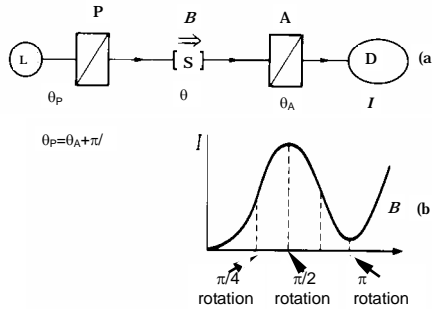


磁気光学効果の測定法

- 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
- 精円率の評価

直交偏光子法(クロスニコル)



直交偏光子法の説明

- 検出器に現れる出力 I は、偏光子の方位角を θ_p 、検光子の方位角を θ_A 、ファラデー回転を F とすると、

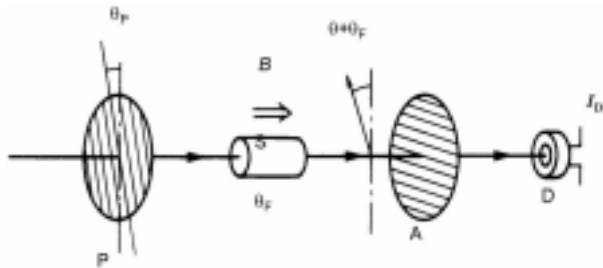
$$I = I_0 \cos^2(\theta_p + \theta_F - \theta_A) \quad (5.1)$$

と表される。ここに θ_p 、 θ_A はそれぞれ偏光子と検光子の透過方向の角度を表している。直交条件では、 $\theta_p - \theta_A = \pi/2$ となるので、この式は

$$I = I_0 \sin^2 \theta_F = (I_0/2)(1 - \cos 2\theta_F) \quad (5.2)$$

となる。

振動偏光子法



振動偏光子法の説明

- 偏光子と検光子を直交させておき、偏光子を

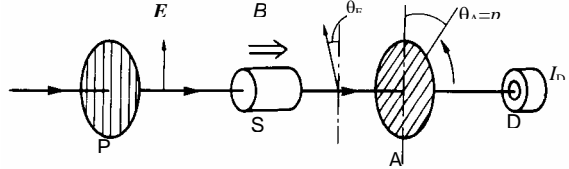
$$\theta = \theta_0 \sin pt$$

- のように小さな角度 θ_0 の振幅で角周波数 p で振動させると、信号出力 I_D は

$$\begin{aligned} I_D &\propto I_0 \sin^2(\theta + \theta_F) = (I_0/2)\{1 - \cos 2(\theta + \theta_F)\} \\ &= I_0 \{1 - J_0(2\theta_0) \cos 2\theta_F\} / 2 \\ &\quad - I_0 J_2(2\theta_0) \cos 2\theta_F \cdot \cos 2pt - I_0 J_1(2\theta_0) \sin 2\theta_F \cdot \sin pt \end{aligned}$$

- θ_F が小さければ、角周波数 p の成分が光強度 I_0 および θ_F に比例し、角周波数 $2p$ の成分はほぼ光強度 I_0 に比例するので、この比をとれば θ_F を測定できる

回転検光子法

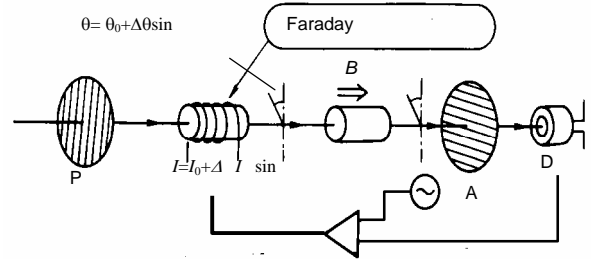


- 検光子が角周波数 p で回転するならば、 $\theta_A = pt$ と書けるので、検出器出力 I_D は、

$$\begin{aligned} I_D &= I_0 \cos^2(\theta_F - \theta_A) \\ &= (I_0/2)\{1 + \cos 2(\theta_F - pt)\} \end{aligned}$$

と表される。すなわち、光検出器 D には回転角周波数の2倍の角周波数 $2p$ の電気信号が現れる。求めるべき回転角 θ_F は、出力光の位相が、磁界ゼロの場合からずれの大きさを測定すれば、 $\theta_F/2$ として旋光角が求まる。

ファラデー変調器法



- 試料のファラデー効果によって起きた回転をファラデーセルによって補償し、自動的に零位法測定を行う

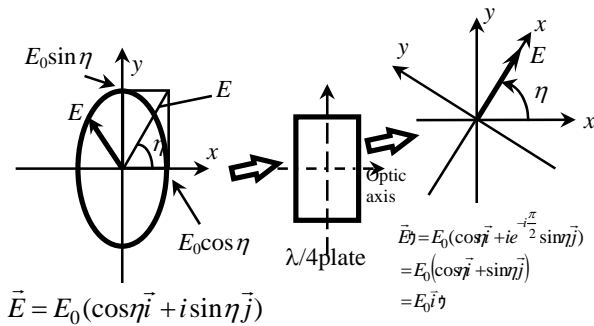
- 光検出器 D の出力が 0 になるようにファラデーセルに電流を流して偏光の向きを回転して試料による回転を打ち消している。感度を上げるために、ファラデーセルに加える直流電流に、変調用の交流を重畳させておき、 D の出力を、ロックイン・アンプなどの高感度増幅器で増幅した出力をフィードバックする。

- 検出器出力 I_D は、

$$\begin{aligned} I_D &= I_0 \sin^2(\theta_0 - \theta_F + \Delta\theta \sin pt) \\ &= (I_0/2)\{1 - \cos 2(\theta_0 - \theta_F) \cos(2\Delta\theta \sin pt)\} \\ &\quad + (I_0/2) \sin 2(\theta_0 - \theta_F) \sin(2\Delta\theta \sin pt) \\ &\approx (I_0/2)\{1 - \cos 2(\theta_0 - \theta_F) J_0(2\Delta\theta)\} \\ &\quad + I_0 \sin 2(\theta_0 - \theta_F) J_1(2\Delta\theta) \sin pt \\ &\quad - I_0 \cos 2(\theta_0 - \theta_F) J_2(2\Delta\theta) \cos 2pt \end{aligned}$$

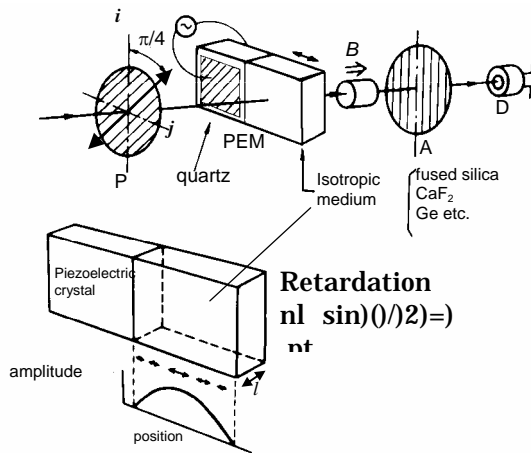
となつて、 p 成分の強度は $\sin(2(\theta_0 - \theta_F))$ に比例する。この信号を 0 にするように ($\theta_0 = \theta_F$ となるように) ファラデーセルに流す電流の直流成分にフィードバックする。

楕円率の測定法



円偏光変調法 (光学遅延変調法)

- PEM (光弾性変調器) を用いる



円偏光変調法の原理

- 直線偏光 (45°)

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 (i + j)$$

- Y成分のみ遅

$$E_2 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (i + \exp(i\delta)j)$$

- 円偏光座標に変換

$$E_2 = \frac{E_0}{2} ((1 - i \exp(i\delta))r + (1 + i \exp(i\delta))l)$$

- 右円偏光および左円偏光に対する反射率をかける

$$E_3 = \frac{E_0}{2} (r_+ (1 - i \exp(i\delta))r + r_- (1 + i \exp(i\delta))l) \\ = \frac{E_0}{2} (((r_+ + r_-) - i(r_+ - r_-) \exp(i\delta))r + i((r_+ - r_-) - i(r_+ + r_-) \exp(i\delta))l)$$

- x軸から θ 角度の透過方向をもつ検光子からの出力光

$$E_4 = \frac{E_0}{2\sqrt{2}} (r^+ (1 - i \exp(i\delta)) \exp(i\varphi) + r^- (1 + i \exp(i\delta)) \exp(i\varphi))$$

- 光強度を求める

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

円偏光変調法の原理

- 磁気光学パラメータに書き換え

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

- = 0 かつ κが小のとき

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

- δ = δ_0 sin pt を代入してBessel関数展開

$$\sin(x \sin \phi) = 2J_1(x) \sin \phi + \dots$$

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

- 周波数pの成分が楕円率、2pの成分が回転角

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

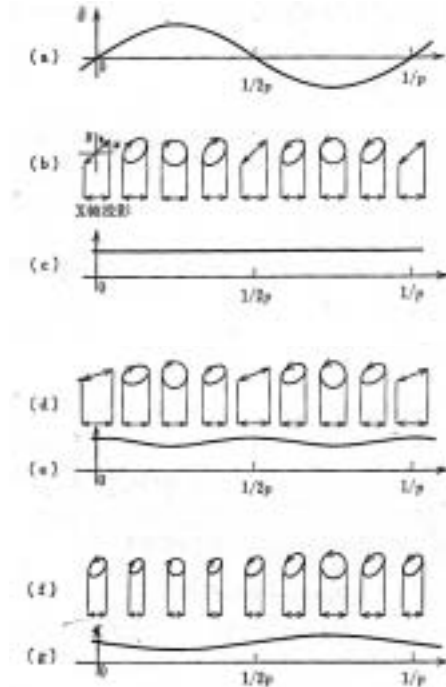
- ここで、I(0), I(p), I(2p)は

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

$$I(p) = 2I_0 \eta_K J_1(\delta_0)$$

$$I(2p) = -2I_0 \theta_K J_2(\delta_0)$$

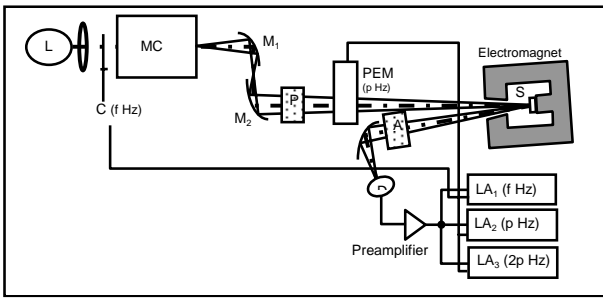
円偏光変調法の図解



円偏光変調法の特徴

- 同じ光学系を用いて旋光角と楕円率を測定できるという特徴をもっている。
- また、変調法をとっているため高感度化ができるという利点ももつ。
- この方法は零位法ではないので、何らかの手段による校正が必要である。

磁気光学スペクトル測定系



磁気光学スペクトル測定上の注意点

- 磁気光学スペクトルの測定には、光源、偏光子、分光器、集光系、検出器の一式が必要であるが、各々の機器の分光特性が問題になる。さらに、試料の冷却が必要な場合、あるいは、真空中での測定が必要な場合には、窓材の透過特性が問題になる。

光源

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

偏光子

- 複屈折(プリズム)偏光子
- 二色性偏光子 (偏光板)
- ワイヤグリッド偏光子

分光器

- 分解能よりも明るさに重点を置いて選ぶ必要がある。焦点距離25cm程度で、fナンバーが3~4のものが望ましい。
- 回折格子は刻線数とブレイズ波長によって特徴づけられる。
- 高次光カットフィルタが必要

集光系

- 狭い波長範囲: レンズ使用
- 広い波長範囲: ミラー使用
- 色収差が重要
- たとえば、石英ガラスのレンズを用いて、 $0.4 \sim 2 \mu\text{m}$ の間で測定するとすれば、 $f/\# = -0.067$ となり、 $f = 15\text{cm}$ ならば $f \sim 1\text{cm}$ となる。

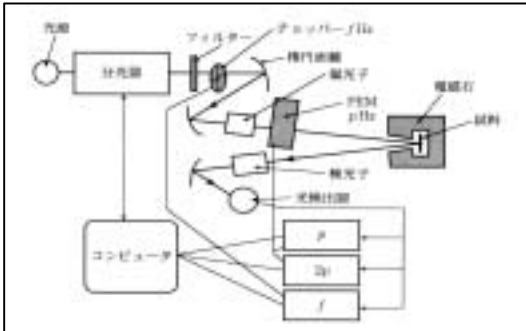
検出器

- 光電子増倍管
- 半導体光検出器

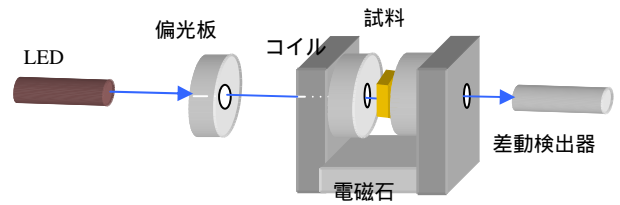
電磁石と冷却装置、素子の配置

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

電気信号の処理

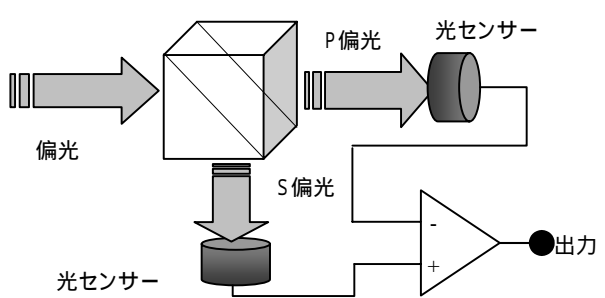


磁気光学効果を用いたヒステリシス測定

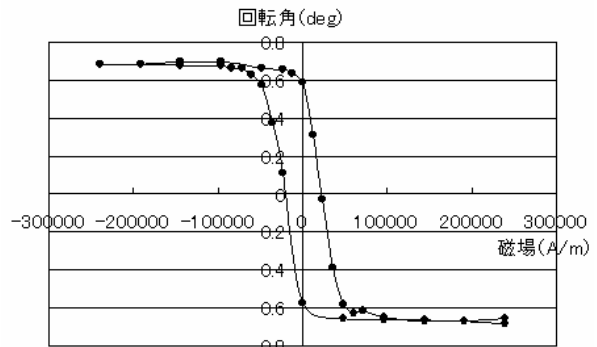


差動検出系

- 差動検出による高感度化
- 偏光ビームスプリッター

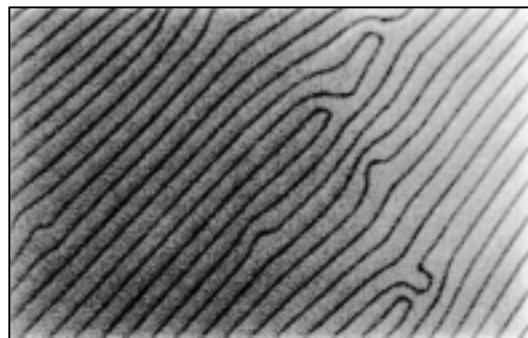


(Gd₂Bi)(Fe₄Ga)₂O₁₂のファラデーヒステリシスループ



磁気光学顕微鏡による磁区観察

- クロスニコル条件では、磁化の正負に対して対称になり、磁気コントラストがでないので、偏光子と検光子の角度を90度から4度程度ずらしておく、コントラストが得られる。



ファラデー効果を用いた磁区のイメージング

CCDカメラによる磁気光学イメージング
磁性ガーネットの磁区の変化

各種材料の磁気光学効果

- 局在電子系
- 酸化物磁性体: 磁性ガーネット
- 局在・遍歴共存系
- 磁性半導体: CdCr2Se4, CdMnTeなど
- 遍歴電子系
- 金属磁性体: Fe, Co, Ni
- 金属間化合物・合金: PtMnSbなど
- アモルファス: TbFeCo, GdFeCoなど

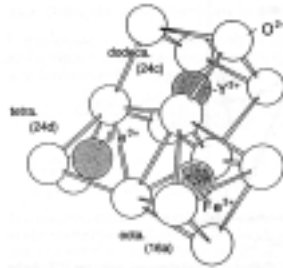
局在電子系の光学遷移

- 配位子場遷移(結晶場遷移)
 - d^n 多重項間の遷移; parity forbidden
 - 実際にはd軌道と配位子のp軌道が混成t2軌道とe軌道に分裂
 - 弱い遷移なので普通は磁気光学効果への寄与が小
- 電荷移動遷移
 - P軌道からd軌道への遷移; allowed
 - インターバレンス・ホッピング

磁性ガーネット

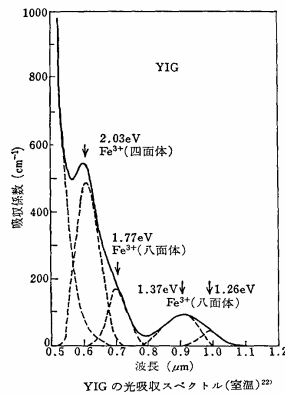
YIG($Y_3Fe_5O_{12}$)をベースとする鉄酸化物; Y 希土類, Biに置換して物性制御

- 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

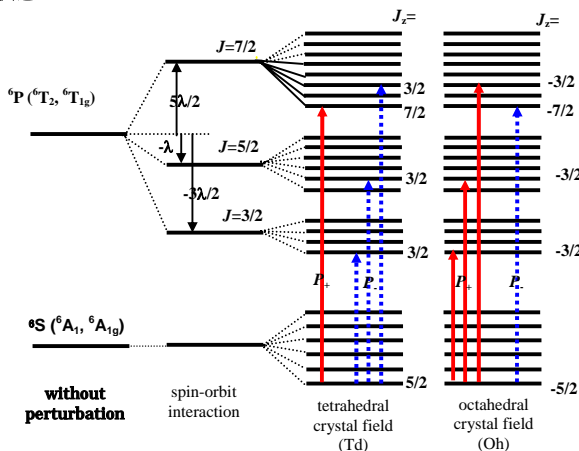


YIGの光吸収スペクトル

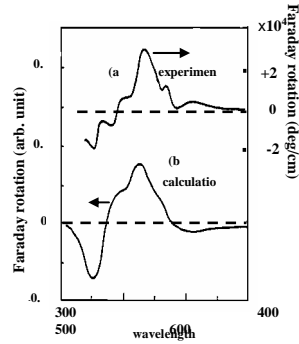
- 電荷移動型(CT)遷移(強い光吸収) 2.5eV
- 配位子場遷移(弱い光吸収)
- 4面体配位: 2.03eV
- 8面体配位: 1.77eV, 1.37eV, 1.26eV



磁性ガーネットの $3d^5 2p^6$ 電子状態



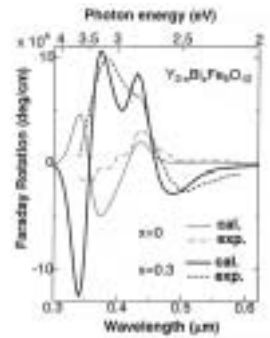
YIGの磁気光学スペクトル



- 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

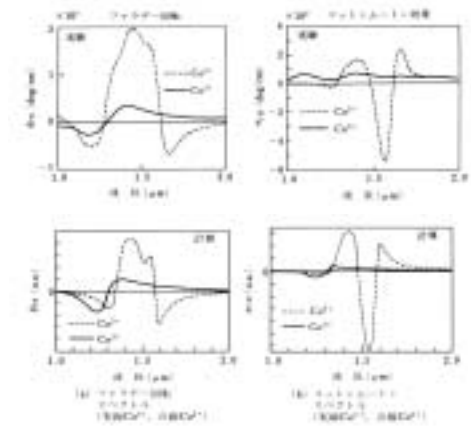


実験結果と計算結果

- スペクトルの計算
- $\zeta_{3d}=300cm^{-1}$,
- $\zeta_{2p}=50cm^{-1}$ for YIG
- $\zeta_{2p}=2000cm^{-1}$ for $Bi_{0.3}Y_{2.7}IG$

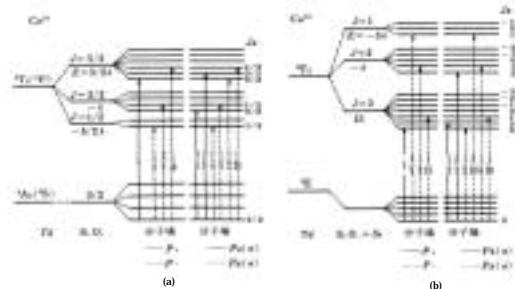
Co置換ガーネット

- YIGに添加されたCoイオンはYIGのウィンドー領域に大きな磁気光学効果をもたらす
- そのスペクトルは, Coイオンにおける, 交換相互作用とスピ軌道相互作用で分裂した3d電子系の多重項間の光学遷移で説明される



Co置換ガーネットのエネルギー準位図

- Coイオンは四面体位置に入りFeを置換するが, Siを共添加すると2価(Co^{2+})に, 添加しないと3価(Co^{3+})になる。
- 四面体配位における $Co^{2+}(3d^7)$ と $Co^{3+}(3d^6)$ の電子準位を

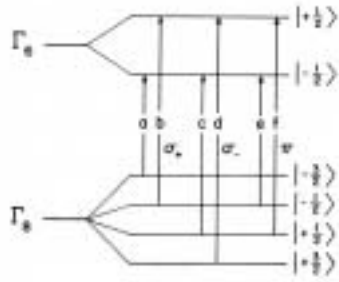


図示する。

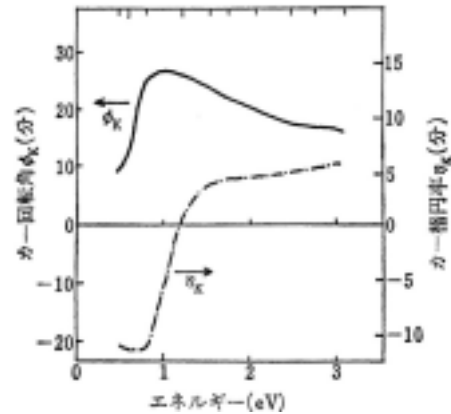
希薄磁性半導体CdMnTe

CdMnTeの電子構造

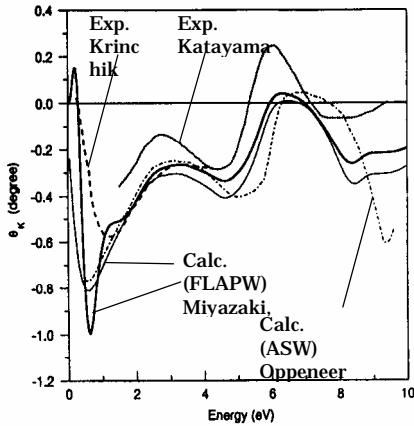
- II-VI族希薄磁性半導体: Eg(バンドギャップ)がMn濃度とともに高エネルギー側にシフト
- 磁気ポラロン効果(伝導電子スピンと局在磁気モーメントがsd相互作用 巨大g値:バンドギャップにおける磁気光学効果)



アモルファスGdCo膜の磁気光学効果



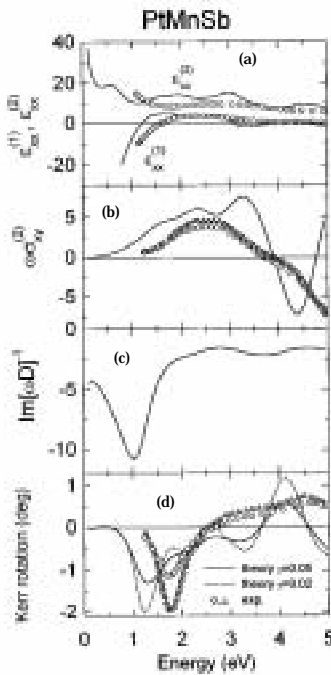
Feのカー回転スペクトルの理論と実験



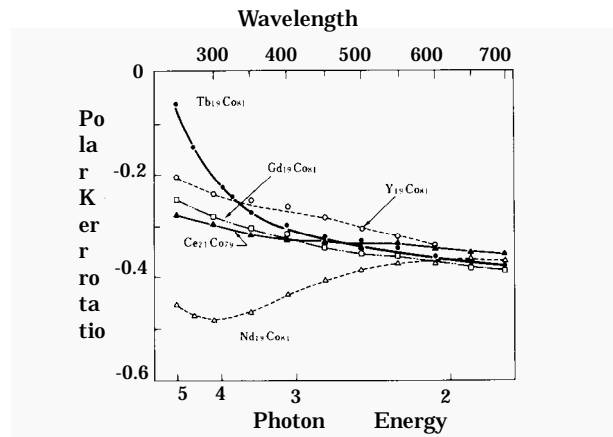
PtMnSbの磁気光学スペクトル

第1原理計算と実験

- ハーフメタルPtMnSbの磁気光学スペクトルの第1原理計算値(P. Oppeneer)と実験値(K.Sato)



アモルファス希土類遷移金属合金膜の磁気光学効果



- 軽希土類は短波長側のカー回転を増強することが明らかになった.
- Y-Coでは4f電子の寄与がないと考えられるので、長波長側で増大するスペクトルはCoに由来していると考えられる.
- 希土類の違いは短波長に現れている. Tbでは4f電子系の寄与がCoの寄与をうち消す方向に働くが、NdではCoのスペクトルに加わる方向に働く.
- これは、重希土類と遷移金属のスピンは反強磁性的に結合しているのに対し、軽希土類と遷移金属は強磁性的に結合するためであると考えられている.

円偏光変調法による磁気光学効果測定文献

最初の論文

K. Sato: Jpn. J. Appl. Phys. **20** [12] (1981) 2403-2409.

短波長にまで広げたのが、

K. Sato et al.: Jpn. J. Appl. Phys. **32** Part 1 [2] (1993) 989-995.

円偏光変調法を SNOM に適用

T. Ishibashi et al.: J. Microscopy **194** Pt 2/3 (1999) 374-377

K.S ato et al.: J. Magn. Soc. Jpn. **23**, Suppl. S1 (1999) 201-204

円偏光変調法による磁気光学イメージング

X. R. Zhao et al.: Appl. Surface Science **223** (2004) 73-77

T. Ishibashi et al.: Trans. Magn. Soc. Jpn. **4** (2004) 278-281.