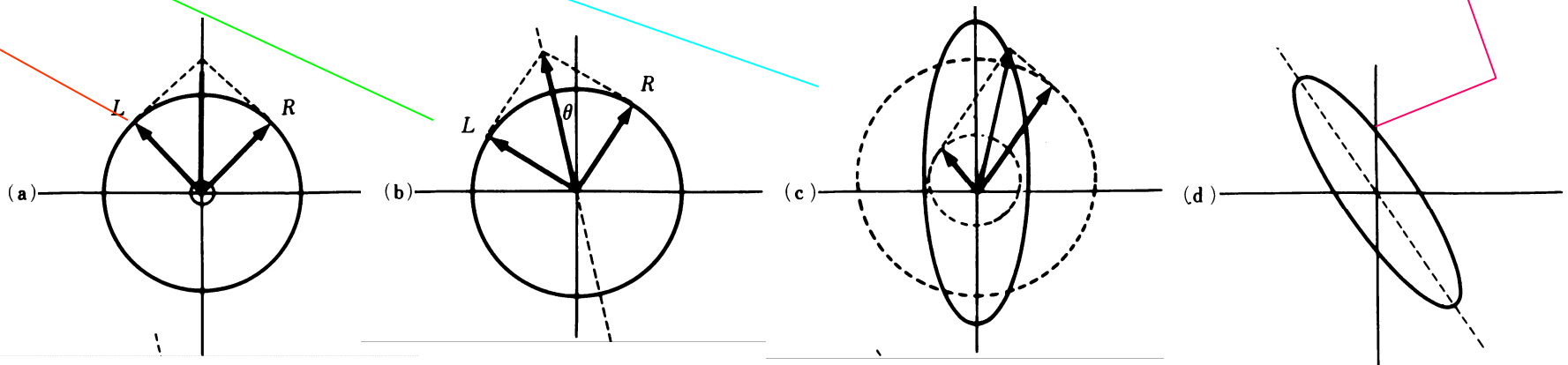
円偏光と磁気光学効果

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



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

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

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

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

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{xx} &= n^2 - \kappa^2; \quad \varepsilon''_{xx} = 2n\kappa \\ \varepsilon'_{xy} &= n\Delta\kappa + \kappa\Delta n \quad \varepsilon''_{xy} = \kappa\Delta\kappa - n\Delta n \end{aligned}$$

を得る

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

2.2 磁気光学効果の電子論

2.2.1 古典電子論

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

$$\mathbf{B} = (0, 0, B)$$

$$\mathbf{E} = E_0 \exp(-i\omega t) \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp(-i\omega t)$$

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

$$m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)x - i\omega q B y = -qE_x$$

$$i\omega q B x + m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)y = -qE_y$$

$$m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)z = -qE_z$$



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

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

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = 0$$

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

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

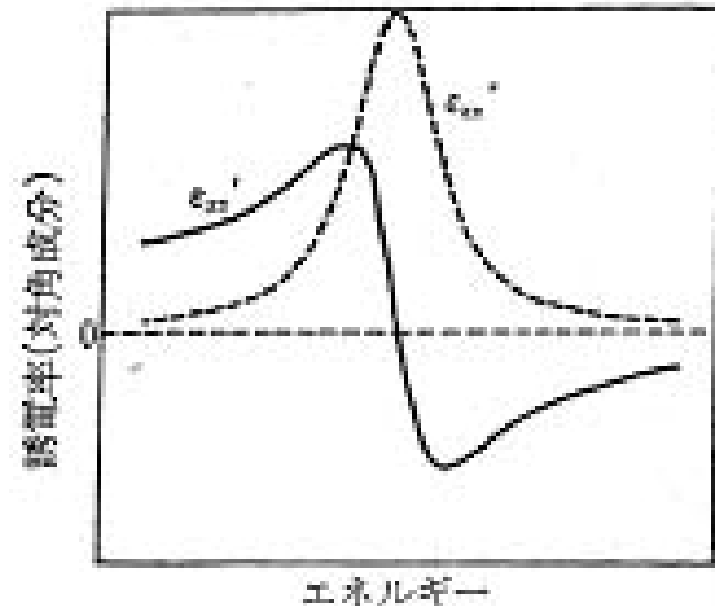


図 4.1 束縛された電子の古典的運動方程式より得られた誘電率テンソルの対角成分のスペクトル
実線は実数部，点線は虚数部。

磁界がなく，束縛項もない場合： ドルーデの式

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

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = 0$$

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

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

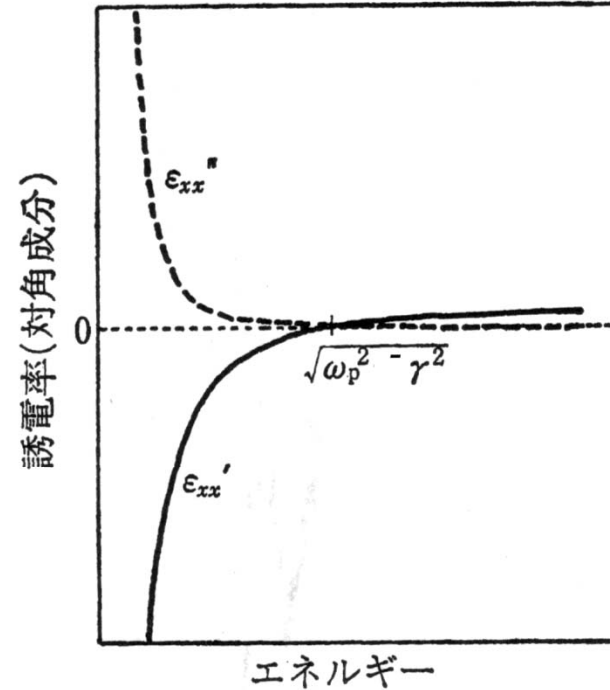


図 4.2 自由電子の古典的運動方程式より得られた誘電率テンソルの対角成分のスペクトル，いわゆるドルーデ型のスペクトル
実線は実数部，点線は虚数部。

自由電子系に磁界がかかっている 散乱の無視できる場合

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

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

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

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

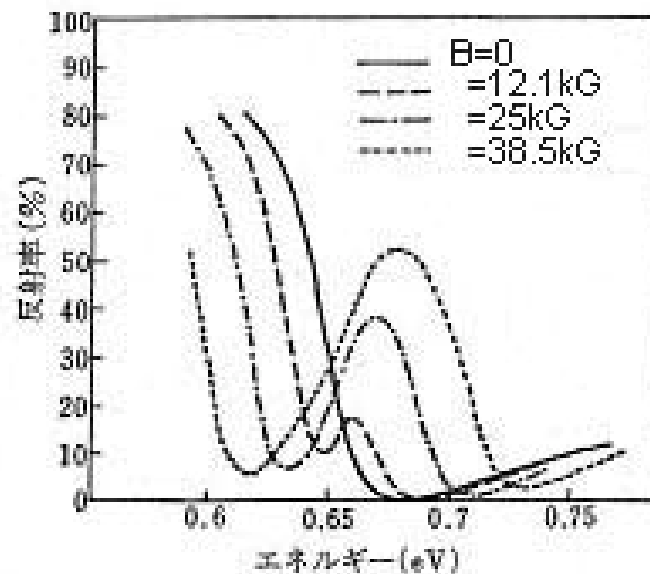


図 4.3 InSb のマグネトプラズマ反射スペクトル¹⁾

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

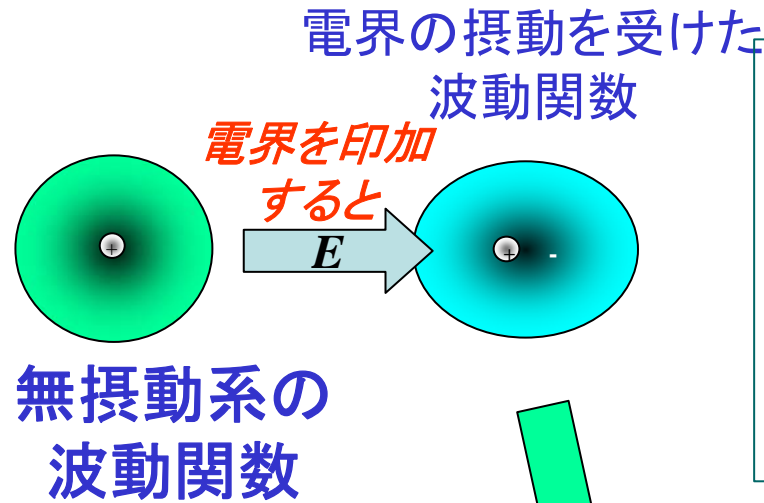
- スピン軌道相互作用によって初めて説明可能

➡ 磁気光学効果の量子論

2.2.2 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

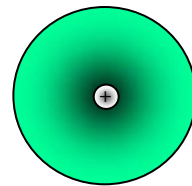
電子分極のミクロな扱い: 対角成分



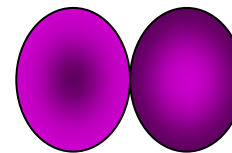
$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \sum_j \omega_{j0} |\langle j|x|0\rangle|^2 \left[\frac{1}{\omega_{j0}^2 - \omega^2} \right]$$

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

摂動を受けた
波動関数

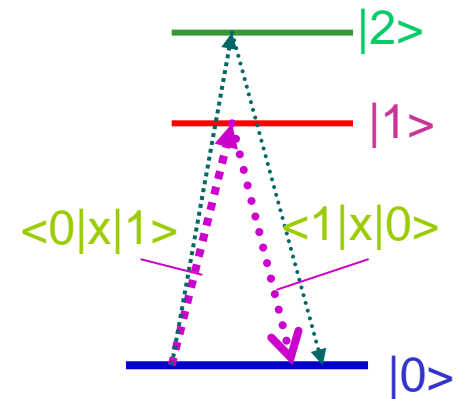


s-電子的

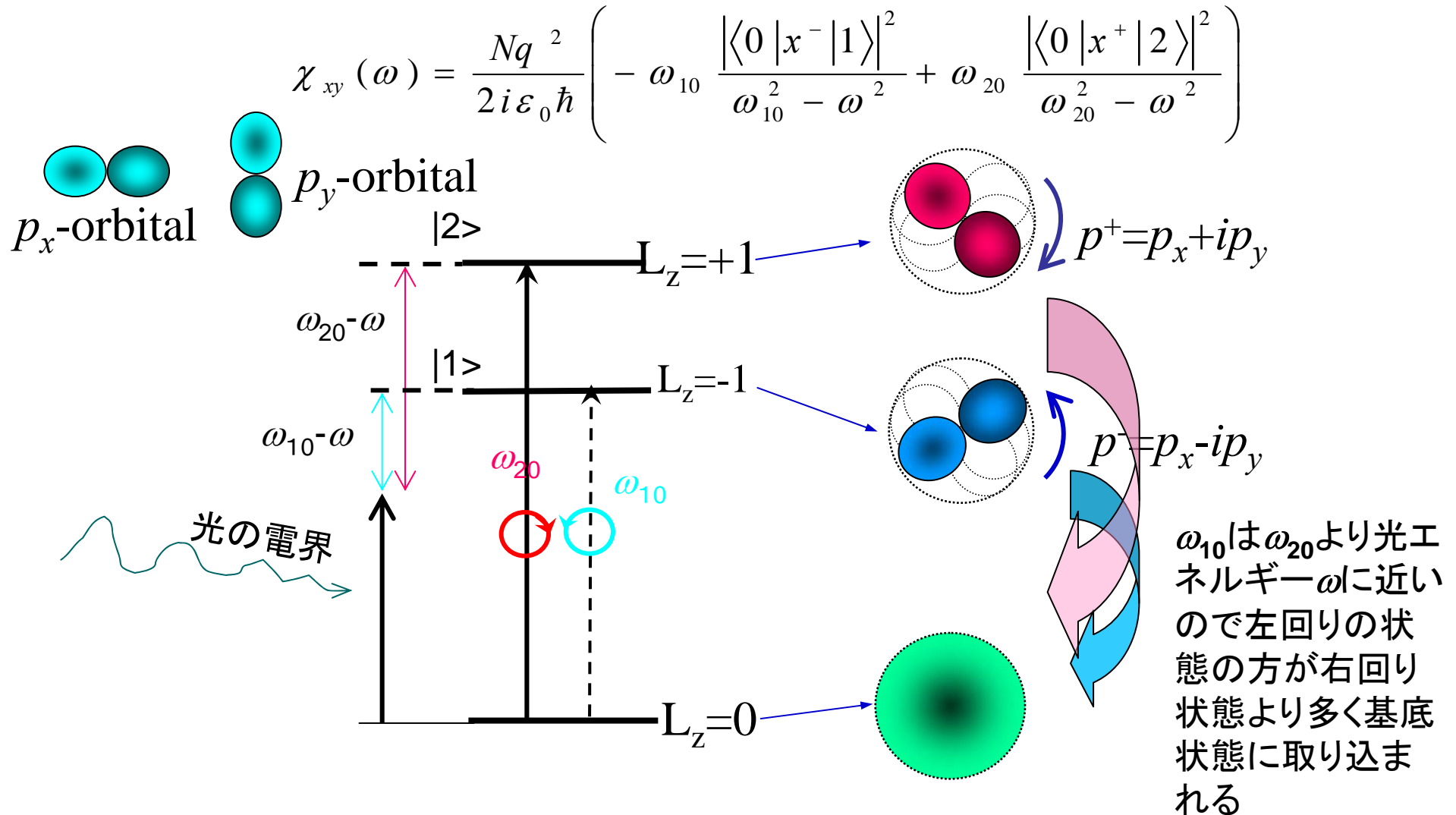


p-電子的

無摂動系の固有関数で展開

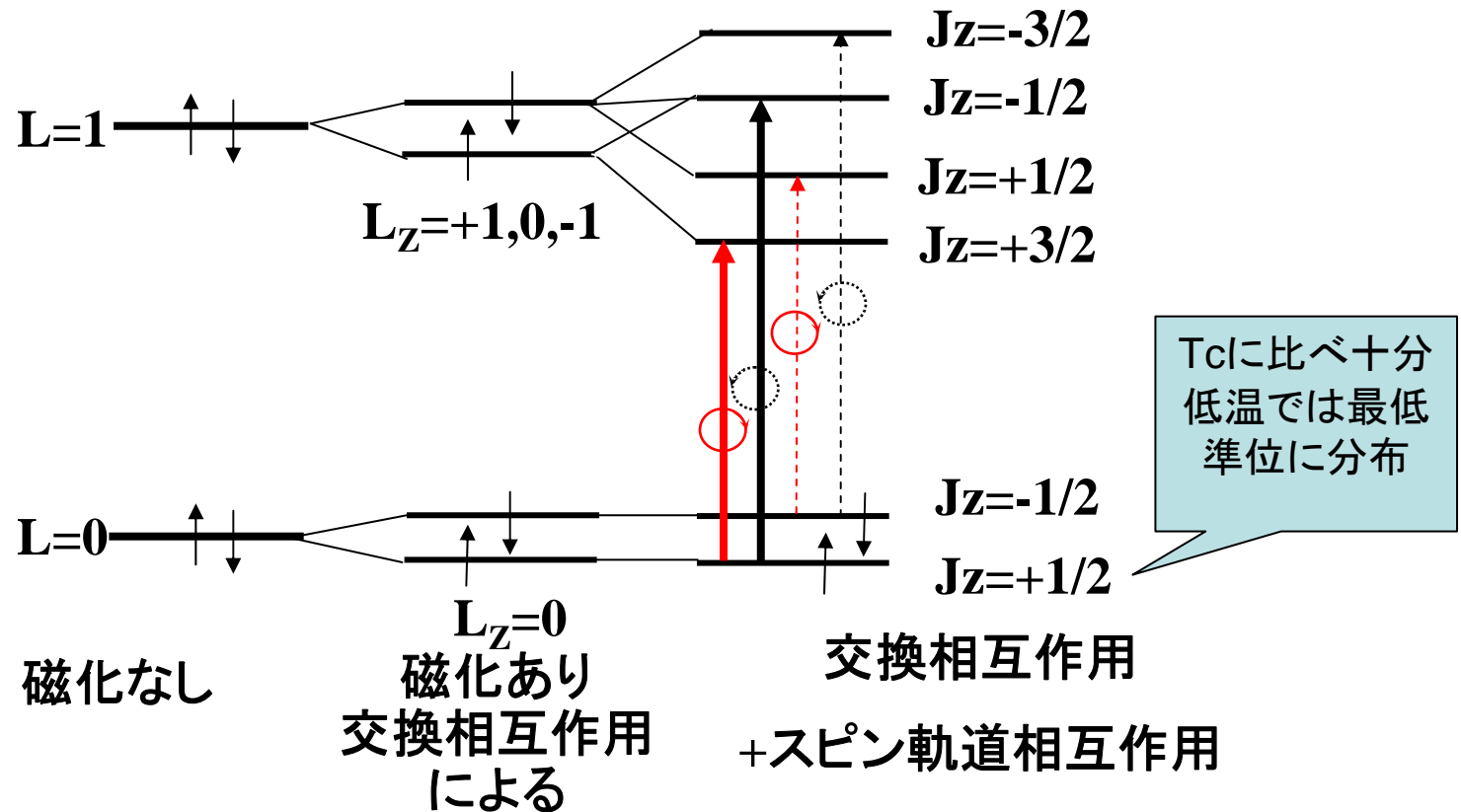


円偏光の吸収と電子構造：非対角成分



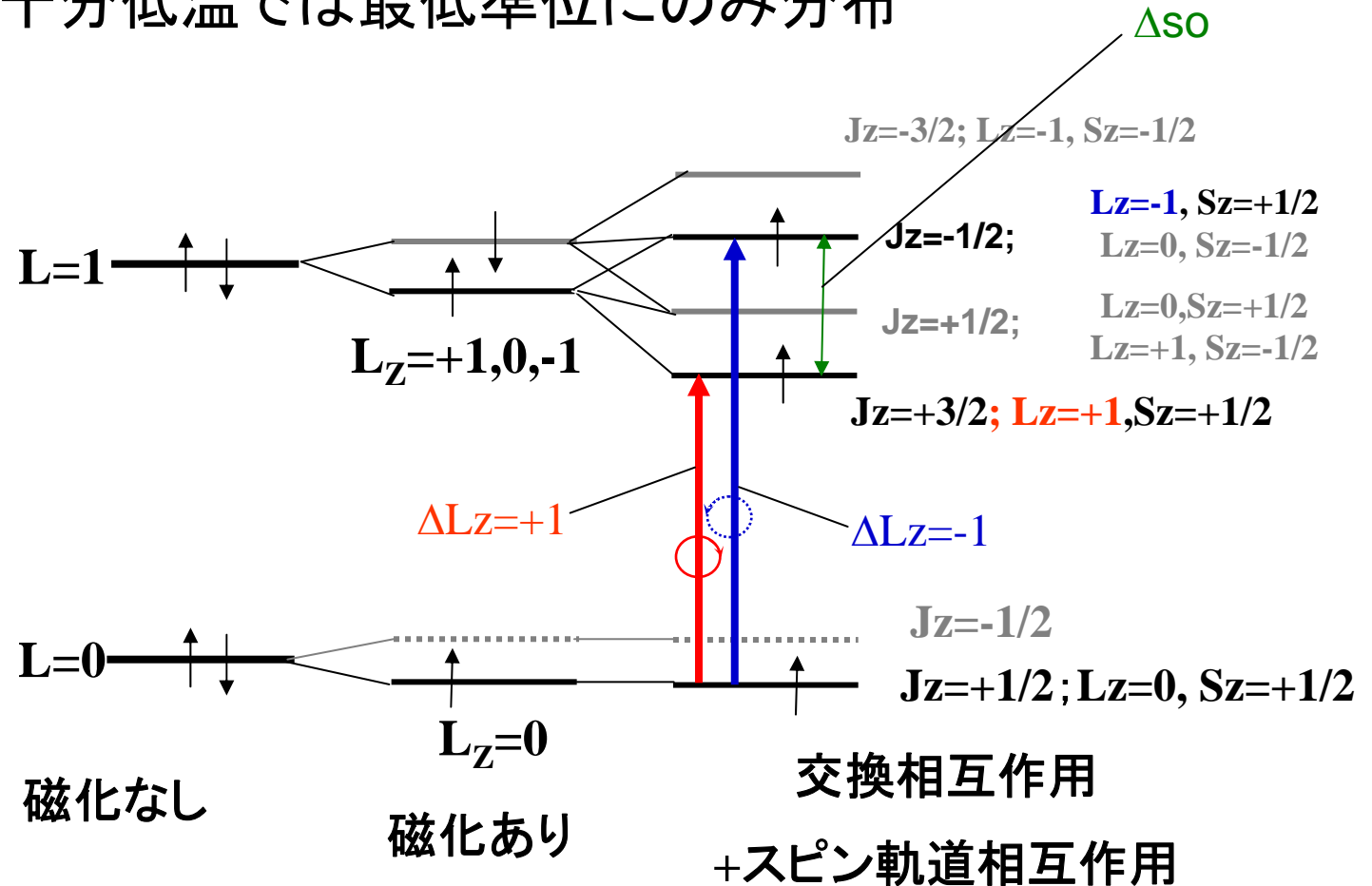
スピン軌道相互作用の重要性

- 磁化があるだけでは、軌道状態は分裂しません。スピン軌道相互作用があるために



スピン軌道相互作用の重要性

- Tcに比べ十分低温では最低準位にのみ分布

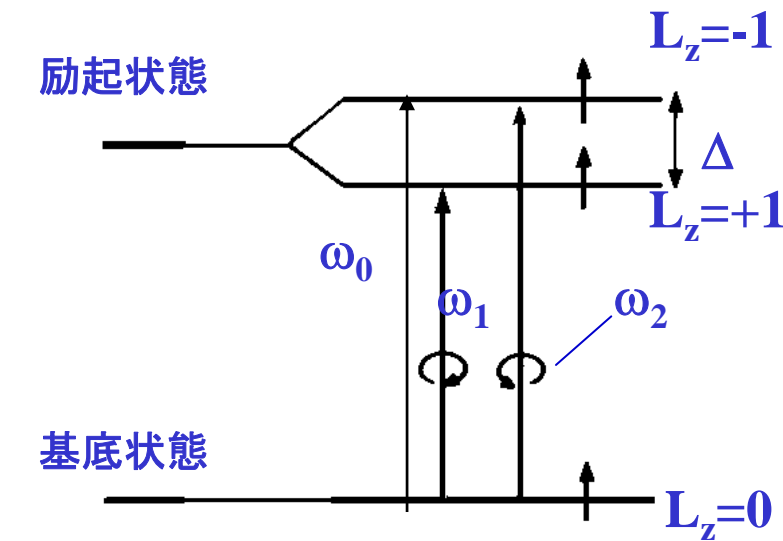


磁気光学スペクトルの形(1)局在電子系

- 磁気光学効果スペクトルは式(4.38)をきちんと計算すれば、説明できるはずのものです。単純化するために、遷移の性質により、典型的な2つの場合に分けています。
- 励起状態がスピン軌道相互作用で分かれた2つの電子準位からなる場合は、伝統的に**反磁性項**と呼ばれます。
- 一方、励起電子準位が1つで、基底状態との間の左右円偏光による光学遷移確率異なる場合は、伝統的に**常磁性項**とよびます。

反磁性型スペクトル

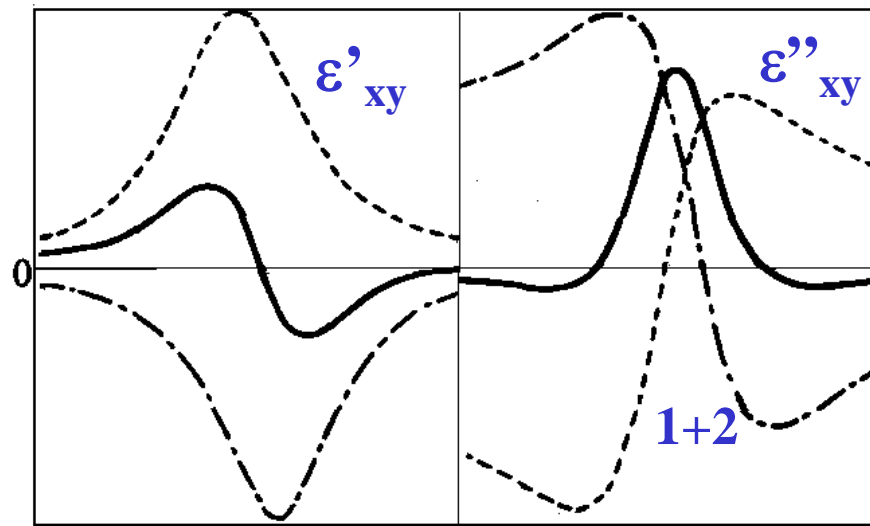
- 図4.7のような電子構造を考えます。基底状態として交換分裂した最低のエネルギー準位を考えます。このときの誘電率の非対角成分の実数部・虚数部は図4.7(b)のように表されます。



磁化の無いとき

磁化のあるとき

図4.7(a)



光子エネルギー

光子エネルギー

図4.7(b)

反磁性スペクトルの誘電率の式

- 図4.7(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。

$$\varepsilon'_{xy} = \frac{Ne^2 f_0 \Delta_{so}}{2m\varepsilon_0 \omega \tau} \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{\left((\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2\right)^2} \quad (4.46)$$

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

これを図示したのが図4.7(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

$$\varepsilon_{xy}'' \Big|_{peak} = \frac{Ne^2 f \Delta_{so}}{4 m \varepsilon_0 \omega \gamma^2} \quad (4.47)$$

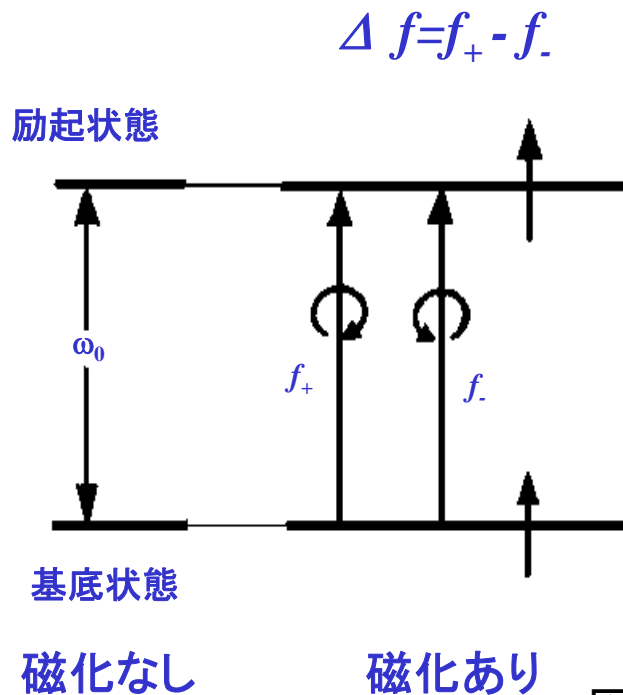
鉄の場合： $N=10^{28}\text{m}^{-3}$, $f_0=1$, $\hbar\Delta_{so}=0.05\text{eV}$, $\hbar\omega_0=2\text{eV}$,
 $\hbar/\tau=0.1\text{eV}$ という常識的な値を代入 $\varepsilon_{xy}''|_{peak}=3.5$ を得ます。

大きな磁気光学効果を持つ条件：

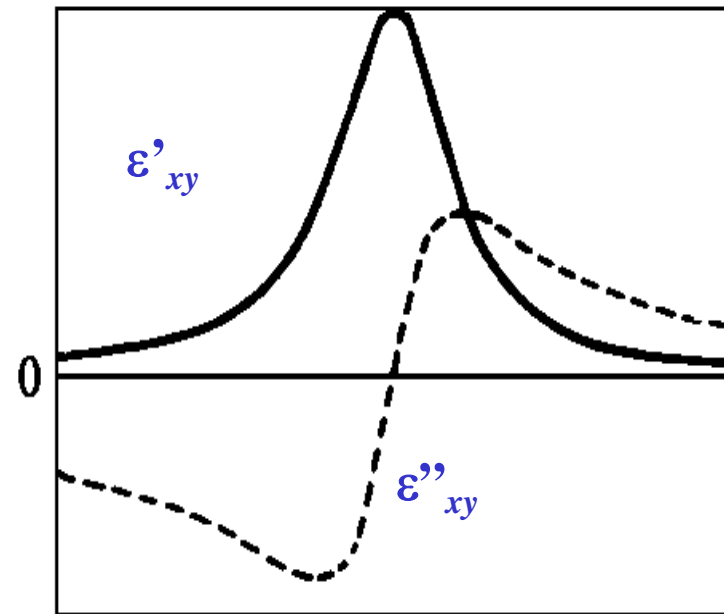
- ・光学遷移の振動子強度 f が大きい
- ・スピン軌道相互作用が大きい
- ・遷移のピーク幅が狭い

常磁性型スペクトル

- 図 4.8(a)に示すように、基底状態にも励起状態にも分裂はないが、両状態間の遷移の振動子強度 f_+ と f_- とに差 Δf がある場合を考えます。



誘電率の非対角要素



光子エネルギー

図4.8(a)

図4.8(b)

常磁性スペクトルの誘電率の式

- この場合は(4.38)式そのものです。実数部・虚数部に分けて書くと次の式になります。

$$\varepsilon'_{xy} = \frac{Ne^2 \Delta f}{m \varepsilon_0 \tau} \cdot \frac{\omega_0}{\left(\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2\right)^2 + 4\omega^2 \gamma^2} \quad (4.48)$$

$$\varepsilon''_{xy} = \frac{-Ne^2 \Delta f}{2m \varepsilon_0} \cdot \frac{\omega_0 \left(\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2\right)}{\omega \left\{ \left(\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2\right)^2 + 4\omega^2 \gamma^2 \right\}}$$

これを図示したのが図4.8(b)の実線です。すなわち、 ε_{xy} の実数部が(翼のない)ベル型、虚数部が分散型を示します。