

- (182) W.A.Jesser, and J.H.van der Merwe, J. Appl. Phys. **63** (1988)1928
- (183) 井形直弘, 材料強度学 (培風館, 東京 (1978)) 25
- (184) A.Kueny, M.Grimsditch, K.Miyano, I.Banerjec, C.Falco, and I.Schuller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 166
- (185) R.C.Cammarata and K.Sieradzki, Phys. Rev. Lett. **62**(1989) 2005
- (186) A.Fartash, E.E.Fullerton, I.K.Schuller, S.E.Bobbin, J.W.Wagner, and R.C.Cammarata, Phys. Rev. **44** (1991)13760
- (187) 宋亦周, 東京大学博士論文 (1994)
- (188) E.Rehn, P.R.Okamoto, J.Pearson, R.Bhadra, and M.Grimsditch, Phys. Rev. Lett. **59** (1987)2987
- (189) D.Ariosa, O.Fishcher, M.G.Karkut, and J.M.Triscione, Phys. Rev. **B37** (1988)2415
- (190) D.Ariosa, O.Fishcher, M.G.Karkut, and J.M.Triscione, Phys. Rev. **B37**(1988) 2421
- (191) F.D.Murnaghan, Proc. Nat. Acad. Sci. **30**(1944)244
- (192) A.Polian, J.M.Besson, M.Grimsditch, and H.Vogt, Phys. Rev. **B25** (1982)2767
- (193) H.J.G.Draaisma, W.J.M.de Jonge, and F.J.A.den Broeder, J. Mag. Mag. Mater. **66** (1987)351
- (194) H.J.G.Draaisma, F.J.A.den Broeder, W.J.M.de Jonge, J. Appl. Phys. **63**(1988)3479
- (195) P.Bruno, J. Phys. **F18** (1988)1291
- (196) K.Sporl, and D.Weller, In MRS Symp. Proc., (1990)
- (197) F.J.A.den Broeder, W.Hoving, P.J.H.Bloemen, J. Mag. Mag. Mater. **93**(1991) 562
- (198) J.P.Hirth, and Xiaoxin Feng, J. Appl. Phys. **67**(1990)3343
- (199) Xiaoxin Feng, and J.P.Hirth, J. Appl. Phys. **72** (1992)1386
- (200) C.Chappert, and P.Bruno, J. Appl. Phys. **64** (1988)5736
- (201) R.Jungblut, M.T.Johnson, J.aan de Stegge, A.Reinders, and F.J.A.den Broeder, Phys. Rev. Lett. (be submitted)
- (202) C.H.Lee, Hui He, F.J.Lamelas, W.Vavra, C.Uher, and R. Clarke, Phys. Rev. **B42** (1990)1066
- (203) A.F.Jankowski, J. Mag. Mag. Mater. **126**, (1993)185

(宋亦周, 徐義孝, 山本良一)

4.5 光学物性

金属人工格子を光学的に見ると, 多層膜の光学現象として単純に理解できる部分と, 人工格子に特有の物理現象から生じる部分とから成り立っている。

一般的に誘電体多層膜における多重反射と干渉の効果は, 電磁波の伝搬における固有値問題として完全に理解されており, 干渉フィルタやレンズの反射防止コーティングのような技術の基礎となっている。しかし, 金属の多層膜についての光学的な研究はほとんど研究の対象となっていなかった。赤外~可視~近紫外におよびいわゆる光学領域での巨視的な光学現象が注目を集めることとなったのは, ここ10年くらいの間であり, プラズマ端での磁気光学効果の増強現象が見出されたことがきっかけとなっている。誘電体のみならず金属でもその光学的な性質は誘電率(複素数)を用いてマクスウェルの方程式によって記述できる。従って, 誘電体の多層膜と同様に多重反射や干渉が生じる。後にのべる人工格子特有の微視的な物理現象は一般には小さいので, 巨視的な光学現象にマスクされてしまって観測することが難しい。しかし, 巨視的現象は解析可能なものであるから, きちんと解析しておくことによって小さな効果でもあぶりだすことができる。

人工格子に特有な微視的な光学現象については, 半導体の分野が技術的にも理論的にも先行している。ごく簡単に紹介しておく, 2つの半導体を人工的に積層して人工的な周期構造を作ったとき, バンドギャップの大きな半導体の層にポテンシャルの障壁ができ, バンドギャップの小さな半導体の層にポテンシャルの井戸ができる(正確には, この記述は Type I のヘテロ接合についてのみいえることである)。このとき, 障壁層の厚さ L_B と電子の波長 λ との関係で2つの場合が考えられる。(1) L_B が λ に比べて十分大きいと, 電子は厚み方向にはポテンシャルの井戸に閉じこめられ, 量子井戸状態という離散的なエネルギー準位に量子化される。このような量子井戸に閉じこめられた電子の光学現象は MQW レーザなどとして利用されている。II VI 族の青色レーザーもこの構造をとっている。(2) 一方, L_B が λ より十分小さいと電子の波はポテンシャル障壁を通り抜けるの

で各井戸層の電子波が相互作用して新しいバンド(ミニバンド)をつくる。このバンド電子は、人工格子の周期ポテンシャルを見るためブリルアン域がミニゾーンと呼ばれる領域に分かれる。この効果は、2種の間接遷移型半導体を組み合わせた人工格子によって、直接遷移型半導体を実現しようという試みなどに利用されている。

半導体において量子井戸や人工格子を作った効果がただちに光学現象として観測されるのは、バンドギャップの中にフェルミ準位が存在することによって透明な波長領域が存在するためである。

これに対して、金属の場合にも電子の波長と同程度の層厚の異種材料で人工格子を作った場合に電子の量子的な閉じ込めやミニゾーンの効果が存在するはずである。実際、金属における電子波の量子サイズ効果の存在が、多層膜の逆光電子スペクトルや磁気光学スペクトルにおける振動現象の発見がきっかけとなってクローズアップされている。さらには、層間に現れる界面構造(例えば金属間化合物や合金の形成)や近接効果にもとづく光学遷移の存在も予測されている。しかし、バンド内遷移、自由電子プラズマの存在などのため、半導体におけるようには明確に観測できない。

従って、金属人工格子の光学現象を論じるためには、これらの起こり得るさまざまな効果を物理的に分離し、一つ一つについてきちんと整理せねばならない。本稿では、磁気光学効果を中心に金属人工格子の光学現象の研究の現状を述べ今後の研究課題を示したい。

4.5.1 多層膜における光の伝搬と磁気光学効果の増強

金属人工格子の巨視的な光学物性は、連続媒質中の電磁波の伝搬という観点にたって解析することができる。理想化された誘電体多層膜の光学現象(多重反射・干渉)の取扱いは光学部品の反射防止コーティングなどで光学的に確立しており、フレネルの式を利用することによって得られる。軟X線の反射鏡として有効な Mo/Si などの光学超薄膜においてもフレネルの式による解析が行われている⁽²⁰⁴⁾

(軟X線領域では、原子による散乱という扱いでもほとんど同じ結果が導かれる)。一般に、連続媒質中の光波の伝搬に基づく巨視的な光学現象はジョーンズの4×4行列を用いて取り扱うことができる。金属人工格子でも誘電体膜と全く同じ取り扱いが成立する。ただし、金属では、吸収係数が 10^5 cm^{-1} 以上あるため、光の侵入長は 1000 \AA 以下となり、あまり厚い層膜では、多重反射干渉が顕著ではなくなる。一方、数原子層のオーダーの層を多層化した膜の場合には、果たして連続体モデルが成立するののかという疑問があるが、ほとんどの場合問題がない。これは光の波長が層厚より十分長いと電磁波が感じるポテンシャルは平均的なものとなるからである。

以下には Fe/Cu のように固溶体を作らない組み合わせの多層膜における巨視的な磁気光学現象について述べる。

一般に、立方対称または等方性の物質の磁気光学現象を巨視的に扱うとき、物質は光学的には連続媒体とみなされ誘電率テンソル

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

を用いて表される。このとき、反射の磁気光学効果であるカー回転 θ_K 、カー楕円率 η_K は ϵ_{xx} 、 ϵ_{xy} を用いて

$$\theta_K + i\eta_K = \frac{\epsilon_{xy}}{\sqrt{\epsilon_{xx}(1-\epsilon_{xx})}} \quad (4.31)$$

と表される⁽²⁰⁵⁾(空気の屈折率を1と仮定した)。

磁気光学効果をもたらすのは、誘電率の非対角成分 ϵ_{xy} であるが、これは電子構造にもとづいて生じる本質的なものである。しかし、観測される回転角や楕円率には、上式からわかるように、対角成分 ϵ_{xx} が関わっており、もし $\epsilon_{xx} = 0$ または $\epsilon_{xx} = 1$ ならば上式は分母がゼロとなるため発散する。

よく知られているように、Drude の理論によれば自由電子の集団運動による ϵ_{xx}

は

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{\infty} - \omega_p^2 / (\omega^2 + 1/\tau^2) + i\omega_p^2 / \{\omega\tau(\omega^2 + 1/\tau^2)\} \quad (4.32)$$

によって与えられる。ここに ϵ_{∞} は媒質の誘電率のうち自由電子以外の寄与を表す。 τ は自由電子の平均自由時間でふつう 10^{-15} s ないし 10^{-14} s のオーダーである。一方、 ω_p はプラズマ角振動数と呼ばれ、

$$\omega_p^2 = ne^2 / (\epsilon_0 m^*) \quad (4.33)$$

で与えられる。 ω_p は、(4.3) 式において $\epsilon_{\infty} = 1$ のときに ϵ_{xx} の実数部が 0 となる角振動数に相当する。散乱が無視できるとき ($\tau \rightarrow \infty$) ϵ_{xx} は実数部のみで表され、(4.3) の ϵ_{xx} は

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{\infty} - \omega_p^2 / \omega^2 \quad (4.34)$$

で表される。 $\omega = \omega_p' = \omega_p / \sqrt{\epsilon_{\infty}}$ のときに ϵ_{xx} は 0 となる。 ω_p' のことを遮蔽されたプラズマ周波数あるいは実効的プラズマ周波数という。このとき (4.31) 式より、 θ_K 、 η_K は発散する。このように、プラズマ共鳴において磁気光学効果は増強する。この効果は、Feil, Haas らによってはじめて指摘され⁽²⁰⁶⁾ プラズマエンハンスメントなどと呼ばれる。また、 $\omega' = \omega_p / \sqrt{\epsilon_{\infty} - 1}$ のときには $\epsilon_{xx} = 1$ となりやはり増強効果が生じる。

電子の散乱があると、 τ は有限の値をとり、 ϵ_{xx} の虚数部が 0 でない値をもつので ϵ_{xx} が厳密に $0 + i0$ または $1 + i0$ になることはない。 ϵ_{xx} の虚数部が小さな値をとると、プラズマ共鳴付近においてカー回転のエンハンスが大きくなる。このことを金属間化合物 PtMnSb のバルク単結晶について示そう⁽²⁰⁷⁾。図 4.53(a) は PtMnSb 単結晶の磁気光学スペクトルである。1.75 eV にカー回転角 θ_K の鋭いピークが見られるが、このピークは図 4.53(b) に示すように ϵ_{xx} の実数部がゼロを横切るエネルギー位置で起きており、自由電子の実効的プラズマ共鳴による増強であると考えられている。実際、図 4.53(c) のように誘電率の非対角成分のスペクトルには、図 4.53(a) のような鋭いピークは見られない。図 4.53(a) の実線

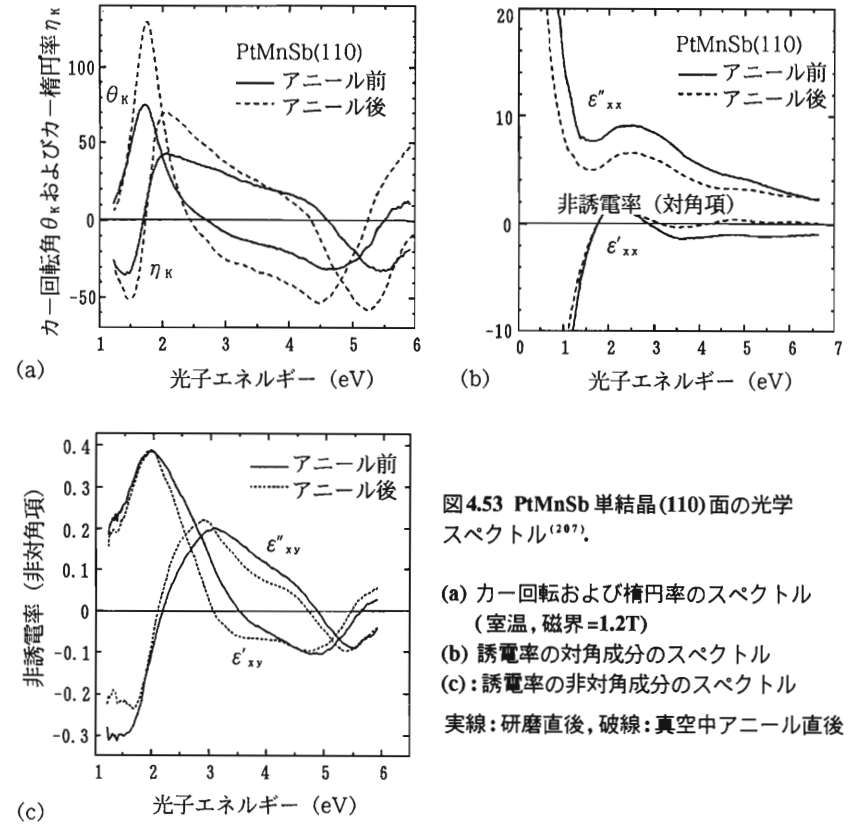


図 4.53 PtMnSb 単結晶 (110) 面の光学スペクトル⁽²⁰⁷⁾。

- (a) カー回転および楕円率のスペクトル (室温, 磁界=1.2T)
 (b) 誘電率の対角成分のスペクトル
 (c): 誘電率の非対角成分のスペクトル
 実線: 研磨直後, 破線: 真空中アニール直後

と破線はそれぞれ真空アニール前と後のスペクトルである。アニール後のピークの大きさはアニール前の 2 倍くらい大きくなっているが、(4.31) 式を逆に解いて求められる非対角成分のスペクトルは図 4.53(c) に示すようにほとんど等しい。従って、図 4.53(a) に見られるようなピークの大きさの違いは (4.2) 式の分母の寄与によるものであるということになる。実際、図 4.53(b) のように、実数部が 0 を横切る 1.75 eV 付近における虚数部 (破線) はアニール前後で 20% 程度変化していることがわかる。

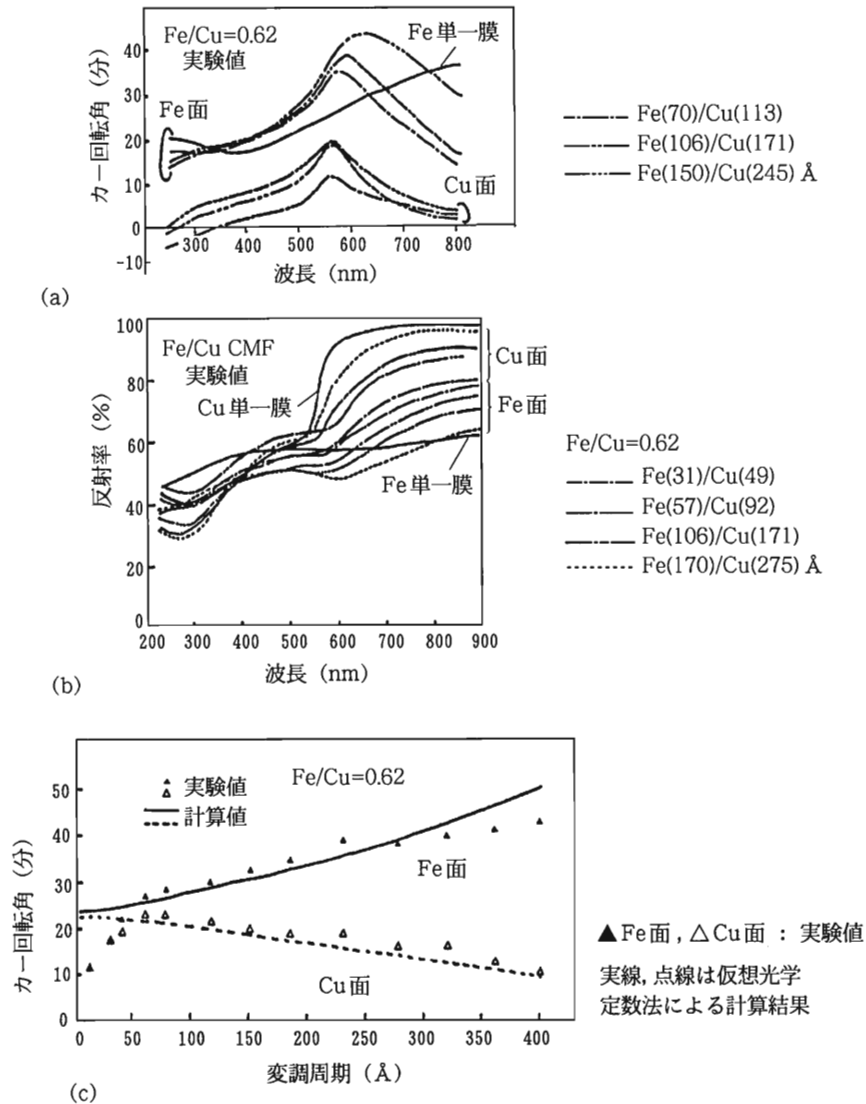


図4.54 種々の層厚の Fe/Cu 人工格子 (組成変調多層膜) の磁気光学および反射スペクトル^{(208),(209)}。(a) 磁気光学カーブスペクトル。(b) 反射スペクトル。(c) カー回転角の変調周期依存性。

これまでの話はバルクにおけるプラズマエンハンスメントであるが、磁性体と貴金属の人工格子を作ると、実効的に同じ状況をもたらすことができる。Cu, Ag, Au などの貴金属の色と高い反射率は自由電子プラズマの集団運動による電界の遮蔽が原因とされる。プラズマ共鳴より低い光子エネルギーでは、誘電率の実数部が負となっている。従って、このような貴金属と、正の誘電率をもつ遷移金属との人工格子を作ると、実効的に誘電率の実数部をゼロにすることができ、カー回転の増大が起きる。このような現象は、Katayama らによって発見され⁽²⁰⁸⁾、巨視的な光学理論 (仮想光学定数の方法) で説明された⁽²⁰⁹⁾。彼らは二層膜でも同様の現象が起きることを見いだした⁽²¹⁰⁾。

このことを少し詳しく述べておこう。図 4.54 (a) は、Fe/Cu 多層膜の磁気光学スペクトルの実験値である。(b) は、同じ膜の反射スペクトルである⁽²⁰⁸⁾。反射率の急変する波長で、カー回転の増強が起きていることがわかる。ピークの回転角は図 4.54 (c) の ▲, △ に示すように層厚 d に大きく依存する。表面に Cu が来る場合と Fe が来る場合とで層厚依存性が異なる。

仮想屈折率の考えを図 4.55 に示す。屈折率の異なる 2 層から成る物質を実効的な 1 層の物質に置き換えることができる。この操作を繰り返すことによって多層膜の実効的な屈折率を求めることができる。磁気光学効果を評価するには、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^- について同様の操作を行えばよい。このようにして、シミュレートした Fe/Cu 多層膜の磁気光学スペクトルと反射スペクトルを図 4.56 (a) および (b) に示す。ピーク回転角の層厚依存性をシミュレートしたものを図 4.54 (c) に実線 (Fe 面) と破線 (Cu 面) で示す。実験結果を全体としてよく再現しているが、変調周期の小さいところでは実験結果からずれている。これは Fe 層と Cu 層の間に 2 原子層程度の混じりが起き磁性がなくなっていることによるものと推定した⁽²⁰⁹⁾。

最近、層厚のさらに薄い Fe/Cu/Fe などのサンドイッチ構造が作られるようになり、カー回転が層厚に対して振動する様子が観測された⁽²¹¹⁾。これは巨視的な光学現象としては説明できないものである。

光磁気ディスクでは、誘電体層 / 光磁気層 / 誘電体層 / 金属反射層の 4 層構造に

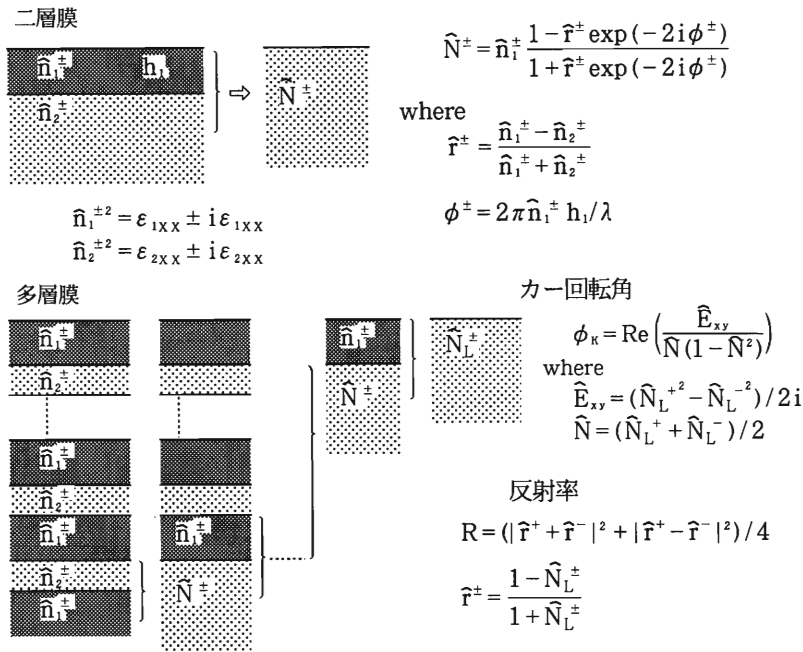
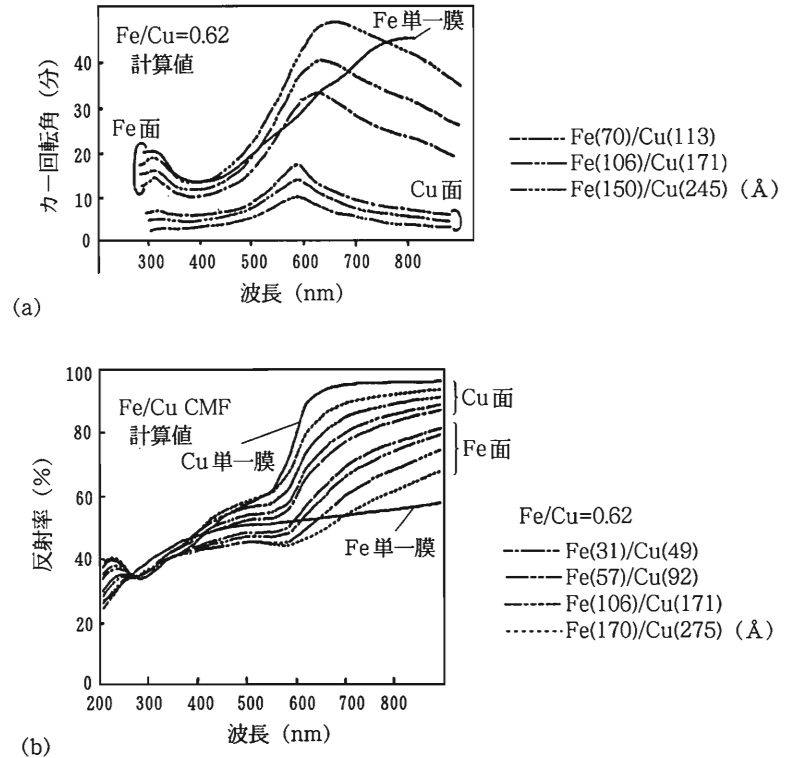


図4.55 仮想光学定数の方法概説。

なっており、多重反射・干渉による磁気光学効果の増強を行っている。誘電体は実効的に ϵ の実数部を1に近づけるもので、光に対するインピーダンス整合であるとみなすことができ、光を膜に閉じこめることにより磁気光学効果を強めるものと解釈できる。このとき反射率が犠牲になっているのである。

4.5.2 Pt系人工格子の磁気光学スペクトルと界面合金の効果

4.5.1に述べたような巨視的なメカニズムによる説明は、人工格子を構成する2つの層の間に混合が起きないことを前提としている。Fe/Cuは、平衡相図から見て非固溶系であるため、層間の混合が起きにくいので、極めて薄い場合を除い

図4.56 Fe/Cu人工格子の光スペクトルのシミュレーション結果⁽²⁰⁹⁾。

(a) 磁気光学スペクトルの計算結果, (b) 反射スペクトルの計算結果。

てほぼ理想的な人工格子と考えられるが、Fe/Si多層膜のような固溶系では、単純なFe/Si2層の光学理論では説明できず、Fe/FeSi/Siのように中間層を考えなければならないことが報告されている⁽²¹²⁾。

PdやPtと遷移金属Co, Feとは全域固溶系である。このような組み合わせの人工格子の場合はどうであろうか。Pt/CoやPd/Coの人工格子膜は短波長の磁気光学効果が大きく、耐食性に優れ、かつCo層厚の非常に小さいときに垂直磁化膜になることが見いだされたため⁽²¹³⁾、光磁気記録材料として精力的に研究が進め

られている⁽²¹⁴⁾。このベースになった仕事は、オランダの Buschow による膨大な仕事である。彼は、室温で磁性を持つ 200 種以上の合金・金属間化合物についての磁気光学効果の研究を通じ、図 4.57 (a), (b) に示すように、 Pt_xCo_{1-x} や Pt_xFe_{1-x} 合金が大きな磁気光学効果を示すことを明らかにした⁽²¹⁵⁾。Nakamura ら⁽²¹⁶⁾ および Hashimoto ら⁽²¹⁷⁾ は、Pt/Co 多層膜が対応する合金の単一膜とよく似た磁気光学スペクトルをもつことを報告し界面付近で Pt と Co のミクシングが起きていることを示唆した。Pt/Co, Pt/Fe の詳細な磁気光学スペクトルの研究は Zeper⁽²¹⁸⁾ や

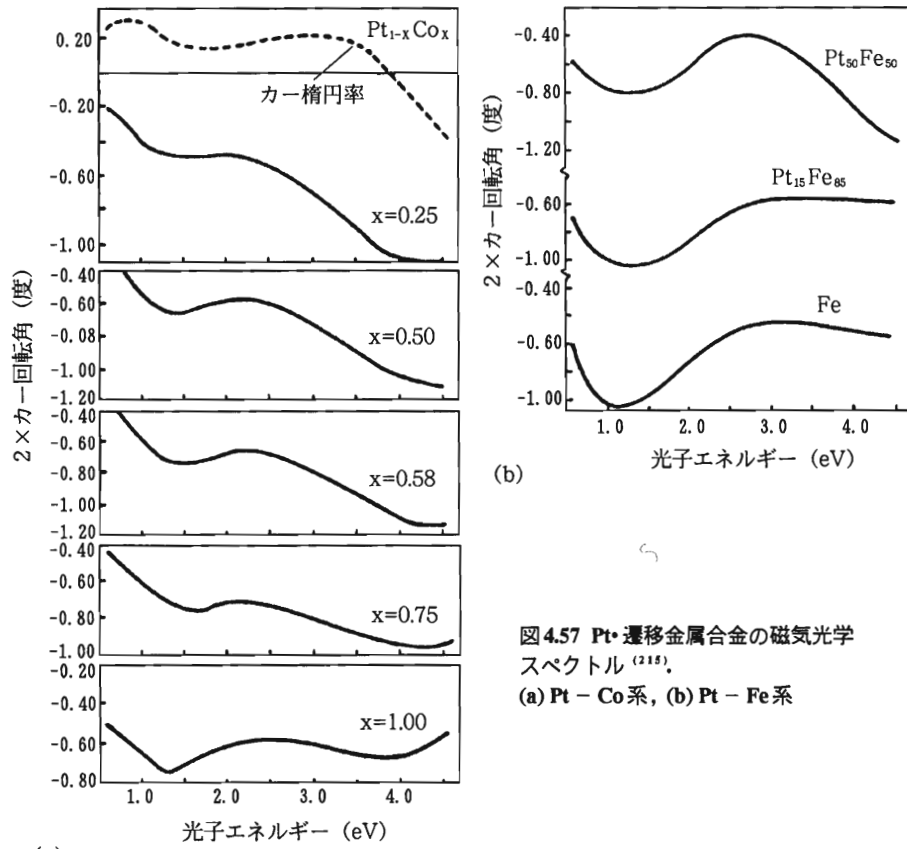


図 4.57 Pt-遷移金属合金の磁気光学スペクトル⁽²¹⁵⁾。(a) Pt-Co系, (b) Pt-Fe系

(a)

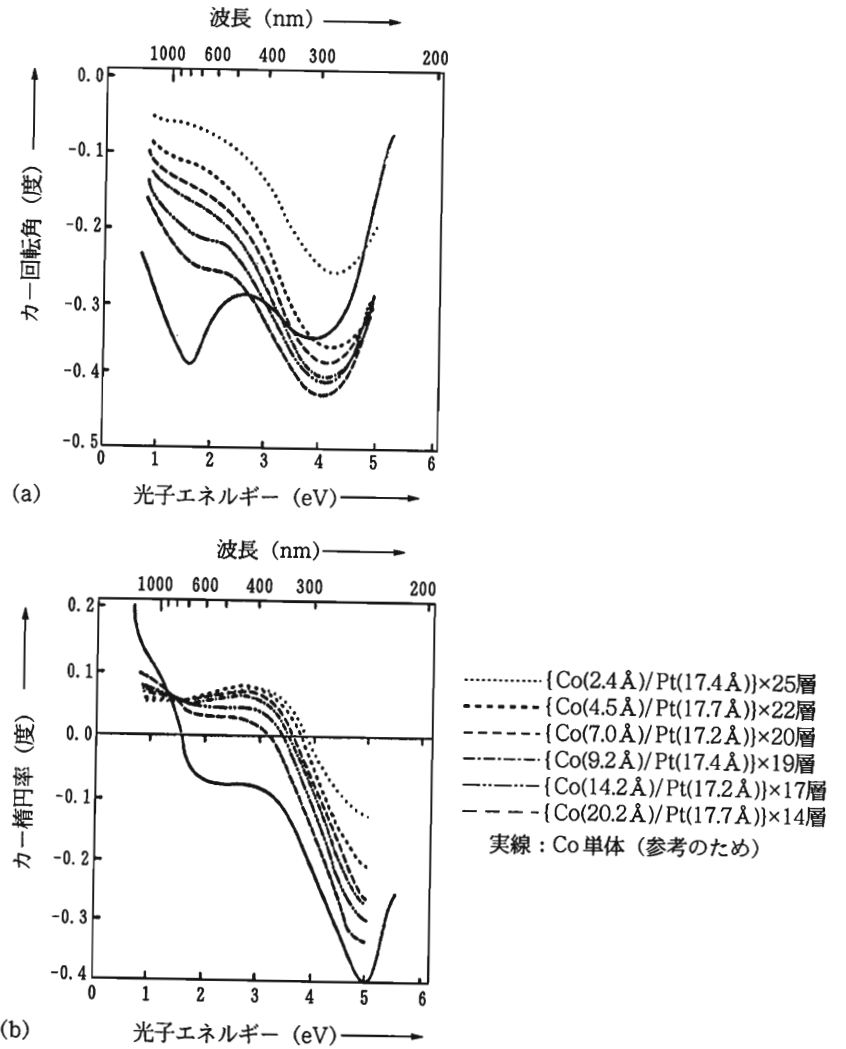


図 4.58 Pt/Co人工格子の磁気光学スペクトル⁽²¹⁸⁾。(a) カー回転スペクトル, (b) カー楕円率スペクトル。

筆者らによってなされた⁽²¹⁹⁾。図 4.58 は、Zeper らが測定したさまざまな層厚比の Pt/Co 膜のカー回転およびカー楕円率のスペクトルである。層厚によりスペクトルが変化している様子がよくわかる。

筆者らは 1.2eV(~1000nm) から 5.9eV(~210nm) にわたる広い光エネルギーに対する磁気カー効果の測定装置を開発した⁽²²⁰⁾(その後エネルギー域は 6.5eV(190nm) まで拡張された)。この装置を用い Pt/Co, Pt/Fe および対応する合金について、磁気光学スペクトルを測定した⁽²²¹⁾。図 4.59 には名目的な層厚が Pt(10 Å)/Co(5 Å), Pt(18)/Co(5), Pt(40)/Co(20) の磁気光学スペクトルを Pt₈₀Co₄₀ 合金と比較して示してある。

仮想光学定数の方法で Pt/Co 膜の磁気光学スペクトルをシミュレートした。Pt(10)/Co(5) 人工格子について、Co の ϵ_{xx} , ϵ_{xy} と Pt の ϵ_{xx} とを用い、急峻な界面を仮定した場合には、図 4.60 の白丸のスペクトルのように形状、大きさを説明できない。この図には、さらに界面に Pt₈₀Co₄₀ 合金層が存在すると仮定し、合金層の厚みをパラメータとして仮想光学定数法で計算した Pt(10)/Co(5) 人工格子のスペクトルを示す。フィッティングから、合金化していない Pt 層 0.82 Å, Co 層 0.38

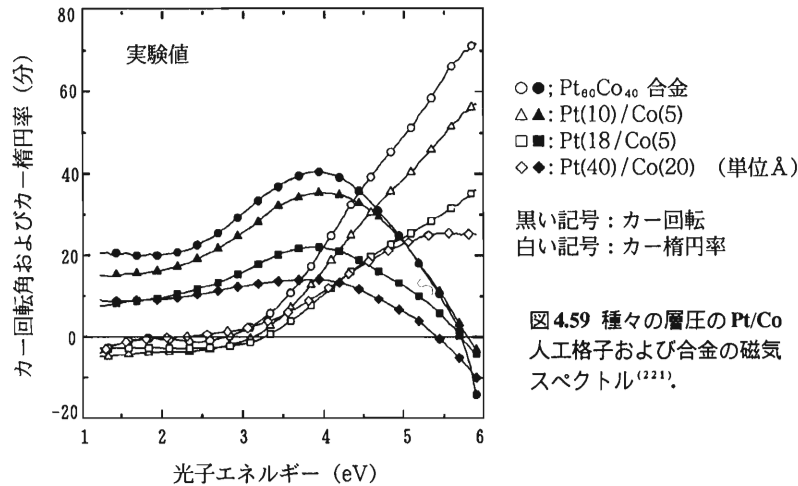


図 4.59 種々の層厚の Pt/Co 人工格子および合金の磁気光学スペクトル⁽²²¹⁾。

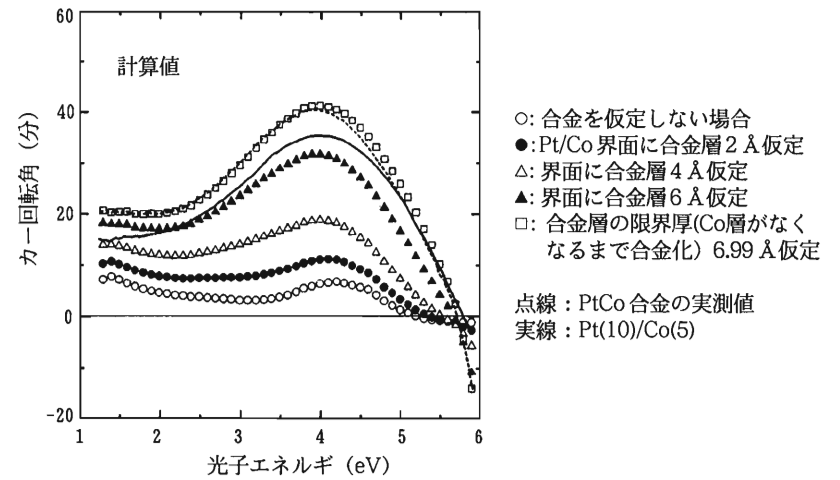


図 4.60 種々の厚さの Pt-Co 合金層を仮定して計算した Pt(10)/Pt(5) のカー回転スペクトル。

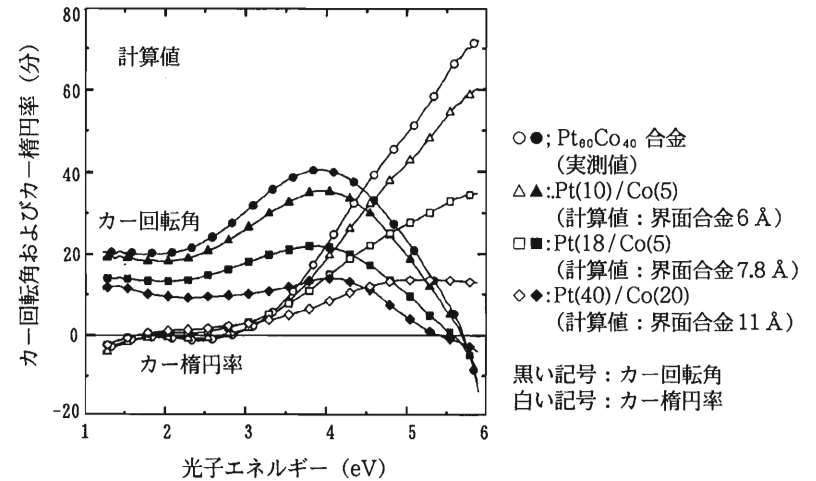


図 4.61 最もよくシミュレートできた時の磁気光学スペクトル。

Å, 合金層 6 Å 程度という数値が導き出された。同様にして, Pt(18)/Co(5)では, Pt 5.5 Å, Co 0.26 Å, 合金層 7.8 Å という値が得られた。図 4.61 は各試料につき最もよくフィットした場合のシミュレーション結果を示してある。図 4.59 と非常によく対応する。しかし, これだけからは, この効果が PtCo 合金によるのか, 界面の Pt の偏極によるものかは判断ができない。

4.5.3 Pt/Co, Pd/Co における Pt, Pd の偏極

Schütz らは円偏光放射光を用い, Pt-Co 系合金の Pt の吸収端に明瞭な X 線吸収端の MCD (磁気円二色性) があることを見いだした⁽²²²⁾。彼らはその解析にもとづき, Pt がスピン偏極を受けておりその符号は Co と逆方向であることを明らかにした。また, Fe にわずかに固溶した 5d 遷移金属もスピン偏極をもつことが明らかにされ⁽²²³⁾, 近接効果による 5d 遷移金属のスピン偏極の問題が急速にクローズアップされてきた。

Ebert, Akai らは相対論バンド計算によって Pt-Fe 合金の Pt がスピン偏極を受けることを明らかにし⁽²²⁴⁾, 光学導電率の対角および非対角要素のスペクトルを計算した。また Pt/Fe 人工格子における偏極は合金の 60% 程度であることを導き, Pt の X 線吸収端の MCD スペクトルを説明した。

次に Pd/Co 人工格子について Nakamura らは, Pd/Co 多層膜の磁気光学スペクトルを Pd と Co が混じりあわない単純な多層膜であるとして §2 に述べたような方法で解析したが, 実験をよく説明できなかった⁽²²⁵⁾。

最近, 筆者らは Pd/Co の人工格子と PdCo 合金について, 磁気光学効果を測定し, それぞれ, 図 4.62 (a), および, (b) に示すようなスペクトルを得た⁽²²⁶⁾。Pt/Co の場合と同様の仮想光学定数法による解析を行ったが, 図 4.63 に示すように, 合金の厚さとしてどのようなものを仮定しても, 実験で得たスペクトル(実線)に見られるような 3eV 付近の肩を再現できなかった。異なった組成の Pd-Co 系合金のスペクトルの差スペクトルから「磁気偏極した Pd」の磁気光学スペクトルを推定し, Pd/Co 界面に“magnetic Pd”が存在するとしてシミュレーションを行っ

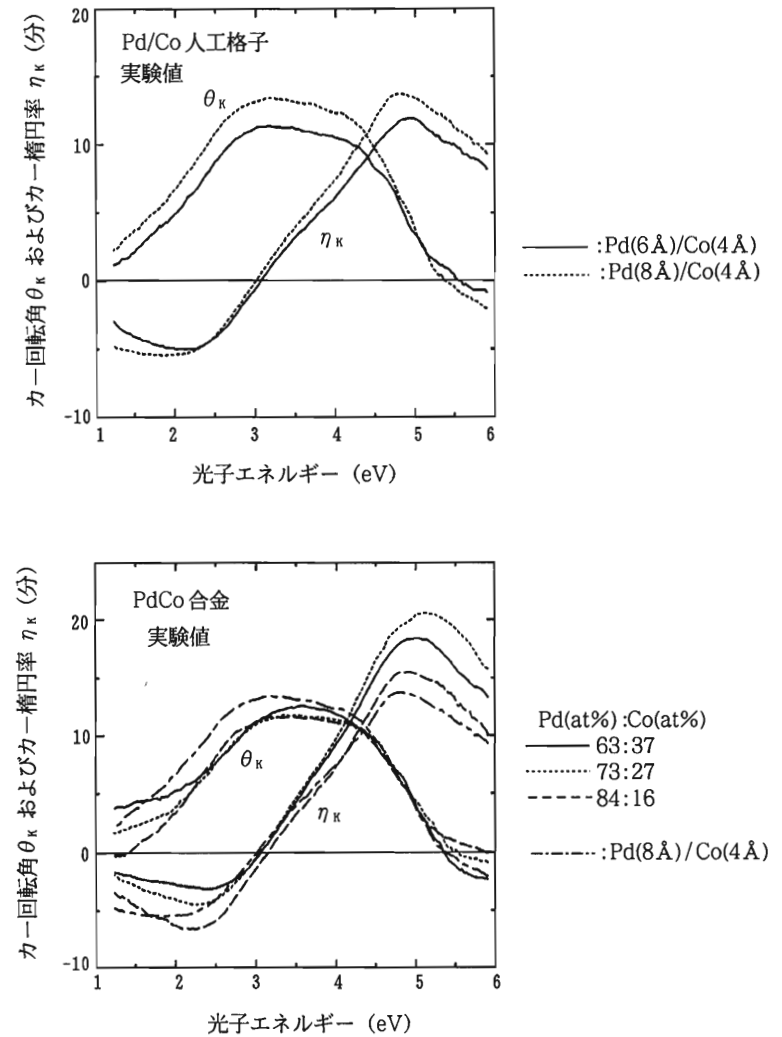


図 4.62 Pd/Co 人工格子と Pd-Co 合金の磁気光学スペクトル⁽²²⁶⁾。

(a) Pd/Co 人工格子の磁気スペクトル, (b) PdCo 合金の磁気光学スペクトル。

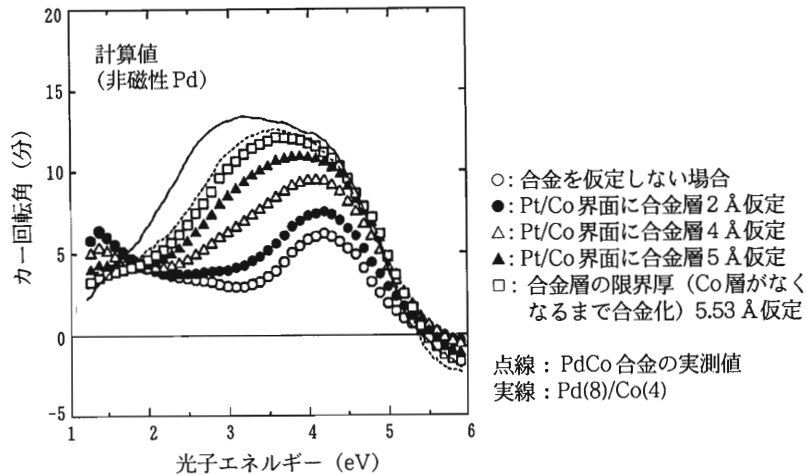


図4.63 非磁性Pdを仮定したときのPd/Co人工格子の磁気光学スペクトルのシミュレーション⁽²²⁶⁾.

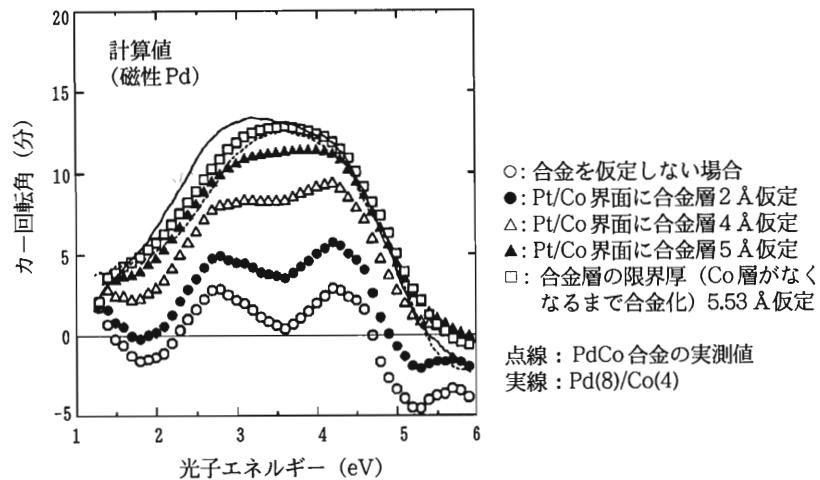


図4.64 “磁性Pd”を仮定したときのPd/Co人工格子の磁気光学スペクトルのシミュレーション⁽²²⁶⁾.

た結果を図4.64に示す。実験で得られた3eV付近と4.5eV付近に肩を示すスペクトル構造が比較的よく再現されていることがわかった。“magnetic Pd”の磁気光学効果を強磁界下の磁気光学スペクトルから推定することは有意義な仕事であると思われる。

4.5.4 金属超薄膜における量子サイズ効果

電子のドブロイ波長と試料の厚みや素子の寸法が同程度になると、量子的な閉じこめが起きる。この現象は半導体の分野では量子井戸、量子細線、量子ドットなどに閉じこめられた電子の現象としてよく研究されており、吸収端の短波長シフトなどとして注目されるが、磁性金属における電子の量子サイズ効果はあまり議論されてこなかった⁽²²⁷⁾。しかし、非磁性金属薄膜については量子サイズ効果の研究の歴史は比較的長く、1970年にさかのぼる⁽²²⁸⁾。ThomasはIr/Auの構造を低速電子線透過分光法によって研究し、電子線の透過強度を電子エネルギーの関数としてプロットしたところ、Irの清浄表面の場合には見られなかった振動構造がIr上につけたAuの超薄膜のスペクトルに現れた。これは、Au薄膜の中で電子波が多重散乱・干渉することによって生じたもので、金属における電子の量子サイズ効果と見ることができる。2つの金属の界面で電子波が反射されるのは、表面側の金属中の電子のエネルギーがフェルミ面より十分に高く、基板側の金属のバンドギャップの範囲にあるとブラッグ反射が起きるためとされる。

非磁性体/磁性体金属超薄膜ヘテロ構造においては、量子サイズ効果はスピン依存性をもつ。これは、エネルギーバンド構造がスピン依存性を持つためである。たとえばAu/Feのヘテロ構造を考える。図4.65のバンドダイアグラムに見られるように、Feのバンドは上向きスピン(実線)のバンドと下向きスピン(点線)のバンドでは異なった分散(波数依存性)をもつ。Feのフェルミ面より高いエネルギーを持つ状態の内、網をかけた領域の電子波はAuの中に進むことができない。なぜなら、このエネルギー領域にはAuのバンドギャップ($X'_1 - X_1$)があるためである。従って、網をかけた領域の電子はFeの中に局在した量子井戸準位を局在す

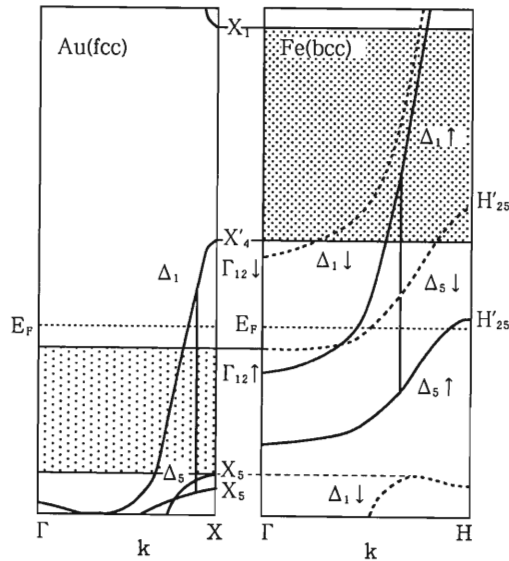


図4.65 AuとFeのエネルギーバンドダイヤグラム⁽²²⁹⁾。網をかけた部分は量子井戸状態の存在範囲。

る。この準位は基底状態では占有されていないが光学遷移があると励起状態の電子によって占有される。

光学遷移は同じスピンの状態の占有状態と非占有状態との間でのみ起きる。また、電気双極子遷移が起きるためには磁気量子数 m が ± 1 異ならなければならない。従って、フェルミ準位以下の状態から網をかけた領域に遷移が起きるとしたら実線の $\Delta_{5\uparrow}(m=\pm 1)$ から $\Delta_{1\uparrow}(m=0)$ の間の遷移のみである。このようなスピン偏極したバンド間遷移には磁気光学効果が伴う⁽²²⁹⁾。

図4.66は、Suzukiらが報告する MgO(100)基板上にエピタキシャル成長した Au(20 Å)/Fe(d Å)/Au(2000 Å)/Ag(2000 Å) の多層膜の磁気光学スペクトルの Fe 層厚 (d) 依存性である⁽²³⁰⁾。図中 2.5eV 付近の構造は Au のプラズマに基づくエンハンスによるものである。一方、矢印をつけた部分の構造はバルクの Fe には見られないもので、 d とともに移動していることがわかる。当初、この遷移は d バンドの 2次元性によって生じた新たな遷移によるものと解釈された。その後、Himpsel のグループによる逆光電子分光 (IPES) による量子サイズ効果の検証が発表され⁽²³¹⁾、

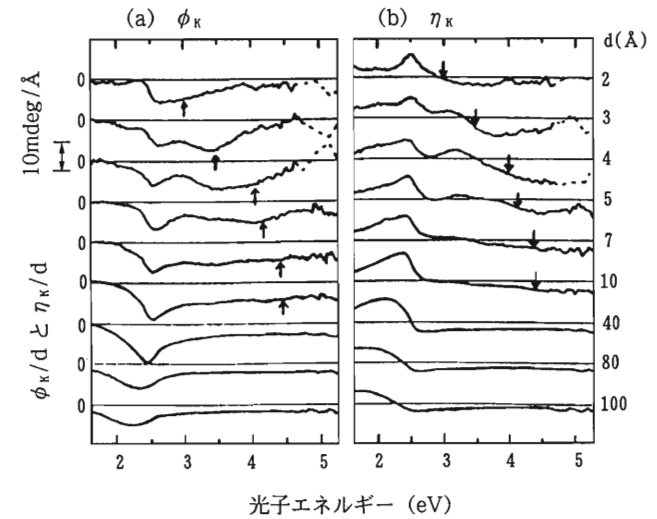


図4.66 Au/Fe/Au サンドイッチ膜における磁気光学スペクトルの Fe 層厚依存性。矢印はサンドイッチ構造で新たに現われた遷移⁽²³⁰⁾。

図4.66の磁気光学遷移は、量子効果として再解釈された⁽²³²⁾。図4.67は、この研究で得られた遷移のエネルギーを、Himpsel らの IPES から得られる遷移のエネルギーとともに d に対してプロットしたものである。両者はほぼ平行しており、同じ遷移によると解釈される⁽²²⁹⁾。

一方、Fe(6)/Au(d)/Fe(6) サンドイッチ膜においてはカー回転が Au の層厚 d に依存して振動する現象が発見された。(図4.68)これは、Au にできた量子井戸準位 ($n=1, 2, \dots$) のエネルギーが厚みに応じて変化し、次々にフェルミ面を横切ることによる振動構造であると解釈されている⁽²³³⁾。金の中での光学遷移がなぜ磁気光学効果を示すのであろうか。これは、図4.65のバンド図の金のダイヤグラムにおいて網をかけた領域のエネルギーをもつ電子のうち下向きスピンの電子のみが、Feの下向きスピンバンドのギャップの存在のため量子井戸に閉じこめられることによると解釈されている。

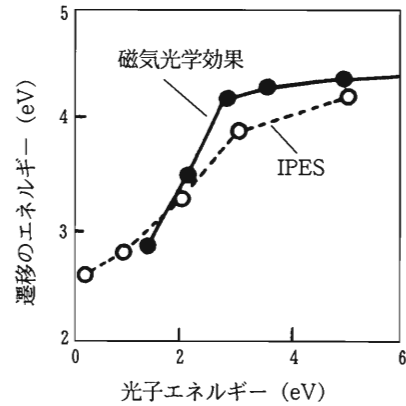


図4.67 ピーク位置とFe層厚の関係と逆光電子分光(IPES)で観測される振動構造の位置との対応⁽²²⁹⁾.

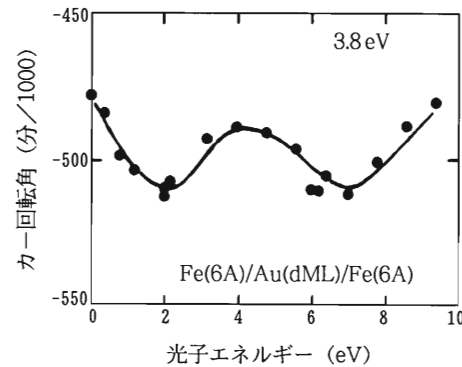


図4.68 Fe/Au/Au サンドイッチ膜におけるカー回転のAu層厚依存性⁽²³²⁾.

金属人工格子の光学現象について磁気光学の観点から興味深いいくつかの研究を紹介した。このほか、金属人工格子の静磁波による光散乱⁽²³⁴⁾、プラズモンによる光散乱⁽²³⁵⁾など興味ある現象が知られているが、ここでは省略する。

金属人工格子の光学現象はまだ研究の歴史が浅く、実験的検証も今後多くの課題を残している。また、マイクロな光学現象については、電子構造計算との比較が重要なので、理論の研究者とのタイアップが重要である。また、多層化によってマクロの光学現象が加わるため、層厚、構造、物質の組み合わせに無限の可能性があり、極めて多彩な新しい光学効果が期待される。

文献

- (204) 山本正樹: 応用物理 **62** (1993) 676.
- (205) P.N.Argyres: Phys.Rev.**97**(1955)334. または 佐藤勝昭「光と磁気」第2章
- (206) H.Feil, C.Haas: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 65.
- (207) H.Ikekame, K.Sato, K.Takanashi and H.Fujimori: Proc. ICTMC9, Jpn.J. Appl. Phys. **32** (1993) Suppl.32-3, 284.
- (208) T.Katayama, H.Awano and N.Koshizuka: J.Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 2539.
- (209) K.Sato, H.Kida and T.Katayama: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) L237.
- (210) T.Katayama, Y.Suzuki, H.Awano and N.Koshizuka: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1426.
- (211) W.R.Bennett, W.Schwartzacher and W.F.Egelhoff: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 3169.
- (212) 矢沢, 岩田, 内山: 日本応用磁気学会誌 **12** (1988) 311.
- (213) P.F. Garcia: J. Appl. Phys. **63** (1988) 5066.
- (214) S.Hashimoto, A.Maesaka and Y.Ochiai: J. Appl. Phys. **70** (1991) 5133.
- (215) K.H.J.Buschow, P.G.van Engen and R.Jongebreur: J. Magn. Magn. Mater. **38** (1983) 1.
- (216) K.Nakamura, S.Tsunashima, S.Iwata and S.Uchiyama: IEEE Trans. Magn. MAG-25 (1989) 3758.
- (217) S. Hashimoto, Y. Ochiai and K. Aso: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L1824.
- (218) W.B. Zeper, F.J.A.M. Greidanus, P.F. Garcia and C.R. Fincher: J. Appl. Phys. **65** (1989) 4971.
- (219) K.Sato, H.Hongu, H.Ikekame, J.Watanabe, K.Tsuzukiyama, Y.Togami, M.Fujisawa and T.Fukazawa: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 3603.
- (220) K.Sato, H.Hongu, H.Ikekame, Y.Tosaka, M.Watanabe, K.Takanashi and H.Fujimori: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 989.
- (221) K.Sato: Proc. MORIS'94, J. Magn. Soc. Jpn. **32** (1993) Suppl.S1, 11.
- (222) G. Schütz, R. Wienke, W.Whilhelm, W.B. Zeper, H. Ebert, K. Spärt: J. Appl. Phys. **67** (1990) 4456.
- (223) G. Schütz, R. Wienke, W.Whilhelm, W. Wagner, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahn: Z. Phys. B-Cond. Matt. **75** (1989) 495.
- (224) H. Ebert and H. Akai: J. Appl. Phys. **67** (1990) 4798.

- (225) 中村, 綱島, 岩田, 内山: 日本応用磁気学会誌 **13** (1989) 389.
- (226) Y.Tosaka, H.Ikekame, K.Urigo, S.Kurosawa, K.Sato and S.C.Shin: 日本応用磁気学会誌 **18** (1994) 389.(in English)
- (227) 岩崎: 日本応用磁気学会誌 **17** (1993) 850.
- (228) R.E. Thomas: J. Appl. Phys. **41** (1970) 5330.
- (229) 片山, 鈴木: 日本応用磁気学会誌 **17** (1993) 857.
- (230) Y.Suzuki, T.Katayama, K.Sato, M.Hayashi and K.Tanaka: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3355.
- (231) F.J.Himpsel; Phys. Rev. **B 44** (1991) 5966.
- (232) Y.Suzuki, T.Katayama, A. Thiaville, K.Sato, M.Tanioka and S.Yoshida: J. Magn. Magn. Mater. **121** (1993) 539.
- (233) T.Katayama, Y.Suzuki, M.Hayashi and A.Thiaville: J. Magn. Magn. Mater. **126** (1993) 527.
- (234) R.E.Camley, T.S.Rahman and D.L.Mills: Phys. Rev. **B27** (1983) 261
- (235) R.E.Camley, D.L. Mills: Phys. Rev. **B29** (1984) 1695.

(佐藤勝昭)

第4章 金属人工格子の物性 (3)

4.6 核をプローブとした物性評価

4.6.1 中性子を利用した人工格子の物性研究

中性子を利用していわゆる磁気多層膜の物性研究を始めたのは我々が世界でも最初であったと思う。もちろん二元構造多層膜によるミラー反射による中性子モノクロメーターないしスーパーミラーと呼ばれる効率的な熱中性子の取り出し法はすでに存在していた。我々のアイディアは次のようなことである。多層膜構造による磁気的な反射強度は強磁性層の界面付近で磁気モーメントが変化すればその効果は反射の次数ごとに磁気反射強度が変化する。特に偏極中性子を使うと高感度で磁気反射強度の反射次数依存性が検出できる。実際実証に使われた多層膜の構造的な完全性、特に理想的な周期性が期待したほどでなかったことと、偏極中性子の強度が弱いこともあって、せいぜい2次ないし3次までしか観測できなかったが、メスパワー効果の実験と組み合わせて界面磁性効果については初期の目的は達成できた。

その後エピタキシー法で完全度の高い人工格子が出来たことによって界面効果のみならず、人工格子特有の磁気特性が磁気モーメントの変調と協調していることがまさに多層膜構造を反映する超格子磁気反射の測定によって見事に捉えられた。例えば、希土類金属層を非磁性金属膜で挟み希土類原子磁気モーメントの変調周期がスリップしながら非磁性膜を伝わって行くような現象が見つかり注目を集めた。