

円二色性特集

赤外域の円偏光放射光の利用 —赤外磁気円偏光二色性—¹⁾

木村 真一

神戸大学大学院自然科学研究科*
岡崎国立共同研究機構分子科学研究所 UVSOR 施設

Utilization of Circularly Polarized Synchrotron Radiation in Infrared Region —Infrared Magnetic Circular Dichroism—

Shin-ichi KIMURA

Graduate School of Science and Technology, Kobe University
UVSOR Facility, Institute for Molecular Science

Magnetic circular dichroism (MCD) experiment in the infrared region using synchrotron radiation has been started. Since the off-axis component of the synchrotron radiation is circular polarization in itself, a MCD spectrum in wide energy range can be easily measured by using the infrared synchrotron radiation. The experimental method is suitable for the investigation of strongly correlated electron systems because the electronic structure that originates from magnetic many-body interactions spreads in the wide energy region near the Fermi level. The experimental apparatus and the MCD experimental results of CeSb and GdAs are reported.

1. はじめに

1.1 赤外放射光

1980年代前半に英国ダラスベリー研究所²⁾やドイツの BESSY³⁾で赤外領域での放射光が観測され、その有用性が証明されて以来、世界中の放射光施設で10以上の赤外放射光を利用するためのビームラインが建設されてきた⁴⁾。黒体輻射を使った通常光源（グローバー灯、高圧水銀灯など）でも連続的な光が得られる赤外域で、あえて放射光を利用する目的は、放射光の特性である高い輝度および低いエミッタンスを利用することである⁵⁾。これらの性質を使うことによって、通常光源では作り出すことのできなかつた小さな光束を使い、微小空間や超高分解能の分光が可能になる。微小空間の赤外分光研究の代表的なものは、空間分解能を回折限界程度にまで上げた顕微赤外分光⁶⁾や、ダイヤモンドアンビルセル中の微小領域でのみ実現できる超高压下の構造や電子状態の研究^{7,8)}、固体表面とそこに吸着した物質との間の振動を観測する遠赤外反射吸収分光 (FIR-RAS)⁹⁾などである。超高分解能では、33.5 meV の IBr の振動回転モードで0.1 μeV 以下を達成している¹⁰⁾。

また、放射光の特性である円偏光性も十分に有用である。直線偏光の場合は、赤外域ではワイヤーグリッド型の直線偏光が一般に利用されており、1つの素子がカバーするエネルギー範囲が広い。そのため、通常光源を使っても簡単に直線偏光を利用することができる。

しかしながら、通常光源を使って円偏光を得るためには、直線偏光素子と、 $\lambda/4$ 波長板またはファラデーセル等の円偏光素子との組み合わせが必要である。そのため、円偏光素子が最適化されたエネルギーの近くでのみ利用できる¹¹⁾。ひとつの円偏光素子が利用できるエネルギー範囲が狭いため、赤外域全体の広いエネルギー領域の円偏光を通常光源で作りに出すには、多くの素子をそろえなければならない。そのため、赤外での市販の円二色性分散計は、近赤外以上の領域で使用可能であり、測定できる最低エネルギーは、せいぜい0.6 eV である¹²⁾。この装置は、近赤外で左右円偏光の吸光度の違いによる円偏光二色性を示す遷移金属錯体やヘモグロビン等を測定ために開発されたものである。また、これまで実際に赤外域で円偏光二色性を測定した例は、そのほとんどが近赤外での測定である¹³⁾。

* 神戸大学大学院自然科学研究科構造科学専攻 〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1
TEL/FAX 078-803-5649 e-mail skimura@kobe-u.ac.jp

しかし一般に基礎物性の測定では、この領域に興味の対象が入るとは限らないため、できるだけ広いエネルギー範囲で利用可能であることが望ましい。

これに対して、偏向電磁石からの放射光は、軌道面上は直線偏光であるが、軌道面の上下は光そのものが楕円偏光している。真空紫外領域やx線の領域では、この性質を利用して、吸収や光電子の(磁気)円偏光二色性の測定が行われている¹⁴⁾。赤外域も同様であり、この偏光を損なうことなく試料に当てることができるなら、放射光が得られるエネルギー範囲の全体で、円偏光二色性の実験ができると考えられる。

1.2 強相関伝導系の赤外分光研究

一方で、磁性と伝導の相関は、凝縮系の物理の分野では極めて重要な問題である。強い電子間相互作用を示す物質は、一般に強相関伝導系と呼ばれており、その特異な物性を解明しようとして、現在世界中で盛んに研究が行われている。我々はこれまで、伝導電子と磁気モーメントを持った局在電子との相互作用によって、フェルミ準位近傍に多体効果によって生じる電子状態の振る舞いに興味を持ち、研究を行ってきた。その電子状態はフェルミ準位上から数eVまでの広いエネルギー範囲に広がっているため、この電子状態から生じる光吸収は主に赤外から可視域にわたる広いエネルギー範囲に広がって観測される。また、その電子状態は局在電子からくる大きな磁気モーメントを持っていることが想像できる。通常、強相関伝導系の赤外・可視域の分光研究は、反射スペクトルの温度や磁場、濃度などの外部パラメータによる変化を測定し、そのクラマース・クロウニヒ変換¹⁵⁾によって光学伝導度スペクトルを導き出し、電子状態の外部パラメータ依存性を議論する¹⁶⁾。しかし、電子状態が混成効果や交換相互作用によって広がってしまって微細構造がない場合には、スペクトルのわずかな温度依存性を測定することは極めて困難である。これは、光学伝導度スペクトルが光吸収の選択則である磁気量子数(軌道モーメント)の差(Δm_j)が ± 1 である電子状態間の結合状態密度の“和”(Fig. 1(a))であるため、変

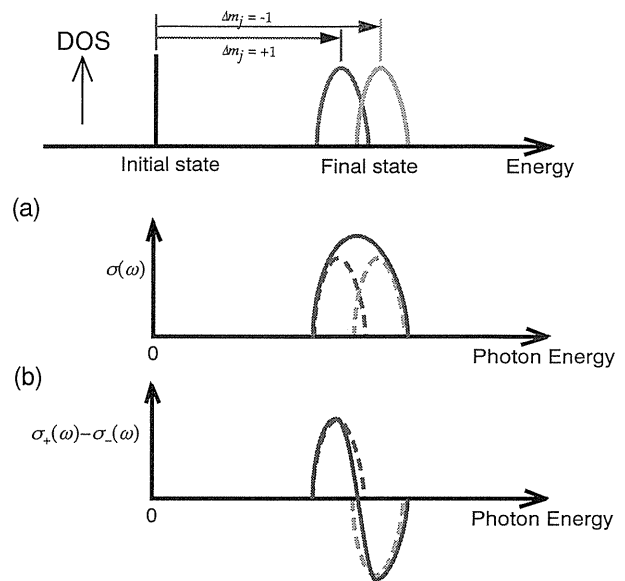


Figure 1. Schematic figure of the difference between optical conductivity $\sigma(\omega)$ (a) and magnetic circular dichroism spectra $\sigma_+(\omega) - \sigma_-(\omega)$ (b).

及び筆者らがこれまでに研究してきた低密度キャリア強相関4f電子系の赤外磁気円偏光二色性の結果(第4章)について紹介する。

2. 偏向電磁石からの赤外円偏光放射光

よく知られているように、電子の軌道面上の放射光は直線偏光、軌道面の上下は楕円偏光している。軌道面から垂直方向のある角度での円偏光度は次の式で求められる。

$$P_C(E, \psi) = \frac{2\sqrt{D_v(E, \psi) \cdot D_h(E, \psi)}}{D_v(E, \psi) + D_h(E, \psi)}$$

ここで、 $D_v(E, \psi)$ と $D_h(E, \psi)$ は、それぞれ垂直方向と水平方向に直線偏光した光子密度である。例えば、UV-SORの水平・垂直直線偏光の光のエネルギーと角度分布、

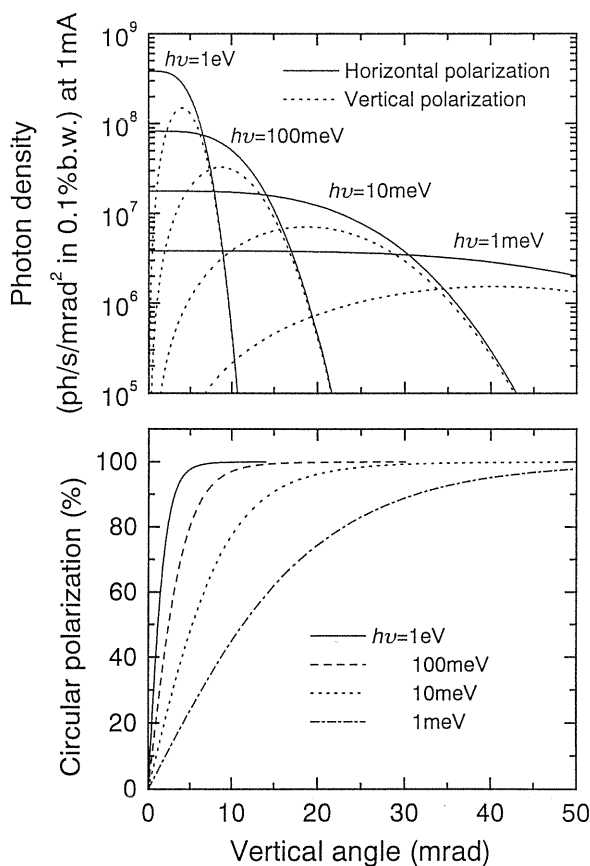


Figure 2. Angle dependence of photon density with horizontal and vertical polarizations of UVSOR.

ここで、 ψ_1 と ψ_2 は、それぞれ取り込む角度の最小値と最大値である。計算結果を **Fig. 3** に示す。

この図から、UVSOR BL6A1 では、軌道面の上半分または下半分をスリット等で切り出すだけで、 $h\nu=0.001\sim 1$ eV の光のエネルギーで60%以上の円偏光度と、測定に十分な円偏光した光子密度が得られることがわかる。通常の実験に使っているのは $\psi_1\sim\psi_2=5\sim 30$ mrad, $h\nu=0.01\sim 2.5$ eV であり、この場合は85%以上の円偏光度とビーム電流が100 mA の場合 (図はビーム電流 1 mA での光子数である。) には 3×10^{12} photons/sec 以上の円偏光したフォトンが使えることがわかる。この強度は、反射・吸収等の分光測定には充分である。つまり、放射光を使うと光学素子を使わずに円偏光した光を取り出すことができ、通常光源を使った場合に問題になる光のエネルギーの制限はなくなる。これが、放射光を円偏光源として使う最大のメリットである。

3. 赤外磁気光学装置

UVSOR BL6A1 と本研究で建設した赤外磁気光学装置の平面図を **Fig. 4** に、装置のパラメータを **Table 1** に示す。この装置を使うことで、温度と磁場を2次元的に変えながら磁気光学スペクトルを測定することができる。こ

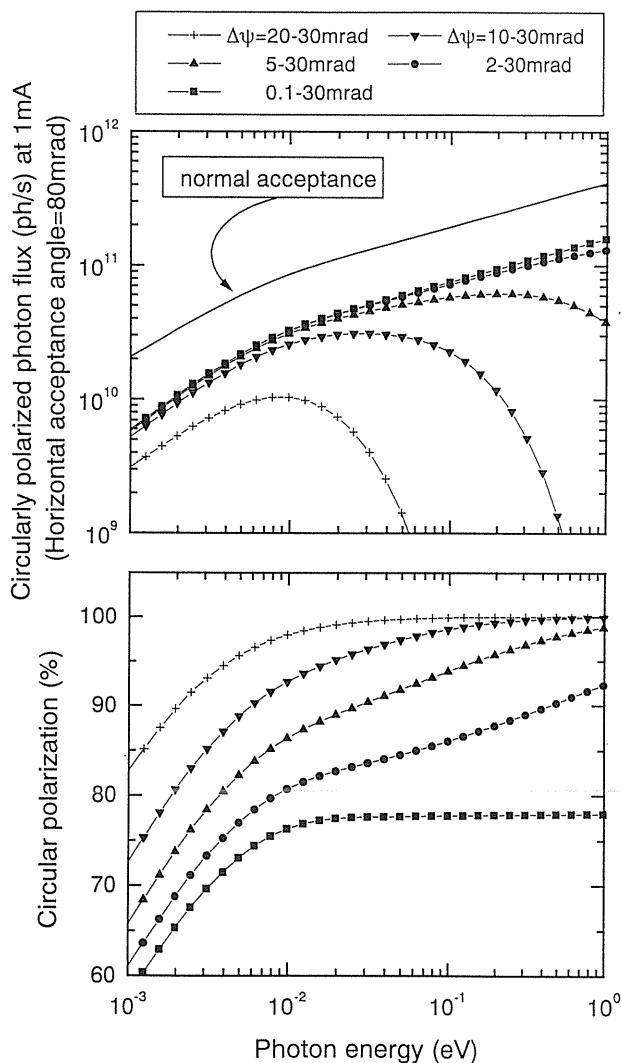


Figure 3. Calculated circular polarization and circularly polarized photon flux of the several acceptance angles at UVSOR BL6A1.

のビームラインには、2つの赤外・遠赤外干渉計が設置されており、同一の光源 (UVSOR) を利用し、2つ干渉計を経由して同一の試料槽に光を導くことができる。同一の試料槽を使っているのは、試料を付け替えることなしに2つの干渉計の有効なエネルギー範囲全体の分光を行うためである。干渉計は、旧来のサブミリ波・遠赤外 ($h\nu=1\sim 40$ meV) 用のマーチン・パレット型 (英国 SPECAC 社製)¹⁷⁾ と、最近導入された遠赤外～可視 ($h\nu=0.005\sim 2.5$ eV) 用のマイケルソン型 (独国 BRUKER 社製)¹⁸⁾ である。磁気円偏光二色性の実験は、マイケルソン干渉計を使う。その場合、“Knife edge” で円偏光した光を切り出す。干渉計を通った光は、光源の円偏光度をほとんど保存したまま出てくる。また、入射角が約45度の金またはアルミニウムでコートされたミラーを11枚使用しているが、赤外域ではこれらの金属の屈折率は十分高いために、ミラーによって偏光が崩れることはない。よっ

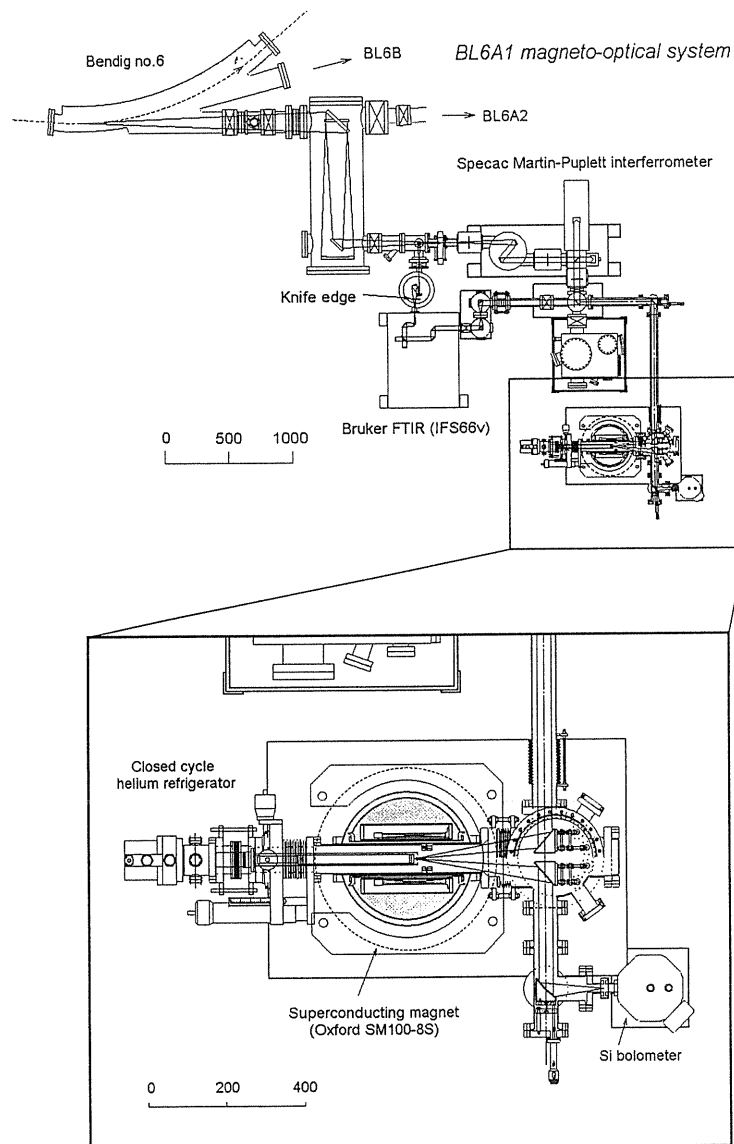


Figure 4. Top view of the UVSOR BL6A1 and the infrared magneto-optical apparatus.

Table 1. Parameters of the magneto-optical apparatus in the infrared region at UVSOR

Superconducting magnet	(Oxford SM 1000-8S)
Magnetic field	8 T (at magnet temp. of 2 K) 6 T (at magnet temp. of 4.2 K)
Bore diameter at R.T.	φ78 mm
Cryostat	Closed cycle He refrigerator (Iwatani M310 Special)
Temperature range	6-300 K
Temperature controller (Scientific Instruments Inc. 9650-7)	RuO ₂ diode sensor Manganin wire heater
Sample size	φ2, 3, 4 mm
Vacuum level around sample	$<1 \times 10^{-6}$ Pa

て、光源の偏光度を損なうことなく試料まで導くことができる。

磁気円偏光二色性の測定場合、光の入射方向と磁場の向きは平行なので、光の電気ベクトルは磁場に垂直である。つまり、磁気円偏光二色性の測定では、磁場をかけた方向に垂直な面内の電子状態を観測していることになる。

一方、磁場の方向と電気ベクトルの方向を平行にする配置も、放射光の低エミッタンス性を使うことによって実現できる（磁気直線偏光二色性）。この測定によって、磁場方向の電子状態を観測でき、磁気円偏光二色性の測定と合わせて、磁場によって作り出された一軸遠方位を持った電子状態を完全に捉えることが可能になる。

4. 実験例

4.1 CeSb¹⁹⁾

この物質は、もっとも基本的な NaCl 型の結晶構造をもつ半金属である。しかしながら、その物性は多彩で、低密度キャリア強相関 4f 電子系の典型物質の 1 つである。磁気モーメントの長周期的な配列をもつ 16 個の複雑な磁気相が現れることが中性子散乱で調べられており²⁰⁾、その原因が古くから研究の対象であった。最近では、高エネルギー分解能角度分解光電子分光による磁気相転移点でのバンド構造の変化²¹⁾や、x 線回折による相転移に伴う格子定数の変化²²⁾が観測されている。一方で光学・磁気光学測定は、これまでにスイス連邦工科大学 (ETH-Zürich の Wachter 教授のグループ) の Reim ら²³⁾や東北大の榎ら²⁴⁾によって行われている。特に、ETH の Pittini らによって行われた近赤外域での磁気カー効果の実験では、0.46 eV に最大の 90 度のカー回転を観測している²⁵⁾。しかしながら、測定された温度が限られていたことや試料表面の酸化等の問題で、コンシステントな結果が得られていなかった。また、これらの実験結果を説明するのにいくつかの理論が提唱されてきたが、現在では、槽谷らによる kd 混成モデル²⁶⁾が有効であると考えられている。

そのような中で、我々はすべての磁気秩序相の電子状態を調べるために、温度と磁場をパラメータとして光反射スペクトルの温度及び磁場依存性と磁気円偏光二色性の測定を行った。Figure 5 は、得られた光反射スペクトルの温度・磁場依存性である。このエネルギー領域で観測できるのは、キャリアによるドルーデ型の吸収 (例えば 30 K のスペクトルで 0.4 eV 以下の立ち上がり) と、最も低エネ

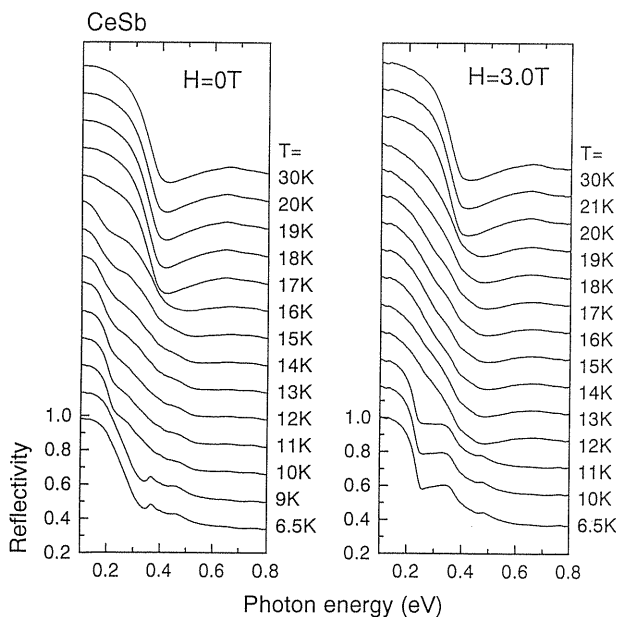


Figure 5. Temperature and magnetic field dependences of reflectivity spectrum of CeSb as the function of photon energy. Successive curves are offset by 0.16 for clarity.

ルギー (フェルミ準位に近いバンド間) の帯間遷移による吸収である。この図からわかるように、温度と磁場に依存して反射スペクトルが大きく変化していることがわかる。この原因は、磁気相転移に伴って電子状態が大きく変化していることによるものである。

この物質の赤外磁気円偏光二色性の測定で得られた結果の 1 つを Figure 6 に示す。Figure 6(a) は温度 6.5 K、磁場 6 T の光学伝導度スペクトルであり、磁気相図では強磁性相 (F 相) にあたる。(b) は 23 K、6 T のもので、常磁性相 (P 相) である。まずは、通常の磁場中光反射のスペクトル ($\sigma(\omega, T, H)$; 黒丸) を見ると、F 相では P 相からスペクトルが大きく変化しており、0.35 eV に特徴的なピーク構造が観測された。また、実線と点線は、光の回転の方向と磁場方向が平行の場合 ($\sigma_+(\omega, T, H)$; 実線) と反平行の場合 ($\sigma_-(\omega, T, H)$; 点線) のそれぞれの光学伝導度スペクトルである。一般に磁気円偏光二色性スペクトルはこれらの差であるが、ここでは各吸収構造がどの選択則を持っているのかを明確にするため、得られた $\sigma_{\pm}(\omega, T, H)$ を使って解析する。

まず、P 相では、 $\sigma_+(\omega, T, H)$ と $\sigma_-(\omega, T, H)$ のスペクトルがほとんど一致していることがわかる。これは、電

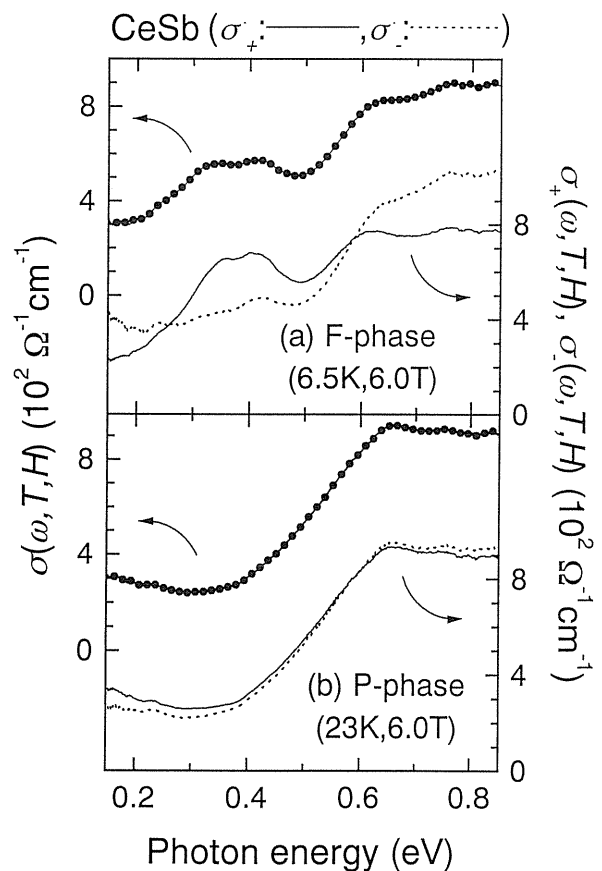


Figure 6. Optical conductivity $\sigma(\omega, T, H)$ and magnetic circular dichroism of optical conductivity $\sigma_{\pm}(\omega, T, H)$ of CeSb in the ferro (F)-magnetic phase (a) and the para (P)-magnetic phase (b).

子状態に偏極がないことをあらわしており、常磁性であることを再確認できる。なお、0.65 eVの肩構造はSb5*p*からCe5*d*への電荷移動型の吸収であり、バンド計算²⁷⁾によると、吸収端は Γ 点とX点の中間の Δ 軸上にある。

一方でF相では、 $\sigma_+(\omega, T, H)$ と $\sigma_-(\omega, T, H)$ のスペクトルは大きく異なっており、電子状態に偏極が生じていることがわかる。0.35 eVの特徴的なピーク構造は $\sigma_+(\omega, T, H)$ に属しており、P相でも観測されている0.65 eVの肩構造は、 $\sigma_+(\omega, T, H)$ に比べて $\sigma_-(\omega, T, H)$ の方が強くなっている。また、F相の $\sigma_-(\omega, T, H)$ スペクトルはP相の $\sigma(\omega, T, H)$ スペクトルに近い構造であることがわかる。つまり、P相からF相に移るにしたがって、 $\sigma_+(\omega, T, H)$ スペクトルの0.65 eVの肩構造の強度が0.35 eVのダブルピークに移動したことが明確にわかる。

この結果は、*p-f*混成を導入したバンド計算と定性的にコンシステントである。酒井らによるF相のバンド計算²⁸⁾によると、P相のSb 5*p*バンドは Γ 点で4重に縮退しているが、その中の最も4*f*_{5/2} Γ_8 に混成しやすい対称性を持った1つのバンドは、F相では*p-f*混成効果によって押し上げられる。この*p*バンドは[001]方向に β_4 と呼ばれる重いホールフェルミ面を作ることが知られている。[001]方向以外でも*p-f*混成効果によって0.2 eV程度押し上げられる。このバンドから5*d*バンドへの光吸収が、F相の光学伝導度での0.35 eVのピーク構造を作っているものと考えられる。

4.2 GdAs^{29,30)}

この物質も、CeSbと同じNaCl型の結晶構造である。その物性は比較的単純であり、ネール温度(T_N)が18.7 Kの典型的なハイゼンベルグ型反強磁性を示す。しかしながら、Gd:As=1:1から組成がずれた物質(ns-GdAs)では、キャリアが局在磁気モーメントを整列させ、いわゆる磁気ポーラロンを形成するということが研究が行われている^{31,32)}。ここでは、Gd:As=1:1の物質(s-GdAs)で0.4 eVに観測された磁気励起子のゼーマン分裂から、磁気相転移の情報を引き出すことを試みた。

Figure 7は、s-GdAsの赤外反射スペクトルの温度依存性とns-GdAsの6 Kでのスペクトルである。s-GdAsでの0.03 eV以下の低エネルギーに向かっての急激な立ち上がりとはns-GdAsの0.2 eV以下の立ち上がりはキャリアによるドルーゼ型の吸収であり、その立ち上がりは始めるエネルギーからns-GdAsのキャリア密度が高いことがわかる。s-GdAsでは、0.4 eVに大きな温度依存性を示す吸収が観測されており、これが磁気励起子と同定されている。その理由は、キャリアの多いns-GdAsでは、キャリアによるスクリーニングが大きいために励起子は現れないためである。

この磁気励起子の $\sigma_{\pm}(\omega)$ の6 Kでの磁場依存性を、

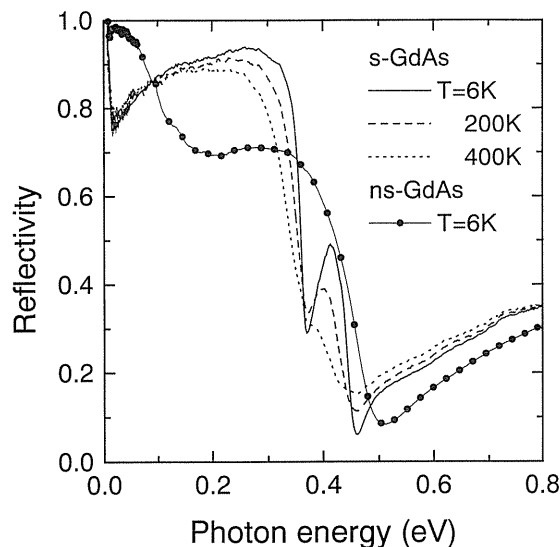


Figure 7. Reflectivity spectra of stoichiometric GdAs (s-GdAs) at 6, 200 and 400 K and that of nonstoichiometric GdAs (ns-GdAs) at 6 K.

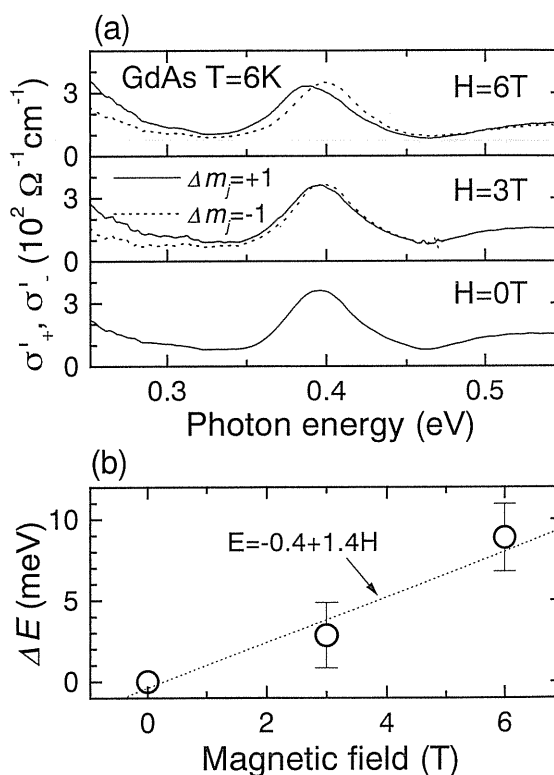


Figure 8. (a) Magnetic field dependence of circularly polarized optical conductivity spectra of stoichiometric GdAs at 6 K. (b) The energy difference ($\Delta E = E(\Delta m_j = -1) - E(\Delta m_j = +1)$) between two peaks of $\Delta m_j = \pm 1$ as a function of applied magnetic field. The energy difference linearly becomes large as the magnetic field increases.

Fig. 8(a)に示す。この図からわかるように、磁場を強くすることによって $\Delta m_j = \pm 1$ の2つのピーク間隔が広がっていくことがわかる。そのピーク間隔を磁場の関数としてプロットしたものが**Fig. 8(b)**であるが、これから、ピー

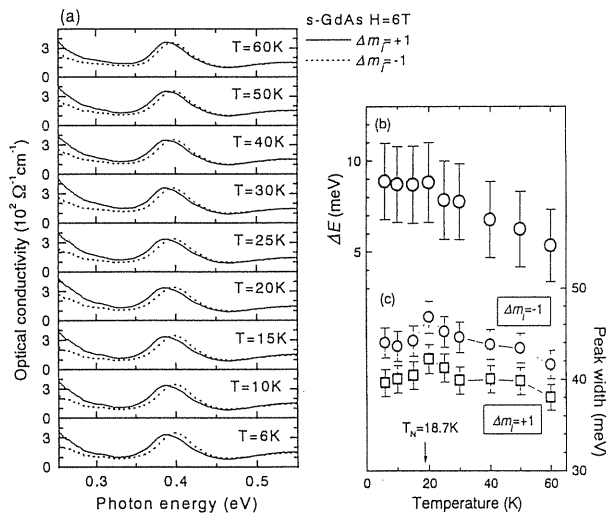


Figure 9. (a) Temperature dependence of magnetic circular dichroism of optical conductivity spectrum of stoichiometric GdAs at ± 6 T. The energy splitting (b) and the width (c) of two peaks of $\Delta m_j = \pm 1$ as the function of temperature.

ク間隔は磁場に比例していることがわかり、磁気励起子のゼーマン分裂を観測しているものと考えられる。

Figure 9(a)は、磁気励起子の磁気円偏光二色性光学伝導度スペクトルの温度依存性である。この図から、60 Kに比べ6 Kでは $\Delta m_j = \pm 1$ の2つのピーク間隔が広がっている。それぞれのピークをローレンツ関数でフィットし、ピーク間隔及び各ピークの半値全幅をプロットしたものが Figs. 9(b), (c)である。Figure 9(b)から、ピーク間隔は T_N 以上で温度の減少に伴って広がり、 T_N 以下では一定になっていることがわかる。また Fig. 9(c)から、ピークの幅は T_N 近傍で広がっており、励起子準位が磁気転移付近で不安定になっていることを示している。この結果から、磁気励起子の磁気円偏光二色性を測定することによって、GdAsの磁化及び磁気相転移と励起子との関係が得られる。

以上の2つの結果は、どちらも中赤外域のものであるが、遠赤外域でも磁気円偏光二色性が観測されている(Yb₄As₃の30 meV付近³³⁾)。これは、紙面の制限により省略した。

5. まとめと今後

以上をまとめると、次のようになる。1) 分子研 UVSORの赤外ビームラインBL6A1では、85%以上の円偏光度を持った赤外放射光が0.01~2.5 eVの光のエネルギーで利用できる。2) この円偏光放射光を使って、磁場範囲0~6 T、温度範囲6~300 Kの赤外磁気円偏光二色性の実験が現在可能である。3) CeSbの電子状態の研究では、磁気相転移に伴う電子状態の変化を明確に観測することができた。4) GdAsでは、磁気励起子による吸収が0.4 eVに観測され、その磁気円偏光二色性の磁場依存性が

ら、磁気相転移の情報が得られた。

以上のように、赤外放射光を使った磁気円偏光二色性実験では、他の方法では得られない貴重な情報を提供してくれる。しかしながら、世界的に見て赤外放射光の利用のほとんどは、通常光源では得られない小さいビームサイズを使うことであり、我々のように円偏光を利用している例は他にない。今後、円偏光赤外光源としての放射光の利用が増えていくものと期待している。

本研究の発展として、SPring-8に設置された赤外物性ビームライン(BL43IR; 2000年春にオープン予定)に、赤外磁気光学イメージング分光装置を建設中である。この装置を使って、14 T, 4 Kの環境下で10 $\mu\text{m}\phi$ の空間分解能で顕微イメージング分光を行う計画である³⁴⁾。そこでは、これまで小さな試料しか作ることができなかった強相関伝導系(有機伝導体等)や、磁性体の微小領域の磁気光学測定が可能になる。また将来は、ダイヤモンドアンビルセルで超高圧環境も導入し、高磁場・高圧・極低温の多重極限下での分光を行うことを計画している。

謝辞

本研究では、分子科学研究所の小杉教授、鎌田助教授、木下助教授(現、東大物性研)をはじめとして、施設スタッフの方々に数多くの協力をいただきました。また、池澤教授(東北大科研)、難波教授(神戸大院自然)には、有益な助言をいただきました。ここで測定した試料は、北沢博士(金材技研)、李博士(東北大金研)に提供していただいたものです。以上の方々に感謝いたします。なお以上の解説は、分子研の施設利用研究(1997~1999年度)で行われたものあり、分子研・特別研究費(1994~1997年度)、科学研究補助金(課題番号0974026)、マツダ財団・研究助成金(1998年度)、島津科学技術振興財団・研究開発助成金(1998年度)、日本原子力研究所・黎明研究(1999年度)、稲森財団・助成金(1999年度)の援助を受け実施された成果の一部です。

参考文献

- 1) S. Kimura: Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) Suppl. 38-1, pp. 392.
- 2) J. Yarwood, T. Schuttleworth, J. B. Hasted and T. Nanba: Nature 312, 742 (1984); T. Nanba, J. Yarwood, T. Schuttleworth and J. B. Hasted: Int. J. Infrared and Millimeter Waves 7, 759 (1986).
- 3) E. Schweizer, J. Nagel, W. Braun, E. Lippert and A. M. Bradshaw: Nucl. Instr. And Meth. A239, 630 (1985).
- 4) 現在稼動中または調整中の赤外ビームラインは以下のとおりである。UVSOR 6A1, SPring-8 43IR (以上、日本), NLSL U2A; U2B; U4IR; U10A; U10B; U12IR, ALS 1.4.2; 1.4.3, SRC 031 (以上、アメリカ合衆国), SRS 13.3 (イギリス), Super-ACO SIRLOIN; MICROSCOPIE (フランス), MAX 73 (スウェーデン)。また、以下の放射光施設で赤外ビームラインの建設が計画されている。DAONE, ADONE (イタリア), ANKA (ドイツ), SLS (スイス), PLS (韓国)。

- 5) 赤外放射光に関する一般的な解説は、以下のものが上げられる。
難波孝夫, 日本分光学会測定法シリーズ24シンクロトロン放射光化学への基礎的応用, 市村禎二郎他編 (学会出版センター, 1991) pp. 197.
池沢幹彦, 難波孝夫, 実用シンクロトロン放射光, 高良和武編 (日刊工業新聞社, 1997), 第4章, pp. 177.
T. Nanba and M. Ikezawa: Principles and Applications of Polarization-Division Interferometry, ed. Prasad L. Polavarapu (John-Wiley & Sons, 1997) pp. 99.
難波孝夫, 池沢幹彦, 渡辺 誠, 井口洋夫: 固体物理 **22**, 23 (1987).
難波孝夫, 池沢幹彦: 放射光 **1**(2), 21 (1988).
池澤幹彦: 赤外線最新技術とその応用, 清水賢他編 (技術情報センター, 1990) 第1節, p. 1.
- 6) C. J. Hirschmugl and G. P. Williams: SRN **8**(5), 10 (1995).
7) T. Nanba: Rev. Sci. Instrum. **60**, 1680 (1989).
8) R. J. Hemley, A. F. Goncharov, R. Lu, V. V. Struzhkin, M. Li and H. K. Mao: Nuovo Cimento D **20D**, 539 (1998).
9) C. J. Hirschmugl and G. P. Williams: Rev. Sci. Instrum. **66**, 1487 (1995).
10) B. Nelander: SRN **8**(5), 19 (1995).
11) 佐藤勝昭: 光と磁気 (朝倉書店, 1988).
12) 例えば, 日本分光社製近赤外円二色分散計 J-730.
13) 例えば, G. A. Osborne, J. C. Cheng and P. J. Stephens: Rev. Sci. Instrum. **44**, 10 (1973).
14) 本特集の, 他の先生の記事を参考にさせていただきたい。
15) F. Wooten: *Optical Properties of Solids* (Academic Press, New York, 1972).
16) 例えば, S. Kimura, T. Nanba, M. Tomikawa, S. Kunii and T. Kasuya: Phys. Rev. **B 46**, 12196 (1992).
17) T. Nanba, Y. Urashima, M. Ikezawa, M. Watanabe, E. Nakamura, K. Fukui and H. Inokuchi: Int. J. Infrared and Millimeter Waves **7**, 1769 (1986).
18) M. Sakurai, H. Okamura, M. Watanabe, T. Nanba, S. Kimura and M. Kamada: J. Synchrotron Rad. **5**, 578 (1998).
19) S. Kimura, H. Kitazawa, G. Kido and T. Suzuki: J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) in press.
20) J. Rossat-Mignod, J. M. Effantin, P. Bulet, T. Chattopadhyay, L. P. Regnault, H. Bartholin, C. Vettier, O. Vogt, D. Ravor and J. C. Achart: J. Magn. Magn. Mater. **52**, 111 (1985).
21) H. Kumigashira, H.-D. Kim, A. Ashihara, A. Chainani, T. Yokoya, T. Takahashi, A. Uesawa and T. Suzuki: Phys. Rev. **B 56**, 13654 (1997).
22) K. Iwasa, Y. Arakaki, M. Kohgi and T. Suzuki: J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2498 (1999).
23) W. Reim, J. Schoenes, F. Hulliger and O. Vogt: J. Magn. Magn. Mater. **54-57**, 1401 (1986).
24) Y. S. Kwon, T. Suzuki and T. Kasuya: Jpn. J. Appl. Phys. Series **8**, 104 (1993).
25) R. Pittini, J. Schoenes, O. Vogt and P. Wachter: Phys. Rev. Lett. **77**, 944 (1996).
26) H. Takahashi and T. Kasuya: J. Phys. C: Solid State Phys. **18**, 2697 (1985); *ibid* 2709; *ibid* 2721; *ibid* 2731; *ibid* 2745; *ibid* 2755.
27) A. Hasegawa: J. Phys. C: Solid State Phys. **13**, 6147 (1980).
28) O. Sakai, M. Takeshige, H. Harima, K. Otaki and T. Kasuya: J. Magn. Magn. Mater. **52**, 18 (1985).
29) S. Kimura, D. X. Li, Y. Haga and T. Suzuki: J. Magn. Magn. Mater. **177-181**, 351 (1998).
30) S. Kimura, D. X. Li, Y. Haga and T. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys. Series **11**, 126 (1999).
31) D. X. Li, Y. Haga, H. Shida, T. Suzuki, T. Koide and G. Kido: Phys. Rev. **B 53**, 8473 (1996).
32) D. X. Li, Y. Haga, H. Shida, T. Suzuki and Y. S. Kwon: Phys. Rev. **B 54**, 10483 (1996).
33) S. Kimura, A. Ochiai and T. Suzuki: unpublished data.
34) 木村真一, 木村洋昭, 難波孝夫: 第13回日本放射光学会年会 8-P-75.