The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	1890sにおけるNEETの研究
Author(s)	荒川, 隆一
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2822
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

^{189}Os における NEET の研究

昭和51年1月20日

大阪大学理学部
荒川 隆一

Abstract

電子遷移による核励起（NEET）の定量的実験を^{189}Osにおいて始めて行った。オスミウム試料に72～104 keVの電子線を照射し，$^{189}Os^{m}$の生成断面積の絶対値を測定した。断面積は74 keVでしきい値を持ち，また例えば100 keVにおいて2.6 nbである。測定励起関数からNEET確率として5.6×10^{-7}なる値を得た。

I. Introduction

電子線やX線の照射などによって，核外電子軌道に孔を空けて原子を励起した場合，X線放出やAuger電子放出の他に軌道電子の遷移による原子核の励起という第3の励起解消の可能性がさきに森田教授[1]によって理論的に指摘された。この現象はNEET (Nuclear Excitation by Electron Transition) と呼ばれる。これは軌道電子の遷移エネルギーが原子核の励起エネルギーに転化される現象であり，通常このNEETの起る確率が非常に小さいため検出が困難である。しかしながら特別の条件を原子核と軌道電子が満す時，NEETの確率が大きくなり検出可能となる。その条件は電子と核の両遷移を比較した時に，(1) スピン・パリティーの保存則の要請により共通のmultipolarityを持つこと，及び(2)励起エネルギーがほぼ等しいことである。

音在・荒川・森田[2]はこの点を考慮してN

EETの条件を満足し，かつ放射化学的に検出が可能である励起準位をもつ核種として^{189}Osを選び，これに電子線を照射してK-shellに孔を空け，その時に誘起される$^{189}Os^{m}$の放射能を検出することによって，予備的にNEET現象の存在を確めた。

(1)照射電子のエネルギーの絶対測定，(2) Thin Target照射を行うためのOs試料の調製，及び(3)照射ビーム電流の安定化などの改良を加えることによって，より信頼できかつ絶対化された$^{189}Os^{m}$の生成励起関数を測定し，^{189}OsにおいてNEETを定量的に研究し，特にNEET確率を求めるのが本研究の目的である。

II. Experiments

A. Os metal sample preparation

Osは融点約3000°C，沸点約5000°Cで密度が22.5 $g \cdot cm^{-3}$ の白金によく似た性質を持つ金属である。

電子線によるOsの薄膜照射を行うために，Osの薄い金属試料が必要である。真空蒸着ではよい試料を得ることが難しいので，電気メッキによってOs試料を作ろうとした。Osのメッキ条件を文献中に見つけることが出来なかったので，白金のメッキ条件を参考にして種々の試みを行った。

OsO_4の結晶1gを2 cm^3のエタノールと4 cm^3のconc. HClの混合液に2〜3日の時間をかけて完全に溶かし込む。その1 cm^3を$(NH_4)_2HPO_4$ [45 $g \cdot l^{-1}$]とNa_2HPO_4 [240 $g \cdot l^{-1}$]の混合溶液50 cm^3の中に加えて，これをOs用のメッキ液とした。1 mmφ白金棒（この棒は液の撹拌を兼ねる）を陽極，20 mmφ白金板を陰極として，7 cm^3のメッキ液を用い温度80°C

，電流密度2.3 mA・cm^{-2}の条件で4.5時間電着を行った。黒灰色の金属光沢のある均一性のよいOsメッキが得られた。Osの厚さは0.465 mg・cm^{-2}である。このOsのメッキに関しては別に報告した。[3)]

B. Electron bombarding system

軌道電子殻に孔を空けるために，Os試料に電子線を照射する必要がある。日立製HU－11型電子顕微鏡の廃物を改造して，目的に適した電子銃を作った。電子照射系をFig. 1に模式的に示した。

高電圧のフィラメントからの熱電子がアノードに向かって加速され，集束レンズと偏向コイルで電子ビームのスポットの大きさと位置が修正されて，試料室に導かれる。Osメッキした26mmφの白金板は水による冷却を行った黄銅台に接触固定されている。電子ビームは15mmφのスリットで絞られてOs試料に照射され，照射電流はマイクロアンメーター(A)で測定される。電離真空計に用いられているフィラメントの定電流回路を参考にして，Beam Current Stabilizer (S)を制作し電子銃のフィラメント電流を一定に保った。その回路図をFig. 2に示す。改造によって電子銃は加速電圧が40kVか

5 110 kVまで連続に変えることが出来，最大電流200μAまで電流を得ることができるようになった。

Fig. 1 電子照射系

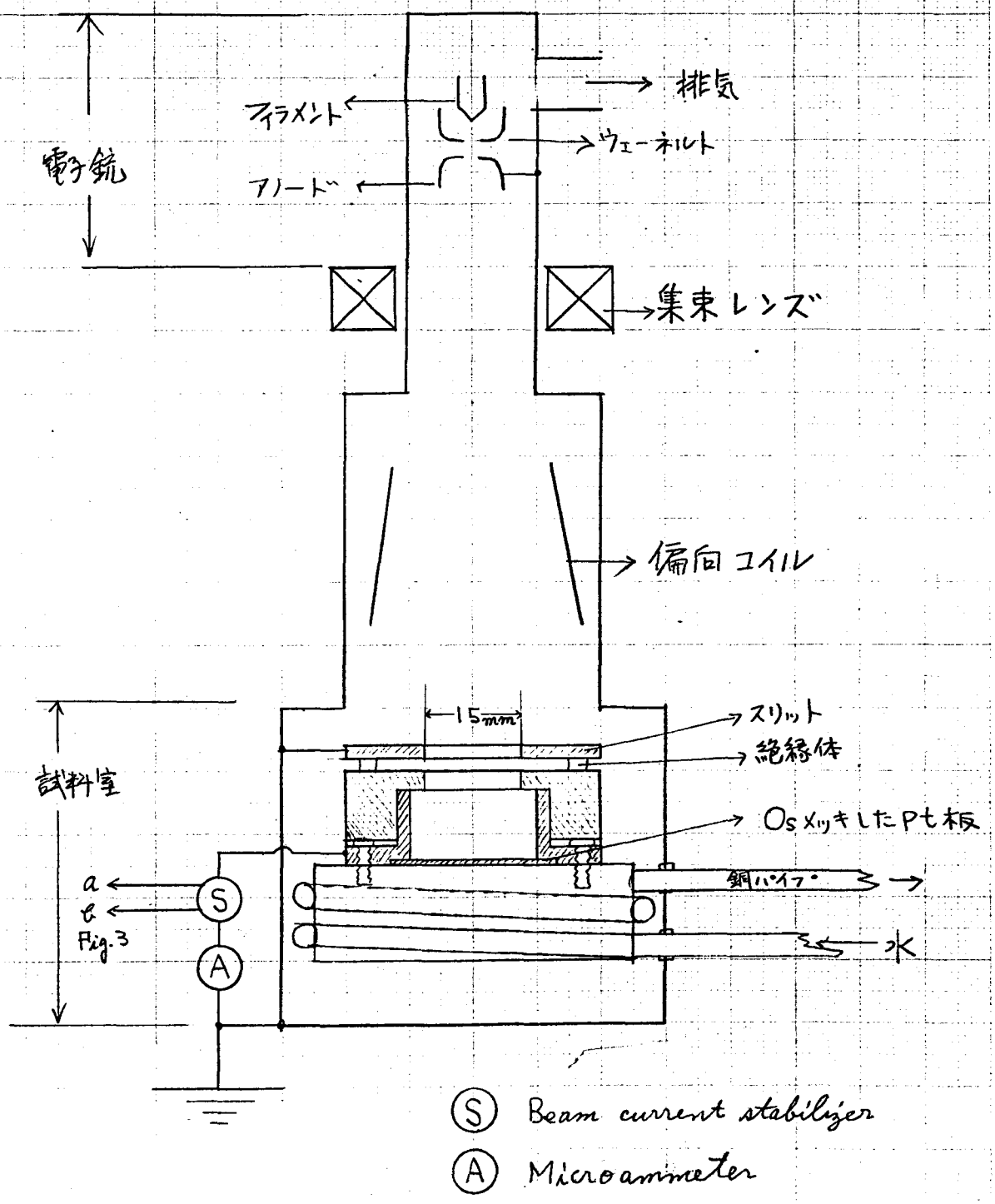
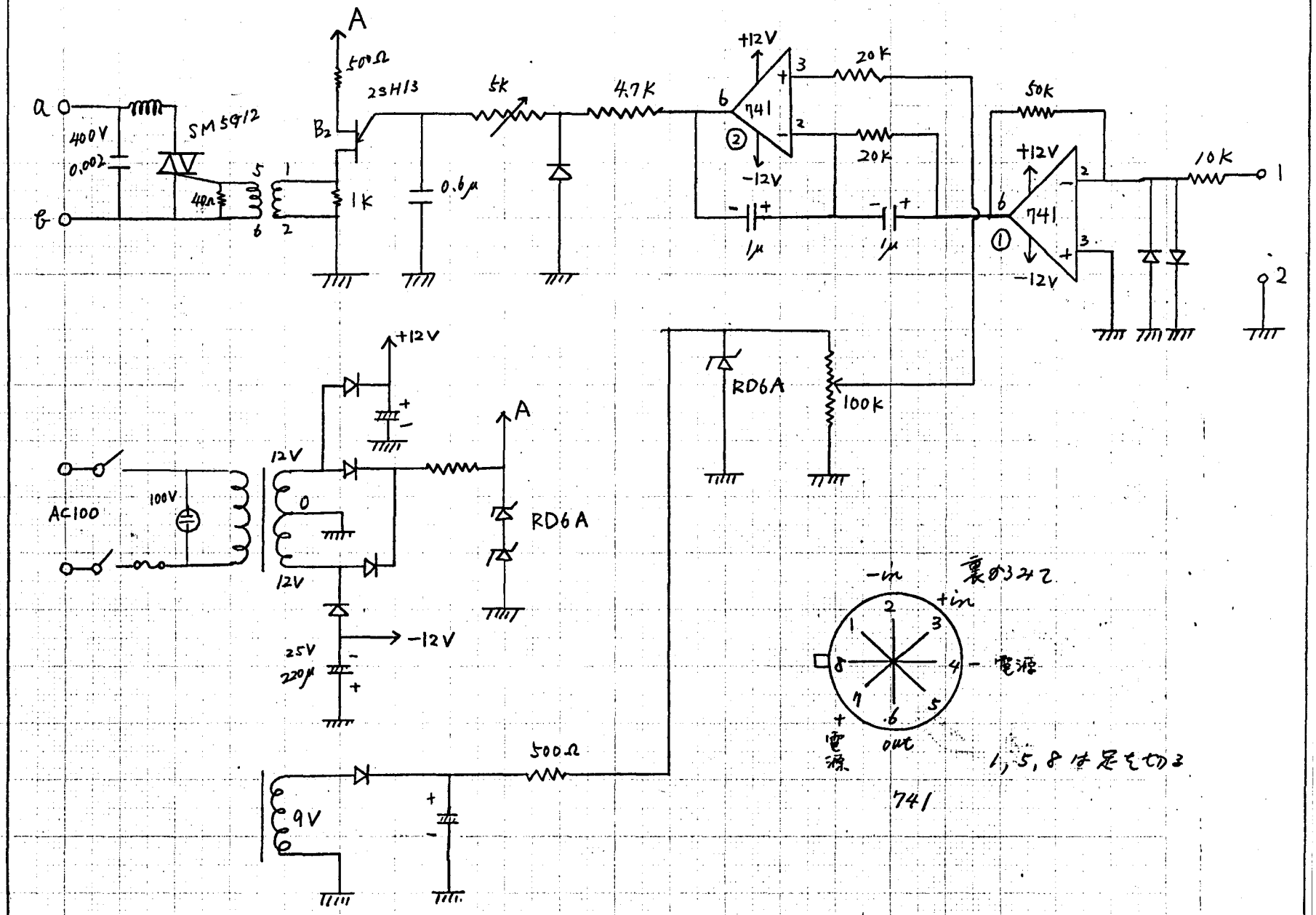

排気
フィラメント
ウェーネルト
電子銃
アノード
集束レンズ
偏向コイル
15mm
スリット
絶縁体
試料室
Os メッキしたPt板
銅パイプ
a
b
Fig.3
S
A
Ⓢ Beam current stabilizer
Ⓐ Microammeter

Fig. 2. Beam Current Stabilizer. 75/6/21



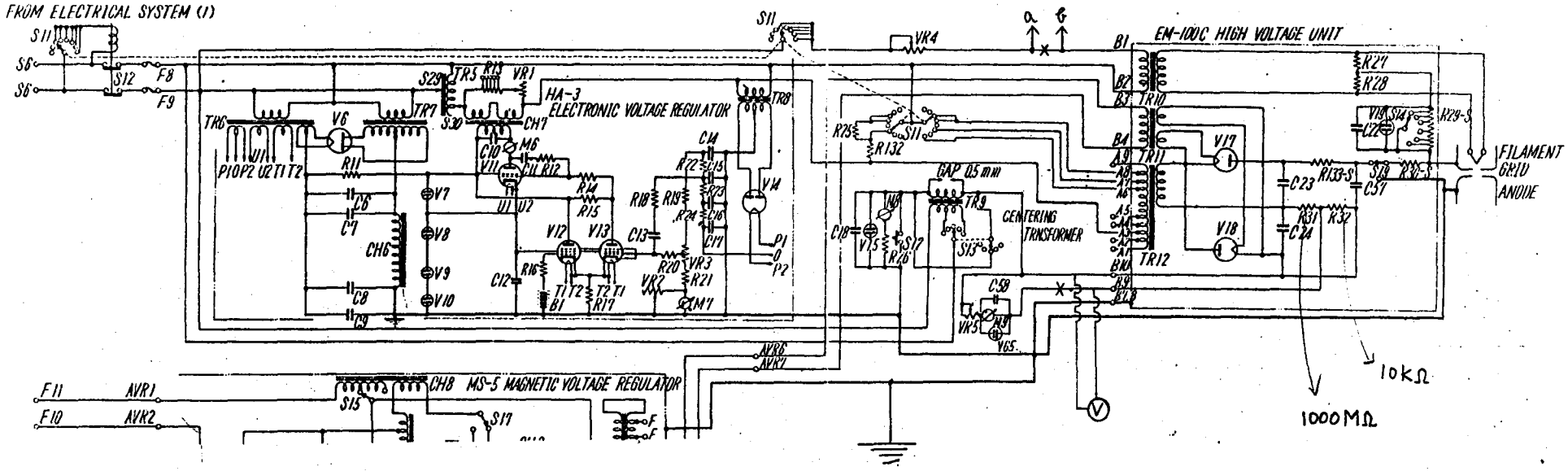
C. Electron energy calibration by electron diffraction

照射電子の運動エネルギーに対する $^{189}O_s^m$ の生成の正確な励起関数を実験で求めるために，電子の運動エネルギーの絶対値を知る必要がある。改造した電子銃は電圧安定度が 10^{-4} と比較的よいが，電圧の正確な値を知ることができない。それで電子線回折法で加速電子の運動エネルギーの絶対値をきめた。

電子銃の高圧電源の回路をFig.3に示す（日立HU-11型電子顕微鏡のカタログ）。ある照射ビームの運動エネルギーを電子線回折によって絶対値測定を行い，その時Fig.3に示すように高電圧を1000MΩと10kΩの抵抗で分割し10kΩの抵抗の両端の電圧を電圧計で読み取る。電圧計の読み取り値とその時の加速電子の運動エネルギーの絶対値と関係ずけて電子エネルギー較正曲線を作った。この較正方法で一番問題と

なることは，1000MΩの抵抗と10kΩの抵抗の比が温度変化のために変化することで，較正曲線が信用できなくなることである。この問題をすこしでも克服するために高電圧電源タンク付近の温度を一定に保つようにした。さらにタンク内のオイルの温度が一定になるまで，電源を入れてから約一時間warming upした後で実験を行うようにした。

Fig.3. High Voltage Circut.



Ⓥ 電圧計.

電子ビームをモリブデンのスリットで0.1mmφの大きさに絞り，これをフォルムバール膜上に厚さ約90Å蒸着した金に照射し，後方の富士フィルム社製の電子顕微鏡フィルムに回折リング像を撮影した。現像後，回折リングの半径R(cm)と金の蒸着膜から写真フィルムまでの距離L(cm)を精度よく測定し，(1)式を用いて電子の運動エネルギーを算出した。

(付録1)

$$E = -m_0c^2 + \left\{ (m_0c^2)^2 + (h_1^2+h_2^2+h_3^2)\left(\frac{hcL}{a_0}\right)^2 R_{h_1h_2h_3}^{-2} \right\}^{1/2} \qquad (1)$$

ここで

E (keV)：電子の運動エネルギー

$m_0c^2 = 511.004$ keV：electron rest mass energy

h_1, h_2, h_3：ミラー指数

$h = 4.13570074 \times 10^{-18}$ keV·sec：Planck's constant

$a_0 = 4.0786 \times 10^{-8}$ cm：Auの格子定数[4)]

$L = 47.03 \pm 0.01$ cm：Au面とフィルムとの

距離

$C = 2.997925 \times 10^{10}\ cm \cdot sec^{-1}$ ：光速度

R (cm) ：回折リングの半径

である。回折リングの半径Rの測定の際に問題となるフィルムの伸縮は現像前後で変化しないことを確めた。

加速電子の運動エネルギーの絶対値の精度を上げるために，回折リングの半径を出来るだけ正確に読み取る必要がある。そのためにMicrophotometerを用いて20μmの精度で読み取った。その結果をTable 1に示す。第1列はフィルム順序，第2，3，4列はMicrophotometerで5倍拡大測定したそれぞれのリングの直径を，第1リングの直径に換算した値D (mm)。第5，6列はそれぞれDの平均値$\bar{D}$ (mm)と標準偏差$\sigma_{\bar{D}}$ (mm)。第7，8列はそれぞれ実際のフィルムリングの平均半径R (cm)と標準偏差σ_R (cm)。第9，10列はそれぞれ(1)式を用いて計算した電子の運動エネルギーE (keV)と，σ_RとLの誤差

σ_Lの伝播による電子の運動エネルギーの標準偏差σ_E (keV)(付録2)。第11列は電圧計の読み取り値V (mV)である。

以上の結果を用いて電子の運動エネルギーE (keV)と電圧計の読み取り値V (mV)との関係を最小自乗法で直線化して(付録3),

$$E = (0.1801 \pm 0.0005)V + (9.93 \pm 0.21) \qquad (2)$$

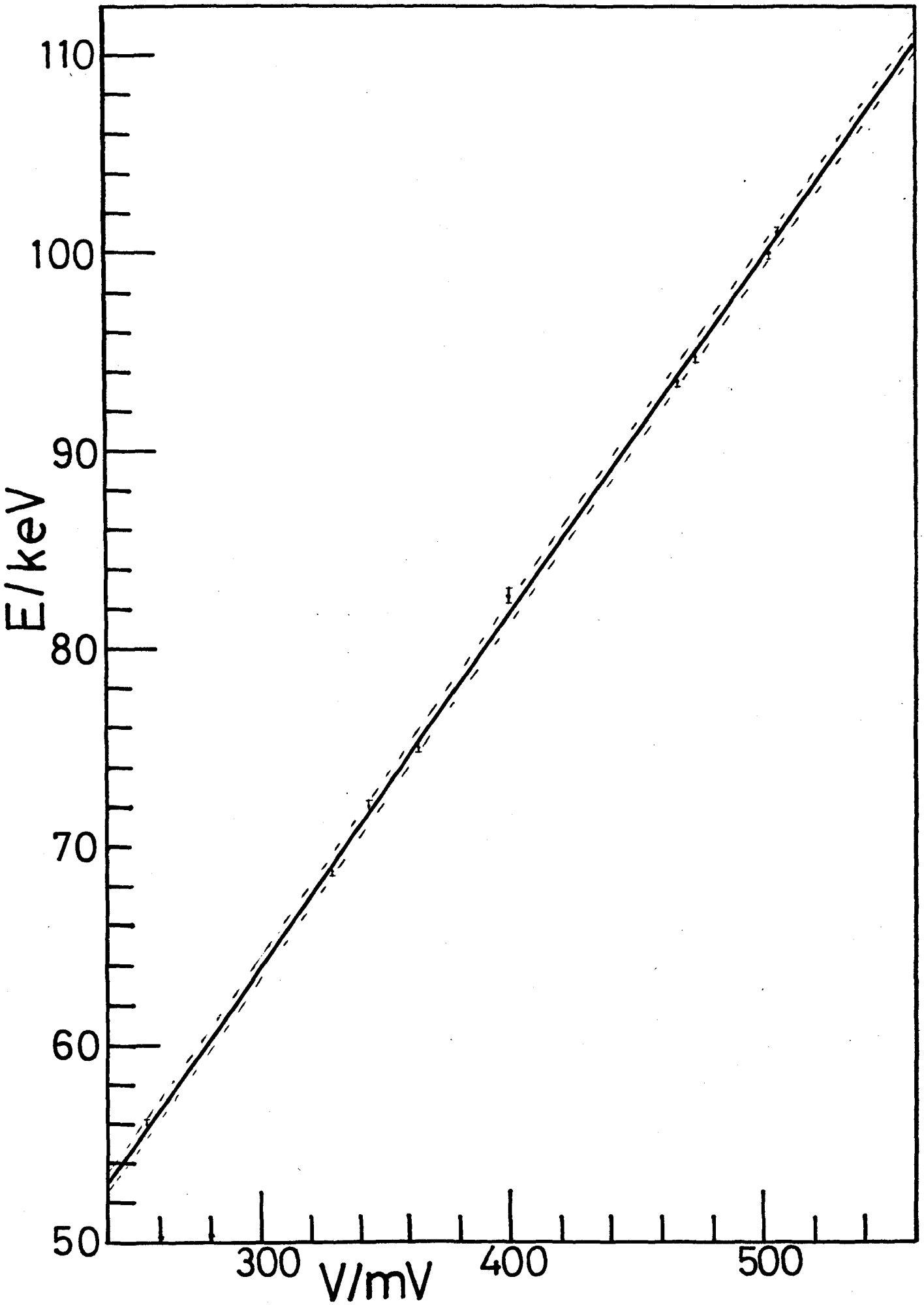
を得た。Fig. 4にエネルギー較正曲線を示す。横軸は電圧計の読み,縦軸はその時の電子のエネルギーを表わしている。点線は標準偏差を表わしている。

Table 1. Analysis of electron diffraction.

Film No.	Diameter(Microphotometer) D/mm			Average and SD		Film Radius and SD		Electron energy and SD		Voltage
	(1,1,1) $\times\sqrt{1}$	(2,2,0) $\times\sqrt{3/8}$	(3,1,1) $\times\sqrt{3/11}$	$\bar{D}$/mm	$\sigma_{\bar{D}}$/mm	R/cm	σ_R/cm	E/keV	σ_E/keV	V/mV
2	90.6	90.6	90.3	90.50	0.14	0.905	0.0014	68.65	0.20	330
3	86.2	86.0	86.4	86.20	0.16	0.862	0.0016	75.21	0.26	365
4	76.8	76.7	76.7	76.78	0.05	0.767	0.0005	93.44	0.12	467
6	74.0	73.8	73.7	73.83	0.12	0.738	0.0012	100.31	0.30	503
11	88.0	88.6	88.3	88.30	0.24	0.883	0.0024	72.20	0.37	344
12	88.5	88.8	88.3	88.53	0.21	0.885	0.0021	71.62	0.32	343
13	108.0	108.4	107.8	108.07	0.25	1.081	0.0025	48.99	0.22	220
14	108.0	108.4	107.8	108.07	0.25	1.081	0.0025	48.99	0.22	219
15	86.5	86.9	86.5	86.63	0.19	0.866	0.0019	74.56	0.31	361
18	76.2	75.6	75.8	75.87	0.25	0.759	0.0025	95.04	0.58	474
19	75.5	75.7	76.2	75.80	0.29	0.758	0.0029	95.50	0.67	476
20	73.4	73.6	73.6	73.53	0.09	0.735	0.0009	101.07	0.23	506
21	100.5	100.3	100.6	100.47	0.12	1.005	0.0012	56.30	0.13	255
22	81.4	81.9	81.9	81.73	0.24	0.817	0.0024	83.12	0.46	400
23	78.8	78.8	78.8	78.80	0.05	0.788	0.0005	88.89	0.11	435

SD:Standard Deviation

Fig. 4. Energy calibration curve.



D. Detector

電子照射によって誘起された$^{189}Os^{m}$の放射能が少なく，測定する内部転換電子のエネルギーが，L_{III}，M_{I}殻電子放出の場合それぞれ20，27 keVと低いので，バックグランドが約0.8 cpMの2πガスフロー窓なし低バックグランドGMカウンター（以下LBCと呼ぶ）を用いて$^{189}Os^{m}$の放射能を測定した。

$^{189}Os^{m}$の放射能をLBCで測定した時，得られる計数率A_L(cpm)は試料の放射能の崩壊率D(dpm)と次の関係にある。

$$\left.\begin{aligned} A_L &= cD + X + B, \\ c &= f_g \cdot f_c \cdot f_{st} \cdot f_s \cdot f_b \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

ただし

c : detection coefficient

X : X線によるバックグランド

B : 一般のバックグランド

f_g : geometry
f_c : counting efficiency
f_{st} : 同時計数
f_s : 自己吸収
f_b : 後方散乱

} 補正係数

である。

(1) f_g

試料が計数管の中に入っており，後方には電子が出ないと考えられるので

$$f_g = 0.5$$

とする（Fig. 5）。

(2) f_c

窓なしガスフロー GM 管の場合

$$f_c = 1$$

とおける。

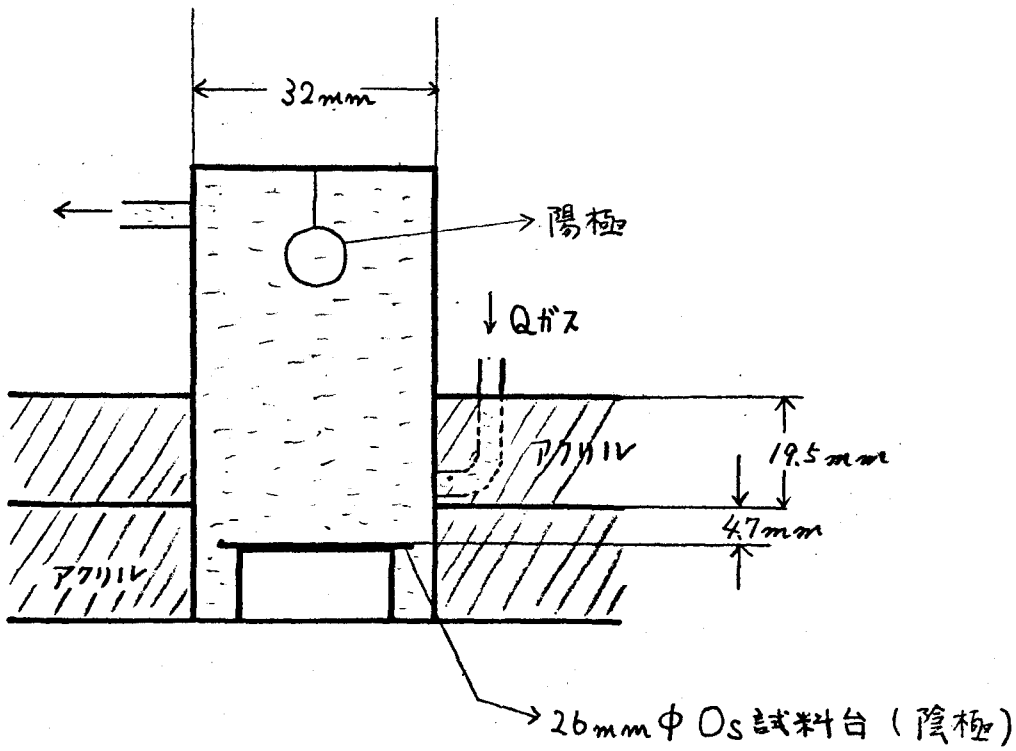


Fig. 5. 2πガスフロー窓なしGMカウンターの断面図.

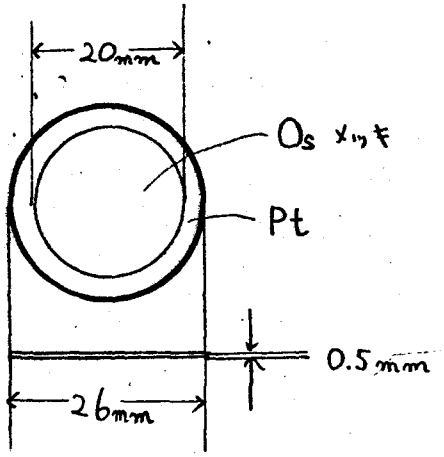


Fig. 6. Os 照射用試料.

(3) f_{st}

τ(min)をGM管の分解時間とするとf_{st}は

$$f_{st} = 1 - A_L\tau$$

で表わされるが，A_Lが少いので

$$f_{st} = 1$$

とおける。

(4) f_s

$^{189}Os^m$から放出されるL，M，N殻内部転換電子の中でL$_{III}$殻内部転換電子（約20keV）を$^{189}Os^m$の放射能として代表させる。Osの試料が薄いので，電子照射の際に$^{189}Os^m$が試料中に均一に生成していると考えられる。試料の自己吸収は，吸収が指数関数的であるとし，自己散乱がないものと仮定すると次式で表わされる。

$$f_s = A_x/A_0 = (1 - e^{-\mu x})/\mu x \qquad (4)$$

ただし

A_x ：厚さ x ($mg \cdot cm^{-2}$) の試料の計数率

A_0 ：厚さ 0 の時の計数率

μ ($cm^2 \cdot mg^{-1}$)：質量吸収係数

である。

Baker and Katz[5] によると β 線の質量吸収係数 μ と end-point エネルギー E_m (MeV) との関係が次式で表わされてる。

$$\mu = 0.0155\, E_m^{-1.41} . \qquad (5)$$

$^{189}Os^m$ からの約 20 keV の内部転換電子の場合に (5) 式を適用するために，β 線の平均エネルギーを E_m の 1/3 と仮定し，$^{189}Os^m$ の放射能が $E_m = 0.06$ MeV の β 線に相当するとする。かくして質量吸収係数 $\mu = 0.82\ cm^2 \cdot mg^{-1}$ を得る。一方 Os の試料の厚さは $x = 0.465$ $mg \cdot cm^2$ であるから (4) 式を用いて自己吸収補

正係数 f_s は

$$f_s = 0.83$$

となる。

(5) f_b

Os の試料の厚さは 0.465 $mg \cdot cm^{-2}$ で厚さ 0.5 mm の白金板が支持台である (Fig. 6)。それゆえに電子の後方散乱に関して飽和しており，Os ($Z=76$) と Pt ($Z=79$) は Z が近いのでこの場合の後方散乱補正係数を Os に対して求めればよいことにする。2π ガスフロー GM 計数管における後方散乱については Nader et al.[6] の研究があり，それによると Os に対する ^{32}P，^{204}Tl，^{35}S の飽和後方散乱補正係数 f_b はそれぞれ

^{32}P (β^-, $E_m = 1.71$ MeV)	$f_b = 1.58$
^{204}Tl (β^-, $E_m = 0.766$ MeV)	$f_b = 1.55$
^{35}S (β^-, $E_m = 0.167$ MeV)	$f_b = 1.35$

である。$^{189}Os^{m}$ の f_b を求めるために f_s の計

算の時に仮定したように，$^{189}Os^{m}$ の放射能を $E_m = 0.06$ MeV の β 線に相当すると仮定し，上記の f_b の値を外挿することによって（付録4），

$$f_b = 1.20$$

を得る。

(6) X

$^{189}Os^{m}$ が IT 崩壊する時主として L_{III}-shell の内部転換電子を放出する。その時同時に約 11 keV の LX 線の放出を伴う。この LX 線によるバックグランド X を見積る。たとえば β 線用の端窓型 GM 計数管（雲母窓，アルゴン充てん）は ^{55}Fe からの特性 X 線（5.9 keV）に対し，数％程度の計数効率を持っている。このことを考慮して，11 keV の X 線の計数効率を $^{189}Os^{m}$ の内部転換電子の場合の 10％とする。L_{III}-shell 内部転換電子と X 線は同時に放出されるので，LB

このX線によるバックグランドとして寄与するのは，LBCが内部転換電子を検出せずにX線だけを検出した場合である。その確率は非常に少いので無視することにし

$$X = 0$$

とおく。

(7) B

実験で求めることができる。

以上よりLBCの計数率 A_L(cpm) と崩壊率 D (dpm) との関係は(3)式を用いて

$$\left.\begin{aligned} C &= 0.5 \times 1 \times 1 \times 0.83 \times 1.2 \\ &= 0.50 \\ A_L &= 0.50\,D + B \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

となる。

E. Bombardments

Osは酸化されてOsO4になり易く，その上OsO4は昇華し易すく毒性が強いので，電子照射の時は前記のように水で冷却した。ビーム電流60.0±0.1 μAで4時間照射した。この条件ではOsは変質しないので放射能消滅後，同一のOs試料を繰返し使用した。

Ⅲ. Experimental results

照射終る時からLBC測定開始までの時間を t_s (min) とし，LBC測定時間を Δt (min)，その時のカウント数を ΔC とする。またB (cpm) をLBCのバックグランド，A (cpm) を照射終る時の計数率，λ (min^{-1}) を $^{189}Os^{m}$ の崩壊定数とするとAとその標準偏差 σ_A は

$$A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} (\Delta C - B \Delta t)$$

$$\sigma_A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \left\{ \Delta C + (\Delta t)^2 (\sigma_B)^2 \right\}^{1/2} \qquad (7)$$

で表わされる（付録5）。A及び σ_A の実験結果をTable 2.に示す。

Table 2. Experimental result.

Electron energy		Counting rate		Average counting rate	
E/keV	σ_E/keV	A/cpm	σ_A/cpm	A/cpm	σ_A/cpm
72.25	0.28	0.021	0.159	0.055	0.124
		0.109	0.199		
74.05	0.29	0.034	0.166	0.033	0.132
		0.032	0.219		
77.11	0.29	0.162	0.214	0.445	0.097
		0.518	0.109		
80.17	0.30	0.926	0.185	1.018	0.115
		1.076	0.147		
85.03	0.31	1.529	0.190	1.640	0.142
		1.780	0.214		
90.08	0.32	1.859	0.165	1.926	0.120
		2.001	0.174		
94.94	0.33	2.123	0.219	1.875	0.138
		1.711	0.178		
99.98	0.34	2.419	0.159	2.215	0.124
		1.898	0.198		
103.58	0.35	3.182	0.173	2.867	0.115
		2.617	0.154		

照射終了時の $^{189}Os^{m}$ の放射能計数率 A (cpm) は次式で与えられる。

$$A = Qn\sigma x(1-e^{-\lambda t})fc$$

これを変形して

$$\sigma = A \Big/ Qnx(1-e^{-\lambda t})fc \qquad (8)$$

となる。ただし

Q (min^{-1}) : Incidence rate of electron

n (cm^{-3}) : Atomic density of target nuclide

σ (cm^{2}) : Isomer production cross section

x (cm) : Thickness of target

λ (min^{-1}) : Decay constant

t (min) : Bombarding time

f : Probability of conversion process in the isomeric transition

c : Detection coefficient

である。それぞれの諸量の数値をまとめてTable 3. に示す。

(8)式にTable 3. の諸数値を代入し，A(cpm)とσ(cm^2)との関係は

$$\sigma = 1.02 \times 10^{-33} A \qquad (9)$$

となる。Table 2. の実験結果と(9)式を使ってσを求め，その結果をTable 4. に示した。

Table 3. Numerical values of eq.(8).

	Values	Remarks
Q/min^{-1}	2.25×10^{16}	60μA
n/cm^{-3}	1.15×10^{22}	^{189}Os:16.1%
x/cm	2.07×10^{-5}	$0.465 mg\cdot cm^{-2}$
λ/min^{-1}	1.93×10^{-3}	τ=6.0h [7]
t/min	2.40×10^{2}	t=4.0h
f	1.00	$\alpha_L=1.76\times10^5$ [8]
		$\alpha_M=1.25\times10^5$ [8]
c	0.50	See text.

Table 4. Experimental isomer production cross section for $^{189}Os^{m}$.

E/keV	$\sigma/10^{-33}cm^{2}$
72.25±0.28	0.06±0.13
74.05±0.29	0.03±0.13
77.11±0.29	0.45±0.10
80.17±0.30	1.04±0.12
85.03±0.31	1.67±0.14
90.08±0.32	1.96±0.12
94.94±0.33	1.91±0.14
99.98±0.34	2.26±0.13
103.58±0.35	2.92±0.12

励起関数を描く時，試料の厚みのための照射電子のエネルギー減退の補正を考慮して，横軸の照射エネルギーをきめなければならないので，

$$\int_{E_i}^{E_0} \sigma(E)\,dE = \frac{1}{2}\int_{E_i}^{E_f} \sigma(E)\,dE \qquad (10)$$

を満足するE_0をエネルギー減退の補正をした照射電子エネルギーと決める。

ただし

$\sigma(E)$ (cm^2)：実験で得たそのままの断面積を使って近似的に求めた励起関数（付録6）

E_i (keV)：入射電子のエネルギー

E_f (keV)：入射後試料から出て行く時の電子のエネルギー（付録7）

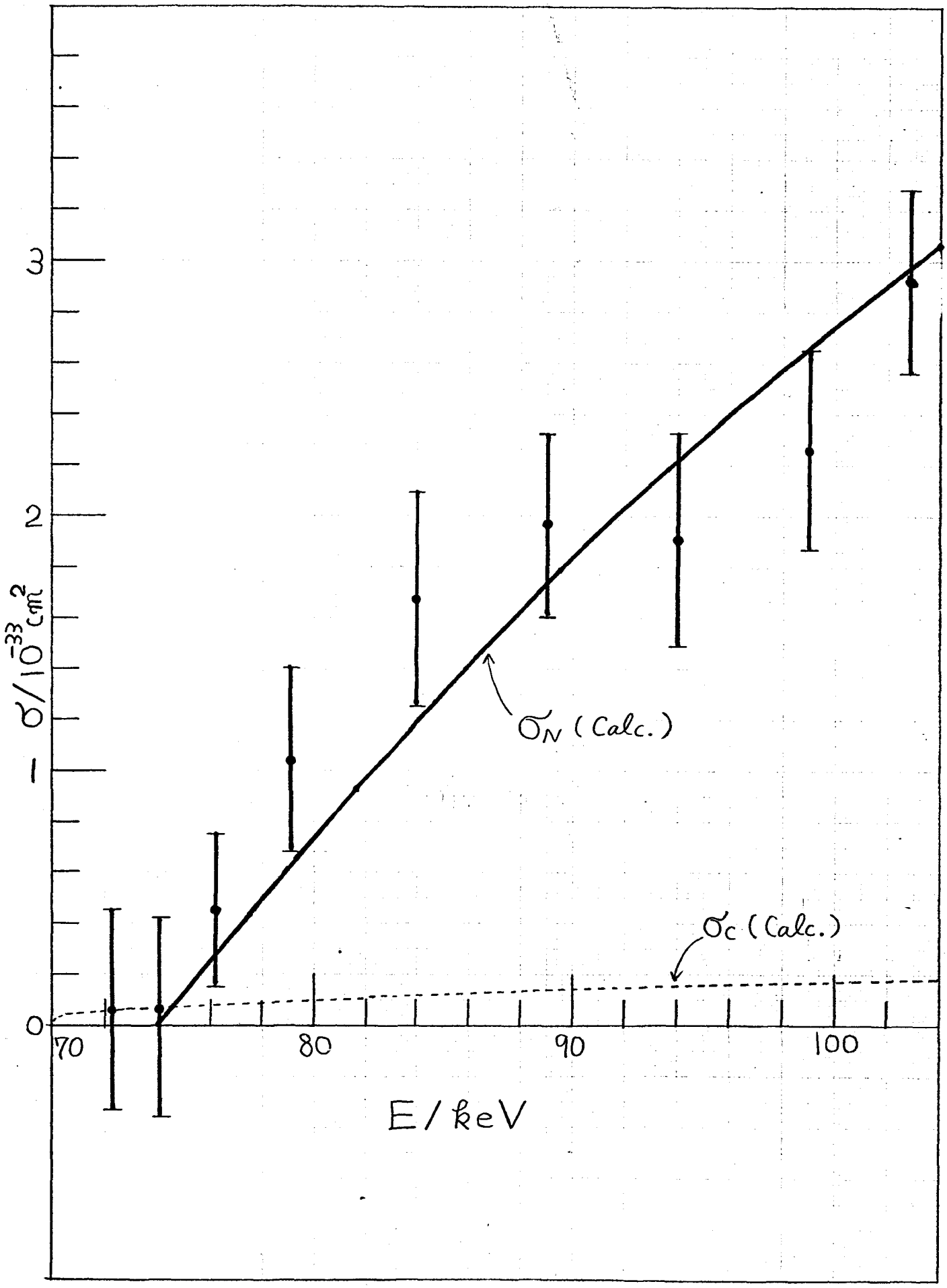
Table 5. に(10)式で求めたE_0の値を示し，Fig. 7 に照射電子のエネルギー減退の補正をしたE_0の値でσを図示する。誤差棒は標準偏

Table 5. Corrected electron energy.

E_i/keV	E_f/keV	E_0/keV
72.3	69.6	72.3
74.1	71.8	74.1
77.1	75.0	76.2
80.2	77.8	79.1
85.0	83.0	84.0
90.1	88.0	89.0
94.7	93.0	94.0
100.0	97.8	99.0
103.6	102.0	102.8

差の3倍を表わしている。

Fig. 7. Experimental isomer cross section for $^{189}Os^{m}$.



NEETによる$^{189}Os^{m}$の生成断面積σ_N (cm^2) は

$$\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B \qquad (11)$$

で表わされる。

ただし

σ_K (cm^2) : Osの K-shell ionization cross section by electron bombardment.

P : NEET probability

B : Fig. 8 の ^{189}Os の decay scheme にあるように 70 keV 準位から 31 keV 準位への転移の Branching ratio

である。

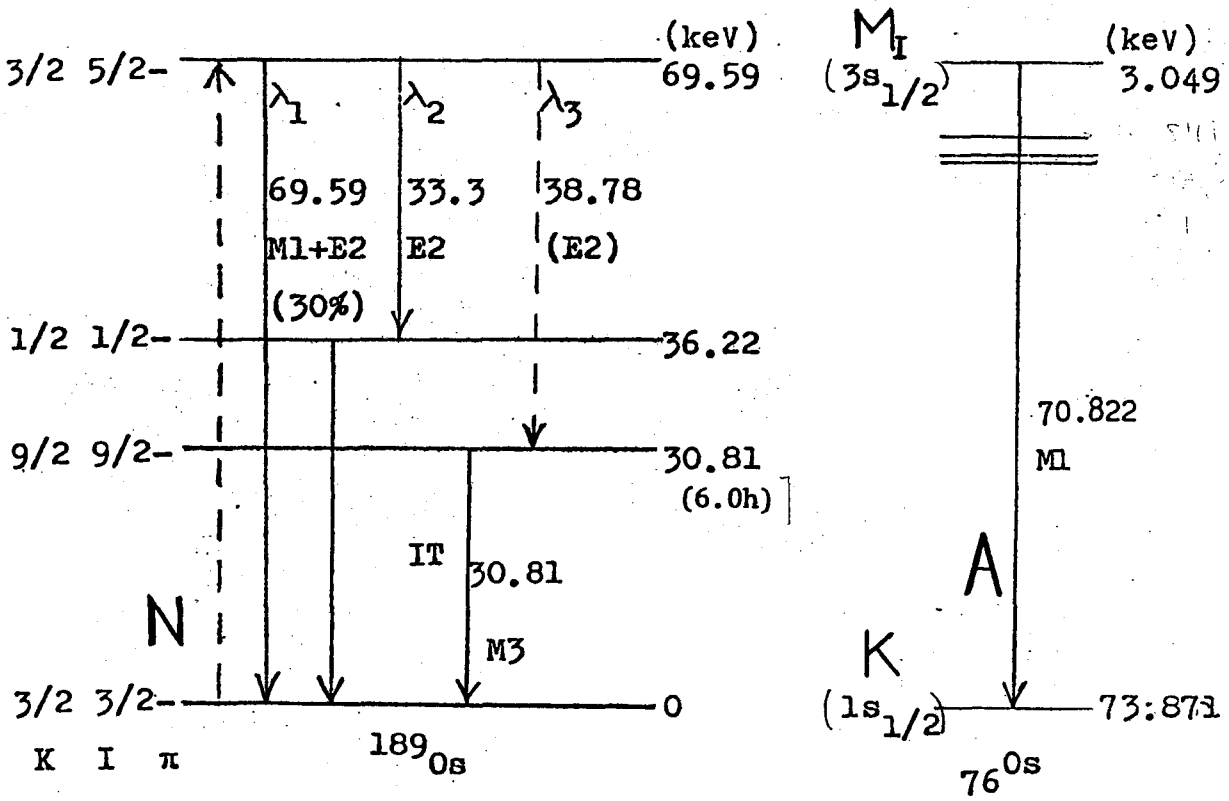


Fig. 8. Nuclear levels in ^{189}Os and atomic levels in Os.

(1) σ_K

Motz and Placious[9] によると，照射電子エネルギーEが100～500 keVに対して金（Z=79）のK-shell ionization cross section σ_K の実験値が，いろいろの理論計算値の中でArthurs and Moiseiwitsch[10] によって導かれた計算値と最もよく合うことを報告している。それでOs（Z=76）のσ_Kを計算するに当り，上記の理論を基にしてE＝74～110 keVについてのσ_Kの推定を行った。彼等によるとσ_Kは

$$\sigma_K = S\left[\frac{(137 Z_e)^2 (E_1 - 1)}{\pi (a_0 E_1)^2}\right]^{-1} \qquad (12)$$

で表わされる。ただし

S : parameter

$Z_e = Z - 0.3$: effective nuclear charge for K-shell

$E_1\ (m_0c^2)$: total electron energy

$a_0 = 0.53\times10^{-8}$ cm : Bohr radius

である。

彼等は parameter S と E/E_K の関係を Table 6. のように計算した。ただし E_K は K-shell binding energy である。そこで S を E/E_K の関数として

$$S = 18(E/E_K-1)^{1.07}/[3.62+(E/E_K-1)^{1.07}] \qquad (13)$$

で表わし，(13)式による S の値を Table 6. に示した。(12)，(13)式に $Z=76$，$a_0=0.53\times10^{-8}$ を代入し，電子の全エネルギー E_1 を電子の運動エネルギー E に変換することによって，Os の σ_K は

$$\sigma_K = 1.477\times10^{-23}(E/E_K-1)^{1.07}/[3.62+(E/E_K-1)^{1.07}][1-(1+E/m_0c^2)^{-2}] \qquad (14)$$

($E_K = 73.871$ keV for Os)

となる。

(14)式を用いて計算したσ_Kの値をTable 7.に示し，Fig. 9.に図示した

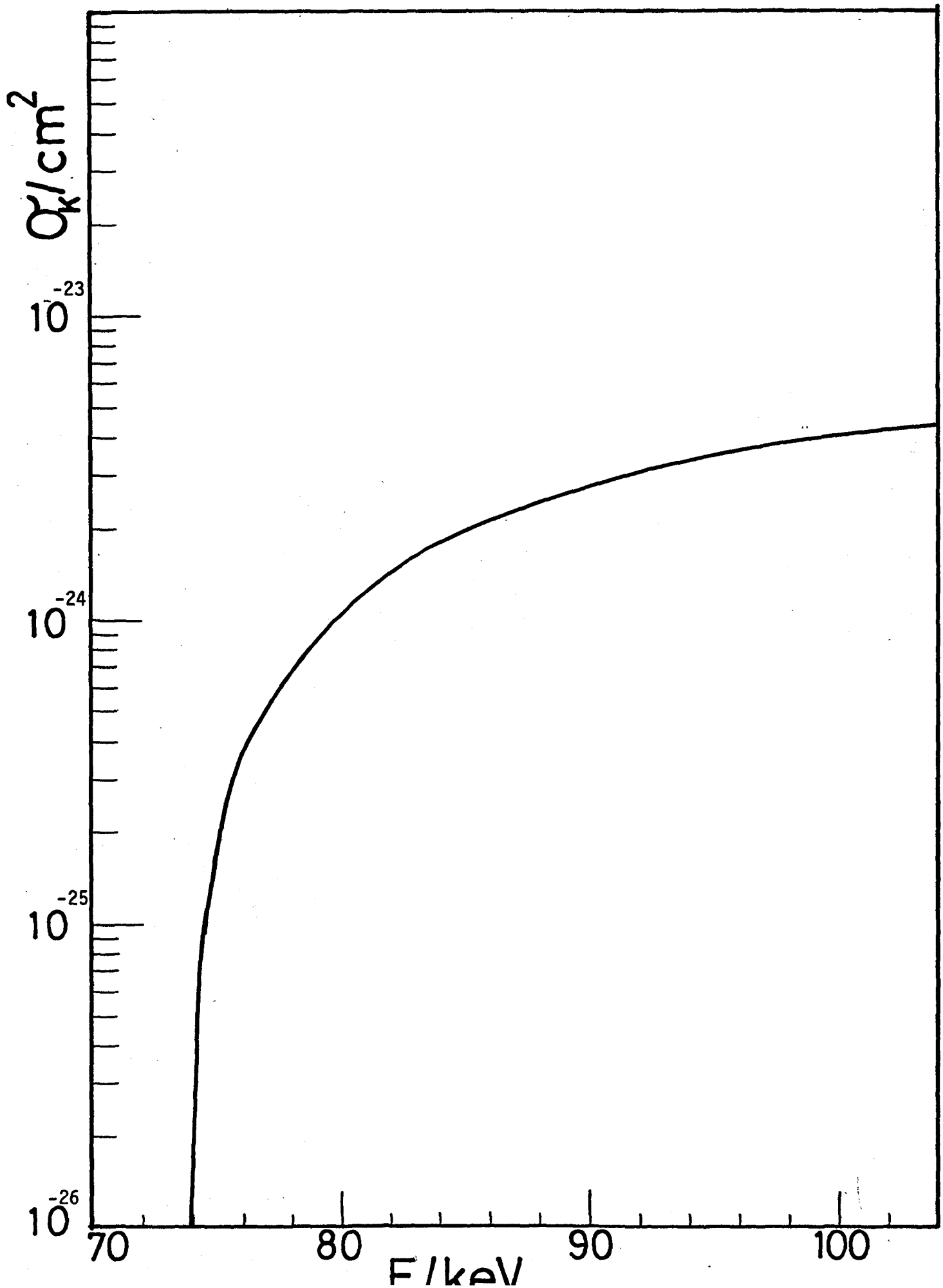
Table 6. Relation between parameter S and E/E_K.

E/E_K	1	2.5	5.0	7.5	10.0	15.0	20.0
S	0	5.4	10.1	12.1	13.2	14.8	15.6
S(eq.(13))	0	5.4	9.9	12.1	13.4	14.8	15.6

Table 7. K-shell ionization cross section for Os.

E/keV	$\sigma_K/10^{-26}cm^2$
74	1.94
75	19.4
76	37.7
78	74.4
80	111
85	196
90	274
95	345
100	409
104	456

Fig. 9. K-sell ionization cross section for Os.



(2) B

Harmatz et al.[11] の実験によると Fig. 8 の λ_2/λ_1 の値は

$$\lambda_2/\lambda_1 = 205/3210 \qquad (15)$$

である。λ_2 と λ_3 は共に E2 転移であり転移エネルギーも大差ないから，λ_2 と λ_3 の transition rate の比を計算するにあたり，Empirical hinderance factor F を除いてすべて等しいと仮定すると，

$$\lambda_3/\lambda_2 = F_2/F_3 \qquad (16)$$

となる。また F は

$$F = 50^{|\Delta K|-\ell} \qquad |\Delta K| > 1 \qquad (17)$$

で表わされるので λ_3/λ_2 を

$$\lambda_3/\lambda_2 = 1/50^{3-2} = 1/50$$

と見積る。Harmatz et al.[11] の実験結果は $\lambda_3/\lambda_2 \lesssim 1/50$ を示唆している。

かくしてBの値は

$$B = \lambda_3 / (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)$$

$$= 1.2 \times 10^{-3} \qquad (18)$$

となる。

以上より $\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B$ は(14), (18)式を用いて

$$\sigma_N = 1.77 \times 10^{-26} P (E/E_K - 1)^{1.07} / \left[3.62 + (E/E_K - 1)^{1.07}\right]\left[1 - (1 + E/m_0c^2)^{-2}\right] \qquad (19)$$

と表わされ，Fig. 7 に実験で得られた断面積に合うように P の値を求めると $P = 5.6 \times 10^{-7}$ という値をうる。この時の計算値を Fig. 7 の実線で示した。

IV. Discussion

上記の事柄をまとめると次の様になる。^{189}Osに72 keVから104 keVのエネルギーの電子を照射して，$^{189}Os^{m}$の生成励起関数を実験で求めた。この際のLBCのdetection coefficientに関しては，実験で求めることが困難であるので，計算により推定した。実験で得た断面積σと$\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B$をFig. 7のように合せることによってNEET確率$P = 5.6 \times 10^{-7}$なる値を得た。

σ_Kに関してはOs ($Z=76$)とZの近いAu ($Z=79$)の実験データでチェックした理論によってOsのσ_Kを推定したので，σ_Kの値が大きく誤っていることはないと思われる。Bの値はHarmatz等が内部転換係数の実験によって求めたtransition rateの比λ_2/λ_1の値と，経験式(17)式によって導いたtransition rateの比λ_3/λ_2の値とからBの値を求めた。

Fig. 7. に示してあるように，実験による断面積はNEETによる断面積 σ_N と同じ傾向の形をもっており，しきい値はNEET理論で導かれるK-shell ionizationのしきい値73.87 keVと一致していることがわかる。これらの事実から今回の実験によって，以前の予備的な実験の時よりもさらに明確にNEET現象の存在を明らかにすることが出来た。

NEET確率Pは次のようにNEET理論によって導かれる。

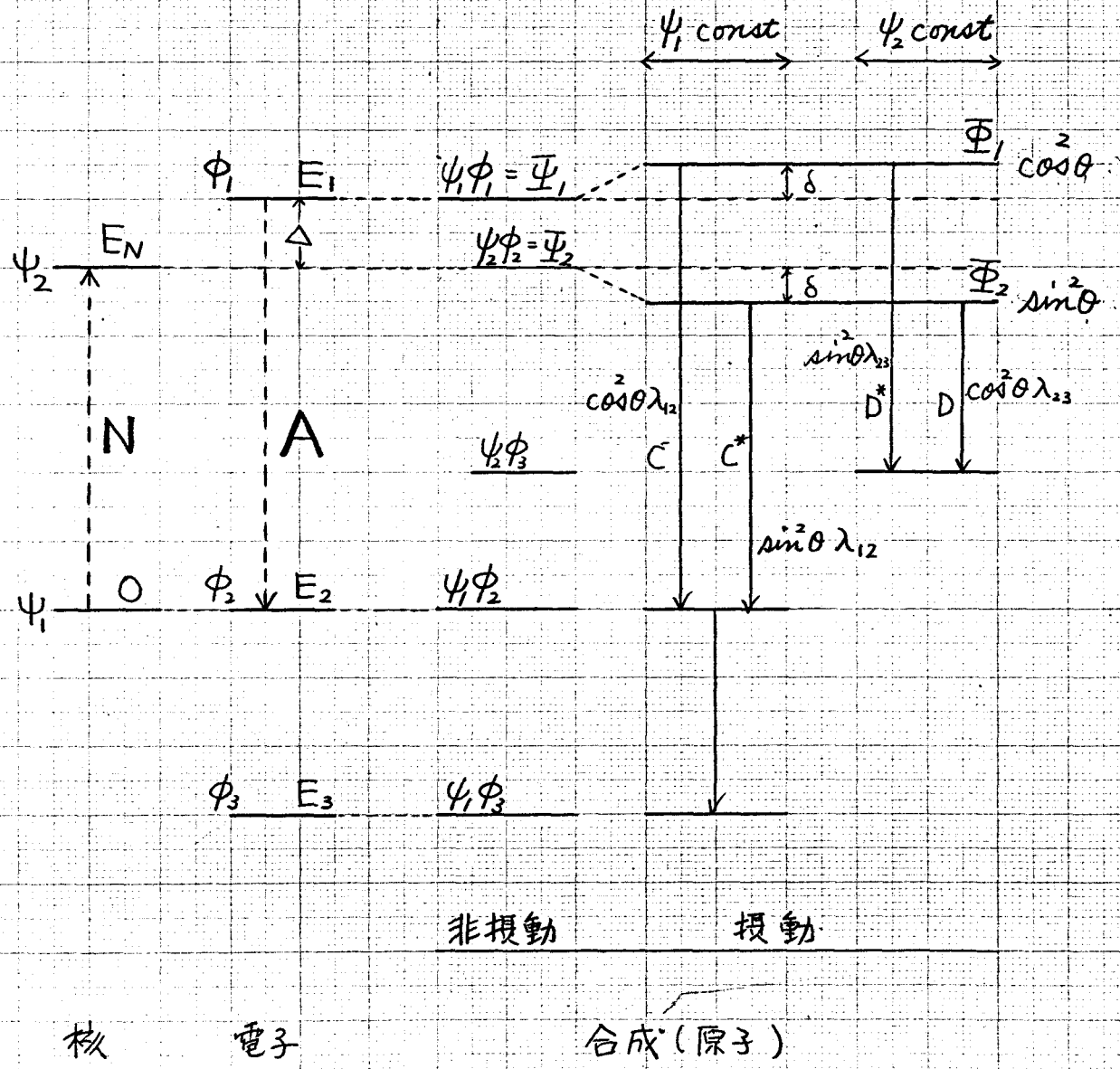
Fig. 10 にNEET理論の原理図を示す。いまある軌道電子殻に孔が出来た状態の波動関数を ϕ_1 とする。そして電子系の de-excitation が ϕ_1 から ϕ_2, ϕ_3 に順次移行して起こる。もしも原子核の基底状態 ψ_1 から核の励起状態 ψ_2 への核励起 **N** が ϕ_1 から ϕ_2 への電子系遷移 **A** と比較して，同一の multipolarity を持ち，かつエネルギー変化がほぼ等しい時は，合成（原子）状態 $\psi_1\phi_1 = \Phi_1$ と $\psi_2\phi_2 = \Phi_2$ とは似たものとなり，電磁相互作用による摂動を受けて固有状態 Φ_1, Φ_2 が Φ_1 と Φ_2 の混合で表わされ mixing angle θ を用いて

$$\Phi_1 = \Phi_1 \cos\theta + \Phi_2 \sin\theta \qquad (20)$$

$$\Phi_2 = -\Phi_1 \sin\theta + \Phi_2 \cos\theta \qquad (21)$$

で表わされる。上式を Φ_1 と Φ_2 について解くと，

Fig. 10. NEETの原理



$$\Phi_1 = \cos\theta\,\Phi_1 - \sin\theta\,\Phi_2 \qquad (22)$$

$$\Phi_2 = \sin\theta\,\Phi_1 + \cos\theta\,\Phi_2 \qquad (23)$$

となり，(22)式の両辺を二乗して全空間で積分を行うと

$$\int \Phi_1^2 d\tau = \cos^2\theta \int \Phi_1^2 d\tau + \sin^2\theta \int \Phi_2^2 d\tau \qquad (24)$$

（∵ $\int \Phi_1 \Phi_2 d\tau = 0$，orthogonal function で Φ_1, Φ_2 は独立）

となる。(24)式は Φ_1（$= \psi_1 \phi_1$ 核基底状態でかつ電子励起状態）の確率が1のとき Φ_1，Φ_2 の確率がそれぞれ $\cos^2\theta$，$\sin^2\theta$ になることを意味している。そしてその mixing angle θ を決める mixing ratio q は

$$q = \cos\theta \cdot \sin\theta$$

$$= \frac{(\Phi_2 | H' | \Phi_1)}{E(\Phi_1) - E(\Phi_2)}$$

$$= \frac{E'}{\Delta + 2\delta} \qquad (25)$$

で表わされる。ただし Δ は

$$\Delta = E(\Phi_1) - E(\Phi_2)$$

$$= (E_1 - E_2) - E_N \qquad (26)$$

であり，摂動によるエネルギー・シフト δ は

$$\delta \equiv E(\Phi_1) - E(\Phi_1) = E(\Phi_2) - E(\Phi_2) \qquad (27)$$

である。クーロンの相互作用のエネルギー E' は

$$E' \equiv (\Phi_2 | H' | \Phi_1)$$

$$H' = \frac{-e^2 Z}{|\vec{r}_N - \vec{r}_e|} \qquad (28)$$

で表わされ，A と N とに共通の multipolarity が $E\ell$ の時は，

$$E'(eV) = -3.41 \times 10^2 f (2.27 \times 10^{-5})^{\ell} A^{\ell/3} Z^{\ell+2} / (2\ell+1) \bar{n}^{2(\ell+1)} \qquad (29)$$

で表わされる（付録8）。ただしAは質量数，Zは原子番号，$\bar{n}$はA（de-excitation）の転移の初めと終りの電子準位の主量子数の平均値，そしてfは原理論のような簡単なmodelに基ずく計算に対する補正因子である。

Φ_1が電子照射により1個生じた時，Φ_1とΦ_2の生じる割合は上述のようにそれぞれ$\cos^2\theta$と$\sin^2\theta$である。Fig. 10. におけるC，C^*，D，D^*の遷移速度はそれぞれ$\cos^2\theta\,\lambda_{12}$，$\sin^2\theta\,\lambda_{12}$，$\cos^2\theta\,\lambda_{23}$ $\sin^2\theta\,\lambda_{23}$ で表わされる。（付録9）ただしλ_{12}，λ_{23}はそれぞれ$\phi_1 \rightarrow \phi_2$，$\phi_2 \rightarrow \phi_3$の崩壊定数である。

Φ_1，Φ_2の準位が$\psi_1\phi_2$，$\psi_1\phi_3$，$\psi_1\phi_4$，……，$\psi_2\phi_3$，$\psi_2\phi_4$ …… と崩壊していく中で，$\psi_1\phi_k$系列に崩壊する過程が核の基底状態となり，$\psi_2\phi_l$系列への崩壊過程が核の励起状態となる。そこでNEET確率Pは

$$P = \frac{\text{Prob. for excited state}}{\text{Prob. for excited state} + \text{Prob. for ground state}}$$

$$\approx \frac{\sum_{j=3}\left[\cos^2\theta\sin^2\theta(\lambda_{2j}/\Lambda_{\Phi_2})+\cos^2\theta\sin^2\theta(\lambda_{2j}/\Lambda_{\Phi_1})\right]}{\sum_{i=2}\left[\cos^2\theta\cos^2\theta(\lambda_{1i}/\Lambda_{\Phi_1})+\sin^2\theta\sin^2\theta(\lambda_{1i}/\Lambda_{\Phi_2})\right]} \qquad (30)$$

で表わされる。

ここで Λ_{Φ_1}, Λ_{Φ_2} は Φ_1, Φ_2 準位の消滅速度であり，(20)，(21)式より

$$\Lambda_{\Phi_1} = \cos^2\theta\,\Lambda_1 + \sin^2\theta\,\Lambda_2$$

$$\Lambda_{\Phi_2} = \sin^2\theta\,\Lambda_1 + \cos^2\theta\,\Lambda_2$$

で表わされる。Λ_1, Λ_2 はそれぞれ電子系の ϕ_1, ϕ_2 状態の消滅する遷移の崩壊定数の総和であり，

$$\Lambda_1 = \sum_{i=2}\lambda_{1i}$$

$$\Lambda_2 = \sum_{j=3}\lambda_{2j}$$

で表わされる。

(30)式を mixing angle θ が小さいことを考慮して簡単にすると

$$P \approx \tan^2\theta\,(1+\Lambda_2/\Lambda_1) \qquad (31)$$

となる。

(31)式から P を求めるために $\tan\theta$ を計算する。(25)式から小さい θ に対して $\tan\theta$ は，

$$\tan\theta \approx \frac{E'}{\Delta}$$

$$\approx \frac{E'}{(E_1-E_2)-E_N} \qquad (32)$$

となる。 E_N, E_1, E_2 はそれぞれ 69.59, 73.871, 3.049 keV である。^{189}Os の場合の A と N の共通の multipolarity が M1 であるが，E' の計算が難しいのでこれが E2 と等価であると仮定し，(29)式に $l = 2$, $\bar{n} = (1+3)/2$, $Z = 76$, $A = 189$ を代入して E' を求めると

$$E' = -6.033 \times 10^{-4} f \ (\mathrm{keV})$$

となる。(32)式を使って $\tan\theta$ を計算すると

$$\tan\theta = -4.90 \times 10^{-4} f \qquad (33)$$

となる。

Λ_2/Λ_1 の値は，Os の K，M_1 -shell の level width をそれぞれ $\Gamma(K)$，$\Gamma(M_1)$ とすると

$$\Lambda_2/\Lambda_1 = \Gamma(M_1)/\Gamma(K)$$

で表わされる。 Leisi et al.[12] は $\Gamma(K)$ は

$$\Gamma(K) = 1.73 \times 10^{-6} Z^{3.93} \quad (eV)$$

でよく表わされると報告している。

一方 $\Gamma(M_1)$ は E. J. McGuire の理論計算によると $\Gamma(M_1) = 20.4$ (eV) である[13]。

以上より Λ_2/Λ_1 の値は，

$$\begin{aligned} \Lambda_2/\Lambda_1 &= 20.4/42.6 \\ &= 0.48 \end{aligned} \tag{34}$$

となる。

(33)，(34) 式を (31) 式に代入して NEET 確率は

$$P \approx 3.55 \times 10^{-7} f^2 \tag{35}$$

となる。

実験的に求めたNEET確率 $P = 5.6 \times 10^{-7}$ と(35)式の理論値を比較してみると，補正因子 $f = 1.3$ とおくことによって両者を一致させることができる。この f 値は1よりもすこし大きく，reasonable な値であるので，実験で得たNEET確率は，NEET理論で得られるそれとよく一致している。

^{189}Osに72 keVから104 keVまでのエネルギーの電子照射を行った場合に，$^{189}Os^{m}$が生成する可能性のあるNEET以外の別の機構として，Fig. 8 の decay scheme から考えられるのは

(A) クーロン励起

(B) 制動X線の共鳴吸収

(C) inverse internal conversion

の3機構によって，$^{189}Os^{m}$の準位に直接励起されるか，一たん70 keV準位に励起されてそれが崩壊して$^{189}Os^{m}$を生成する間接励起の2通りがある。(A)，(B)，(C)の3機構の中で(C)の inverse internal conversion の可能性は有用な電子孔が少いため無視できる。(A)と(B)の機構に関するしきい値は，直接励起，間接励起の場合それぞれの励起準位のエネルギー値に一致して30.81 keVと69.59 keVであって，実験で得た励起関数に見る

れるように74 keV付近のしきい値と異っている。かくしてNEET以外の機構による$^{189}Os^{m}$の生成の可能性は少ない。

しかし，その中で一番可能性の大きい機構を選択してみる。まず(C)は無視できる。(A)と(B)の機構の断面積を比較した場合に，(B)の制動X線の共鳴吸収の断面積は電子の制動によるX線放出とその共鳴吸収という2段反応であるので，(A)のクーロン励起の一段反応に較べて断面積が極めて小さいと考えられる（付録10）。また，^{189}Osの基底状態から$^{189}Os^{m}$準位へのクーロン励起による直接励起の可能性は，それぞれの準位間のスピン差が大きくIT崩壊の逆過程であるので極めて小さいと考えられる。以上のことからNEETと競争し得る一番可能性のある機構として，クーロン励起により間接的に$^{189}Os^{m}$を生成する機構があげられる。すなわち，クーロン励起によって基底状態から70 keV準位に励起された後，$^{189}Os^{m}$準

位に崩壊して $^{189}Os^{m}$ isomer を生成する機構である。

この機構による $^{189}Os^{m}$ の生成断面積 σ_C (cm^2) は

$$\sigma_C = \sigma_{70} \cdot B \qquad (34)$$

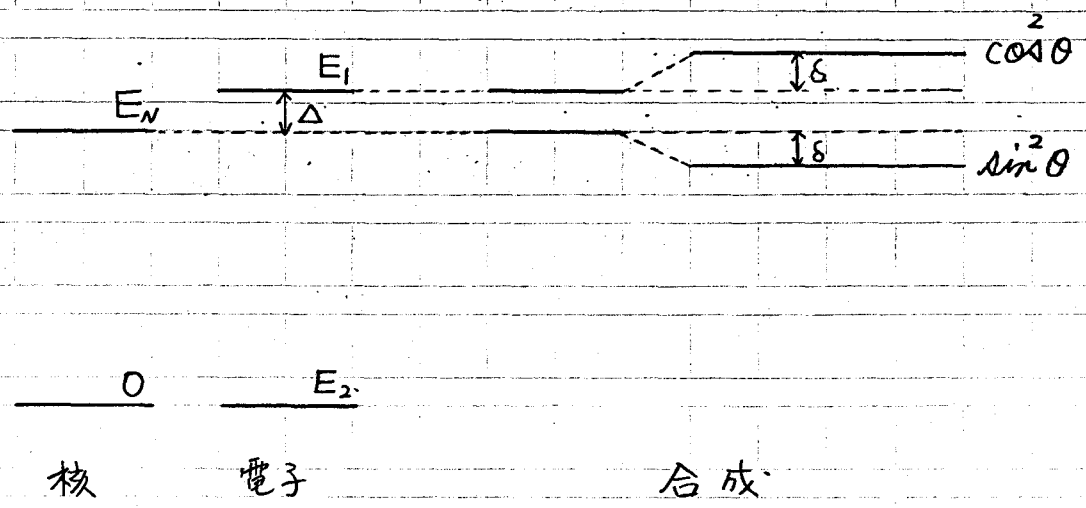
で表わされる。ただし σ_{70} (cm^2) はクーロン励起による 70 keV 準位への励起断面積である。Table 8. に σ_{70}[2] と σ_C の値を示す（付録11）。Fig. 7. に σ_C を点線で図示する。

クーロン励起の断面積はしきい値付近から離れた所では，エネルギー依存性が少なくほぼ一定であり，実験で得られた励起関数に較べて約 1/20 であるので，クーロン励起による $^{189}Os^{m}$ の生成の機構の影響は少ない。

Table 8. Calculated Coulomb excitation cross section and isomer production cross section.

E/keV	$\sigma_{70}/10^{-32}cm^2$	$\sigma_C/10^{-35}cm^2$
71	3.48	4.17
72	4.30	5.16
73	5.42	6.50
74	6.30	7.56
76	7.32	8.78
80	9.16	11.0
85	10.9	13.1
90	12.3	14.8
95	13.5	16.2
100	14.6	17.5
110	16.3	19.6

摂動によるエネルギーシフト δ の estimate を行う。



エネルギー保存則から

$$E_1 - E_2 = (E_1 - E_2 + \delta)\cos^2\theta + (E_1 - E_2 - \Delta - \delta)\sin^2\theta$$

$$\delta = \Delta \cdot \frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta - \sin^2\theta}$$

$$\approx \frac{E'^2}{\Delta}$$

$$\approx \Delta \cdot P / (1 + \Lambda_2/\Lambda_1)$$

を得る。

^{189}Os の場合は

$$\Delta = (E_1 - E_2) - E_N$$

$$= 1.23 \times 10^3 \ (eV)$$

$$P = 5.6 \times 10^{-7}$$

よって

$$\delta = \Delta \cdot P / (1 + \Lambda_2 / \Lambda_1)$$

$$= 1.23 \times 10^{3} \times 5.6 \times 10^{-7} / (1 + 0.48)$$

$$= 4.7 \times 10^{-4} \quad (eV)$$

である。

V、Conclusion

^{189}Os に 72～104 keV の電子線照射を行い，$^{189}Os^{m}$ の生成励起関数を実験的に測定した。この得られた励起関数の形，大きさ，しきい値などが NEET 理論から導かれる励起関数のそれらとよく合うことから，NEET 現象の存在をより明らかにすることが出来た。そして ^{189}Os の場合の NEET 確率として実験的に 5.6×10^{-7} なる値を得，NEET 理論から導かれる値とよく一致していると思われる。

電子エネルギーが 100 keV の時の σ_N と σ_C の値を比較してまとめると，

$$\sigma_N = \sigma_K \cdot P \cdot B$$

$$\downarrow \qquad \downarrow \qquad \downarrow \qquad \downarrow$$

$$3\,nb \qquad 4\,b \qquad 5.6\times10^{-7} \qquad 1.2\times10^{-3}$$

$$\sigma_C = \sigma_{70} \cdot B$$

$$\downarrow \qquad \downarrow \qquad \downarrow$$

$$0.1\,nb \qquad 0.1\,\mu b \qquad 1.2\times10^{-3}$$

となる。

（付録１）

電子回折の半径Ｒと電子の運動エネルギーＥの関係は，Bragg の条件より

$$R = \lambda L / d_{h_1 h_2 h_3} \qquad (35)$$

で表わされる。[14]

ただし

λ ：電子の de Broglie 波長

$d_{h_1,h_2,h_3} = a_0 / (h_1^2+h_2^2+h_3^2)^{1/2}$ ：planes of spacing

a_0 ：格子定数

である。また λ と E の関係は

$$\lambda = h \Big/ \left\{ \left(\frac{E}{c}\right)^2 + 2m_0 E \right\}^{1/2} \qquad (36)$$

以上より λ，$d_{h_1 h_2 h_3}$ を消去して（$h_1 = h_2 = h_1 = 1$）

$$E^2 + 2m_0 c^2 E - 3\frac{L^2 h^2 c^2}{a_0} \cdot R_{111}^{-2} = 0$$

Ｅについて解くと（Ｅ＞０）

$$E = -m_0 c^2 + \left\{ (m_0 c^2)^2 + 3\left(\frac{Lhc}{a_0}\right)^2 R_{111}^{-2} \right\}^{1/2} \qquad (37)$$

（付録２）偏差の伝播

$$E = -m_0 c^2 + \left\{ (m_0 c^2)^2 + 3\left(\frac{hcL}{a_0}\right)^2 R^{-2} \right\}^{1/2} \qquad (38)$$

m_0, c, h, a_0 の値は信用できるものとし偏差の伝播を考えないことにする。

$$\sigma_E^2 = \left(\frac{\partial E}{\partial L}\right)^2 \sigma_L^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial R}\right)^2 \sigma_R^2 \qquad (39)$$

(39)式より

$$\sigma_E^2 = 9\left\{ (m_0 c^2)^2 + 3\left(\frac{hc}{a_0}\right)^2 L^2 R^{-2} \right\}^{-1} \left(\frac{hc}{a_0}\right)^4 L^2 R^{-4} \left(\sigma_L^2 + L^2 R^{-2} \sigma_R^2\right)$$

ここで $L = 47.03$, $\sigma_L = 0.01$ を代入すると，

$$\sigma_E^2 = 1.69993 \times 10^6 \left\{ (m_0 c^2)^2 + 61318.302 R^{-2} \right\}^{-1} \left(10^{-4} + 2211.82 \frac{\sigma_R^2}{R^2}\right) \times R^{-4} \qquad (40)$$

となる。

(付録3) 最小自乗法

$$\boxed{y = a + bx}$$

	y_i	σ_i	x_i
	E/keV	σ_E/keV	V/mV
1	68.64	0.20	330
2	75.21	0.26	365
3	93.44	0.12	467
4	100.31	0.30	503
5	72.20	0.37	344
6	71.62	0.32	343
7	48.99	0.22	220
8	48.99	0.22	219
9	74.56	0.31	361
10	95.04	0.58	474
11	95.50	0.67	476
12	101.07	0.23	506
13	56.30	0.13	255
14	85.12	0.46	400
15	88.89	0.11	435

$$a = \frac{1}{\Delta}\left(\sum\frac{x_i^2}{\sigma_i^2}\sum\frac{y_i}{\sigma_i^2} - \sum\frac{x_i}{\sigma_i^2}\sum\frac{x_i y_i}{\sigma_i^2}\right) = 9.9333$$

$$b = \frac{1}{\Delta}\left(\sum\frac{1}{\sigma_i^2}\sum\frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} - \sum\frac{x_i}{\sigma_i^2}\sum\frac{y_i}{\sigma_i^2}\right) = 0.180096$$

$$\Delta = \sum\frac{1}{\sigma_i^2}\sum\frac{x_i^2}{\sigma_i^2} - \left(\sum\frac{x_i}{\sigma_i^2}\right)^2 = 1211864250$$

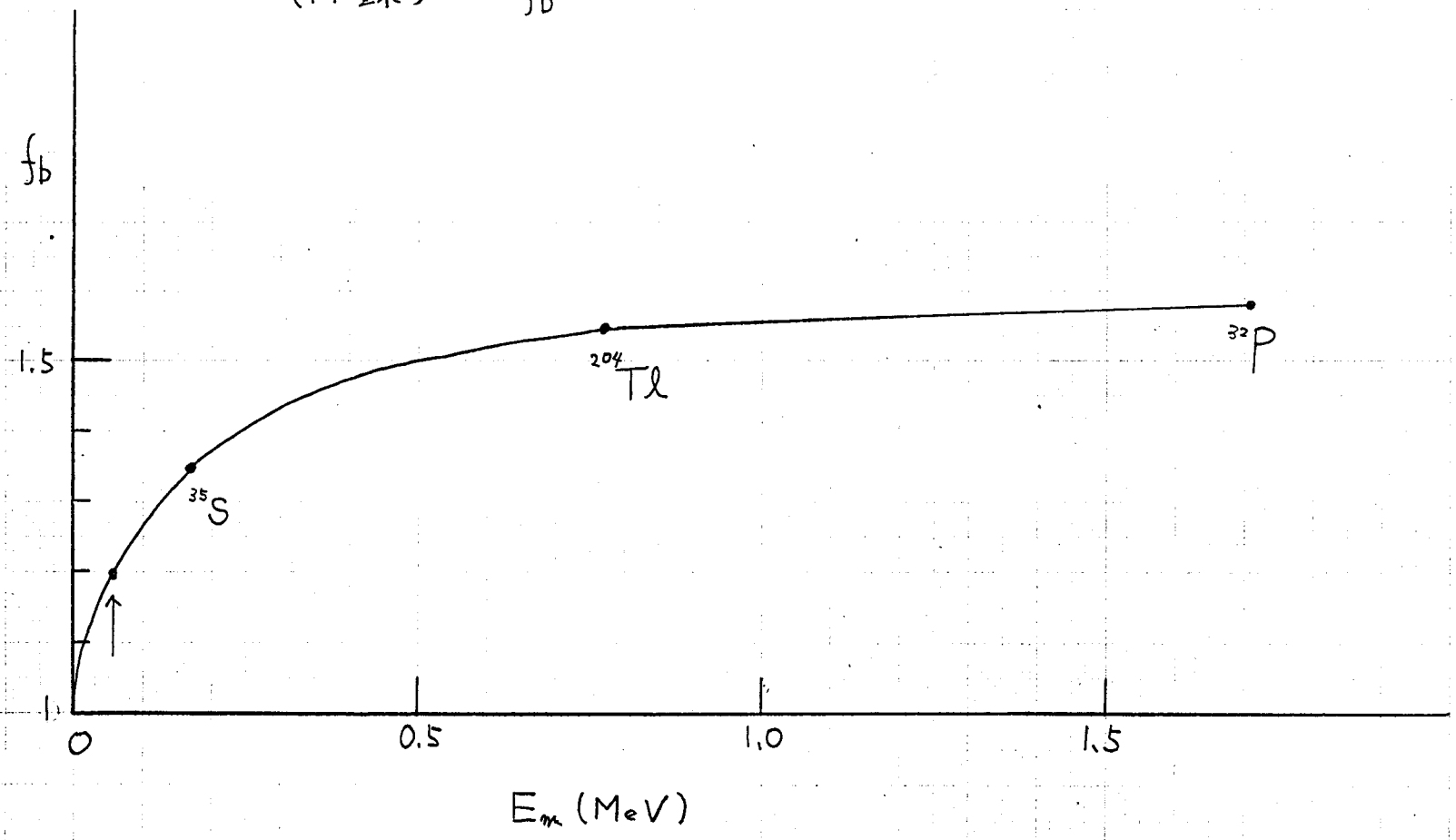
$$\sigma_a \sim \frac{1}{\Delta}\sum\frac{x_i^2}{\sigma_i^2} = 0.2116$$

$$\sigma_b \sim \frac{1}{\Delta}\sum\frac{1}{\sigma_i^2} = 5.44876\times10^{-4}$$

$$\boxed{\begin{aligned} E(\mathrm{keV}) &= (0.180096 \pm 5.44876\times10^{-4})\,V(\mathrm{mV}) \\ &\pm (9.9333 \pm 0.2116). \end{aligned}}$$

$\sum 1/\sigma_i^2$	359.79		$\sum y_i/\sigma_i^2$	27944.8
$\sum x_i^2/\sigma_i^2$	54264732		$\sum x_i y_i/\sigma_i^2$	11117034
$\sum x_i/\sigma_i^2$	135322			

(付録)　f_b



（付録５）

$$t_0 \xrightarrow{\quad} t_1 \xrightarrow{\quad} t_2$$

t_s　　Δt

A

N_0　　N_1　　N_2

$$A = \lambda N_0$$

$$\Delta C = (N_1 - N_2) + B\Delta t$$

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda t_s}$$

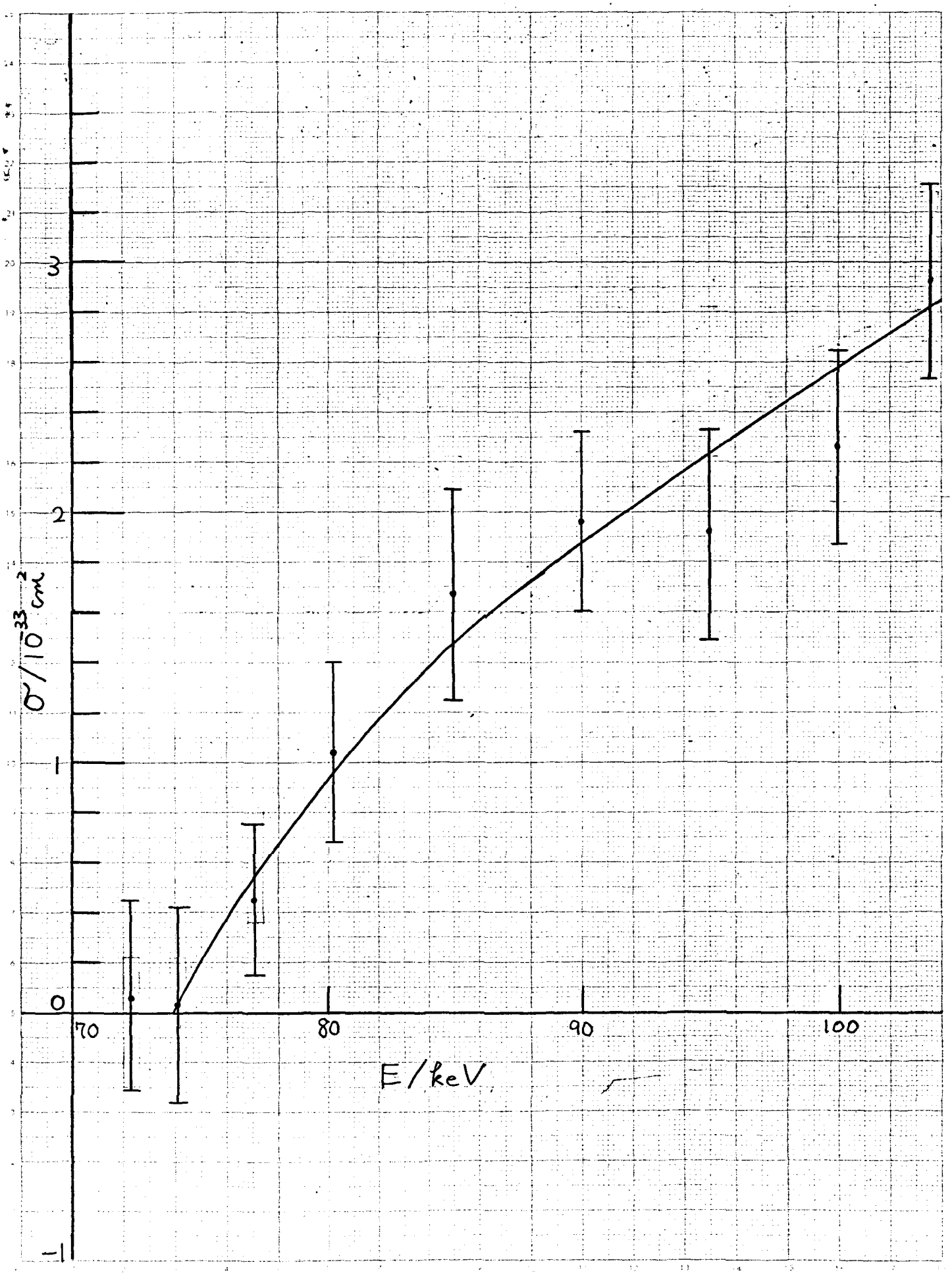
$$N_2 = N_1 e^{-\lambda \Delta t}$$

上式より N_0, N_1, N_2 を消去して

$$A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} (\Delta C - B\Delta t)$$

$$\sigma_A = \frac{\lambda e^{\lambda t_s}}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \left\{ \Delta C + (\Delta t)^2 (\sigma_B)^2 \right\}^{1/2} \qquad (41)$$

(付録 6) Experimental excitation function.



（付録7.）　E_f

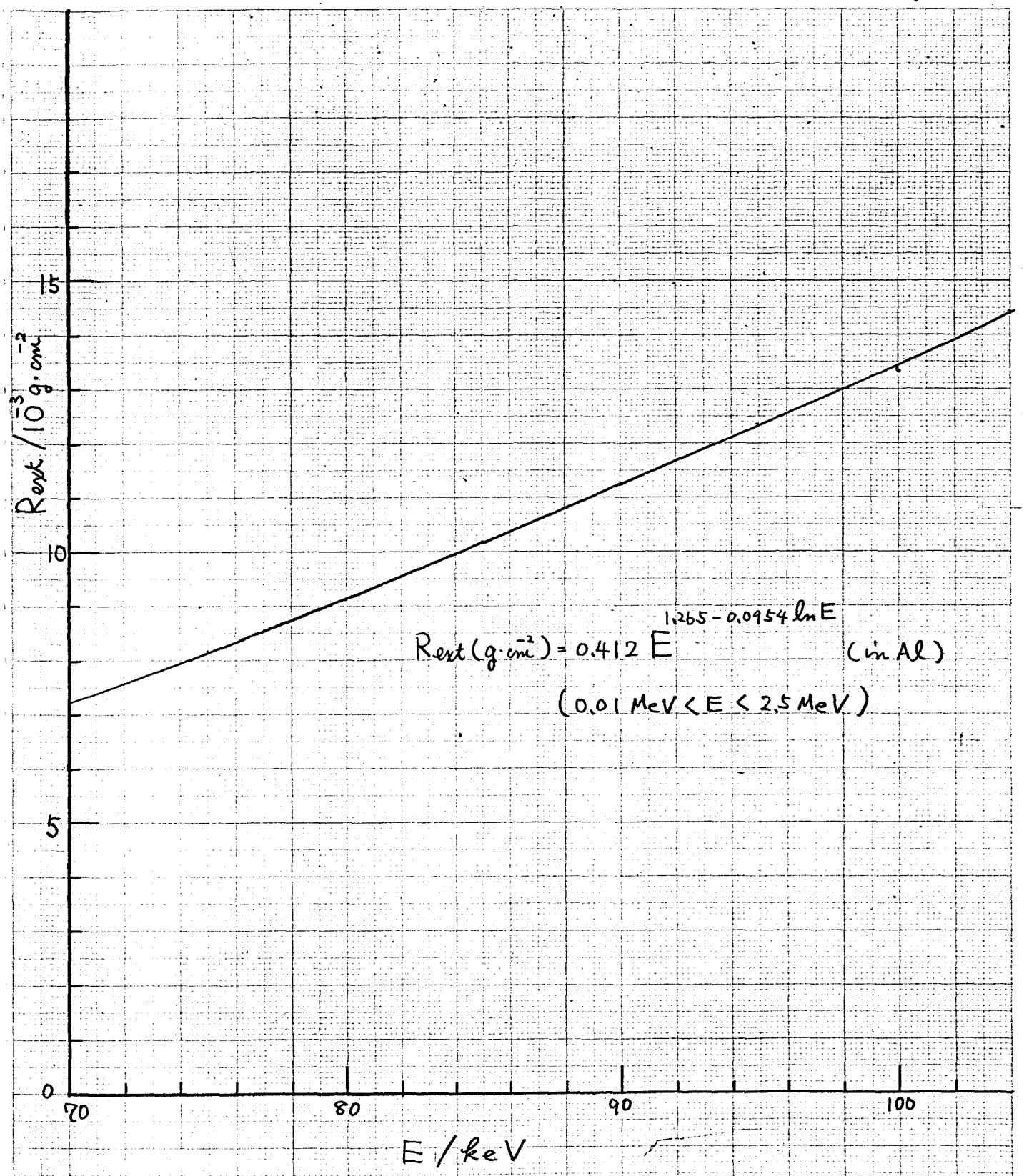
Katz and Penfold[15] によると Al 中の電子の外挿飛程 R_{ext} ($g \cdot cm^{-2}$) の実験式として，

$$R_{ext} = 0.412\, E^{1.265 - 0.0954 \ln E} \qquad (42)$$

$$(0.01\ MeV < E < 2.5\ MeV)$$

を示した。ただし E (MeV) は電子の運動エネルギー。Fig. 11 に 0.070 MeV < E < 0.104 MeV についての R_{ext} を示す。Os の試料の厚さ 0.465 $mg \cdot cm^{-2}$ の値を使って Fig. 11 より E_0 を求めることができる。

Fig. 11. Electron range-energy curve in Al.



（付録８）　E′

クーロン相互作用のエネルギー E′は

$$E' = (\Psi_2 | H' | \Psi_1) = (\psi_2 \phi_2 | H' | \psi_1 \phi_1) \qquad (43)$$

で表わされる。ただし

$$H' = -\frac{e^2 Z}{|\vec{r}_N - \vec{r}_e|} \quad : \text{Coulomb interaction}$$

$\vec{r}_N$: position vector of the nucleus

$\vec{r}_e$: position vector of the electron

である。

H'を multipole component に展開して(43)式に代入すると

$$E' = -4\pi e^2 Z \sum_{lm} \frac{1}{2l+1} \int_0^R \psi_2^* Y_{lm}(\theta_N, \varphi_N) r_N^l \psi_1 \, d\Omega_N \, r_N^2 \, dr_N$$

$$\times \int_0^\infty \phi_1^* Y_{lm}^*(\theta_e, \varphi_e) r_e^{-(l+1)} \phi_2 \, d\Omega_e \, r_e^2 \, dr_e$$

$$= -\frac{4\pi}{2l+1} \alpha Z \langle r_N^l \rangle \langle r_e^{-(l+1)} \rangle m c^2 \quad (\text{for } El) \qquad (44)$$

を得る。ただし $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ (fine structure constant), $Z = 76$ (for Os), $mc^2 = 0.511 \times 10^6\,eV$ (electron rest mass energy) である。

また $\langle r_N^{\ell} \rangle$; $\langle r_e^{-(\ell+1)} \rangle$ はそれぞれ r_N^{ℓ}, $r_e^{-(\ell+1)}$ の off diagonal matrix element であり次の様に表わされる。

$\langle r_N^{\ell} \rangle \sim R^{\ell} f$ $\quad$ R : nuclear radius

f : single particle model に基ずく計算による補正因子.

$\langle r_e^{-(\ell+1)} \rangle \sim r_{\bar{n}}^{-(\ell+1)}$ $\quad$ $r_{\bar{n}}$: $\bar{n}$th Bohr radius

$\bar{n}$: $(n_1+n_2)/2$

ここで R, $r_{\bar{n}}$ は電子の Compton 波長を単位として

$$R = 1.2 \times 10^{-13} A^{1/3} / 3.86 \times 10^{-11} \qquad (45)$$

$$r_{\bar{n}} = 0.529 \times 10^{-8} \cdot (\bar{n}^2/Z) / 3.86 \times 10^{-11}$$

である。

(44)式は

$$E' = -\frac{4\pi}{2l+1}\alpha Z \langle r_N^{l} \rangle \langle r_e^{-(l+1)} \rangle mc^2$$

$$= -4.678\times 10^{4}\frac{Z}{2l+1} R^{l}\cdot r_{\bar{n}}^{-(l+1)}\cdot f$$

となり(45)式を代入して

$$E'(eV) = -3.412\times 10^{2}\,(2.268\times 10^{-5})^{l}\frac{A^{l/3}\cdot Z^{l+2}}{(2l+1)\,\bar{n}^{2(l+1)}} f \qquad (46)$$

を得る。

（付録９）　λ

転移速度 λ は

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \left| H'_{nm} \right|^2 \rho(E) \qquad (47)$$

で表され，H'_{nm} は摂動の matrix element で $\rho(E)$ は final state density である。また $\rho(E)$ は

$$\rho(E) \propto E^2 \ , \quad E : \text{transition energy}$$

で表わされる。Fig. 10. において例えば C の転移速度 λ_c は

$$\lambda_c = k E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \Phi_1)^2$$

で表わされ，H'_{int} は Radiative and nonradiative interaction Hamiltonian である。

$$\begin{aligned} \lambda_c &= k E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \Phi_1 \cos^2\theta)^2 \\ &= k E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \psi_1 \phi_1 \cos^2\theta)^2 \\ &= \cos^2\theta \cdot k E_c^2 (\psi_1 \phi_2 | H'_{int} | \psi_1 \phi_1)^2 \end{aligned}$$

$$= \cos^2\theta \cdot k E_c^2 (\phi_2 | H'_{int} | \phi_1)^2$$

$$\approx \cos^2\theta \cdot k E_c^2 (\phi_2 | E1 | \phi_1)^2$$

ここで $(\phi_2 | E1 | \phi_1)^2 \equiv M_{12}^2$ とおくと

$$\lambda \approx \cos^2\theta \cdot k E_c^2 M_{12}^2$$

$$\approx \cos^2\theta \cdot k E_{12}^2 M_{12}^2 \qquad (\because E_c \approx E_{12})$$

$$= \cos^2\theta \, \lambda_{12} \qquad (48)$$

を得る．

（付録10）　X線共鳴吸収

電子照射の際に放出される制動X線が^{189}Osに共鳴吸収されて，^{189}Osの69.59 keV準位が生成し，それが崩壊して$^{189}Os^{m}$が生成する機構の断面積σ_R (cm^2)のおおよその値を推定する。

入射電子のエネルギーが電子のrest mass energyに較べて小さく，非相対論的扱いにより，制動X線エネルギー$k \pm dk$を放出する全断面積σ_X (cm^2)は

$$\sigma_X = \Phi_k \, d\left(\frac{k}{E}\right)$$

$$\Phi_k = \overline{\Phi} \cdot \frac{8}{3} \cdot \frac{\mu}{k} \ln\left\{\sqrt{E/k} + \sqrt{E/k - 1}\right\}^2 f_s \qquad (49)$$

となり，E (keV)はX射電子のエネルギー，$\overline{\Phi}$は$Z^2 r_e^2/137$ ($r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2.818 \times 10^{-13}$ cm：古典電子半径)，μはelectron rest mass energy，f_sはSommerfeldの補正項である。[16]

100 keVの電子照射によるX線のエネルギー 69.59 ± Γ keV (Γ：^{189}Osの69.59 keV

準位の自然巾）の放出断面積 $\sigma_X(100\,keV)$ を見積る。(49)式に数値代入して $E \leq 100\,keV$ では

$$\sigma_X(100\,keV) \approx 9.12\times10^{-21}\,\frac{1}{k}\,\ln\left(\sqrt{E/k}+\sqrt{E/k-1}\right)\frac{1}{\sqrt{1-k/E}}\times\frac{\Gamma}{E} \qquad (50)$$

となる。^{189}Os の 69.59 keV 準位の寿命 $\tau = 1.7\times10^{-9}\,sec$ [7] であるから

$$\Gamma = \hbar/\tau$$
$$= 3.9\times10^{-10}\ (keV)$$

を得る。(50)式に $k = 59.69\,keV$, $E = 100\,keV$, $\Gamma = 3.9\times10^{-10}\,keV$ を代入して

$$\sigma_X(100\,keV) = 5.8\times10^{-34}\ (cm^2)$$

を得る。そして σ_R はX線吸収確率と Branching ratio B を考慮して

$$\sigma_R < \sigma_X(100\,keV)\cdot B$$
$$= 7.0\times10^{-37}\ (cm^2) \qquad (51)$$

この値は実験値の約 10^{-4} 倍である。

（付録 11） σ_{70}

クーロン励起の微分断面積 σ_c は，[17]

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}=\left(\frac{4\pi\alpha^2}{225}\right)\left(\frac{P_f}{P_i}\right)\left[(E_i+E_f)^2-q^2\right]B(E2,i\to f) \quad (52)$$

で表わされる。ここで E，P は電子のエネルギーと運動量で，運動量 transfer は $\vec{q}=\vec{P_i}-\vec{P_f}$ で表わされる。even mass の O_s の $B(E2,i\to f)$ の実験値を外挿して $^{189}O_s$ の $B(E2,i\to f)\sim 3\times10^{-48}\,cm^4$ とした。transverse components は小さいので無視した。微分断面積の計算値は 10^{-8} b/st の order である。

Acknowlegements

有益な御討論をしていただいた本学理学部の森田正人教授，電子回折の実験に御協力下さった音在研究室の小無健司氏，エレクトロニクス関係について助言下さった理学部の渡辺厳博士，数々の助言を下さった岡本和人教授，回折試料の作製を手伝って下さった超高圧電子顕微鏡施設の吉田清和氏，電子顕微鏡のお世話をしていただいた日製産業株式会社の茂木忠一氏の諸氏に対して深く感謝します。経済的援助をして下さった財団法人高橋産業経済研究財団，奨学金をいただいた財団法人仁科記念財団，及び先にＬＢＣを寄贈下さった日本生命保険相互会社に対して御礼を申し上げます。

References.

1) M. Morita, Progr. Theor. Phys. 49, 1574 (1973).

2) K. Otozai, R. Arakawa and M. Morita, Progr. Theor. Phys. 50, 1771(1973).

3) R. Arakawa, T. Saito and K. Otozai, Nucl. Instrum. Methods (to be published).

4) R. C. Weast, "Handbook of Chemistry and Physics" (CRC Press, Cleveland, 1973-1974), 54th ed..

5) R. G. Baker and L. Katz, Nucleonics 11 (No. 2), 14(1953).

6) J. S. Nader, G. P. Hagee and L. R. Setter, Nucleonics 12 (No. 6), 29(1954).

7) M. B. Lewis, Nucl. Data Sheets 12, 397(1974).

8) R. S. Hager and E. C. Selter, Nucl. Data A4 (Nos. 1-2), 1(1968).

9) J. W. Motz and R. C. Placious, Phys. Rev. A 136, 662(1964).

10) A. M. Arthurs and B. L. Moiseiwitsch, Proc. Roy. Soc. (London) A247, 550(1958).

11) B. Harmatz and T. H. Handlay, Phys. Rev. 128, 1186(1962).

12) H. J. Leisi, J. H. Brunner, C. F. Perdrisat and P. Scherrer, Helv. Phys. Acta 34, 161(1961).

13) E. J. McGuire, Phys. Rev. A 5, 1043(1972).

14) P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nigholson, D. W. Pashley and M. J. Whelan, "Electron Microscopy of Thin Crystals"(Butterworths, London, 1965).

15) L. Katz and A. S. Penfold, Rev. Mod. Phys. 24, 30(1952).

16) W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation" (Oxford Univ. Press, Oxford, 1954).

17) See, e. g., T. de Forest, Jr. and J. P. Walecka, Advances in Phys. 15, 1(1966), especially Eq. (3.46).