

解説

軟 X 線領域における光学材料と特性

井口 裕夫*・勝呂 明弘

筑波大学物理工学系 〒305 茨城県新治郡桜村

(1987年8月13日受理)

Optical Materials and Their Properties in the Soft X-Ray Region

Yasuo IGUCHI* and Akihiro SUGURO

Institute of Applied Physics, University of Tsukuba,
Sakura-mura, Niihari-gun, Ibaraki 305

1. はじめに

高度技術社会の基盤技術は何といても半導体技術であろう。目下、VLSIの製造が激しく追求され、微細加工の目標がサブ・ミクロンにおかれるようになって、波長が可視光の1/10~1/100と短い軟X線でフォトリソトを照射し、鋭く切れの良い微細加工を行なう必要がますます強く意識されている。生物分野では細胞段階での元素分析を含む精密な研究が進められているが、これには軟X線顕微鏡が有効である¹⁾。生体物質の構成元素であるC, N, OさらにP, Kなどの特性吸収端が軟X線領域に存在するので、それを利用しようというのが波長が短く分解能が向上することに付け加わる重要な理由である。未来のクリーンエネルギー源として期待のもたれている核融合の分野でもプラズマ診断に軟X線分光法が用いられている。これらはいずれも現在開発、発展中の諸分野であって、どの分野でも軟X線領域の効率の良い光学系が要求されている。このような理由で、本稿では軟X線領域で用いられる光学材料の基本的な光学的性質を取り上げることになった。基本的な光学的性質は結局軟X線領域での光学定数の振舞いに帰着する。

軟X線領域では、どのような物質でも吸収係数が大きいのでレンズは用いることができず、反射光学系が主体

となる。したがって反射率に関する情報はことに重要である。しかしここでは軟X線光学材料の多くを個別に詳しく述べるのは止め、個々の材料についての情報は文末に紹介した文献にゆずることにして、むしろ著者の経験した具体例について述べ読者の資としたい。

2. 誘電率と光学定数

媒質の光学的性質つまり媒質中の電磁波の伝播の仕方を表わす光学定数や、それを用いて導かれるいろいろな関係式については古くから理論が確立していて、多くの教科書に結果が記述されている。文末の文献にはそれらのうちごく一部の、筆者がとくに親しんできたものを示した²⁻⁴⁾。ここでは話を簡単にするため媒質として非磁性体を考える。光学定数と誘電率の関係、それらから導かれる量についてまず簡単にまとめてみる。これから述べる表式は長波長の光だけでなく短波長の軟X線までまったく同様に通用する。しかし、光と物質の相互作用のあり方は可視領域と軟X線領域とで著しい相違を示し、この違いが光学定数、誘電率の周波数または光子エネルギー依存という形で現われる。

電磁波の角周波数を ω とすると、一般に結晶中の電磁波の伝播は複素誘電率 $\epsilon(\omega)$ 、あるいは複素屈折率 $N(\omega)$ によって決定される。両者の間には $N(\omega)=[\epsilon(\omega)]^{1/2}$ の関係がある。またこれらの複素量は実数部と虚数部に分けて次のように書ける。

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (1)$$

$$N = n + ik \quad (2)$$

* 現在：東亜大学工学部組織工学科 〒751 下関市一の宮学園町 2-1

Present address: Department of System Engineering, Faculty of Engineering, The University of East Asia, 2-1, Ichinomiya-Gakuen-cho, Shimonoseki 751

これらの実数部, 虚数部の間には次の関係式が成り立つ.

$$\epsilon' = n^2 - k^2 \quad (3)$$

$$\epsilon'' = 2nk \quad (4)$$

$$n = [(1/2) \{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2} + \epsilon'\}]^{1/2} \quad (5)$$

$$k = [(1/2) \{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)^{1/2} - \epsilon'\}]^{1/2} \quad (6)$$

複素屈折率 $N(\omega)$ の実数部 $n(\omega)$ は屈折率, 虚数部 $k(\omega)$ は消衰係数と呼ばれる.

3. 透過率と反射率

実験で実際に測定されるのは複素誘電率や複素屈折率ではなく, 反射率が透過率である. 透過率は吸収係数と反射損失によって決定される. 吸収係数は消衰係数 $k(E)$, 複素誘電率の虚数部 $\epsilon''(E)$ と次式の関係がある.

$$\alpha(E) = 2Ek(E)/\hbar c = E\epsilon''(E)/\hbar cn(E) \quad (7)$$

ここで変数は角周波数でなく, 実験でよく用いられる光子エネルギーとした. $E = \hbar\omega$ の関係がある. $\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数, c は光速である. 波長を λ とすると $\lambda = \hbar c/E$ であるから

$$\alpha(\lambda) = 4\pi k(\lambda)/\lambda \quad (8)$$

と書くこともできる. λ を単位 \AA , E を単位 eV で表わすとき

$$\lambda(\text{\AA}) = 12398.52/E \text{ (eV)} \quad (9)$$

が光子エネルギーと波長の換算公式を与える.

軟X線領域では垂直入射における反射率はきわめて小さく無視できるので, 厚さ x の試料に強度 I_0 の軟X線が入射したとき透過光強度は

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (10)$$

となり, 透過率 I/I_0 から直ちに吸収係数 α を決定することができる. すなわち

$$\alpha = (1/x) \log(I_0/I) \quad (11)$$

軟X線領域では斜入射での反射率が重要である. そこで, 入射角 θ のとき

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, E) &= (\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2} \\ &= \{(n + ik)^2 - \sin^2 \theta\}^{1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

という量を定義すると, S 偏光, P 偏光に対する反射率はそれぞれ次式で表わされる.

$$R_s(\theta, E) = \left| \frac{\cos \theta - \sigma}{\cos \theta + \sigma} \right|^2 \quad (13)$$

$$R_p(\theta, E) = \left| \frac{\sigma - \epsilon \cos \theta}{\sigma + \epsilon \cos \theta} \right|^2 \quad (14)$$

ここでは半無限の試料に軟X線が入射した場合を考え, 有限厚さによる多重反射の効果は考えていないが, 多層膜による反射では軟X線領域でも当然このことを考慮す

ることになる. 垂直入射 $\theta=0$ では

$$R_s(0, E) = R_p(0, E) = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (15)$$

となる.

4. 分散関係と総和則

因果律と重ね合わせの原理から線形応答の成立する範囲で ϵ' と ϵ'' を結びつける Kramers-Kronig の関係式を導くことができる.

$$\epsilon'(E) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{E' \epsilon''(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (16)$$

$$\epsilon''(E) = \frac{2E}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\epsilon'(E')}{E^2 - E'^2} dE' \quad (17)$$

ここで積分記号の前の P は積分の主値を表わす. $E \rightarrow \infty$ の極限では

$$\epsilon(E) \sim 1 - (\hbar\omega_p)^2/E^2 \quad (18)$$

また

$$\int_0^\infty E \epsilon''(E) dE = \frac{\pi}{2} (\hbar\omega_p)^2 \quad (19)$$

ここで ω_p はプラズマ周波数である.

$$\omega_p = (4\pi N_e e^2/m_e)^{1/2} \quad (20)$$

N_e は電子密度, e は電子の電荷, m_e は電子の質量である. (19)式を変形して, 光子エネルギー E_1 までの原子当たりの有効電子数は

$$N_{\text{eff}}(E_1) = \frac{2m_e V_0}{e^2 \hbar^2} \int_0^{E_1} E \epsilon''(E) dE \quad (21)$$

V_0 は原子容で, 原子量を A , Avogadro 数を N_A , 密度を ρ とすると $V_0 = A/(N_A \rho)$ である.

(16), (17)式に相当する n と k の間の Kramers-Kronig の関係式は

$$n(E) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{E' k(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (22)$$

$$k(E) = \frac{2E}{\pi} P \int_0^\infty \frac{n(E') - 1}{E^2 - E'^2} dE' \quad (23)$$

また次の有用な総和則が成り立つ.

$$\int_0^\infty E k(E) \{n(E) - 1\} dE = 0 \quad (24)$$

$$\int_0^\infty \{n(E) - 1\} dE = 0 \quad (25)$$

さらに近似的に次式が成立する.

$$N_{\text{eff}}(E_1) = \{m_e V_0 / (\pi e^2 \hbar)\} \int_0^{E_1} \alpha(E) dE \quad (26)$$

軟X線, X線領域で吸収端から十分離れた領域では

$$\delta = 1 - n = N_e e^2 \lambda^2 / (8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2) \quad (27)$$

また単体試料について

$$k \sim Z^2 \lambda^3 \quad (28)$$

が成り立つとされている。δ は正で小さい。Z は原子番号である。

5. 光学定数の決定法

5.1 反射率の入射角依存の利用 (多入射角法)

軟X線よりエネルギーの低い領域では垂直入射の反射率も十分大きいので、二つの入射角、たとえば 20° と 70° の反射率から光学定数を精度よく決定することができる⁵⁾。しかし軟X線領域では 60° より小さい入射角での反射率はきわめて小さく、大きく違った入射角での反射率を比較して効果的に光学定数を決定することは困難になる。この事情を具体的な測定例によって説明する。

図1に示した反射率の測定結果は、Fe, Co, Ni, Mo を主成分とする MAS-1 合金鋼の表面を光学研磨し、20°, 40°, 50°, 60°, 70°, 75°, 80°, 85° の入射角で 100~400 Å の波長領域で測定したものである。この測定結果に Vasicek⁶⁾ の解析法を適用した。光子エネルギーを固定

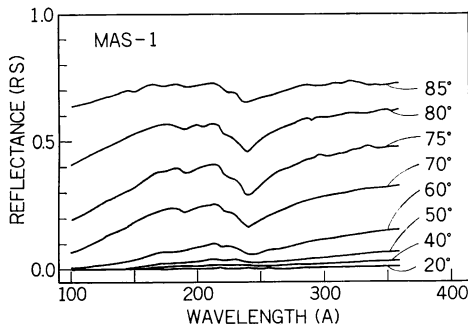


図1 MAS-1 合金鋼の 100~400 Å 領域における反射率。入射角 20°~85° で測定した。

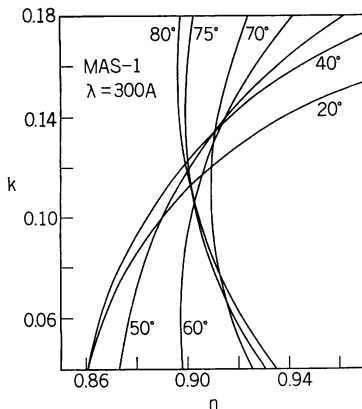


図2 n, k 空間に描いた MAS-1 合金鋼の 300 Å における等反射率曲線。各曲線の交点から n, k の値が決まる。

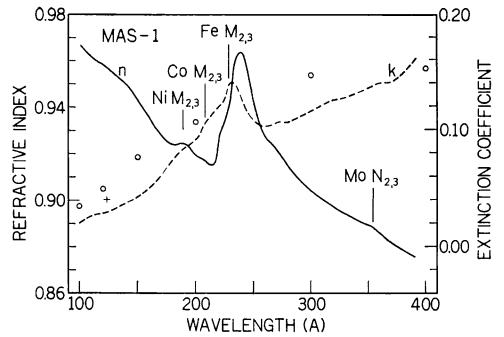


図3 図2の方法で重み付き平均をとって決定した MAS-1 合金鋼の屈折率と消衰係数のスペクトル。合金鋼の成分元素 Fe, Co, Ni, Mo の吸収端構造が現われている。

し、それぞれの入射角での反射率を満たす n, k の組を求め、 n, k 空間での等反射率曲線を書く。これらの曲線は図2でわかるように n, k 空間の互いに交差する曲線群である。二つの曲線が直交に近い角度で交わるほど、交点の座標は精度よく求まる。また理想的な実験条件では曲線群はただ一点で交わるはずである。しかし現実にはそうではない。図2はいろいろ改良の余地のある実験であったため、かえて現実的な問題点を端的に示している。この場合でも各交点の重み付き平均を繰り返し計算することによって n, k を決定することができる。図3はその結果を示すもので、 n, k のスペクトルには成分元素の $FeM_{2,3}$, $CoM_{2,3}$, $NiM_{2,3}$, $MoN_{2,3}$ 吸収端の構造が明瞭に現われている。入射角が大きくなるほど表面の粗さが問題になる。最近測定された例では入射角誤差 0.01° 以下の高い精度で測定が行なわれ、面の粗さに対する補正も行なわれた⁷⁾。補正式は次式である。

$$R_c = R \exp \left\{ - (4\pi \sigma_s \cos \theta)^2 / \lambda^2 \right\} \quad (29)$$

σ_s は垂直粗さの標準偏差である。

5.2 Kramers-Kronig 関係式の利用 (Kramers-Kronig 法)

軟X線領域では反射率の測定より吸収係数の測定のほうが容易である。広いエネルギー範囲で吸収係数から消衰係数 k がわかれば Kramers-Kronig の関係式(22)を用いて屈折率 n を決定することができる。原子の光吸収断面積は 100 eV より高エネルギーの領域で網羅的に計算されている⁸⁻¹²⁾。それは原子当たりの吸収断面積 σ_A で単位 $Mb = 10^{-18} cm^2$ が用いられている。単体の固体の場合、 σ_A に単位体積中の原子数を掛けることによって吸収係数 α が得られる。

$$\alpha = \sigma_A (N_A \rho / A) \quad (30)$$

化合物の場合は

$$\alpha = (\sum_i \sigma_{A_i} n_i) (N_A \rho / B) \quad (31)$$

合金の場合は

$$\alpha = \{ \sum_i (\sigma_{A_i} W_i / A_i) \} N_A \rho \quad (32)$$

ここで N_A は Avogadro 数, A は原子量, B は分子量, n_i は分子中の原子数, W_i は各元素の重量比, ρ は密度である. この計算で吸収係数の大局的な傾向はわかる. しかし吸収端から約 100 eV の間に顕著に現われる吸収端微細構造や EXAFS は, 個々の物質に固有の微細構造で電子帯構造や原子間の短距離秩序を反映している. これらの構造を原子の光吸収断面積から簡単に導くことはできない. 実験結果を参照するのがこれらの構造を取り入れる早道である. 幸い網羅的ではないが多くの物質についての実験値が 0.1 eV 以下の低エネルギーから始まり X 線領域に及ぶ広いエネルギー範囲で収録されている¹³⁻¹⁶⁾. またシンクロトロン放射を用いて自ら実験することもかなり容易になってきた. 上記の方法で入手した事実上エネルギー 0 eV から無限大に相当する広いエネルギー範囲の吸収係数は(8)式によって直ちに消衰係数 k に変換することができ, これに(22)式を適用して屈折率が良い精度で得られる. 収録した吸収係数の妥当性, 計算した屈折率の合理性は総和則(24)~(26)によって確認できる. Kramers-Kronig 関係式を用いる計算, 総和則による計算値のチェック, 次に元のデータの修正という手続きを自己無撞着的に繰り返すと合理性の高い計算結果が得られる¹⁷⁾.

6. CsI についての試算とその結果から導かれたもの

CsI を例にとって具体的な計算結果を示すことにする. CsI は軟 X 線領域で際立って吸収係数が大きく光電収率も大きいので, この領域の光検出器の光電面物質として適している^{18,19)}. 軟 X 線領域での CsI の光電収率の傾向, とくに入射角依存を詳しく調べるためその光学の性質を解析した. 100~1000 eV 領域での吸収測定は高エネルギー物理学研究所の放射光施設で行なった. 真空紫外から X 線領域にかけて基礎吸収端, 各内殻吸収端での吸収スペクトルは文末の文献^{14,20-22)}に示されている. 赤外領域の格子振動に起因する消衰係数は赤外反射分光のデータ^{23,24)}から得られる. 図4はこれらのデータから組み立てた 1×10^{-3} eV から 1×10^6 eV までの広いエネルギー範囲の消衰係数スペクトルである. CsI はバンド・ギャップ 7.3 eV の絶縁体なので, 消衰係数の深い谷としてそのことが図に現われている. 図5で 100~

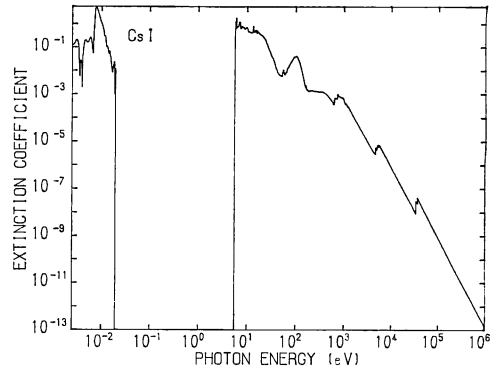


図4 $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^6$ eV 領域における CsI の消衰係数スペクトル

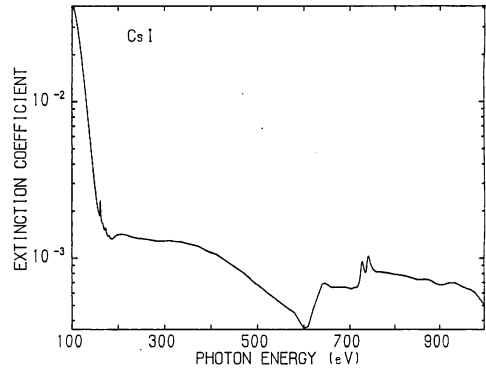


図5 100~1000 eV 領域における CsI の消衰係数スペクトル. $CsN_{2,3}$ (165 eV), $CsM_{4,5}$ (726 eV), $IM_{4,5}$ (631 eV) の吸収端微細構造が見える.

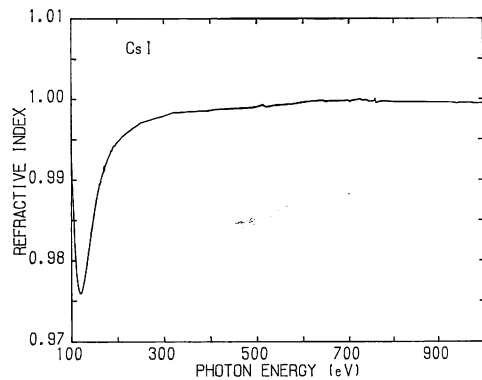


図6 図4の広いエネルギー範囲の消衰係数から Kramers-Kronig の関係式を用いて決定した CsI の 100~1000 eV 領域の屈折率スペクトル

1000 eV 領域の消衰係数スペクトルを詳しく見ると, $CsN_{2,3}$ (165 eV), $CsM_{4,5}$ (726 eV), $IM_{4,5}$ (631 eV) の各吸収端微細構造の存在が明瞭にわかる. 吸収端のエネルギー値は文献²⁵⁾にまとめられている. 図6は Kramers-

Kronig の関係式を用いて計算した屈折率スペクトルを 図 5 と対応するエネルギー領域で示したものである。全体的な傾向は $n=1-\delta$ の表式で表わされる軟 X 線、X 線領域特有の性質、すなわち屈折率は 1 に近く 1 より小さい有様を示している。1 と屈折率の差をとり、屈折率の 1 からの微小なずれを詳しく見るため δ のスペクトルを描いたのが 図 7 である。吸収端付近では (27) 式で表わされる一般則からはずれた異常分散の微細構造が現われている。

上述の計算で得られた n, k から導かれる諸量について述べる。反射率は (13), (14) 式に従って計算できる。図 8 は 100, 353, 600 eV で計算した S 偏光の反射率である。100 eV においても 60° より小さい入射角では有意の反射率は得られない。高エネルギーになるに従って反射率の立上りは高い入射角に移っていく。粗面度を考慮した計算も (29) 式を用いれば可能である。図 9 には 100 eV の場合について S 偏光と P 偏光の反射率の差が示してある。この偏光による反射率の差は高エネルギー

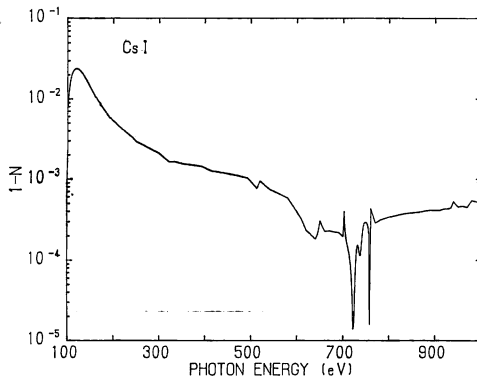


図 7 100~1000 eV 領域での CsI の屈折率の 1 からのずれ $\delta=1-n$ 。吸収端で異常分散の効果が見られている。

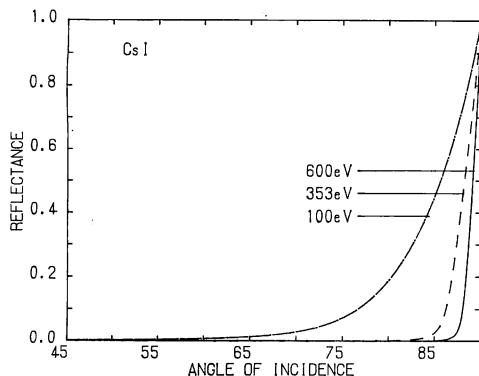


図 8 CsI の 100, 353, 600 eV における S 偏光反射率

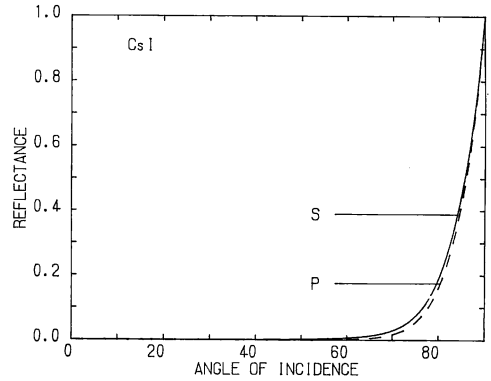


図 9 CsI の 100 eV における S 偏光反射率と P 偏光反射率

になるほど小さくなる。

次に CsI の光電収率の入射角依存について述べる。試料に入射した軟 X 線は吸収係数に依存して表面から一定の深さまで侵入し原子に吸収され、軌道電子が励起され光電子として放出される。光電子の一部はオーージェ過程で二次電子を生成する。これらの電子は弾性衝突と非弾性衝突を繰り返し平均運動エネルギーを失いながら、一部の電子は固体表面に輸送され、表面障壁を越えるに十分な運動エネルギーをもったものが外部に放出され光電子として検出される。このような過程を経て入射光子当たり放出される光電子は i 偏光成分 ($i=S, P$) について次式で記述できる^{26,27)}。

$$\eta_i(\theta, E) = B(E) \{1 - R_i(\theta, E)\} \times \alpha_{\text{eff}}(\theta, E) / \{\alpha_{\text{eff}}(\theta, E) + 1/L(E)\} \quad (33)$$

これが光電収率であって、 $B(E)$ は電子が励起され放出される確率、 $\alpha_{\text{eff}}(\theta, E)$ は有効吸収係数、 $L(E)$ は平均的な脱出深さである²⁸⁾。 α_{eff} は次式で表わされる。

$$\alpha_{\text{eff}}(\theta, E) = (4\pi/\lambda) \text{Im}\sigma(\theta, E) \quad (34)$$

$\sigma(\theta, E)$ は (12) 式で示された量である。光電収率の入射角依存は反射損失の因子 $(1-R_i)$ と軟 X 線の侵入深さと光電子の脱出深さの因子 $\alpha_{\text{eff}}/(\alpha_{\text{eff}}+1/L)$ によって決定される。図 10 は後者の入射角依存を 100 eV の場合について示したものである。図 11 は 100 eV のときの S 偏光、P 偏光に対する光電収率の入射角依存である。簡単化のために入射角 0 のときの光電収率を 1 と規格化した。図 11 を図 9, 図 10 と比較すると光電収率入射角依存の低入射角部分の傾向は主として侵入深さと脱出深さの因子によって決定され、高入射角部分の立下りは反射損失の因子によって決定されていることがわかる。図 12 に示したように光子エネルギーを高くすると、一般に光電収率入射角依存のピークは高くなり、高入射角のほう

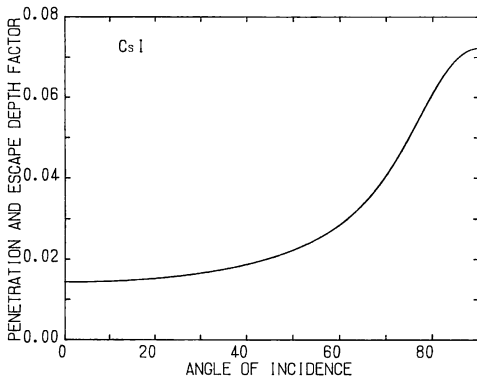


図 10 CsI の 100 eV における侵入深さ・脱出深さ因子

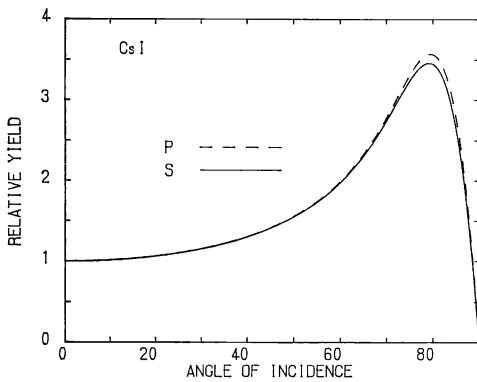


図 11 100 eV における, 入射角 0 の値を 1 と規格化した CsI の相対的光電収率の入射角依存. S成分とP成分

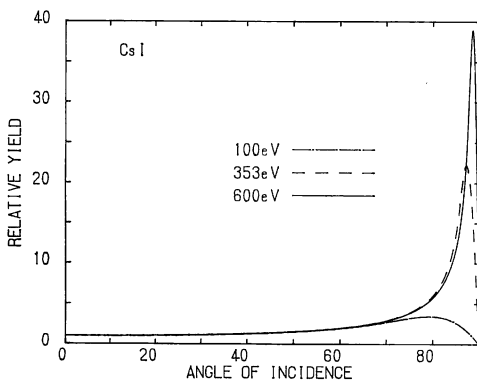


図 12 100, 353, 600 eV における CsI の相対的光電収率の入射角依存. S成分

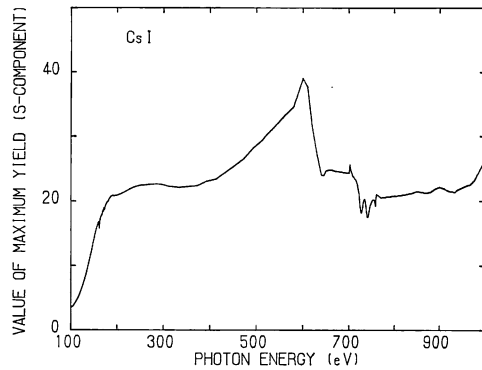


図 13 100~1000 eV 領域における CsI の相対的光電収率入射角依存の最大値のスペクトル. S成分

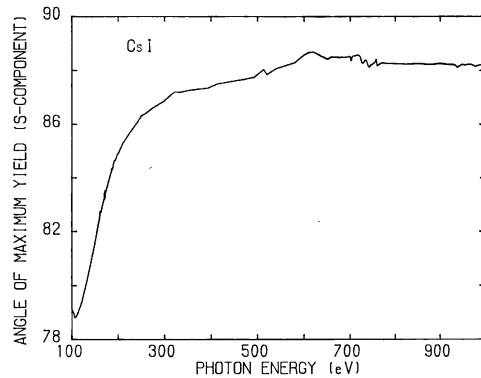


図 14 100~1000 eV における CsI の相対的光電収率入射角依存のピーク入射角値のスペクトル. S成分

の変化は消衰係数のスペクトルを逆転した形状となった。図 14 は同じエネルギー領域で S 偏光に対して光電収率のピークの入射角を追跡したものである。軟X線のようにエネルギーの高い領域ではどのような物質でも光電子放出が起こりやすい。集光のために設置された鏡の面からも盛んに光電子が放出されることは注目値する。われわれの計算結果から推量するとよほど入射角を 90° に近付けない限り、垂直入射より斜入射のほうが光電収率は大きい。このことを利用すると集光鏡を光強度モニターとしても役立つことができる。

7. ま と め

へ移動する。しかし吸収端付近では変化は微妙である。図 13 は S 偏光の場合にピークの値がエネルギーとともにいかに変化するか 100 eV から 1000 eV までの領域で追跡したものである。この領域では光電収率ピーク値

光学材料の光学的特性は基本的に光学定数によって決まる。軟X線領域では低入射角での反射率がきわめて小さいという一般の傾向があるので、より低エネルギー領域に適用される方法で光学定数を定めることは困難である。軟X線領域に適した方法として反射率の入射角依存

を利用する方法(多入射角法)と広いエネルギー範囲の吸収係数を基礎とする方法(Kramers-Kronig法)を挙げ、それらに必要な諸量や関係式について簡単にまとめた。具体例としてMAS-1合金鋼とCsIを取り上げ、軟X線領域の n, k の値を示し、反射率や光電収率の入射角依存、エネルギー依存を導いた。

具体的に軟X線光学系の設計に役立てるとなると、多くの該当する材料について精密な光学定数を知る必要が生じる。光学定数だけでなく粗面度、放射線損傷、機械的強度、加工性やガス放出なども実際の設計では重要な因子になるが、これらは個別にそのつど検討するしかない。すくなくとも重要な光学材料については光学設計の基礎になるしっかりした光学定数が欲しいものである。このためには実験も必要であろう。現に収録されている光学データがより充実することを切に望むことを記してこの稿を終る。

文 献

- 1) A. G. Michette: *Optical Systems for Soft X Rays* (Plenum Press, New York, 1986) pp. 1-36.
- 2) F. Wooten: *Optical Properties of Solids* (Academic Press, New York, 1972) pp. 42-84.
- 3) F. C. Brown: "Ultraviolet spectroscopy of solids with the use of synchrotron radiation," *Solid State Physics*, Vol. 29, ed. H. Ehrenreich, F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1974) pp. 1-74.
- 4) D. Y. Smith: "Dispersion theory, sum rules, and their application to the analysis of optical data," *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. E. D. Palik (Academic Press, Orlando, 1985) pp. 35-68.
- 5) W. R. Hunter: "Measurement of optical constants in the vacuum ultraviolet spectral region," *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. E. D. Palik (Academic Press, Orlando, 1985) pp. 69-88.
- 6) A. Vasicek: *Tables of Determination of Optical Constants from the Intensities of Reflected Light* (Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, 1964) pp. 5-10.
- 7) M. Yanagihara, M. Niwano, T. Koide, S. Sato, T. Miyahara, Y. Iguchi, S. Yamaguchi and T. Sasaki: "Soft x-ray reflection from SiC, TiC, and WC mirrors," *Appl. Opt.*, **25** (1986) 4586-4590.
- 8) W. M. J. Veigle: "Photon cross sections from 0.1 keV to 1 MeV for elements Z=1 to Z=94," *At. Data Tables*, **5** (1973) 51-111.
- 9) D. T. Cromer and D. Liberman: "Relativistic calculation of anomalous scattering factors for X rays," LA-4403, UC-34, Physics, TID-4500 (Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, Los Alamos, 1970) pp. 1-11.
- 10) Y. Waseda: *Novel Application of Anomalous (Resonance) X-Ray Scattering for Structural Characterization of Disordered Materials* (Springer-Verlag, Berlin, 1984) pp. 119-169.
- 11) S. Sasaki: "Anomalous scattering factors for synchrotron radiation users, calculated using Cromer and Liberman's method," KEK 83-22 (National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba, 1984) pp. 1-136.
- 12) B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L. Shimabukuro and B. K. Fujikawa: "Low-energy X-ray interaction coefficients: Photoabsorption, scattering, and reflection $E=100-2000\text{eV}$ $Z=1-94$," *At. Data Nucl. Data Tables*, **27** (1982) 1-144.
- 13) H. J. Hagemann, W. Gudat and C. Kunz: "Optical constants from the far infrared to the X-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al_2O_3 ," *J. Opt. Soc. Am.*, **65** (1975) 742-744.
- 14) R. P. Haelbich, M. Iwan and E. E. Koch: "Optical properties of some insulators in the vacuum ultraviolet region," *Physik Daten 8-1* (Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation, Eggenstein-Leopoldshafen, 1977) pp. 152-158.
- 15) J. H. Weaver, C. Krafska, D. W. Lynch and E. E. Koch: "Optical properties of metals," *Physik Daten 18-1* (Fachinformationszentrum, Karlsruhe, 1981) pp. 1-302.
- 16) J. H. Weaver, C. Krafska, D. W. Lynch and E. E. Koch: "Optical properties of metals," *Physik Daten 18-2* (Fachinformationszentrum, Karlsruhe, 1981) pp. 1-269.
- 17) E. Shiles, T. Sasaki, M. Inokuti and D. Y. Smith: "Self-consistency and sum-rule tests in the Kramers-Kronig analysis of optical data: Application to aluminum," *Phys. Rev. B*, **22** (1980) 1612-1628.
- 18) E. B. Saloman, J. S. Pearlman and B. L. Henke: "Evaluation of high efficiency CsI and CuI photocathodes for soft X-ray diagnostics," *Appl. Opt.*, **19** (1980) 749-753.
- 19) M. P. Kowalski, G. G. Fritz, R. G. Cruddace, A. E. Unzicker and N. Swanson: "Quantum efficiency of cesium iodide photocathodes at soft X-ray and extreme ultraviolet wavelengths," *Appl. Opt.*, **25** (1986) 2440-2446.
- 20) H. Fujita, C. Gähwiller and F. C. Brown: "Far-ultraviolet spectra due to 4d electrons in the alkali iodides," *Phys. Rev. Lett.*, **22** (1969) 1369-1371.
- 21) F. C. Brown, C. Gähwiller and H. Fujita: "Extreme-ultraviolet spectra of ionic crystals," *Phys. Rev. B*, **2** (1970) 2126-2138.
- 22) M. Cardona, R. Haensel, D. W. Lynch and B. Sonntag: "Optical properties of the rubidium and cesium halides in the extreme ultraviolet," *Phys. Rev. B*, **2** (1970) 1117-1131.
- 23) D. A. Ledsham, W. G. Chambers and T. J. Parker: "Dispersive reflection spectroscopy in the far infrared using a polarising interferometer," *Infrared Phys.*, **16** (1976) 515-522.
- 24) T. J. Parker, D. A. Ledsham and W. G. Chambers: "Dispersive reflection spectroscopy in the far-infrared," *Infrared Phys.*, **16** (1976) 293-297.
- 25) Y. Cauchois and C. Senemaud: *Wavelengths of X-Ray Emission Lines and Absorption Edges* (Pergamon Press, Oxford, 1978) pp. 1-320.
- 26) 井口裕夫: "軟X線領域における固体の光電収率分光法", X線分析の進歩 VII, 日本分析化学会編 (サイエンスプレス, 東京, 1975) pp. 7-27.
- 27) 井口裕夫, 小幡三智雄, 坂本幸男: "軟X線領域におけるCsIの光学定数と光電収率角度依存の計算", 昭和61年度日本分光学会秋季講演会・シンポジウム講演要旨集(日本分光学会, 京都, 1986) p. 7.
- 28) M. P. Seah and W. A. Dench: "Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron inelastic mean free paths in solids," *Surf. Interf. Anal.*, **1** (1979) 2-11.