$s^{(6)}$ は零とみなせるので、表面層付近でのエントロピー密度の分布は Fig. 10 に示す(a), (b) 二つの場合が考えられる。いずれの場合にも、 $T=0$ の区分界面の位置によって $s_{A(1)}$ は正負のいずれにもなりうるので、本測定結果のように $s_{A(1)}$ が正の場合でも、この結果だけから表面層でのエントロピー密度が液体内部のそれより大きいと結論することはできない。

IV. 結 論

管径の異なる 2 本の毛管中に上昇した液体金属柱の高さの光学的測定から表面張力を求める装置を製作し、スズ、

鉛の表面張力の測定を行ない、従来の測定法に比較して比較的容易に再現性の良い結果を得ることができた。表面張力と温度との関係は次式で示される。

$$\gamma_{\text{Sn}} = 587.8 - 0.056 \times t(^{\circ}\text{C}) \quad \text{dyne/cm}$$

$$\gamma_{\text{Pb}} = 497.6 - 0.087 \times t(^{\circ}\text{C}) \quad \text{dyne/cm}$$

本研究と同一のスズ試料、同一水素ガス雰囲気中での静滴法による表面張力の測定結果は、本測定結果とよく一致した。スズ、鉛の表面張力の従来の測定結果の比較から、測定雰囲気の違いによって表面張力の温度係数に、明らかな相違のあることを指摘した。

25 keV 程度の電子線に対する複合標的における 表面膜の「等価膜厚」の算定*

正 藤 和 男** 仁 木 栄 次**

Kazuo Masato and Eiji Niki: Computation of "Equivalent Thickness" of Surface Films in Composite Targets for about 25 keV Electrons. An experimental method for the determination of mass absorption coefficients for the very soft X-ray region by use of EPMA and a composite target, prepared by evaporating a film of metal of different atomic numbers over a base layer, has been devised. In the method it is necessary to know the "equivalent thickness", i.e. the thickness of the surface film, which satisfies the assumption that the characteristic X-ray intensities from backing materials in the composite targets under the surface films are equal to each other. A method of calculation for the "equivalent thickness" is proposed in this work.

The "equivalent thickness" is calculated with the aids of Cosslett and Thomass' expression for the energy distribution of incident electrons in a solid target, and equations for the total electron transmission, for the backscattering coefficients of an isolated film and a massive target, and for the mean energy of electrons transmitted through and backscattered from the isolated film and massive target. The values for the "equivalent thickness" of all elements from $Z=12$ to $Z=92$ are computed by use of these equations.

(Received September 11, 1972)

I. 緒 言

X線マイクロアナライザ(EPMA)で金属中の超軽元素を定量分析する際、信頼し得る質量吸収係数の不足あるいは不確定性を痛感する。現在、原子番号 11 番以上の元素の特性X線、すなわち波長約 $12 \text{ \AA}$ 以下のX線に対する質量吸収係数は、全吸収体元素について、ほぼ確定されてきた

が、これより低い原子番号の元素の特性X線に対する質量吸収係数は、必ずしも確定的ではないと思われる。近時、これらの長波長の、いわゆる軟～超軟X線の質量吸収係数についての研究は、実験的あるいは理論的に、一部または全部の吸収体元素についてなされてきてはいるが^{(1)~(9)}、これらの値は、元素の K または L 吸収端波長が、対象と

** 東京大学宇宙航空研究所(Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo, Tokyo)

* 1972 年 4 月金属学会東京大会に発表; $12 \text{ \AA}$ 以上のX線の質量吸収係数に関する研究(第 1 報)

(1) B.L.Henke, R.White and B.Lundberg: J. Appl. Phys., **28**(1957), 98.

(2) B.A.Cooke and E.A.Stewardson: Brit. J. Appl. Phys., **15**(1964), 1315.

(3) W.T.Ogier, G.J.Lucas and R.J.Park: Appl. Phys. Letters, **5**(1964), 146.

(4) A.J.Bearden: J. Appl. Phys., **37**(1966), 1681.

(5) E.Kohlhaas und F.Scheidig: Vth Int. Cong. on X-Ray Optics and Microanalysis, Tubingen, (1968), 193.

(6) R.D.Dewey: Handbook of X-Ray and Microprobe Data, Pergamon Press, (1969), 307.

(7) 正藤和男, 仁木栄次: 金属学会講演概要, (1970.4), 90.

(8) 大平五郎, 渡辺 融, 名和田隆治: 金属学会講演概要(1971.4), 138.

(9) W.J.Veigle, E.Bringgs, B.Bracewell and M.Donaldson: Electron Probe Microanalysis, by L.S.Birks, 2nd Ed., Wiley-Interscience, (1971), 147.

するX線波長より長い場合は良いが、短い場合は相互に可成りの違いがあるものが多い。たとえば、C K α 線の質量吸収係数として与えられている値は、Feに対して、最高値⁽⁹⁾と最低値⁽⁵⁾で10倍の違いがある。Wに対しては実に20倍以上の違いがある。

そこで筆者は、EPMAと特殊なターゲット(ベースと表面膜とから成る複合ターゲット)を使って測定する、一種の間接測定法を考案したが、この方法を確立するためには、後述するような意味の「エネルギー的に等価」な表面膜層の厚さを知る必要がある。

II. 本測定法の骨子とその理論的考察

この方法は、前述の複合ターゲットを試料とするわけであるが、対象とする特性X線源をベースとして種々な吸収体薄膜を蒸着し、これを試料としてEPMAに装着し、電子線の入射電圧および電流を一定として、ベースの対象とする特性X線強度を測定する。

このとき測定される対象X線は、当然、膜層による吸収を受けているが、同時に、電子線の入射過程においても、すなわち、X線の発生過程においても、複雑な影響を受け、その合成された結果が測定されるわけである。しかし結論として、もしベースの対象とする特性X線強度、すなわち膜に入射する対象X線強度が、膜の種類(元素と厚さの組合せ)によって相互に等しくなる条件があれば、後述のようにして、対象とするX線に対する膜物質の質量吸収係数を決定することができる。

膜に入射する対象X線は、(i)ベースに吸収された電子線によって、1次的に発生するX線と、(ii)膜に吸収された電子線によって発生した、膜の特性X線のベース吸収分によって、2次的に発生するX線を含む。もちろん、この他に(iii)連続X線によるものもある。

ここで、(i)は直接イオン化数に関する問題であるからベースに吸収される電子線エネルギーが等しければ等しい、と仮定してよいと考えられるが、(ii)と(iii)で問題となるのは、全イオン化数に対する間接イオン化数の割合 S の、膜の物質による変化である。しかし、ここで対象とするような非常に軟いX線に関する限り、 S そのものが非常に小さいので無視できる。結局(i)が支配的である。すなわち最初の電子線エネルギーを一定にすることと、ベースに吸収される電子線エネルギーが等しい膜厚と物質の組合せを選ぶことが、そのとき膜の直下で発生する=膜に入射する対象X線強度が相互に等しい、と仮定できる条件を作ることになる。

今、厚さ t_1 (g/cm²) (以下 t は mass thickness) なる物質1の膜を考えると、測定される対象X線強度 I_1 は、そのとき膜に入射するそれを I_{01} 、膜の質量吸収係数を $(\mu/\rho)_1$ とすると

$$I_1 = I_{01} \exp \left[- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_1 t_1 \csc \theta \right]$$

ただし θ は取出し角である。同様に他の物質2の膜を考えると、

$$I_2 = I_{02} \exp \left[- \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_2 t_2 \csc \theta \right]$$

ゆえに、

$$\ln \frac{I_1}{I_2} = \ln \frac{I_{01}}{I_{02}} + \left\{ \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_2 \frac{t_2}{t_1} - \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_1 \right\} t_1 \csc \theta \quad (1)$$

もし、膜の種類(元素と厚さの組合せ)によって(i)が満足される条件があれば、その条件下では $I_{01} = I_{02}$ となるから(1)式右辺の第1項は0となり、

$$\ln \frac{I_1}{I_2} = \left\{ \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_2 \frac{t_2}{t_1} - \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_1 \right\} t_1 \csc \theta \quad (2)$$

その一つの形として

$$\frac{\ln \frac{I_1}{I_2}}{t_1 \csc \theta} = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_2 \frac{t_2}{t_1} - \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_1 \quad (3)$$

すなわち、厚さ t_1 なる物質1の薄膜を表面膜とする複合ターゲットから測定された、ベースの特性X線強度と、厚さ t_2 なる物質2の薄膜を表面膜とする複合ターゲットから測定されたベースの特性X線強度の比 I_1/I_2 の対数を、 t_1 または $t_1 \csc \theta$ で割って、 t_2/t_1 の関数としてプロットすれば直線となり、その勾配と切片から、両方の膜の物質の質量吸収係数を決定できる。

その条件とは、すでに詳述したように、ベースに吸収される電子線エネルギーが相互に等しいことが仮定できる、表面膜の物質と厚さの組合せを選ぶことにほかならない。なお、この薄膜の厚さを「エネルギー的に等価な表面膜厚」と仮称し、しばしば、単に「等価膜厚」と略記する。

III. 「等価膜厚」の計算

Cosslett と Thomas⁽¹⁰⁾ によれば、固体ターゲットにおいて、表面から深さ t のところで界面を仮想したとき、この仮想界面から上の層に吸収されるエネルギー E_A は、

$$E_A = E_0 - \eta_T E_{mT} - \frac{1-r}{1-r\eta_B} \frac{E_{mR} E_{mB}}{E_0^2} - r E_{mR} \quad (4)$$

ここで E_0 は入射電子線のエネルギー、 η_T と η_B は厚さ t の層だけを考えたときにこの層を透過あるいは反射する電流の割合、 r はバルクの後方散乱係数、 E_{mT} は透過電子の、 E_{mB} と E_{mR} は層のみあるいは全体からの後方散乱電子の、それぞれ平均エネルギーである。そこで、(4)式の右辺第2項は t から下の部分に吸収される、第3項は全体から反射される、それぞれエネルギーである。

いま、この層を厚さ t の他の物質の膜で置き換え、上の説明の「層」を「膜」、「バルク」を「ベース」と読み替えると、膜より下の部分(=ベース)に吸収されるエネルギー E_s は

(10) V. E. Cosslett and R. N. Thomas : Brit. J. Appl. Phys., **16** (1965), 779.

$$E_s = \eta_T E_{mT} \frac{1-r \frac{E_{mR}}{E_0}}{1-r \eta_B \frac{E_{mR} E_{mB}}{E_0^2}} \quad (5)$$

である。

したがって、種々な物質の表面膜をもつ複合ターゲットについて、 E_s が等しくなるような表面膜厚＝「等価膜厚」を計算することができる。

IV. $\eta_T, \eta_B, r, E_{mT}, E_{mB}$ および E_{mR} の計算

1. 電子線の透過

Bothe⁽¹¹⁾ の統計理論によれば、入射電子線の方角を中心線として、頂角 2ϕ (rad) の円錐の中に集められる透過電流の割合 η_ϕ は、透過電子の角度分布が2次元的にはガウス分布に従うとして、次式で与えられる。

$$\eta_\phi = 1 - \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\lambda_B^2}\right)$$

ここで λ_B は全散乱についての最多散乱角 (most probable angle) で、Cosslett ら⁽¹²⁾ の表現に従えば、

$$\lambda_B^2 = \left(\frac{4Z}{E_0}\right)^2 \frac{\rho x}{A} \times 10^{10}$$

である。 ρ は密度、 x は透過距離

一方、多重散乱に関する BRS (Bethe, Rose および Smith) の理論⁽¹³⁾ によれば、全透過電流の割合 η_T は、 x/λ が充分に大きいとき

$$\eta_T = \frac{0.862}{\frac{x}{\lambda} + 0.719} \quad (6)$$

ここで λ は transport mean free path で

$$\frac{1}{\rho\lambda} = \frac{\pi e^4 N Z^2}{2 A E_0^2} \ln \frac{E_0^{1/2}}{2 Z^{1/3}} \quad (7)$$

e は電子の電荷、 N はアボガドロ数である。それぞれの数値を入ると、(7) 式の定数部分 $\pi e^4 N/2$ は 1.96×10^{10} となる。

しかし Cu と Au の膜について測定した実験値は、Bothe の式にも BRS の式にもいずれの式にも一致せず⁽¹²⁾、1 次近似としては同程度に合う。そこで基本式として(6)式をとり、これを修正することにした。

今 $x = nt/\rho$ とすると、(6) 式は次のように書ける。

$$\eta_T = \frac{0.862}{\frac{nt}{\rho\lambda} + 0.719} \quad (8)$$

実験値が(8)式と一致するとして n を計算し、 t の関数としてプロットすると Fig.1 (後述の結果も併記) の「実験値」のようになり、近似的に次式で表現できる。

$$n = At^C + Bt^{-D} \quad (9)$$

Fig.1 Value of n as a function of film mass thickness $E_0 = 25$ eV

ただし $t \geq 1 \times 10^{-4}$ の範囲とする。また $t \geq 2.5 \times 10^{-4}$ では n_R (後述) を超えることはない。A, B, C, D はそれぞれ Z と E_0 によって定まり、 E_0 を一定とすれば Z のみの関数となる。この関数の形は明らかでないが、あまり大きな変化はないので直線と仮定する。すなわち $E_0 = 25$ keV では

$$\left. \begin{aligned} A &= 0.313 - 0.001 Z \\ B &= 1.474 - 0.006 Z \\ C &= 0.7877 + 0.0024 Z \\ D &= 1.0734 - 0.0036 Z \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$n_R = R_B/R_m$ で、 R_B は理論的 (あるいは真の) 飛程であり、 R_m はそれに相当する実際の厚さである。

Bethe⁽¹⁴⁾ の理論から導かれるように、電子線の平均エネルギーが $J/2$ (J は平均イオン化エネルギー) に減衰するまでの飛程を R_B とすれば、($\bar{E}_i$ は積分指数関数)

$$\rho R_B = \frac{J^2 A}{8 \pi e^4 N Z} \bar{E}_i \left(2 \ln \frac{2 E_0}{J} \right) \quad (11)$$

ここで $J = 11.5 Z$ とすると、

$$\rho R_B = 4.21 \times 10^{-10} A Z \bar{E}_i \left(2 \ln \frac{0.174}{Z} E_0 \right)$$

一方 R_m は Cosslett らの修正した TW 則 (Thomson-Whidington の法則)⁽¹²⁾ によって、

$$\rho R_m = \frac{E_0^2 - \left(\frac{J}{2}\right)^2}{\frac{b}{\rho}} \quad (12)$$

b/ρ は透過電子の平均エネルギーの減衰を TW 則の形に表現したときのエネルギー損失パラメータで、次のように考える。

$$\frac{b}{\rho} = \frac{E_0^2 - \left(\frac{J}{2}\right)^2}{\rho R_B} + 4 \frac{b}{\rho} \quad (13)$$

右辺第 1 項は Bethe の理論から期待される b/ρ に他ならない。実験式⁽¹⁵⁾ によれば、 $\Delta b/\rho$ は元素の違いにあまり依存せずほぼ一定であるが、前述したように R_B と R_m の差を真の行程と実際の厚さの差とするならば、 Δb は平均散乱

(11) W. Bothe : *Handbuch der Physik*, **22/2**, Julius Springer, Berlin, (1933), 1.

(12) V.E. Cosslett and R. N. Thomas : *Brit. J. Appl. Phys.*, **15** (1964), 883.

(13) H. A. Bethe, M. F. Rose and L. D. Smith : *Proc. Amer. Soc.*, **78** (1938), 573.

(14) H. A. Bethe : *Handbuch der Physik*, **24**, Julius Springer, Berlin, (1933), 519.

(15) V. E. Cosslett and R. N. Thomas : *Brit. J. Appl. Phys.*, **15** (1964), 1283.

角や n_R に依存する筈であるから Z に依存することになる。以上の考察から $4b/\rho$ を限られた Z 範囲について近似的に一定とする。その範囲は周期律により、 $10 < Z \leq 18$, $18 < Z \leq 36$, $36 < Z \leq 54$, $54 < Z \leq 86$ および $86 < Z$ の各範囲とし、それぞれの範囲にその範囲に属する Z の実験値を使う。すなわち $4b/\rho$ の値としてそれぞれ 17.4169 ($\times 10^{-10}$ 以下略), 26.3159 , 25.9567 , 23.1123 および不明である。不明の部分は上の考察をふまえて、前の範囲の値を採用する。

透過電子の平均エネルギー E_{mT} は Cosslett らの修正した TW 則

$$E_0^2 - E_{mT}^2 = \frac{b}{\rho} t \quad (14)$$

による。

2. 電子線の反射

後方散乱係数 r の理論式としては、今までに次の諸式が与えられている。

$$r_A = \frac{7Z - 80}{14Z - 80} \quad (15)$$

$$r_e = \frac{Z - 16}{2Z - 8} \quad (16)$$

$$r_E = \frac{a - 1 + 0.5a}{a + 1}, \quad a = 0.045Z \quad (17)$$

(15) 式は Archard⁽¹⁶⁾ の式である。彼の理論によれば、入射電子はある深さ x_d まで直進し、そこで全方向に均一に散乱(すなわち拡散)することになり、大角単一散乱が無視されている。この x_d を Cosslett らの実験結果によって修正した Tomlin の式⁽¹²⁾に求めると、 r として(16)式となる。(17)式は Everhart⁽¹⁷⁾ の式で、弾性衝突の理論によっているが、多重散乱の効果を無視している。はたしてこれらの式は、いずれも、多くの研究者の実験値^{(18)(19)~(23)(26)(27)} と完全には一致しない(Fig. 2 参照)。しかし(17)式の r_E と実験値との差の大きさは、主として多重衝突の機会の多少にかかわると考えられるから、 Z に依存する。このような考察から、できるだけ簡単な式で実験値と合うように(17)式を修正すると次式のようになる。

$$r = r_E - 0.0014|Z - 27| \quad (18)$$

膜のみの後方散乱係数 η_B については、Everhart の理論の拡張から

$$\eta_{BE} = \frac{a - 1 + (1 - y)^a (2ay + 1 - a)}{a + 1}, \quad y = \frac{x}{R}$$

を得る⁽²⁴⁾ が、実験値との関係が複雑なため、これまでのような理論式を修正するという立場をすてた。

実験値⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾ の η_B/r を y の関数としてプロットすると Fig. 3 のようになり、 $Z \leq 28$ と $Z \geq 29$ とで明らかに異なる 2 本の曲線関係を与える。ここで Cosslett らの η_B は全電流の割合であり、Kulenkampff らの η_B/r は 117° と 137° での測定である(ここではその平均を用いた)。ただし $y = t/\rho R_m$ とする。

Fig. 2 Comparison of the experimental data and corrected Everhart's for backscattering coefficients of massive targets with theoretical curves of Archard (A), Cosslett's A (C) and Everhart (E)

Fig. 3 Experimental data for η_B/r as a function of y . $E_0 = 25$ keV
C/T: Cosslett and Thomas
K/R: Kulenkampff and Rüttiger

ゆえに

$$\left. \begin{aligned} \eta_B &= rP(y) & (Z \leq 28) \\ \eta_B &= rQ(y) & (Z \geq 29) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

関数 $P(y)$ および $Q(y)$ は後出の $F(t)$ とともに、ラグランジュの方法で数値計算する。

- (16) G. D. Archard: J. Appl. Phys., **32** (1961), 1505.
(17) T. E. Everhart: J. Appl. Phys., **31** (1960), 1483.
(18) J. E. Holliday and E. J. Sternglass: J. Appl. Phys., **28** (1957), 1189.
(19) B. F. J. Schonland: Proc. Roy. Soc. (London), **A 108** (1925), 187.
(20) H. Kanter: Ann. Physik, **20** (1957), 144.
(21) H. E. Bishop: IVth Int. Cong. X-Ray Optics and Microanalysis, Hermann, Paris, (1966), 153.
(22) K. F. J. Heinrich: IVth Int. Cong. X-Ray Optics and Microanalysis, Hermann, Paris, (1966), 159.

- (23) D. B. Wittry: IVth Int. Cong. X-Ray Optics and Microanalysis, Hermann, Paris, (1966), 168.
(24) V. E. Cosslett and R. N. Thomas: Brit. J. Appl. Phys., **16** (1965), 779.
(25) H. Kulenkampff und K. Rüttiger: Z. Phys., **152** (1958), 249.
(26) H. Kulenkampff und W. Spyra: Z. Phys., **137** (1954), 416.
(27) H. Kulenkampff und K. Rüttiger: Z. Phys., **137** (1954), 426.

Fig. 4 Experimental data of Kulenkampff and Rüttiger on $\Delta E_{mR}/E_0$ as a function of atomic number. $E_0=20$ to 40 keV

Fig. 5 Experimental data of Kulenkampff and Rüttiger on $\Delta E_{mB}/\Delta E_{mR}$ as a function of film mass thickness. $E_0=20$ to 40 keV

後方散乱電子の平均エネルギー E_{mR} および E_{mB} についての理論式は見当たらないが、実験的には ($E_0 = 20 \sim 40$ keV) における Kulenkampff ら^{(25)~(27)}の実験) 次式で与えられる (Fig. 4 および Fig. 5 参照).

$$\frac{\Delta E_{mR}}{E_0} = Z^{-1/3} \quad (20)$$

$$\frac{\Delta E_{mB}}{E_0} = \frac{\Delta E_{mR}}{E_0} F(t) \quad (21)$$

ここで $\Delta E_m = E_0 - E_m$ である。

V. 計算結果

1. η_T

(11) 式から R_B , これと (12), (13) 式から R_m を計算して, n_R を求め, これを一方の限界としながら, (9), (10) 式から n を計算し, (7) 式とともに (8) 式に入れて η_T を得る. $E_0=25$ keV における η_T の計算結果を Z を横軸に, t をパラメータとしてプロットすれば Fig. 6 の通りである. なお比較のために, Bothe および BRS の理論値も併記した.

2. r

(18) 式の計算値を実験値および他の理論値とともに Fig. 2 に示す.

3. η_B

(19) 式の計算値の一部を実験値とともに Fig. 7 に示す.

Fig. 6 Comparison of experimental data of Cosslett and Thomass and corrected BRS' data for fractional electron transmission with theoretical values of Bethe, Rose and Smith (BRS) and Bothe. $E_0=25$ keV

Fig. 7 Comparison of experimental data for fractional electron backscattering from film with computed results. $E_0=25$ keV

Fig. 8 Comparison of experimental data of Kulenkampff and Rüttiger on $\Delta E_{mB}/E_0$ with computed results as a function of atomic number. $E_0=20$ to 40 keV

4. $\Delta E_{mR}/E_0$ および $\Delta E_{mB}/E_0$

(20) 式と (21) 式による計算値の一部を実験値とともに Fig. 8 に示す.

5. E_{mT}

図示省略.

6. E_s

IV. 2 に述べた定義により, $E_m/E_0 = 1 - (\Delta E_m/E_0)$, $E_m = \{1 - (\Delta E_m/E_0)\} E_0$ であるから, (5) 式は次のように書ける.

$$E_s = \eta_T E_{mT} \frac{1 - r \left(1 - \frac{\Delta E_{mR}}{E_0}\right)}{1 - r \eta_B \left(1 - \frac{\Delta E_{mR}}{E_0}\right) \left(1 - \frac{\Delta E_{mB}}{E_0}\right)} \quad (22)$$

この式と(7)~(14)および(18)~(21)式とから計算した E_s の値の一部を Fig. 9 に示す。Fig. 9 はベースが Cu の場合で、対象とする X 線は Cu $L\alpha$ である。この他対象 X 線が $OK\alpha$, $CK\alpha$ の場合も計算したが結果の図示は省略する。

Fig. 9 Computed results for E_s as a function of surface film mass thickness. E_0 : incident energy of electrons, Z_0 : atomic number of backing material, Z : atomic number of surface film

7. 「等価膜厚」

Fig. 9 で、 E 軸上のある点において t 軸に平行に引いた直線と、各 Z についての E_s 曲線との交点から t 軸に下した垂線の足が、たがいに「等価膜厚」となる。一般に、原

Table 1 Examples of computed "equivalent thickness". $Z_0=6$, $E_0=25$ keV

Atomic No. of surface film	Surface film mass thickness (10^{-4} g/cm 2)				
	1.000	2.000	3.000	4.000	5.000
13					
12	0.981	2.020	3.042	4.041	5.036
20		1.351	2.224	3.106	3.979
30		0.972	1.870	2.725	3.572
40			1.592	2.418	3.233
50			1.399	2.196	2.981
60			1.241	2.014	2.773
70			1.149	1.889	2.622
80			1.073	1.778	2.483
90			1.051	1.726	2.408
92			1.046	1.716	2.392

子番号 k , 原子量 u の元素の厚さ h の膜に対する、原子番号 l 原子量 v の元素の「等価膜厚」(g/cm 2)は、 $Z=k$, $A=u$, $t=\rho h$ として E_s を計算し、これを E とするとき、 $E_s=E$, $Z=l$, $A=v$ として(7)~(14)および(18)~(22)式を同時に満足する t の値として計算した。結果の一部を Table 1 に示す。

VI. 総 括

EPMA と特殊なターゲットを使って、非常に軟い X 線の質量吸収係数を測定する方法を考案し、この方法に必要な「等価膜厚」を算定する方法を確立した。

固体ターゲットにおける電子線エネルギーの分布に関する Cosslett と Thomas の式を援用し、この式の計算に必要なすべての値を求める式を立て、これらの式を使い、電子計算機によって原子番号 12 から 92 までの全元素について計算した(結果は一部のみ示す)。