

## 軟X線全光電収量スペクトルの計算機シミュレーション

井口裕夫

### 1. まえがき

赤外, 可視, 紫外の低エネルギー領域とX線の高エネルギー領域に挟まれて存在する軟X線領域の光学, 分光学は分光法, 結像法, 検出法に関する技術的困難のため, 他の領域より際立って開発が遅れていた。これは軟X線があらゆる物質に強く吸収され, レンズ系が使用できず, 観測するのは真空中に限るという厳しい制約があるためであった。しかしこのことは軟X線と物質の相互作用が強いことを意味しており, 物質世界を探索する道具としての有用性を示唆する現象でもある。軟X線の応用が陽の目を見るようになったのは, 1960年代になってシンクロトロン放射という強力な連続軟X線光源が実用化され, さらに最近の科学技術の発展の中で, 高度情報社会の基盤技術である半導体微細加工における軟X線リソグラフィ, 生体物質の重要な構成元素C, N, O, P, Kの微小領域分析を可能にする軟X線顕微鏡, クリーンエネルギー源を目指して進められている核融合研究のためのプラズマ診断法としての軟X分光法, 太陽の観測をはじめ宇宙開発のための軟X線望遠鏡などが注目されるようになったからである。シンクロトロン放射光源の世界的な普及と時代の技術的な要請によって軟X線光学, 分光学は, 見事に開花し急速な進歩を示している。その具体例は日本では高エネルギー物理学研究所(筑波)の放射光研究施設やSpring-8光源(播磨)に見られる。

軟X線領域での光電子放出の測定は, 軟X線検出のための主要な方法として利用されているが, 1980年代から光と物質の相互作用に関する物質定数である光学定数を決定する有用な方法の一つとして注目されている[井口裕夫, 勝呂明弘(1987), H.-G. Birken et al. (1991)]。前述のように軟X線はすべての物質に強く吸収されるので, 吸収スペクトルを測定するには100nmのオーダーの膜厚を持った薄膜試料を準備しなければならないが, これが可能なのは金属など特別な場合に限られる。薄膜試料の得られない多くの物質について, 物質情報を担う吸収スペクトルの測定に代へて光電収量スペクトルの測定が信頼できる方法として用いられている[T. Miyahara et al. (1996)]。本研究では, 既知の光学定数と光電子脱出深さから, 理論的根拠をもつ近似法で光電収量スペクトルの計算機シミュ

レーションを、バルクのアリミニウムとシリコン基板上のアリミニウム薄膜について実行し、問題点を探った。2. 理論では背景となる理論式を展開し、3. 計算結果では、2の理論式を用いて数値計算した結果を3次元グラフで表現して視覚化し、得られたスペクトルの特徴を吟味した。4. 結論ではこの計算機シミュレーションを通して得られた著しい結果について総括した。

## 2. 理論

### 2.1 軟X線全光電収量スペクトルと吸収スペクトルの相似[Y. Iguchi (1977)]

軟X線全光電収量スペクトルの形状が対応する軟X線吸収スペクトルの形状と酷似していることは、実験的に知られていた。この実験的事実の理論的説明を以下にまとめてみる。光子エネルギーに依存する光学定数 $n(E)$ 、 $k(E)$ と試料表面の垂線から計った軟X線の入射角 $\theta$ を用いた関数

$$\sigma(\theta, E) = \{ [n(E) + ik(E)]^2 - \sin^2 \theta \}^{1/2} \quad (1)$$

によって、有効吸収係数 $M(\theta, E)$ を次のように定義する。

$$M(\theta, E) = \frac{4\pi E}{hc} \text{Im} \sigma(\theta, E) \quad (2)$$

入射角が零の場合この関数の値は、軟X線領域で屈折率 $n(E)$ が1に近いことを考えに入れると近似的に通常吸収係数 $4\pi k/\lambda$ と等しい。ここで $\lambda$ は軟X線の波長で、プランク定数 $h$ と光速 $c$ を用いると光子エネルギーとの関係は $\lambda = hc/E$ となる。試料表面からの深さ $D$ における軟X線の強度は

$$I_i(\theta, D, E) = I_{0i}(E) \{1 - R_i(\theta, E)\} \exp\{-M(\theta, E)D\}, \quad (i=s, p) \quad (3)$$

である。ここで $I_{0i}(E)$ は入射軟X線の強度、 $R_i(\theta, E)$ は試料表面の反射率であり、S偏光に対して

$$R_s(\theta, E) = \left| \frac{\cos \theta - \sigma}{\cos \theta + \sigma} \right|^2 \quad (4)$$

P偏光に対して

$$R_p(\theta, E) = \left| \frac{\sigma - \{n(E) + ik(E)\}^2 \cos \theta}{\sigma + \{n(E) + ik(E)\}^2 \cos \theta} \right|^2 \quad (5)$$

となる。深さDにおける微小厚さの層で吸収された軟X線により電子が励起され、散乱を繰り返しながら試料表面に達し、表面の障壁を乗り越えたものが真空中に放出される。これが所謂光電子放出の3ステップモデルである。励起と放出の確率を $B(E)$ 、散乱過程を指数関数で表現し、次式の積分を深さ零から無限大まで実行するとバルク試料の光電収量が得られる。

$$Y_i(\theta, E) = \frac{1}{I_0} \int_{D=0}^{\infty} -dI_i(\theta, D, E) B(E) \exp\left\{\frac{-D}{L(E)}\right\} \\ = \{1 - R_i(\theta, E)\} B(E) \frac{M(\theta, E)}{M(\theta, E) + 1/L(E)}, \quad (i=s, p) \quad (6)$$

ここで $L(E)$ は運動エネルギー $E$ の電子の平均脱出深さで、物質に依存する。軟X線領域では $L(E)$ は10Å、 $M(E)$ は1/1000Åのオーダーなので、次の関係式が成立する。

$$L(E)M(E) \ll 1 \quad (7)$$

また軟X線領域で垂直入射 ( $\theta = 0$ ) の時の反射率は極めて小さいので、光電収量は近似的に次式で表される。

$$Y_i(\theta, E) \approx B(E)L(E)M(\theta, E), \quad (i=s, p), \quad (\theta \approx 0) \quad (8)$$

$B(E)$ と $L(E)$ は共に $E$ の変化にたいしてゆっくり変化する関数なので、光電収量は吸収係数に比例することになる。

## 2.2 規格化された軟X線全光電収量の入射角依存性

### (1) バルク材料の場合

因子 $B(E)$ は物質の電子構造に関わる量子力学的関数で計算には困難を伴う。光電収量 $Y_i(\theta, E)$ を垂直入射の時の光電収量で割って規格化すると $B(E)$ を除去することができ便利である。

$$G_i(\theta, E) = \frac{Y_i(\theta, E)}{Y_i(0, E)}, \quad (i=s, p) \quad (9)$$

この規格化された光電取量によって入射角依存性のみを抽出することが出来る。

(2) 厚い基板上的薄膜材料の場合[S. V. Pepper (1970)]

Pepperの記法に従うため、次の量を導入する。

$$\begin{aligned} \xi_j(\theta, E) &= (2\pi E/hc) [\{n_j(E) + ik_j(E)\}^2 - \sin^2 \theta]^{1/2} \\ &= M_j(\theta, E)/2, \quad (j=1, 2) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで $j=0$ は真空を、 $j=1$ は薄膜を、 $j=2$ は基板を意味する。S偏光にたいする界面での振幅反射率は

$$r_{j,s}(\theta, E) = \frac{\xi_{j-1} - \xi_j}{\xi_{j-1} + \xi_j}, \quad (j=1, 2) \quad (11)$$

厚さDの薄膜の表面でのS偏光にたいする反射率は

$$R_s(\theta, E, D) = \left| \frac{\gamma_{1,s} + \gamma_{2,s} \exp(2iD\xi_1)}{1 + \gamma_{1,s} \gamma_{2,s} \exp(2iD\xi_1)} \right|^2 \quad (12)$$

S偏光にたいする全光電取量は

$$\begin{aligned} F_s(\theta, E, D) &= \frac{(1 - |\gamma_{1,s}|^2) 2\text{Im}(\xi_1)}{|1 + \gamma_{1,s} \gamma_{2,s} \exp(2iD\xi_1)|^2} B(E) \\ &\times \left\{ \frac{1 - \exp[-\{2\text{Im}(\xi_1) + 1/L(E)\}D]}{2\text{Im}(\xi_1) + 1/L(E)} \right. \\ &+ |\gamma_{2,s}|^2 \exp\{-4\text{Im}(\xi_1)D\} \frac{1 - \exp[-\{1/L(E) - 2\text{Im}(\xi_1)\}D]}{1/L(E) - 2\text{Im}(\xi_1)} \\ &\left. + 2 \exp\{-2\text{Im}(\xi_1)D\} \text{Re} \left[ \frac{\gamma_{2,s} \{\exp(2i\text{Re}\{\xi_1\}D) - \exp(-D/L(E))\}}{2i\text{Re}(\xi_1) + 1/L(E)} \right] \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

で与えられる。

一方、P偏光にたいする界面での振幅反射率は

$$\gamma_{j,p}(\theta, E) = \frac{\{n_j(E) + ik_j(E)\}^2 \xi_{j-1} - \{n_{j-1}(E) + ik_{j-1}(E)\}^2 \xi_j}{\{n_j(E) + ik_j(E)\}^2 \xi_{j-1} + \{n_{j-1}(E) + ik_{j-1}(E)\}^2 \xi_j}, \quad (j=1, 2) \quad (14)$$

厚さDの薄膜の表面でのP偏光にたいする反射率は

$$R_p(\theta, E, D) = \left| \frac{\gamma_{1,p} + \gamma_{2,p} \exp(2iD \xi_1)}{1 + \gamma_{1,p} \gamma_{2,p} \exp(2iD \xi_1)} \right|^2 \quad (15)$$

P偏光にたいする全光電収量は

$$\begin{aligned} F_p(\theta, E, D) &= \frac{(1 - |\gamma_{1,p}|^2) 2\text{Im}(\xi_1)}{|1 + \gamma_{1,p} \gamma_{2,p} \exp(2iD \xi_1)|^2} B(E) \\ &\times \left\{ \frac{1 - \exp[-\{2\text{Im}(\xi_1) + 1/L(E)\}D]}{2\text{Im}(\xi_1) + 1/L(E)} \right. \\ &+ |\gamma_{2,p}|^2 \exp\{-4\text{Im}(\xi_1)D\} \frac{1 - \exp[-\{1/L(E) - 2\xi_1\}D]}{1/L(E) - 2\xi_1} \\ &+ 2 \exp\{-2\text{Im}(\xi_1)D\} \text{Re} \left[ \frac{\gamma_{2,p} [\exp\{2i\text{Re}(\xi_1)D\} - \exp\{-D/L(E)\}]}{2i\text{Re}(\xi_1) + 1/L(E)} \right] \left. \right\} \\ &\times \frac{\text{Re}(\xi_1) \text{Im}[\{n_1(E) + ik_1(E)\}^{2*} \xi_1]}{\text{Im}(\xi_1) \text{Re}[\{n_1(E) + ik_1(E)\}^{2*} \xi_1]} \quad (16) \end{aligned}$$

で与えられる。\*は共役複素数を意味する。薄膜内の軟X線の多重反射干渉の効果はこれらの反射率と全光電収量の式の中に組み込まれている。

バルク材料の場合と同じく、垂直入射の時の全光電収量で規格化した

$$G_i(\theta, E, D) = \frac{F_i(\theta, E, D)}{F_i(0, E, D)}, \quad (i=s, p) \quad (17)$$

は、全光電収量の入射角依存性を抽出して与える。

### 2.3 軟X線全光電収量スペクトルのシミュレーションのための近似的数式表現

規格化された軟X線全光電収量はその入射角依存性のみを与える。入射角零においては、

光子エネルギーに拘わらず一定の値 (= 1) となっている。一方  $M_1(\theta, E)$  の入射角零における値は、近似的にバルク材料または基板上的薄膜の軟X線吸収係数  $4\pi k_1/\lambda$  に等しい (バルク材料の場合添字 1 は不要である)。従って 2.1 で述べた理論的根拠に基づき、規格化された軟X線全光電収量  $G_i(\theta, E, D)$  と  $M_1(0, E)$  の積を用いて、軟X線全光電収量スペクトルをシミュレートすることができる。近似式は次のようになる。

$$S_i(\theta, E, D) \approx M_1(0, E) G_i(\theta, E, D), \quad (i=s, p) \quad (18)$$

### 3. 計算結果とその吟味

#### 3.1 シリコン基板上的アルミニウム薄膜の軟X線全光電収量スペクトル

数値計算のための計算式としては、薄膜にたいして (18) 式を、バルク材料には対応する同様な式を用いた。計算の基礎データとなる光学定数としては、現状で標準の値と考えられる Handbook of Optical Constants of Solids 掲載の数値を用いた [D. Y. Smith et al. (1985)]。また前報 [Y. Iguchi (1996)] よりより現実的なパラメータとアルゴリズムを用いたので、全般的な傾向には変化がないものの細部では変化が生じた。

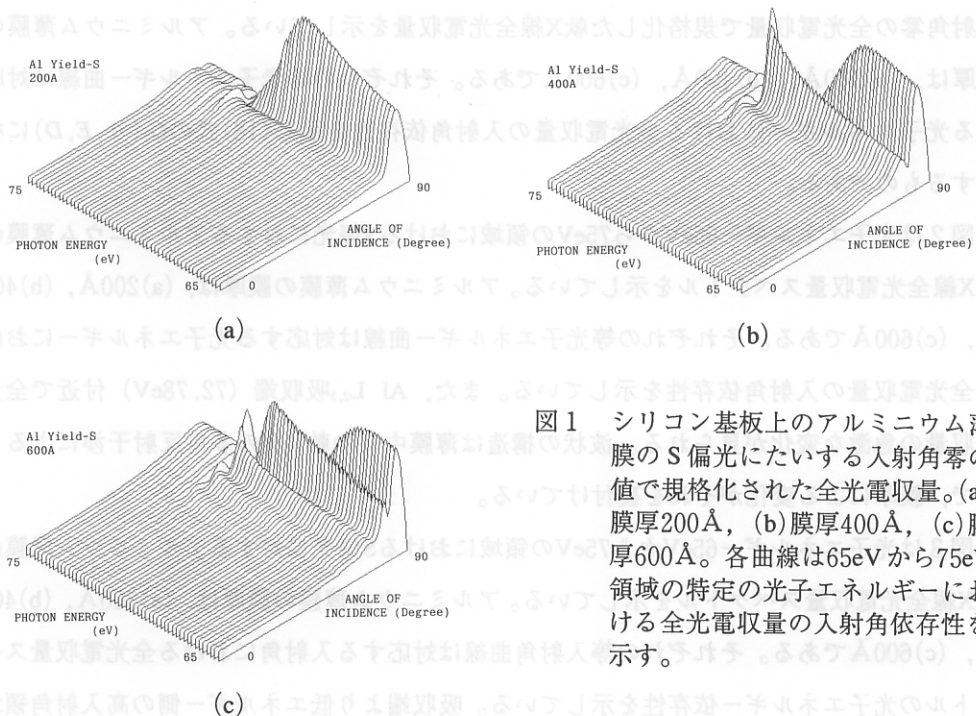


図1 シリコン基板上的アルミニウム薄膜のS偏光にたいする入射角零の値で規格化された全光電収量。(a) 膜厚200Å, (b) 膜厚400Å, (c) 膜厚600Å。各曲線は65eVから75eV領域の特定の光子エネルギーにおける全光電収量の入射角依存性を示す。

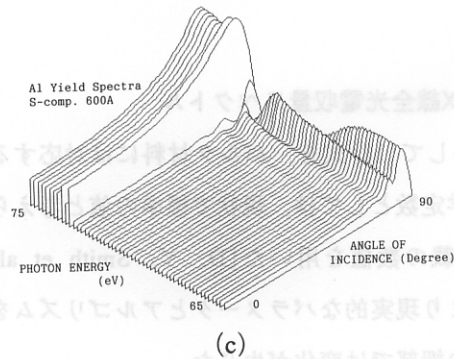
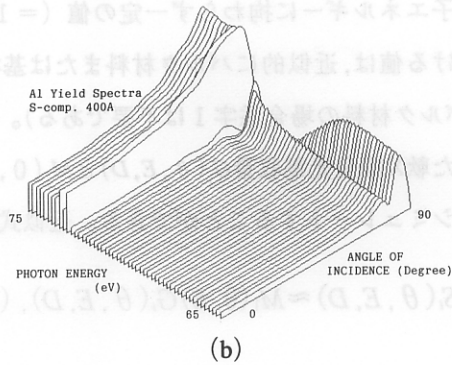
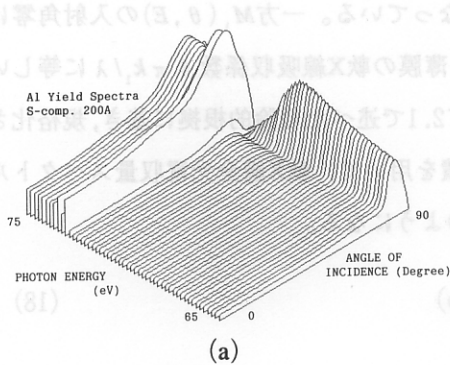


図2 シリコン基板上的アルミニウム薄膜のS偏光にたいする全光電収量スペクトル。  
(a)膜厚200Å, (b)膜厚400Å, (c)膜厚600Å。各曲線は65eVから75eV領域の特定の光子エネルギーにおける全光電収量スペクトルの入射角依存性を示す。

図1は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるS偏光に対するアルミニウム薄膜の入射角零の全光電収量で規格化した軟X線全光電収量を示している。アルミニウム薄膜の膜厚は、(a)200Å, (b)400Å, (c)600Åである。それぞれの等光子エネルギー曲線は対応する光子エネルギーにおける全光電収量の入射角依存性を示し(18)式の $G_s(\theta, E, D)$ に相当するものである。

図2は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるS偏光に対するアルミニウム薄膜の軟X線全光電収量スペクトルを示している。アルミニウム薄膜の膜厚は、(a)200Å, (b)400Å, (c)600Åである。それぞれの等光子エネルギー曲線は対応する光子エネルギーにおける全光電収量の入射角依存性を示している。また、Al  $L_{2,3}$ 吸収端(72.78eV)付近で全光電収量の急激な変化が見られる。波状の構造は薄膜中での軟X線の多重反射干渉によるもので、膜厚による変化がそれを裏付けている。

図3は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるS偏光に対するアルミニウム薄膜の軟X線全光電収量スペクトルを示している。アルミニウム薄膜の膜厚は、(a)200Å, (b)400Å, (c)600Åである。それぞれの等入射角曲線は対応する入射角における全光電収量スペクトルの光子エネルギー依存性を示している。吸収端より低エネルギー側の高入射角領域

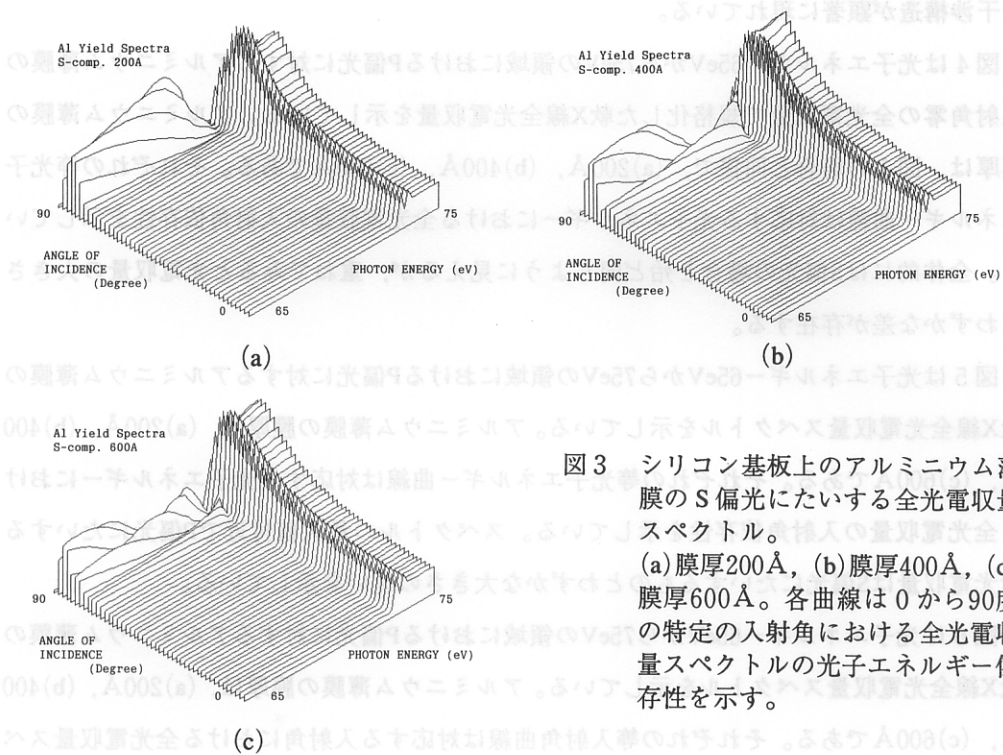


図3 シリコン基板上的アルミニウム薄膜のS偏光にたいする全光電収量スペクトル。(a)膜厚200Å, (b)膜厚400Å, (c)膜厚600Å。各曲線は0から90度の特定の入射角における全光電収量スペクトルの光子エネルギー依存性を示す。

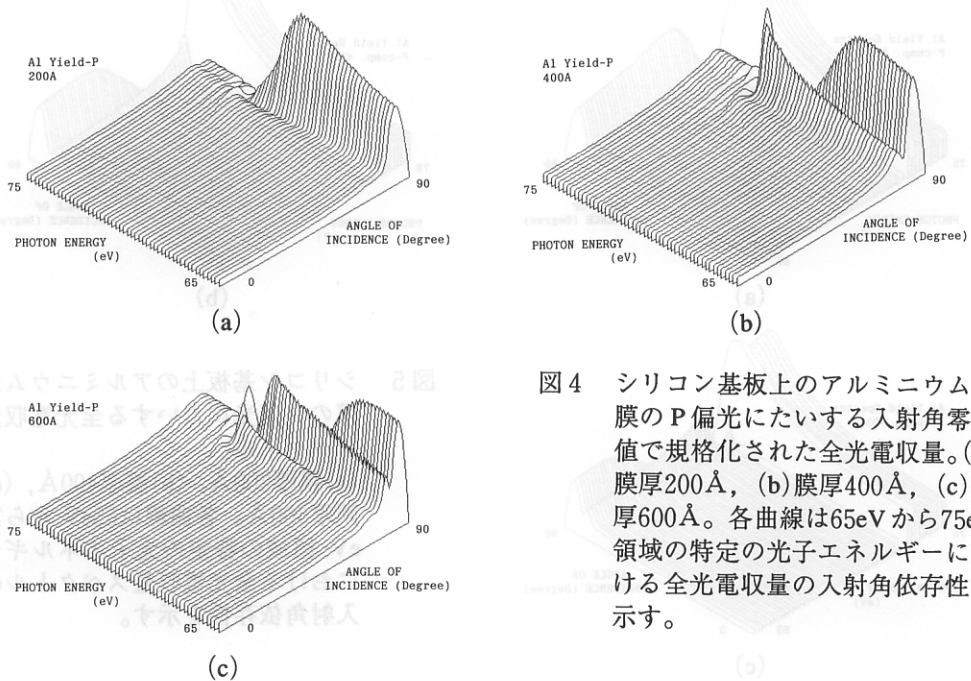


図4 シリコン基板上的アルミニウム薄膜のP偏光にたいする入射角零の値で規格化された全光電収量。(a)膜厚200Å, (b)膜厚400Å, (c)膜厚600Å。各曲線は65eVから75eV領域の特定の光子エネルギーにおける全光電収量の入射角依存性を示す。



で干渉構造が顕著に現れている。

図4は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるP偏光に対するアルミニウム薄膜の入射角零の全光電収量で規格化した軟X線全光電収量を示している。アルミニウム薄膜の膜厚は、図1の場合と同様で、(a)200Å, (b)400Å, (c)600Åである。それぞれの等光子エネルギー曲線は対応する光子エネルギーにおける全光電収量の入射角依存性を示している。全体的にはS偏光の場合と殆ど同じように見えるが、重ねてみると光電収量の大きさにわずかな差が存在する。

図5は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるP偏光に対するアルミニウム薄膜の軟X線全光電収量スペクトルを示している。アルミニウム薄膜の膜厚は、(a)200Å, (b)400Å, (c)600Åである。それぞれの等光子エネルギー曲線は対応する光子エネルギーにおける全光電収量の入射角依存性を示している。スペクトルの最大値付近でP偏光にたいする全光電収量はS偏光にたいするものとわずかな大きさの違いを示している。

図6は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるP偏光に対するアルミニウム薄膜の軟X線全光電収量スペクトルを示している。アルミニウム薄膜の膜厚は、(a)200Å, (b)400Å, (c)600Åである。それぞれの等入射角曲線は対応する入射角における全光電収量スペ

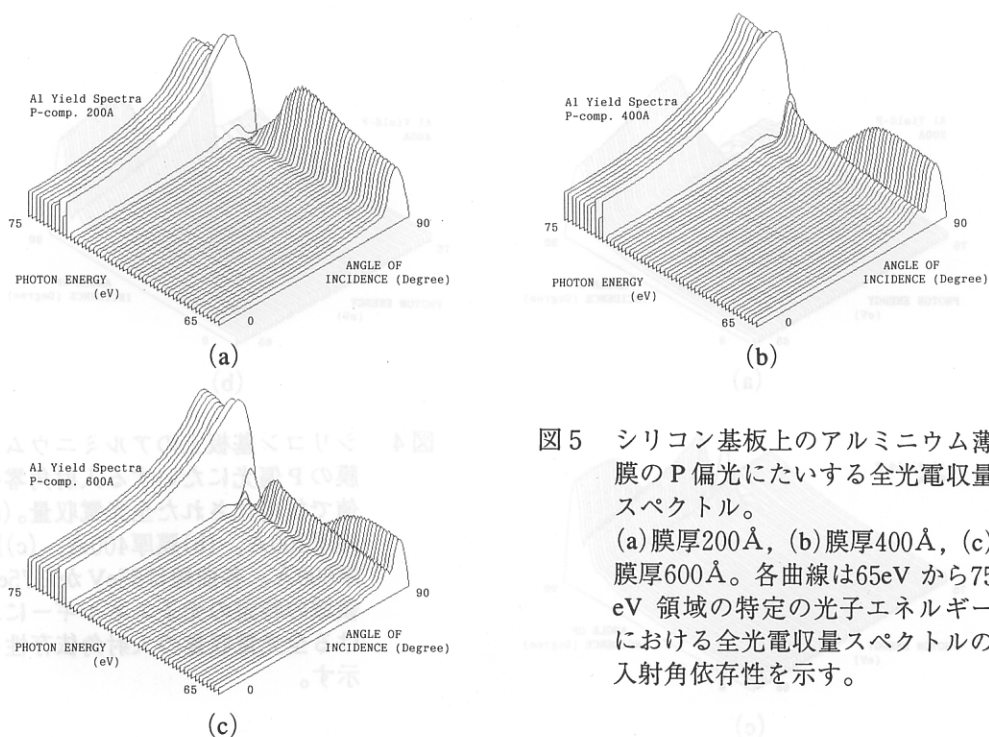


図5 シリコン基板上的アルミニウム薄膜のP偏光にたいする全光電収量スペクトル。(a)膜厚200Å, (b)膜厚400Å, (c)膜厚600Å。各曲線は65eVから75eV領域の特定の光子エネルギーにおける全光電収量スペクトルの入射角依存性を示す。

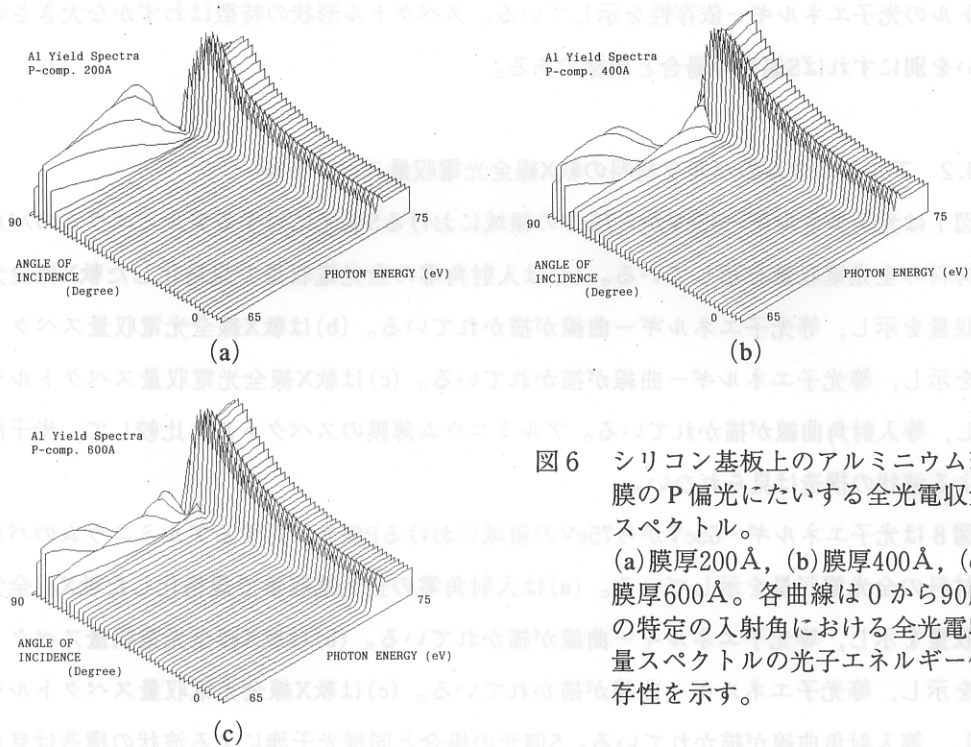


図6 シリコン基板上的アルミニウム薄膜のP偏光にたいする全光電収量スペクトル。(a)膜厚200Å, (b)膜厚400Å, (c)膜厚600Å。各曲線は0から90度の特定の入射角における全光電収量スペクトルの光子エネルギー依存性を示す。

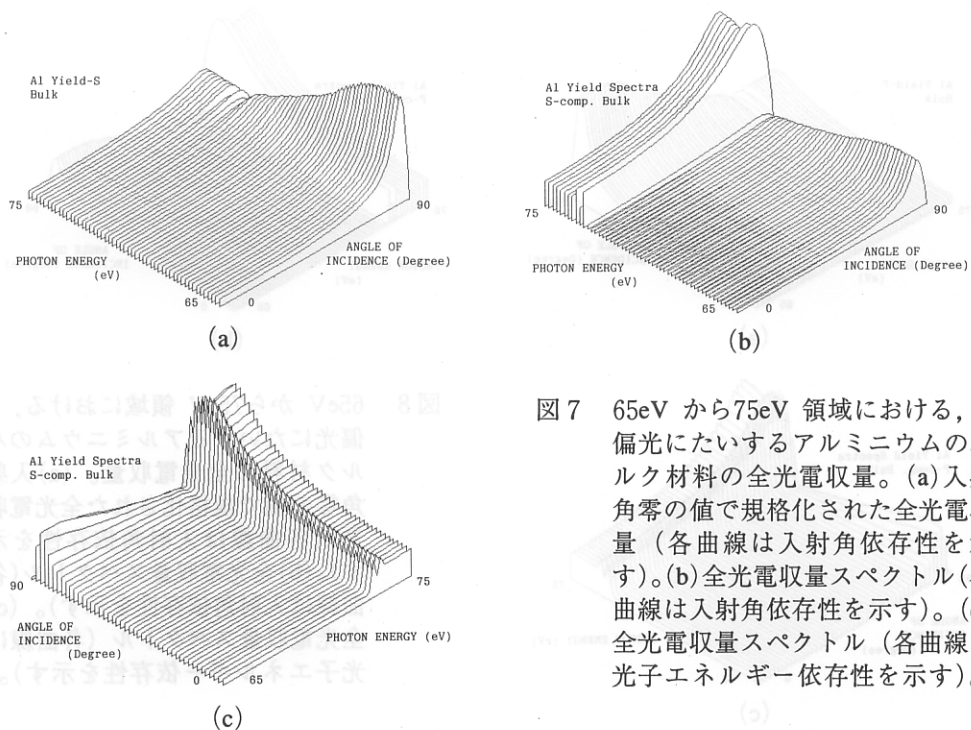


図7 65eV から75eV 領域における, S偏光にたいするアルミニウムのバルク材料の全光電収量。(a)入射角零の値で規格化された全光電収量 (各曲線は入射角依存性を示す)。(b)全光電収量スペクトル(各曲線は入射角依存性を示す)。(c)全光電収量スペクトル (各曲線は光子エネルギー依存性を示す)。

クトルの光子エネルギー依存性を示している。スペクトル形状の特徴はわずかな大きさの違いを別にすればS偏光の場合と同様である。

### 3.2 アルミニウムのバルク材料の軟X線全光電収量スペクトル

図7は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるS偏光に対するアルミニウムのバルク材料の全光電収量を示している。(a)は入射角零の全光電収量で規格化した軟X線全光電収量を示し、等光子エネルギー曲線が描かれている。(b)は軟X線全光電収量スペクトルを示し、等光子エネルギー曲線が描かれている。(c)は軟X線全光電収量スペクトルを示し、等入射角曲線が描かれている。アルミニウム薄膜のスペクトルと比較して、光干渉による波状の構造は見られない。

図8は光子エネルギー65eVから75eVの領域におけるP偏光に対するアルミニウムのバルク材料の全光電収量を示している。(a)は入射角零の全光電収量で規格化した軟X線全光電収量を示し、等光子エネルギー曲線が描かれている。(b)は軟X線全光電収量スペクトルを示し、等光子エネルギー曲線が描かれている。(c)は軟X線全光電収量スペクトルを示し、等入射角曲線が描かれている。S偏光の場合と同様光干渉による波状の構造は見ら

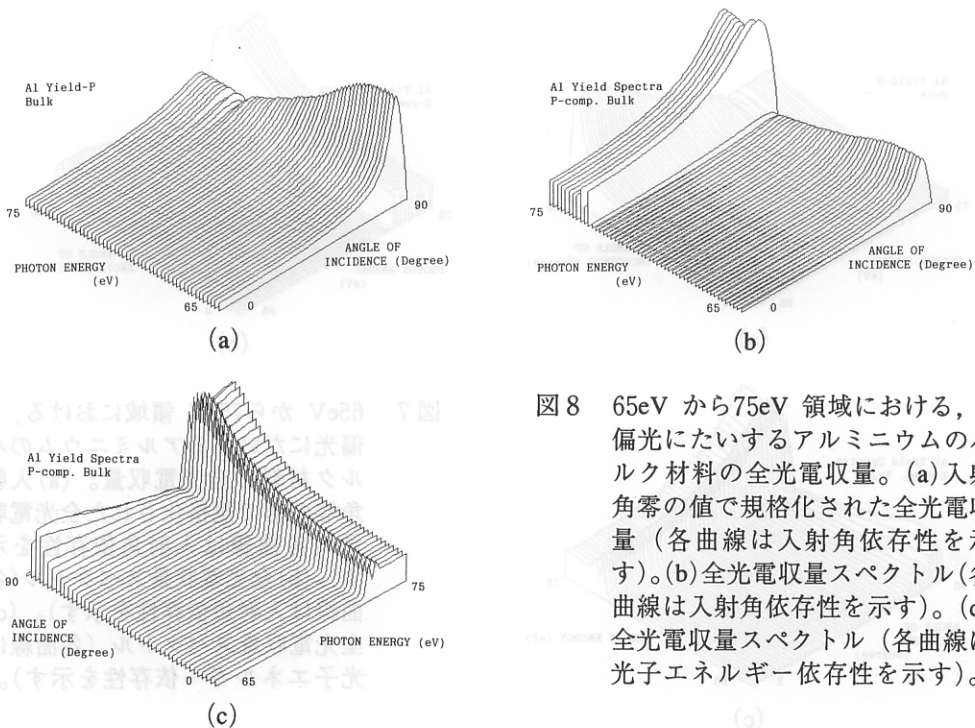


図8 65eV から75eV 領域における、P偏光にたいするアルミニウムのバルク材料の全光電収量。(a)入射角零の値で規格化された全光電収量(各曲線は入射角依存性を示す)。(b)全光電収量スペクトル(各曲線は入射角依存性を示す)。(c)全光電収量スペクトル(各曲線は光子エネルギー依存性を示す)。

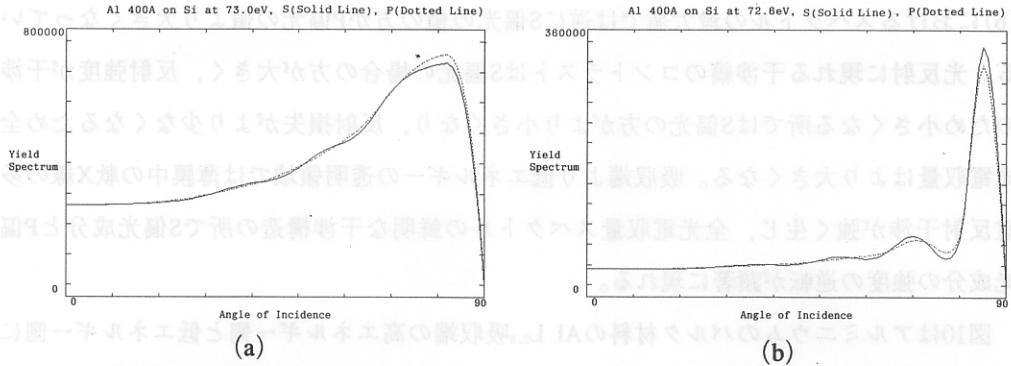


図9 S偏光（実線）とP偏光（点線）にたいするシリコン基板上的アルミニウム薄膜（膜厚400Å）の全光電収量スペクトルの比較。(a)光子エネルギー73.0eVにおける全光電収量スペクトルの入射角依存性。(b)光子エネルギー72.6eVにおける全光電収量スペクトルの入射角依存性。

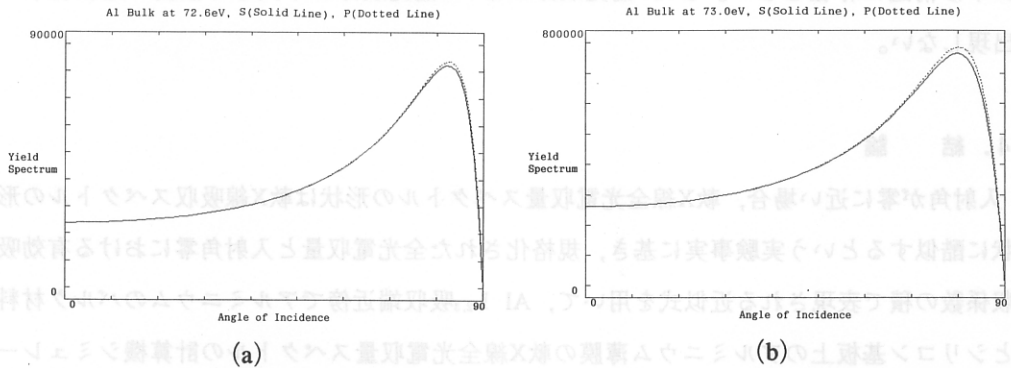


図10 S偏光（実線）とP偏光（点線）にたいするアルミニウムのバルク材料の全光電収量スペクトルの比較。(a)光子エネルギー73.0eVにおける全光電収量スペクトルの入射角依存性。(b)光子エネルギー72.6eVにおける全光電収量スペクトルの入射角依存性。

れない。重ねてみると反射損失が少ないためP偏光にたいする全光電収量はS偏光にたいするものよりわずかに大きい。これはP偏光の場合反射損失がより少ないためである。

### 3.3 全光電収量スペクトルのS偏光成分とP偏光成分の比較

図9は膜厚400Åのアルミニウム薄膜のAl  $L_{2,3}$ 吸収端 (72.78eV) の高エネルギー側と低エネルギー側における全光電収量スペクトルの入射角依存性をS偏光とP偏光の場合について比較したものである。(a)は光子エネルギー73.0eV, (b)は光子エネルギー72.6eVである。(a)におけるスペクトルの最大値ではP偏光の値の方がS偏光の値より大きい、

(b)におけるスペクトルの最大値では逆にS偏光の値の方がP偏光の値より大きくなっている。光反射に現れる干渉縞のコントラストはS偏光の場合の方が大きく、反射強度が干渉のため小さくなる所ではS偏光の方がより小さくなり、反射損失がより少なくなるため全光電取量はより大きくなる。吸収端より低エネルギーの透明領域では薄膜中の軟X線の多重反射干渉が強く生じ、全光電取量スペクトルの鮮明な干渉構造の所でS偏光成分とP偏光成分の強度の逆転が顕著に現れる。

図10はアルミニウムのバルク材料のAl  $L_{2,3}$ 吸収端の高エネルギー側と低エネルギー側における全光電取量スペクトルの入射角依存性をS偏光とP偏光の場合について比較したものである。(a)は光子エネルギー73.0eV、(b)は光子エネルギー72.6eVである。バルク材料では薄膜の場合のような軟X線の多重反射干渉は生じないので、全光電取量スペクトルに干渉構造は存在しない。またP偏光成分は常にS偏光成分より大きく強度の逆転現象は出現しない。

#### 4. 結 論

入射角が零に近い場合、軟X線全光電取量スペクトルの形状は軟X線吸収スペクトルの形状に酷似するという実験事実に基き、規格化された全光電取量と入射角零における有効吸収係数の積で表現される近似式を用いて、Al  $L_{2,3}$ 吸収端近傍でアルミニウムのバルク材料とシリコン基板上的アルミニウム薄膜の軟X線全光電取量スペクトルの計算機シミュレーションを行った。入射角零の値で規格化された軟X線全光電取量の場合と同じく、アルミニウム薄膜の場合は吸収端の低エネルギー側で顕著な干渉パターンが現れた。バルク材料では吸収端の高エネルギー側と低エネルギー側を通して一般的にP偏光成分の方がS偏光成分より大きい。これはP偏光成分の方が反射損失が少ないためである。しかし薄膜の場合、干渉パターンの極大値ではこの大小関係が逆転し、S偏光成分の方がP偏光成分より大きく、この現象が吸収端の低エネルギー側で特に顕著に現れる。薄膜で入射角が大きい場合には、このような干渉パターンが現れるため、入射角が零に近い場合と異なり軟X線全光電取量スペクトルの形状は吸収スペクトルの形状と非常に違ったものとなる事が分かった。

#### 参考文献

- [1] 井口裕夫, 勝呂明弘:「軟X線領域における光学材料と特性」光学 第16巻第12号

(1987)

- [ 2 ] S. V. Pepper : "Optical Analysis of Photoemission" , J. Opt. Soc. Am. Vol.60, No.6, (1970) p.805
- [ 3 ] Y. Iguchi : "Soft X-Ray Spectra of Solids Containing Silicon in Tetrahedral and Octahedral Coordination with Oxygen" , Science of Light Vol. 26, No.2, (1977) p.161
- [ 4 ] D. Y. Smith, E. Shiles, and M. Inokuti : "The Optical Properties of Metallic Aluminum" , in "Handbook of Optical Constants of Solids (E. D. Palik ed.)" Academic Press (1985) p.369
- [ 5 ] H.-G. Birken, C. Blessing, and C. Kunz : "Determination of Optical Constants from Angular-Dependent, Photoelectric-Yield Measurements" , in "Handbook of Optical Constants of Solids II (E. D. Palik ed.)" Academic Press (1991) p.279
- [ 6 ] Y. Iguchi : "Total photoelectric yields of aluminum thin films near the Al  $L_{2,3}$  edge" , J. Electron Spectr. & Related Phenom. , Vol.79 (1996) p.17
- [ 7 ] T. Miyahara, Y. Azuma, M. Watanabe, and T. Ishii (eds) : Eleventh International Conference on Vacuum Ultraviolet Radiation Physics Part A-C, Elsevier (1996)

# Computer Simulation of Soft X-ray Total Photoelectric Yield Spectra

Yasuo Iguchi

## Abstract

Total photoelectric yield spectra of bulk and thin films of aluminum have been calculated near the Al  $L_{2,3}$  edge (72.78eV) under the assumption that the yield is approximated by the product of an absorption coefficient and an angular-dependent factor. Theoretical basis of the assumption is shown by the use of the three steps model of photoemission and Pepper's formula.

吉川 辰夫 著 吉川 辰夫 著

平野 正典 著 平野 正典 著

高松大学 高松大学

高松大学 高松大学

## 高松大学紀要

第 27 号

平成9年3月20日 印刷

平成9年3月20日 発行

編集発行 高松大学  
高松短期大学  
〒761-01 高松市春日町960番地  
TEL (0878) 41-3255  
FAX (0878) 41-3064

印刷 株式会社 美巧社  
高松市多賀町1-8-10  
TEL (0878) 33-5811