

希土類化合物の光学スペクトルに現れる普遍的スケーリング

岡村英一 <神戸大学大学院理学研究科 657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1>

希土類元素を含む金属間化合物においては、希土類原子の 4f 電子が示す局在・非局在の二面性が、その物理的性質に強く現れる。我々は様々な希土類化合物の赤外線領域における光学伝導度スペクトルを系統的に測定した。その結果 f 電子の局在・非局在の度合いを反映した特徴的な励起ピークを観測し、そのエネルギーが多くの希土類化合物に対して普遍的なスケーリングを示すことを見いだした。希土類化合物の基底電子状態に関する普遍的関係として従来「門脇・Woods 則」が知られていたが、その励起スペクトルに関しても普遍的関係が見いだされたことは、希土類化合物における電子状態を理解する上で非常に重要である。

1. はじめに

Ce (セリウム) や Yb (イットルビウム) などの希土類元素を含む金属物質の物理的性質は、希土類元素の 4f 軌道を占める電子 (4f 電子) によって決まる場合が多い。4f 軌道は希土類原子の比較的内側に位置しており、室温程度の高温では 4f 電子は希土類原子に局在している。しかし 10 K 程度の低温では、4f 電子は自由な伝導電子との波動関数の混成を通じて結晶中を動きだす。混成した状態での電子 (準粒子) の動き易さは混成の度合いで決まり、その有効質量は電子の静止質量の 10 倍から 1000 倍に及ぶ大きな値であることが、実験により観測されている。このような 4f 電子の局在・非局在の二面性は、希土類化合物の磁気的性質を初めとする諸性質に明確に観測されている。¹⁾

これまで様々な希土類化合物が合成され、その性質が調べられてきたが、それら物質の多くについて成り立つ普遍的関係として「門脇・Woods 則」(KW 則) が知られている。²⁻⁴⁾ KW 則は希土類化合物において 4f 電子の混成で重くなった電子の有効質量と、その電気抵抗の温度係数の間に成り立つ関係である。異なる化学組成や結晶構造を持つ多くの希土類化合物が KW 則に従うことは、そこに物質の細部によらぬ普遍的な物理法則が存在することに他ならず、多くの研究者の興味を集めてきた。希土類化合物では 4f 軌道に電子が 2 個入った際、それらの間に強いクーロン相互作用がはたらく。上述の普遍的な物理法則は、強く相互作用する電子の集まりを増強された有効質量を持つ独立な準粒子の集まりとして扱う「フェルミ液体論」の形で記述される事が、これまでの研究で判っている。¹⁻⁴⁾

その一方で希土類化合物の励起スペクトルについては、そのような普遍的な関係は知られていなかった。これについて我々は最近、多くの Ce, Yb 化合物の光学伝導度スペクトル (電荷励起スペクトル) $\sigma(\omega)$ を系統的に測定した。⁵⁾ その結果、これら物質の $\sigma(\omega)$ には 4f 電子と伝導電子の混成状態を反映した特徴的な吸収ピークが観測された。得られた実験データを周期アンダーソン模型とよばれる単純化された理論モデルにより解析した結果、観測された吸収ピ

ークのエネルギーと f 電子の混成エネルギーが、測定された多くの物質に渡って普遍的なスケーリングを示すことを見いだした。基底電子状態に関する KW 則に加えて励起スペクトルについても普遍的関係が見いだされたことは、希土類化合物の物性発現機構を理解する上で大変重要である。⁶⁾ 以下ではまず希土類化合物の基礎物性と電子状態を概観した後、 $\sigma(\omega)$ に観測された普遍的なスケーリングについて、できるだけ平易な解説を試みる。

2. 希土類化合物の基礎物性と電子状態

ここで扱う希土類化合物は、希土類元素を含む金属間化合物である。前述したように、高温では局在していた f 電子は、十分低温では伝導電子との混成を通じて大きな有効質量 m^* を持った準粒子を形成する。 m^* はフェルミ準位における状態密度に比例するため、実験的には例えば低温における電子比熱の温度係数 γ の増大として観測できる。すなわち通常の金属では γ が 1 mJ/K²mol 程度であるのに対して、希土類化合物の γ は 10 ~ 1000 mJ/K²mol という大きな値が観測される。そのためこの電子状態は「重い電子」状態、あるいは「ヘビー・フェルミオン」状態ともよばれる。このような重い電子状態を考える上で最も単純なケースは、4f 電子 1 個を持つ Ce³⁺ が周期的に並んだ Ce 化合物の場合である。また Yb³⁺ の場合は 4f 電子数が 13 であり、4f 殻に正孔を 1 個持つため、電子・正孔対称性により Ce の場合と同様の扱いができる。このようなケースに対して f 電子と伝導電子の混成状態を考察する微視的モデルとして、単イオン・アンダーソン模型 (Single ion Anderson model, SIAM)、および周期アンダーソン模型 (Periodic Anderson Model, PAM) が知られている。¹⁾ 図 1 にその概念図を示す。SIAM は単一格子点の f 電子と伝導帯の間の混成 V 、および 2 個の電子が f 軌道を占有する場合に生じるクーロン相互作用 U を取り入れる。現実には f 電子が格子を形成しているにも関わらず、f 電子の局所的励起に強く依存する物理量、たとえば電子比熱や磁化率などは SIAM で良く記述できる場合が多い。その基底状態は f 電子と伝導電子がスピ

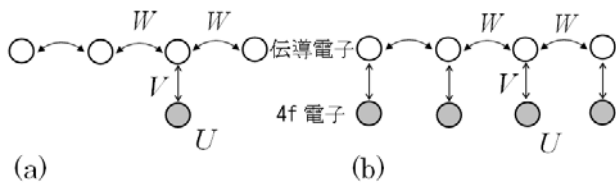


図 1 (a)単イオン・アンダーソン模型(SIAM)および(b)周期アンダーソン模型(PAM)の模式図. 白丸は各結晶格子点の伝導電子を, 黒丸は f 電子を表す. 伝導電子が隣の格子点へ飛び移る確率は伝導帯のバンド幅 W に比例し, f 電子と伝導電子の混成エネルギーは V , そして f 軌道に電子が 2 個入る場合のクーロン相互作用が U である. 図では各格子点に 1 個ずつ伝導電子があるように描かれているが, 実際の電子フィリングはパラメーターで指定される.

ン 1 重項を形成して f 電子の局在磁気モーメントが消失した状態であり, その特徴的エネルギーは近藤温度(T_K)とよばれる. 一方 PAM では f 電子の周期的配列を陽に取り入れるが, f 電子は直接隣の格子点へ移動できず, 伝導電子との混成を通してのみ移動できる. $U \neq 0$ での PAM は厳密に解けないため様々な近似解が報告されている.¹⁾ 金属を想定した電子フィリングに対する計算結果によれば, フェルミ準位付近における電子のエネルギーと運動量の分散関係 $\varepsilon(k)$ は図 2 (a)のように表せる.^{1,6)} すなわちフェルミ準位付近では平らな (分散が無い) f 準位と伝導帯が混成することにより, 2つのバンド $\tilde{\varepsilon}_k^{\pm}$ および有限なエネルギーギャップ (混成ギャップ) が生じる. ただしこの混成ギャップは同じ k の値における $\tilde{\varepsilon}_k^{+}$ と $\tilde{\varepsilon}_k^{-}$ の間にのみ存在し, 全状態密度にはギャップは現れない. (フェルミ準位は一方のバンドを切っており, フェルミ面がある) また混成ギャップの最小値は $2\tilde{V}$ で与えられ, \tilde{V} は $U=0$ の相互作用が無い場合の値 V に比べて小さい. ここで重要なこととして, 図 2(a)のフェルミ準位近傍でのバンドの傾きは $U=0$ の場合に比べてずっと小さく (フラットに) なっており, これが大きな m^* につながる. 即ち f 電子の大きな U が, 希土類化合物における重い電子の出現に重要な役割を担っている.

3. 希土類化合物の光学伝導度

一般的に金属物質の光学伝導度 (交流電気伝導度) $\sigma(\omega)$ には, 自由電子のプラズマ振動に起因する「ドルーデ成分」と, 電子が光子を吸収して占有状態から非占有状態へと励起される「バンド間遷移」に起因するピークが観測される. ドルーデ成分は $\omega=0$ にピークを持ち, ピーク値は直流電気伝導度に一致する. バンド間遷移は遷移エネルギーに対応する有限エネルギーにピークを持つ. (さらに格子振動に

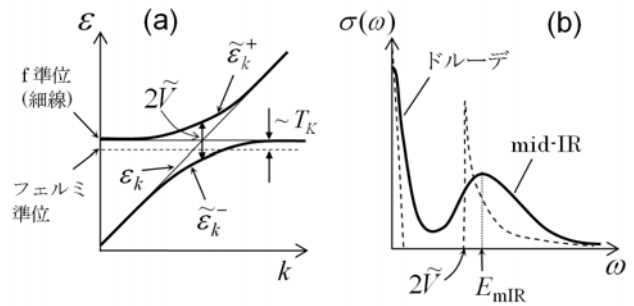


図 2 (a): PAM で予測される電子のエネルギー (ε) と運動量 (k) の分散関係.⁷⁾ ε_k^{\pm} (太線) と ε_k はそれぞれ f 準位との混成がある時と無い時の分散. \tilde{V} は混成エネルギー, T_K は近藤温度である. これは Ce 化合物を想定した図で平らな f 準位がフェルミ準位より上にあるが, Yb 化合物を想定すると f 準位はフェルミ準位の下になる. (b)PAM から予測される光学伝導度 $\sigma(\omega)$ の模式図.^{9,10)} ドルーデ成分と mid-IR 吸収の 2 つの主な特徴がある. 破線はスペクトル拡がりが無い場合, 実線はある場合である.

起因する鋭いピークが観測される場合もある) 例えば Cu, Zn, Al などの一般的金属では 1 原子あたり 1~3 個程度の伝導電子があり, その $\sigma(\omega)$ におけるドルーデ成分はゼロから 1 eV 程度の光子エネルギーまで広がっている. そしてバンド間遷移による強いピークが現れるのは 2 eV 以上の光子エネルギー領域である. ところが重い電子状態にある希土類化合物に対して実験で観測される $\sigma(\omega)$ スペクトルは, このような一般的金属のスペクトルとは大きく異なる. 例えば 1986 年に $\sigma(\omega)$ データが報告された CePd₃ という化合物⁸⁾では, 室温での伝導電子数は一般的金属と同程度であるにも関わらず低温でのドルーデ成分の幅は 10 meV 程度と非常に狭く, かつ特徴的な吸収ピークが 0.2 eV 程度の中赤外 (mid-IR) 領域に観測された. 一方理論的には, PAM に基づく図 2(a)のような分散より図 2(b)に模式的に示すような $\sigma(\omega)$ が予測された.^{9,10)} ここで重い電子によるドルーデ成分の幅は近藤温度 T_K 程度であり, 1 個の Ce 原子あたり 3 個程度の伝導電子から予測される幅 (f 電子との混成がないときの伝導帯の幅 W 程度) よりもずっと狭い. そして $\tilde{\varepsilon}_k^{\pm}$ 間のバンド間遷移による吸収が光子エネルギー $2\tilde{V}$ 付近に生じる. (光子の運動量は非常に小さいため, 強い光学遷移は電子の k が変化しない「直接遷移」となる.) また図 2(b)の破線と実線はそれぞれスペクトル拡がりを考慮しない場合と考慮した場合である. PAM から予測された $\sigma(\omega)$ のこのような形状は, CePd₃ で観測された非常に狭いドルーデ成分と mid-IR 吸収ピークを定性的に再現した. ただしこの PAM に基づく理論的解析では, 現実の物質で存在する 4f 電子の軌道縮退, 周囲の配位子による結晶場, バンド構造の効果などは一切考慮されていない.

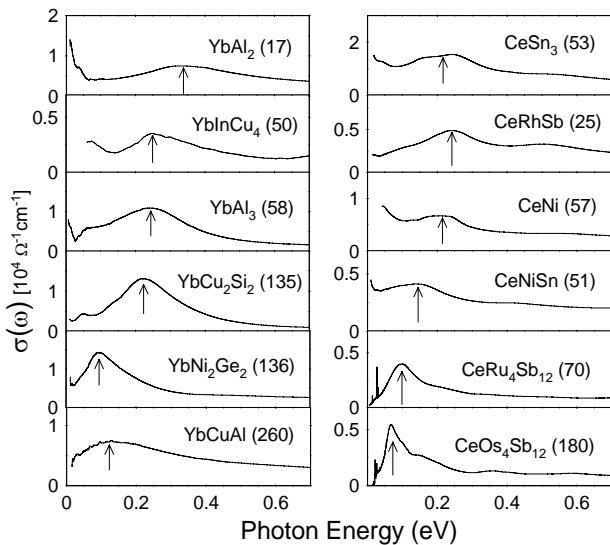


図3：様々な希土類化合物の低温における光学伝導度スペクトル。⁵⁾ 測定温度はYbInCu₄が20 K, 他は9 K. 矢印はmIR吸収のピーク位置を示す. かっこ内の数字は各物質の γ (電子比熱の温度係数) であり, 単位はmJ/K²mol.

4. 光学伝導度に現れる mid-IR 吸収

希土類化合物の $\sigma(\omega)$ に関する研究の初期(1980年代から1990年代前半)では, 重い電子によるドルーデ成分がどのように $\sigma(\omega)$ に現れるかという点に興味が集中していた.¹¹⁾ 一方でもう一つの特徴である mid-IR 吸収が注目されるようになったのはこの10年ほどである. Schlessinger らのグループは, PAMの結果に基づいて mid-IR 吸収のエネルギー E_{mIR} が

$$E_{\text{mIR}} \cong 2\tilde{V} \propto \sqrt{T_K W} \quad (1)$$

を満たすべき事を主張した.¹¹⁾ そしてYb(In, Ag)Cu₄において, InとAgの比率が異なる複数の試料で測定された E_{mIR} と $\sqrt{T_K}$ の間に比例関係が成り立つことを報告した.¹²⁾ またBasovらのグループもCeRu₄Sb₁₂などの希土類化合物でmid-IR吸収を測定し, 同様のスケールリングを報告した.¹³⁾ しかしこれらの研究では対象物質に限られており, PAMに基づくこのようなスケールリングが多くの希土類化合物に対して普遍的に成り立つかどうかは不明であった.

5. 光学伝導度の普遍的スケールリング⁵⁾

我々はPAMから導かれる関係式(1)が多くの希土類化合物に対して一般的に成立するか調べるためには, f電子の混成の度合い(すなわちf電子の局在・非局在性の度合い)が異なるより多くの物質に対して, 系統的に $\sigma(\omega)$ を測定することが重要であると考えた.⁵⁾ そこで図3に示すように, さまざまなCe, Yb化合物の $\sigma(\omega)$ を測定した.(これら物質の基礎物性については文献5)およびその引用文献を参考されたい.) 実験は遠赤外線から真空紫外線まで(光子エ

ネルギー10 meVから30 eVまで)の広い領域でこれら物質の光反射率スペクトルを測定し, 得られたスペクトルからKramers-Kronigの関係式を用いて $\sigma(\omega)$ を得る手法を用いた.¹⁴⁾ 測定されたCe化合物, Yb化合物の γ は17~260 mJ/K²molという広い範囲に渡り, その混成の度合いも広い範囲を持つ. またこれら物質は希土類化合物の中でもf電子の混成が比較的強く, 混成の効果が顕著に現れる物質である.(強い混成のためCe, Ybの価数が3からずれるので価数揺動物質ともよばれる) 図3から明らかなように, すべての物質で $\sigma(\omega)$ にmid-IR吸収ピークが観測されている. またそのピークエネルギー E_{mIR} は物質によって異なる. 大まかには γ が小さい(f電子の混成が強く, 局在性が小さい)物質ほど E_{mIR} が大きい. しかし例えばYbAl₃とYbCu₂Si₂では E_{mIR} がほぼ同じなのに γ 値はかなり異なり, YbCu₂Si₂とYbNi₂Ge₂では γ がほぼ同じなのに E_{mIR} はかなり異なる. すなわちこれら物質における E_{mIR} の違いはf電子の混成強度の違いを反映していると考えられるが, γ の大小(m^* の増強)だけでは説明できない. そこで我々は以下のように解析を行った.

まず(1)の右辺の T_K, W を実験的に観測できる物理量で表す. T_K に関しては様々な方法があるが, ここでは扱う物質が多様で数も多いため, 最も簡単な方法, すなわちSIAMより導かれる関係¹⁵⁾

$$T_K = \pi^2 N_A k_B a / (3\gamma) \quad (2)$$

を用いる. ここで N_A はアボガドロ数, k_B はボルツマン定数, a はf電子の軌道縮重度で決まる定数である. 一方 W はf電子の混成が無い時の伝導帯幅であり, 実験で直接測定できない. そこで非磁性参照物質としてCe, YbをLa, Lu(3価の場合f電子数が0および14)で置き換えた化合物(例えばCeNiに対してLaNi, YbAl₃に対してLuAl₃など)で観測される電子比熱係数 γ_0 が, 混成が無い時のフェルミ準位における状態密度に比例する, 即ち W^{-1} に比例すると見なす. すると(1)は次のように書き換えられる.

$$E_{\text{mIR}} \propto \sqrt{a/(\gamma\gamma_0)} \quad (3)$$

すなわち(1)式の代わりに(3)式を用いれば, これら物質のmid-IRピークのエネルギーがPAMから予測される関係式を満たすかどうか調べられる.

測定された E_{mIR} (図3の矢印で示されたエネルギー)を, (3)式の右辺の量に対してプロットしたものを図4(a)に示す. ここで γ, γ_0 の値は文献で報告されている値を用いた. また我々が $\sigma(\omega)$ を測定した物質だけでなくYbAgCu₄,¹¹⁾ CePd₃,¹⁶⁾ CeCu₆,¹⁷⁾ YbSi₂Rh₂,¹⁸⁾についても, 他の研究者が報告した $\sigma(\omega)$ から E_{mIR} を読み取ってプロットしている. 図4(a)より, これら多くのCe, Yb化合物に対して E_{mIR} と $\sqrt{a/(\gamma\gamma_0)}$ の間にスケールリングが成り立つ, 即ち式(3)の関係がよく成り立っていることがわかる. 図4(a)の実線

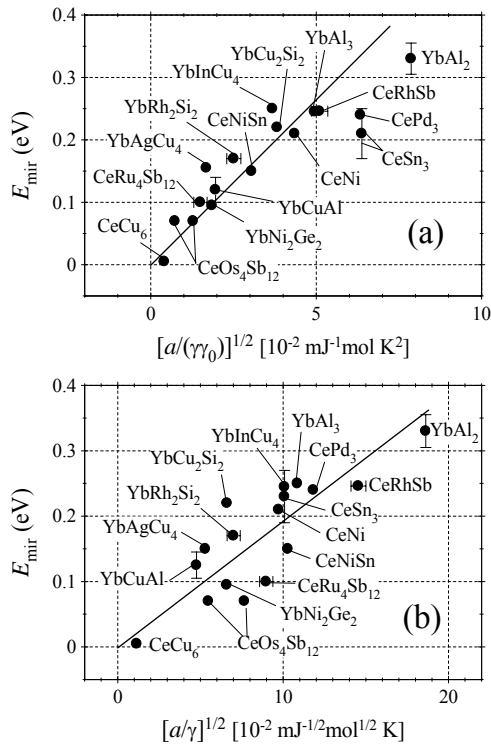


図4 : (a) Mid-IR 吸収のピークエネルギー (E_{mir} , 図3の矢印) を, f 電子の混成強度の目安である(3)式の右辺に対してプロットしたグラフ. (b)はバンド幅の寄与を表す γ_0 を含まないプロット. (a)の場合の方が, よりよいスケールが観測されている. CePd₃, CeCu₆, YbRh₂Si₂, YbAgCu₄の E_{mir} は他の研究者によって報告された文献^{11,16-18)}から取っている.

はこのスケールに対する比例定数 S_{exp} の目安であり, $S_{\text{exp}} = (7-9) \times 10^{-22} \text{ J}^2/\text{K}^2\text{mol}$ と見積もられる. 一方理論的には(3)式の比例定数は $S_{\text{th}} = \sqrt{8\pi^3/9} \cdot N_A k_B^2 = 6.0 \times 10^{-22} \text{ J}^2/\text{K}^2\text{mol}$ と与えられ, S_{exp} と S_{th} は非常によい一致を示す. ここで扱われた物質は多様で, その多くが異なる化学組成, 結晶構造や対称性を持ち, かつ f 電子の混成強度は広い範囲にわたっている. さらに我々のモデル(3)が非常に単純化されたモデルであることを考慮すると, 観測された E_{mir} は図4(a)で驚くほど良くスケールしており, 理論的に予測される比例係数との一致も良い. よって今回取り上げた多くの Ce, Yb 化合物について, $\sigma(\omega)$ に現れる特徴的 mid-IR 吸収のエネルギーは PAM に基づいて普遍的かつ定量的に記述できていると言える.

今回の結果でフェルミ準位 (E_F) における分散で決まる物理量である γ と, E_F から有限なエネルギーで隔てられた電子の状態が決まる $\sigma(\omega)$ との間にこのような関係が成立することは意外に思えるかも知れない. しかし重い電子状態を示す物質で今回のように混成が強い場合は, E_F における分散と E_F から 0.1-0.2 eV 程度エネルギーが離れた状態の分散は無関係でなく, 両方とも f 準位の混成による強い影

響を受けている. つまり γ と $\sigma(\omega)$ の間に観測された関係は, 希土類化合物のユニークな電子状態を反映した結果だと考えられる.

なお比較のためバンド幅の効果 γ_0 を考慮せず, E_{mir} を $\sqrt{a/\gamma}$ に対してプロットした結果を図4(b)に示す. ここでも全体的に比例関係が認められるが, γ_0 を考慮に入れた図4(a)の場合ほど良いスケールは認められない. これはバンド幅の効果を考慮せずに E_{mir} と $\sqrt{T_K}$ の間に比例関係を観測した Yb(In, Ag)Cu₄¹²⁾での結果とは異なっている. つまり今回のように多様な物質群の E_{mir} を PAM によって系統的に理解するためには, バンド幅 W の効果が重要になることを示唆している.

今回観測された光学的なスケールと, 基底電子状態に関する KW 則とを比較すると, 興味深い相違点が浮かび上がる. すなわち図4(a)でスケールに良く乗っている CeRhSb と CeNiSn の両物質は, KW 則からは大きく逸脱することが知られている.^{3,4)} この結果は, 両物質が非常にキャリア数の少ない金属である¹⁸⁾ことと関係すると考えられる. すなわち光学的スケール(3)の傾きはキャリア数に陽に依存しないが, KW 則の傾きはキャリア数に依存する.^{3,4)} よってキャリア数が少ない両物質は光学的スケールにはよく乗るが KW 則からは逸脱すると考えられる.

6. おわりに

多くの Ce, Yb 化合物の電荷励起を光学伝導度 $\sigma(\omega)$ の測定を通じて調べた. その結果, 測定したすべての物質で特徴的な赤外吸収ピークを観測した. 周期アンダーソン模型に基づく解析により, 観測された吸収ピークのエネルギーはこれら物質における f 電子の混成エネルギーと普遍的にスケールしていることを見いだした. 即ち周期アンダーソン模型は希土類化合物の低エネルギー電荷励起スペクトルに現れる主要な構造について, 多くの Ce, Yb 化合物での実験結果を系統的に説明できることがわかった. この結果は希土類化合物の基底電子状態に関して従来知られていた門脇・Woods 則に加えて, その励起スペクトルについても普遍的関係が存在することを強く示唆する.⁹⁾ これは希土類化合物の電子状態を理解する上で非常に重要な意義を持つと考えられる.

今後の課題としては, まず PAM よりさらに現実的な理論モデルでの $\sigma(\omega)$ の解析^{20,21)}が望まれる. すなわちこれまで $\sigma(\omega)$ の解析に用いられてきた PAM に基づく分散(図2)には, f 電子の軌道縮退やバンド構造など, 現実の物質で存在する効果が考慮されていない. ある近似の範囲内でこれらを取り入れて YbAl₃ のエネルギー分散を計算した理論的研究²¹⁾は, E_F 付近の分散が実際には非常に複雑で図2(a)

のような単純な混成ギャップは開かないことを指摘し、 $\sigma(\omega)$ データの解析に PAM を用いることの正当性を疑問視している。しかしその一方で、図 3 の多くの Ce, Yb 化合物はみな異なるバンド構造を持つにもかかわらず、観測される $\sigma(\omega)$ はむしろ単純で似通っており、mid-IR 吸収という共通の構造を持ち、そのピークエネルギーに関して PAM とコンシステントなスケールリングが観測されたのも事実である。現時点で我々は、おそらく今回用いた PAM に基づく $\sigma(\omega)$ の解析は、非常に複雑な現実の状況のよい近似になっているか、あるいは軌道縮退やバンド構造など個々の物質の細部が何らかの理由で赤外領域の $\sigma(\omega)$ スペクトルに直接反映されていない可能性があると考えている。これらの疑問を解決するためにも、現実的なモデルによる理論研究の一層の進展が望まれる。また実験的にもさらに多様な希土類化合物の $\sigma(\omega)$ を調べる必要がある。さらに Pr, U など複数の f 電子を持つ元素の化合物についても、その重い電子状態から生じる $\sigma(\omega)$ について今後の研究が必要である。

なお本研究では f 電子の混成の度合いが異なる複数の物質で $\sigma(\omega)$ を系統的に調べたが、同一の物質に外部圧力を加えれば f 電子の混成の度合いを連続的にチューニングできると期待される。そのために必要な 10 GPa (約 10 万気圧) 程度かそれ以上の高圧力の下で赤外分光を行うのは技術的に容易ではないが、我々は高輝度なシンクロトロン放射光を赤外光源として用いる手法により、高圧セルに封入した希土類化合物の赤外分光を推進している。²²⁾ これにより希土類化合物における f 電子の混成状態について、さらに多くの情報が求まると期待している。

ここで紹介した研究は、渡辺達也、松波雅治、西原知宏、難波孝夫、辻井直人、海老原孝雄、菅原仁、佐藤英行、大貫惇睦、石川義和、高島敏郎の各氏との共同研究です。また希土類化合物の電子状態と光学伝導度について、武藤哲也、紺谷浩、佐宗哲郎、播磨尚朝の各氏に有用な議論をして頂きました。さらに斯波弘行氏より多くの貴重なアドバイスをいただきました。これらの方々に深く感謝します。本研究の一部は SPring-8 (課題番号 2004A0778-NSa-np) および UVSOR 施設利用によって行われました。

参考文献

- 1) 大貫惇睦, 上田和夫:「重い電子系の物理」(裳華房, 1998 年)
- 2) K. Kadowaki and S. B. Woods, Solid State Commun. **58** (1986) 507.
- 3) N. Tsujii, H. Kontani and K. Yoshimura: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 057201, および引用文献.
- 4) 辻井直人, 紺谷浩, 吉村一良: 日本物理学会誌 **60** (2005) 872, および引用文献.
- 5) H. Okamura, T. Watanabe, M. Matsunami, T. Nishihara, T.

- Tsujii, T. Ebihara, H. Sugawara, H. Sato, Y. Onuki, Y. Isikawa, T. Takabatake and T. Nanba: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 023703.
- 6) H. Kontani: JPSJ Online News and Comments (February 2007).
- 7) D. L. Cox: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2730.
- 8) B. C. Webb, A. J. Sievers and T. Mihalisin: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1951.
- 9) A. J. Millis and P. A. Lee: Phys. Rev. B **35** (1987) 3394.
- 10) P. Coleman: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1026.
- 11) L. Degiorgi: Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 687.
- 12) J. N. Hancock, T. McKnew, Z. Schlesinger, J. L. Sarrao and Z. Fisk: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 186405.
- 13) S. V. Dordevic, D. N. Basov, N. R. Dilley, E. D. Bauer and M. B. Maple: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 684.
- 14) 井戸立身, 内田慎一: 日本物理学会誌 **47** (1992) 212.
- 15) A. C. Hewson: The Kondo Problem to Heavy Fermion (Cambridge University Press, 1993).
- 16) B. Bucher, Z. Schlesinger, D. Mandrus, Z. Fisk, J. Sarrao, J. F. DiTusa, C. Oglesby, G. Aeppli and E. Bucher, Phys. Rev. B **53** (1996) R2948.
- 17) F. Marabelli and P. Wachter, Phys. Rev. B **42** (1990) 3307.
- 18) S. Kimura, J. Sichelschmidt, J. Fersti, C. Krellner, C. Geibel and F. Steglich, J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004) 36; Phys. Rev. B **74** (2006) 132408.
- 19) S. Nishigori, H. Goshima, T. Suzuki, T. Fujita, G. Nakamoto, H. Tanaka, T. Takabatake and H. Fujii, J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 2614.
- 20) T. Mutou and T. Saso, J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 2900.
- 21) H. Kuroiwa, Y. Imai, T. Saso, arXiv:0707.3324, および引用文献.
- 22) H. Okamura, K. Senoo, M. Matsunami and T. Nanba, to appear in J. Phys. Soc. Jpn. Sppl. (arXiv:cond-mat/0609121v1)

Universal Scaling Observed in the Optical Spectra of Rare Earth Compounds

Hidekazu Okamura

Abstract: Infrared optical conductivity spectra of many Ce and Yb compounds have been measured. A characteristic peak has been observed in the measured spectra, which results from the hybridization state of 4f and conduction electrons. It is shown that the peak energy universally scales with the degree of 4f electron hybridization for these compounds. The significance of this newly observed universality is discussed in comparison with the well-known Kadowaki-Woods relation for the rare-earth compounds.