

PENETRATION DES ELECTRONS ET CORRECTION DE L'EFFET
DE NUMERO ATOMIQUE EN MICROANALYSE PAR SONDE ELECTRONIQUE

R. TIXIER et J. PHILIBERT

Résumé.

Le nombre d'ionisations sur le niveau atomique j dans une anticathode quelconque bombardée par des électrons est calculé analytiquement en utilisant les formules de Bethe.

On en déduit pour la correction de l'effet de numéro atomique une formule générale sous la forme d'une équation dont les paramètres sont fonction de la composition de l'anticathode et de la tension d'accélération. Cette équation permet le calcul de l'effet de ralentissement. On peut, par une méthode analogue, calculer la trajectoire utile.

Enfin on montre que la correction est différente dans le cas des échantillons minces.

I - INTRODUCTION. L'EFFET DE NUMERO ATOMIQUE.

En microanalyse par sonde électronique, un faisceau d'électrons de 3 à 50 keV d'énergie est focalisé en une sonde dont le diamètre est de l'ordre du micron à la surface d'une anticathode. Les électrons incidents provoquent des ionisations des atomes de cette cible. Le rayonnement X engendré est caractéristique de la composition de l'anticathode, celle-ci peut être un témoin pur A ou un échantillon dont la concentration en A est recherchée.

Le rayonnement X émis est mesuré en énergie et en intensité par des spectromètres à compteurs. Les corrections de fluorescences et d'absorption permettent de calculer, en fonction des rayonnements émergents, l'intensité des rayonnements engendrés pour une raie (par exemple $K \alpha 1$ ou $L \alpha$) caractéristique de A, respectivement dans l'échantillon et dans le témoin.

Si l'on appelle k_A le rapport des intensités engendrées, la "première approximation" ⁽¹⁾ s'écrit $k_A = \frac{C_A}{C_A}$, C_A étant la concentration massique de A dans l'échantillon.

Si les numéros atomiques des éléments de l'échantillon sont suffisamment distants, la première approximation doit être corrigée d'un facteur dont l'origine est attribuée à deux effets :

1° - La rétrodiffusion des électrons par l'anticathode dépend, entre autres facteurs, des numéros atomiques et des concentrations de ses constituants. Cet effet réduit l'émission, pour une raie donnée, dans une proportion R. R est le facteur de rétrodiffusion, il a été mesuré ou calculé par différents auteurs (voir (5), (11), (12), (14), (15), (18) et (21)).

2° - La pénétration utile des électrons dans l'anticathode varie également, en sorte qu'on peut dire que ce ne sont pas les mêmes volumes de matière qui sont analysés, pour une raie donnée, dans l'échantillon et dans le témoin.

On peut caractériser cet effet par une fonction $(1/S)$ dont la détermination fait l'objet de cette note.

On aura alors la relation suivante qui exprime la correction d'effet de numéro atomique :

$$\frac{k}{C} = \left(\frac{R}{S}\right)_{\text{éch.}} / \left(\frac{R}{S}\right)_{\text{tém.}}$$

II - RELATIONS FONDAMENTALES.

Nous considérons une anticathode constituée des éléments A, B, C, ... de masse atomique $A_A, A_B, A_C \dots$ et de numéro atomique Z_A, Z_B, Z_C, \dots en concentrations massiques C_A, C_B, C_C, \dots avec $\sum_{A,B,\dots} C_A = 1$.

Cette anticathode est bombardée par un flux d'électrons d'énergie initiale $E_0 = e \cdot V_0$; E_j désigne l'énergie d'ionisation de la couche j des atomes A. On étudie l'élément A.

Soit E l'énergie moyenne des électrons considérés, $\Psi_A^j(E)$ est la section efficace d'ionisation des atomes A sur la couche j et $\frac{dE}{d\rho s}$ la loi de ralentissement des électrons dans la cible de masse spécifique ρ , s étant l'abscisse curviligne sur la trajectoire des électrons dans la cible.

Si n_j est le nombre moyen d'ionisations de niveau j de l'atome A par électron incident, le long de la trajectoire utile dans la cible,

$$dn_j = C_A \rho \frac{N}{A} \Psi_A^j(E) ds \quad (1)$$

$$n_j = C_A \cdot \frac{N}{A} \int_{E_0}^{E_j} \frac{\Psi_A^j(E) dE}{dE / d\rho s} \quad (1)$$

en supposant que $\frac{dE}{d\rho s}$ est définie et continue sur la trajectoire. N est le nombre d'Avogadro. BETHE ⁽²⁾ ⁽³⁾ a proposé pour Ψ et $\frac{dE}{d\rho s}$ les

expressions suivantes :

1° - Section efficace d'ionisation

$$\Psi_A^j(E) = \frac{\pi e^4}{E \cdot E_j} \cdot Z_j \cdot b_j \log \frac{4E}{B_j} \quad (2)$$

Z_j : nombre d'électrons sur le niveau j

b_j : $b_K = 0,35$ $b_L = 0,25$

$B_j = 1,65 E_j$ selon Bethe, mais WORTHINGTON et TOMLIN ⁽⁴⁾ proposent

$B_j = 4 E_j$ pour les faibles d'excitation. C'est cette valeur que nous prendrons pour l'application de nos calculs à la microanalyse, où l'énergie des électrons est relativement faible ($< 40 \text{ keV}$). Nous aurons ainsi si $E \rightarrow E_j, \Psi \rightarrow 0$ (voir (5)).

La valeur de b_j n'intervient pas dans le calcul de la correction de numéro atomique (voir plus loin).

$$\text{Si } U = \frac{E}{E_j}, \quad U_0 = \frac{E_0}{E_j} \quad (\text{taux d'excitation})$$

$$\Psi_A^j(U) = \pi e^4 \frac{Z_j b_j}{E_j^2} \cdot \frac{1}{U} \log U \quad (3)$$

2° - Loi de ralentissement.

$$\frac{dE}{d\rho s} = - \frac{2 \pi e^4 N}{U \cdot E_j} \sum_{A, B, \dots} C_A \frac{Z_A}{A_A} \log \frac{1,166 U \cdot E_j}{J_A} \quad (4)$$

J_A : potentiel moyen d'ionisation de l'atome A.

Ces expressions supposent les électrons suffisamment "rapides" donc $E > E_j$ dans l'équation (1) et $U \cdot E_j > J_A$ dans l'équation (4) pour tous les éléments présents dans l'anticathode.

$$\text{Posons } \sum_{A, B, \dots} C_A \cdot \frac{Z_A}{A_A} = M \quad (5)$$

$$\text{et } \prod_{A, B, \dots} \left(\frac{1,166 E_j}{J_A} \right)^{C_A (Z_A/A_A)} = W^M$$

$$\text{ou } \log W = \frac{1}{M} \sum_{A, B, \dots} C_A \frac{Z_A}{A_A} \log \frac{1,166 E_j}{J_A} \quad (6)$$

$$\text{Il vient alors } \frac{dE}{d\rho s} = - \frac{2 \pi e^4 N}{U \cdot E_j} M \log U W \quad (7)$$

et (1) donne

$$n_j = C_A \cdot \frac{N}{A} \cdot \frac{Z_j \cdot b_j}{2 N} \int_1^{U_0} \frac{\log U}{M \log U W} \cdot dU$$

Posons $\frac{1}{S} = n_j \cdot \frac{A}{N} \cdot \frac{1}{C_A}$; $\frac{1}{S}$ est une fonction par laquelle on peut caractériser la décélération des électrons dans les calculs d'effet de numéro atomique (6).

Le changement de variable $X = U \cdot W$ permet de mettre en évidence la fonction logarithme intégrale (li) (7) et on obtient :

$$\frac{1}{S} = \frac{Z_j \cdot b_j}{2 N} \cdot \frac{1}{M} \left\{ (U_0 - 1) - \frac{1}{W} \log W \left[\text{li}(U_0 W) - \text{li}(W) \right] \right\} \quad (8)$$

On dispose là d'une équation permettant le calcul de $\frac{1}{S}$ dans un échantillon quelconque.

Dans le cas d'un échantillon pur on retrouve une équation connue (14).

Par hypothèse on doit avoir $U_0 \cdot W > 1$

Si $W \rightarrow 1$ l'expression de $\frac{1}{S}$ reste finie, en effet on sait que (7)

$$\text{li } x = C + \log |\log x| + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{(\log x)^s}{s \cdot s!} \quad (9)$$

C : constante d'Euler $C = 0,5772156649 \dots$ si $x \rightarrow 1$ $\log x \cdot \text{li } x \rightarrow$

III - CALCUL PRATIQUE DE $\frac{1}{S}$.

Pour un échantillon de composition connue.

Les termes $W_A^j = \frac{1,166 E_j}{J_A}$ peuvent être calculés. Nous les avo

tabulés pour tous les éléments de $3 \leq Z \leq 94$ avec l'énergie d'ionisation E_j des niveaux K et L d'après les tables (8) et (9) (fig. 1). Nous avons pris $J_A = 11,5 Z_A$, ce qui n'est peut être pas la meilleure représentation de J . E_j est en électron-volt.

Puis on calcule $M = \sum_{A,B,\dots} C_A \frac{Z_A}{A_A} \quad \left(\sum_{A,B,\dots} C_A = 1 \right)$

Puis $\log W = \frac{1}{M} \sum_{A,B,\dots} C_A \frac{Z_A}{A_A} \cdot \log W_A^j \quad (10)$

Les hypothèses $U_o \cdot W_A^j > 1$ imposent une valeur théorique minimale de U_o qui, dans la pratique, est toujours largement dépassée. En effet une faible valeur de W_A^j correspond à l'analyse d'un élément léger dans une matrice lourde, donc à une énergie d'ionisation E_j faible d'où un U_o fort.

On peut alors calculer $\frac{1}{S}$. En pratique on ne calcule pas

$\frac{Z_j \cdot b_j}{2N}$ puisque ce terme constant se simplifie dans le calcul du coefficient de correction (comparaison de l'échantillon et du témoin). On calcule donc un terme $\frac{1}{S'}$.

Nous avons tabulé

$$\boxed{\frac{M}{S'} = U_o - 1 - \frac{1}{W} \log W (li U_o W - li W)} \quad (11)$$

pour différentes valeurs de W et de U_o (fig. 2, 3, 4) puisque la table de $\frac{M}{S'}$ peut être utilisée quel que soit l'échantillon.

Nos tables ont été faites sur ordinateur en utilisant pour le sous-programme du logarithme intégral la forme indiquée plus haut (9). Les temps de calcul machine sont faibles. On trouvera dans ⁽¹⁰⁾ une table très complète du logarithme intégral.

IV - APPLICATIONS.

Les courbes "universelles" (fig. 2, 3, 4) donnent $\frac{M}{S'}$ en fonction de U_o et de W . Le W d'un alliage peut être calculé à partir des W_A^j des cibles pures (fig. 1) en prenant une moyenne logarithmique pondérée par les $C_A (Z_A/A_A)$ ⁽¹⁰⁾.

Par exemple la variation de W dans un alliage or-cuivre où l'on analyse le cuivre et dans un alliage cuivre-aluminium où l'on analyse l'aluminium a été représentée en fonction de la concentration en cuivre (fig. 5).

Dans le cas de l'alliage or-cuivre, en utilisant les valeurs du facteur de rétrodiffusion R calculées par DUNCUMB ⁽¹¹⁾ (fig. 6) et les valeurs de $\frac{1}{S}$ évaluées par cette méthode nous avons déterminé les coefficients de correction d'effet de numéro atomique, d'après la relation

$$\frac{k}{C} = \left(\frac{R}{S}\right)_{\text{éch.}} / \left(\frac{R}{S}\right)_{\text{tém.}} \quad (12)$$

pour différentes tensions d'accéléérations et en fonction des concentrations (fig. 7).

V - COMPARAISON AVEC D'AUTRES METHODES.

THOMAS ⁽¹²⁾ suppose que l'on peut substituer à $\frac{dE}{d\epsilon S}$ dans l'intégrale (1) sa valeur moyenne dans l'intervalle E_0, E_j . En écrivant

$S = \left(\frac{dE}{d\epsilon z}\right)$ (différent de ce que nous avons appelé aussi S), elle suppose que pour un échantillon constitué de n éléments en concentrations C_1, C_2, \dots, C_n on a

$$\frac{S}{R} = \sum_{i=1}^n C_i \cdot \left(\frac{S}{R}\right)_i$$

R est calculé d'après les courbes de distribution énergétique des électrons rétrodiffusés par des cibles pures. Elle utilise pour calculer S les tables de NELMS ⁽¹³⁾ fondées sur l'application de la formule de Bethe pour la loi de ralentissement. Les valeurs de S choisies pour le calcul de la correction correspondant à une valeur de l'énergie égale à la moyenne arithmétique de E_0 et E_j .

Quoique les tables de NELMS soient limitées au minimum à 10 keV et soient d'un usage peu commode en microanalyse, les résultats de THOMAS sont intéressants à comparer aux notres, en particulier parce que NELMS utilise un ajustement de la loi de variation de J et discute de la validité des

calculs qui utilisent la formule de Bethe.

Si nous considérons un alliage de cuivre-aluminium 50 - 50 dans lequel nous analysons l'aluminium avec $E_o = 10 \text{ keV}$, nous trouvons avec notre méthode $(1/S)_{\text{éch.}} / (1/S)_{\text{tém.}} = 1,144$ et avec la méthode de THOMAS 1,137. L'écart est faible dans ce cas.

La figure 7 peut être comparée avec celle calculée par ARCHARD et MULVEY⁽¹⁴⁾, pour les mêmes alliages, p. 405). Il serait également intéressant de comparer les valeurs de k/C obtenues ici avec celles que l'on peut déduire de calculs directs de l'émission X par la méthode de MONTE CARLO (cf. (5) et (15)).

La forme des expression analytiques montre que l'utilisation d'un "numéro atomique moyen", pour effectuer sur un échantillon composite les mêmes calculs que sur une cible pure, n'est en général pas fondée physiquement et peut conduire à des erreurs relatives importantes (voir (18)).

VI - CALCUL DE LA PENETRATION UTILE.

Ce calcul peut être fait facilement avec les mêmes notations que plus haut

$$\rho_s = \frac{1}{2 \pi e^4 N} \int_1^{U_o} E_j^2 \frac{U d U}{M \log U W}$$

Le changement de variable $X = U^2 \cdot W^2$ donne immédiatement

$$\rho_s = \frac{1}{2 \pi e^4 N} \cdot \frac{E_j^2}{M W^2} (\text{li } U_o^2 \cdot W^2 - \text{li } W^2) \quad (13)$$

La condition $U_o \cdot W_A^j > 1$ ne doit pas être oubliée.

Ce calcul de la trajectoire utile ne permet pas la détermination du parcours total. On pourrait intégrer de 0 à U_o , mais ce serait

négliger la vraie difficulté qui vient de ce que les formules de Bethe ne s'appliquent pas de $U = 0$ à $U = \frac{J}{E_j}$ sous cette forme.

VII - REMARQUES.

1° - La représentation du logarithme intégral par une série semi-convergente

$$\begin{cases} \text{li } W = \frac{1}{y} \cdot \left(1 + \frac{1}{y} + \frac{2}{y^2} + \dots \right) \\ y = \log W \end{cases}$$

ne peut être utilisée que si $|y| \gg 1$.

En microanalyse on aura pratiquement $\log W < 7$ et le plus souvent $\log W$ de l'ordre de l'unité, dans les cas où l'on s'intéresse à l'effet de numéro atomique, pour l'analyse d'un élément léger dans une matrice lourde.

2° - La validité des calculs qui sont présentés ici est limitée, en particulier pour les faibles taux d'excitation :

- par les approximations liées aux formules de Bethe,
- par les valeurs des coefficients que nous avons utilisées

et

- par le fait que nous n'avons pas tenu compte de la dispersion des énergies des électrons en ne considérant que leur énergie moyenne (voir ⁽¹⁶⁾ ⁽¹⁷⁾ ⁽¹⁸⁾). Comme l'effet de numéro atomique est d'autant plus important que le taux d'excitation est faible (voisin de 1), il apparaît nettement que le modèle proposé doit être raffiné. On pourrait dans un premier temps utiliser les calculs de WALSKE ⁽¹⁹⁾ ⁽²⁰⁾ qui élargissent le domaine de validité de la formule de Bethe, ou ajuster les valeurs des coefficients et des paramètres par des mesures expérimentales ⁽¹¹⁾.

VIII - Analyse des échantillons minces.

Si on cherche les concentrations relatives de deux éléments A et B dans un échantillon "mince", c'est-à-dire tel que l'épaisseur de la cible soit bien inférieure à la pénétration utile (par exemple une réplique avec extraction ou une lame mince de microscopie électronique), l'effet de Numéro Atomique prend une forme différente.

Pour ce genre d'analyse on utilise une sonde d'intensité et d'énergie constantes et en un même point de la cible on mesure la concentration apparente $k_A = I_A / I(A)$ de A et celle de B. On exprime souvent le résultat par le rapport k_A/k_B .

En supposant que l'effet de rétrodiffusion sur l'échantillon est négligeable dans ce cas (pour le calcul du rapport) et que les effets de fluorescences et d'absorption puissent être négligés ou corrigés, on aura avec les mêmes notations que plus haut :

$$\text{Dans l'échantillon } dn_j = C_A \frac{N}{A} \Psi_A^j(E) d\rho_s$$

$$\text{Dans le témoin massif } n_j = \frac{N}{A} \int_{E_0}^{E_{jA}} \frac{\Psi_A^j(E)}{dE / d\rho_s} \cdot dE$$

$$dn_j = C_A \frac{N}{A} \cdot \frac{\pi e^4}{E_0 \cdot E_{jA}} \cdot Z_j b_j \cdot \log U_{oA} \cdot d\rho_s$$

$$n_j = R_A \frac{N}{A} \cdot \frac{Z_j b_j}{2N} \cdot \int_1^{U_{oA}} \frac{\log U}{M_A \log U \cdot W_A^j} dU$$

Rappelons que

$$U_{oA} = \frac{E_0}{E_{jA}}$$

$$M_A = \frac{Z_A}{A_A}$$

$$W_A^j = \frac{1,166 E_{jA}}{J_A}$$

R_A est le facteur de rétrodiffusion du témoin A pour le taux d'excitation

U_{oA} . Posons :

$$\frac{1}{S'_A} = \int_1^{U_{oA}} \frac{\log U}{M_A \log U W_A} \cdot dU$$

Nous écrirons en première approximation :

$$k_A = \frac{dn_j}{nj} = C_A \cdot \frac{\pi e^4 2 N}{E_o} \cdot \frac{\log U_{oA}}{E_{jA}} \cdot \frac{d \cancel{ps}}{R_A / S'_A}$$

Posons

$$P_A = \frac{\log U_{oA}}{E_{jA} \cdot R_A / S'_A} \quad (14)$$

$$\frac{k_A}{k_B} = \frac{C_A}{C_B} \cdot \frac{P_A}{P_B} \quad (15)$$

Si $P_A > P_B$ la concentration en A mesurée par rapport à celle de B est plus grande que la concentration réelle.

=====

Exemples.

1) Analyse de très fins précipités de Ni + Al extraits sur une réplique de graphite.

$$\frac{P_{Al}}{P_{Ni}} = 0,63 \text{ à } 30 \text{ keV} \quad 0,55 \text{ à } 20 \text{ keV}$$

2) Analyse de faibles teneurs de cuivre dans une lame mince d'aluminium

$$\frac{P_{Al}}{P_{Cu}} : \text{Figure 8.}$$

Dans les deux cas l'aluminium est mesuré par défaut. L'effet, comparé à celui que l'on observe sur un échantillon massif, est de sens inverse et il est bien plus important.

Lorsqu'on analyse un échantillon un peu moins mince, ou sous une tension d'accélération plus faible, l'effet est intermédiaire entre ceux caractéristiques d'un échantillon massif et d'une lame mince;

cependant il paraît difficile de le calculer et même de pouvoir prévoir son sens.

Expériences.

Le premier exemple correspond à des analyses, effectuées à l'IRSID, de fins précipités intermétalliques ($\varnothing \# 100 \text{ \AA}$) préparés par attaque sous potentiel contrôlé d'aciers inoxydables austéno-martensitiques à durcissement structural (C : 0,08, Mn : 0,71, Si : 0,74, Cr : 14,9, Ni : 7, Mo : 2,14, Al : 1,05) et extraction sur réplique de carbone ⁽²²⁾.

Ces précipités pouvaient contenir soit NiAl, soit Ni₃Al. Les limites de précision des mesures des analyses encadraient un rapport voisin de celui de Ni₂Al qui n'est pas un composé défini connu; les corrections faites suivant la même méthode que pour des échantillons massifs auraient été faibles mais auraient rapproché de Ni₃Al; par contre, les corrections que nous proposons dans le cas d'une réplique donnaient des compositions encadrant Ni Al.

Les diagrammes de diffraction électronique et de diffraction X, ont bien confirmé la présence de Ni Al.

Valeurs mesurées :

$$30 \text{ kV } \left(\frac{\overline{\text{Ni}}}{\overline{\text{Al}}} \right) = 3,27 \quad \sigma = 1,0 \quad (\sigma = \text{écart type})$$

$$20 \text{ kV } \left(\frac{\overline{\text{Ni}}}{\overline{\text{Al}}} \right) = 4,25 \quad \sigma = 0,44$$

coefficients de correction 30 kV : 0,63 20 kV : 0,55

d'où $\left(\frac{\overline{\text{Ni}}}{\overline{\text{Al}}} \right) = 1,98 \text{ (30 kV)} \quad 2,38 \text{ (20 kV)}$

$\frac{\text{Ni}}{\text{Al}}$ théoriques : Ni Al : 2,176 Ni₃Al: 6,528

(Ni₂Al : 4,352)

Le second exemple est relatif à des mesures expérimentales systématiques faites sur des lames minces d'aluminium contenant 4 % de

cuiivre, préparées par polissage électrolytique et d'épaisseur et de propriété contrôlées au microscope électronique.

La valeur mesurée de k_{Al}/k_{Cu} dépend de l'épaisseur de la lame au point analysé. Cette épaisseur peut être caractérisée par la concentration apparente en aluminium et nous avons :

Cap Al	14,15	64,26	80,14	(25 kV)
$\frac{k_{Al}}{k_{Cu}}$	16,84	22,16	23,85	

La valeur théorique de 13,44 calculée pour une lame infiniment mince doit être la limite du rapport mesuré.

Dans le cas des cibles massives les mesures ont confirmé les valeurs calculées par la formule (11).

IX - Conclusion.

Il semble que les formules (11) pour les cibles massives et (15) pour les cibles très minces donnent une assez bonne correction de l'effet de numéro atomique, malgré les approximations physiques qui ont été admises.

En fait ces approximations ne sont pas aussi drastiques qu'on pourrait le penser au premier abord; en effet les corrections s'appliquent à des rapports entre échantillon et témoins.

En pratique il faut souligner que les valeurs des facteurs de correction sont très sensibles à de petites erreurs dans les calculs du dénominateur et du numérateur du rapport. Comme il est nécessaire d'utiliser la fonction logarithme intégrale les formules donnent les meilleurs résultats quand les calculs sont faits sur ordinateur. Nous n'avons pas déterminé si l'introduction de ces formules a un effet sur la convergence et le temps de calcul des méthodes itératives déjà utilisées pour les calculs de correction d'absorption et de fluorescence.

Remerciements.

Les auteurs remercient M. MORILLON d'avoir bien voulu se charger de l'établissement des programmes du calculateur et M. ANGELO pour un grand nombre de mesures expérimentales.

Note.

Ce travail a été présenté pour la première fois à la conférence sur les Récents Développements dans la Théorie, la Technique et les Applications de la Microanalyse par Sonde Electronique; Londres le 15 février 1967.

BIBLIOGRAPHIE.

- (1) - R. CASTAING. - ONERA (1952), 55.
- (2) - H.A. BETHE. - Ann. Phys. Lpz. (1930), 5, p. 325-400.
- (3) - H.A. BETHE, H.E. ROSE et L.P. SMITH. - Proc. Am. Phil. Soc. (1938), 78, p. 573-585.
- (4) - C.R. WORTHINGTON et S.G. TOMLIN. - Proc. Phys. Soc. (1956), 69, p. 401-412.
- (5) - M. GREEN. - Thèse, Cambridge (1962).
- (6) - J. PHILIBERT. - IRSID B 51 (1965), p. 9-16.
- (7) - N. NIELSEN. - Leipzig, Teubner (1906).
- (8) - J.A. BEARDEN. - U.S. A.E.C. (1964), NYO 10586.
- (9) - M.A. BLOCHIN. - VEB Verlag Technik Berlin (1957), p. 422-426.
- (10) - K.A. KARPOV et S.N. RAZUMOVSKIJ. - Acad. Sc. URSS (1956), Moscou.
- (11) - P. DUNCUMB. - Communication privée.
- (12) - P.M. THOMAS. - A.E.R.E., R 4593 (1964).
- (13) - A.T. NELMS. - N.B.S. 577 (1956) et supplément 1958.
- (14) - G.D. ARCHARD et T. MULVEY. - X Ray Optics and X Ray Microanalysis Stanford (1962). Acad. Press. N.Y. p. 393-410.
- (15) - H.E. BISHOP. - Proc. Phys. Soc. (1965), 18, p. 855-866.
- (16) - V.E. COSSLETT. - Brit. J. Appl. Phys. (1964), 15, p. 107-109.
- (17) - V.E. COSSLETT. - Orsay 1965, Optique des Rayons X et Microanalyse. Hermann, Paris (1966), p. 85-96.
- (18) - D.B. BROWN. - M.I.T. Thèse 1965.
- (19) - M.C. WALSKE. - Phys. Rev. (1952), 88, p. 1283 - 1289.
- (20) - M.C. WALSKE. - Phys. Rev. (1956), 101, p. 940-944.
- (21) - J.C. DERIAN. C.E.A. (1966), R 3052.
- (22) - R. CAMPOS SOARES, J. VOELTZEL et G. HENRY. - Colloque de Bruxelles (1967). J. de Microscopie (à paraître).

LEGENDE DES FIGURES.

Figure 1 - $W_A^j = \frac{1,166 E_j}{11,5 Z_A}$

Figure 2 - Valeurs de M/S' en fonction de U pour différents W
 $1 < U \leq 30$.

Figure 3 - Valeurs de M/S' en fonction de U pour différents W
 $1 < U \leq 6$.

Figure 4 - Valeurs de M/S' en fonction de W pour différents U .

Figure 5 - Valeurs de W en fonction de la concentration en cuivre dans un alliage cuivre-or (où on analyse le cuivre) et dans un cuivre-aluminium (où on analyse l'aluminium). L'approximation linéaire a été tracée.

Figure 6 - Valeurs de R en fonction de Z pour différents U d'après DUNCUMB (11).

Figure 7 - Valeurs du coefficient de correction de l'effet de numéro atomique en fonction de la concentration.

Figure 8 - L'effet de numéro atomique dans les lames minces, en fonction de la tension d'accélération.

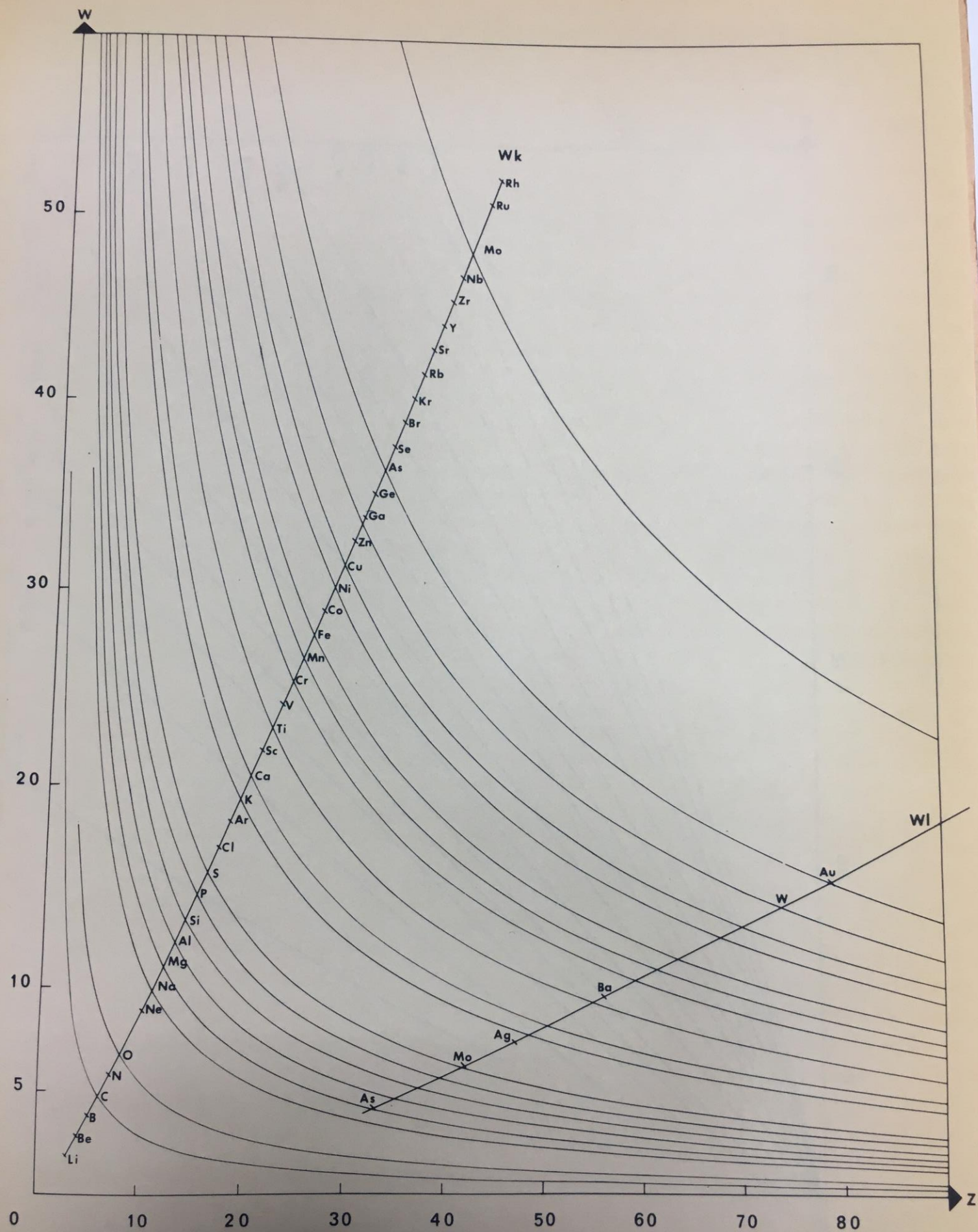


Figure 1

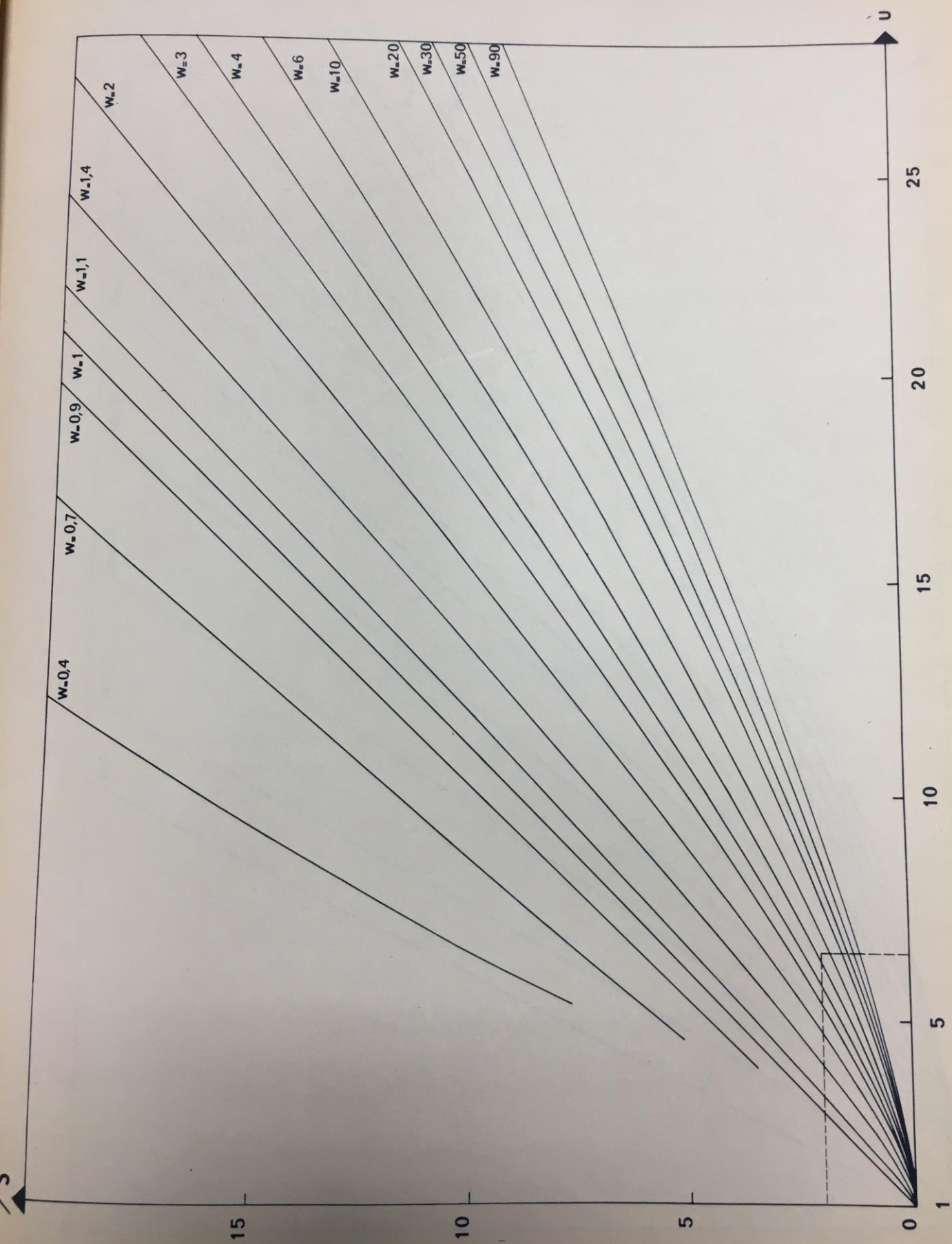


Figure 2

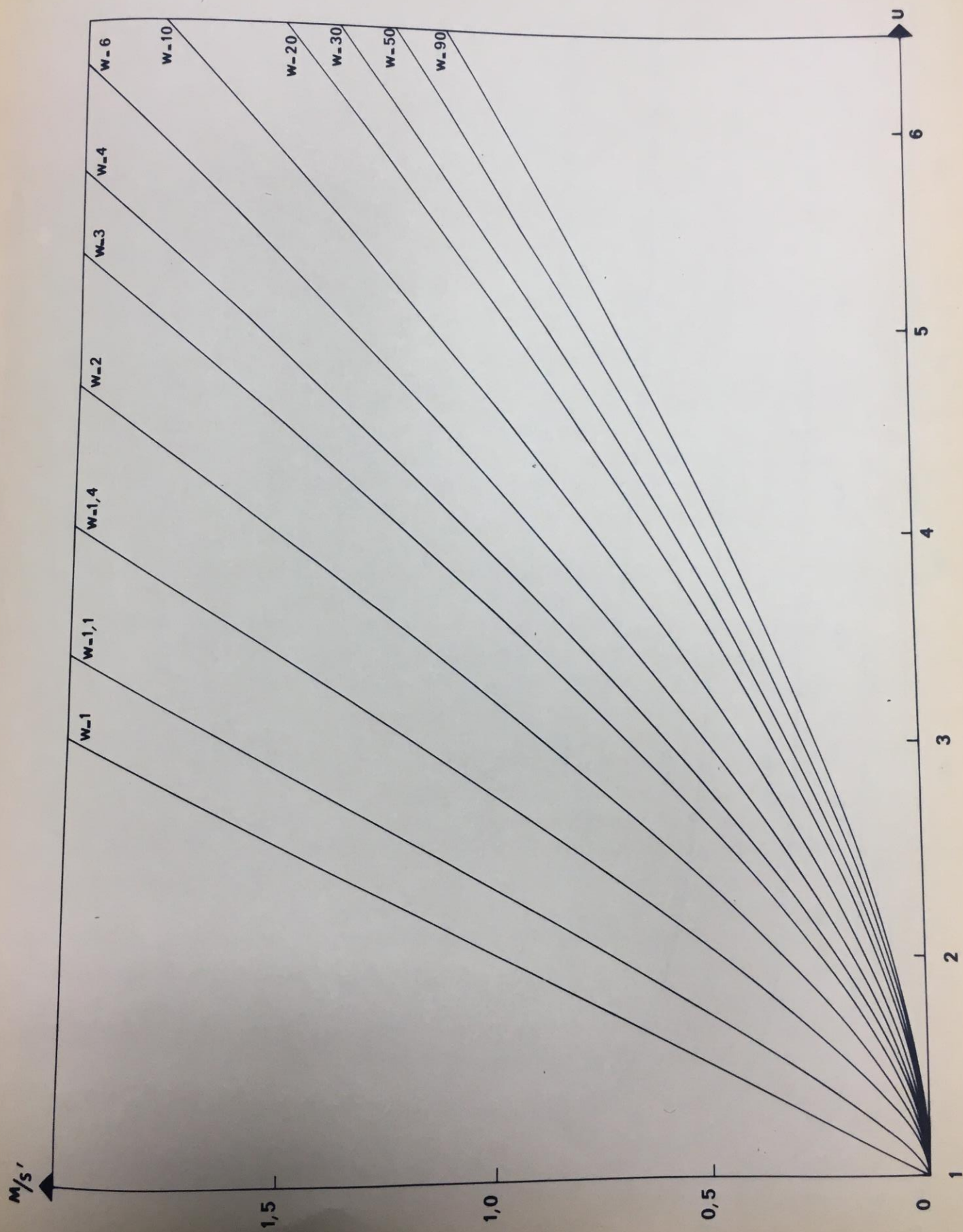


Figure 3

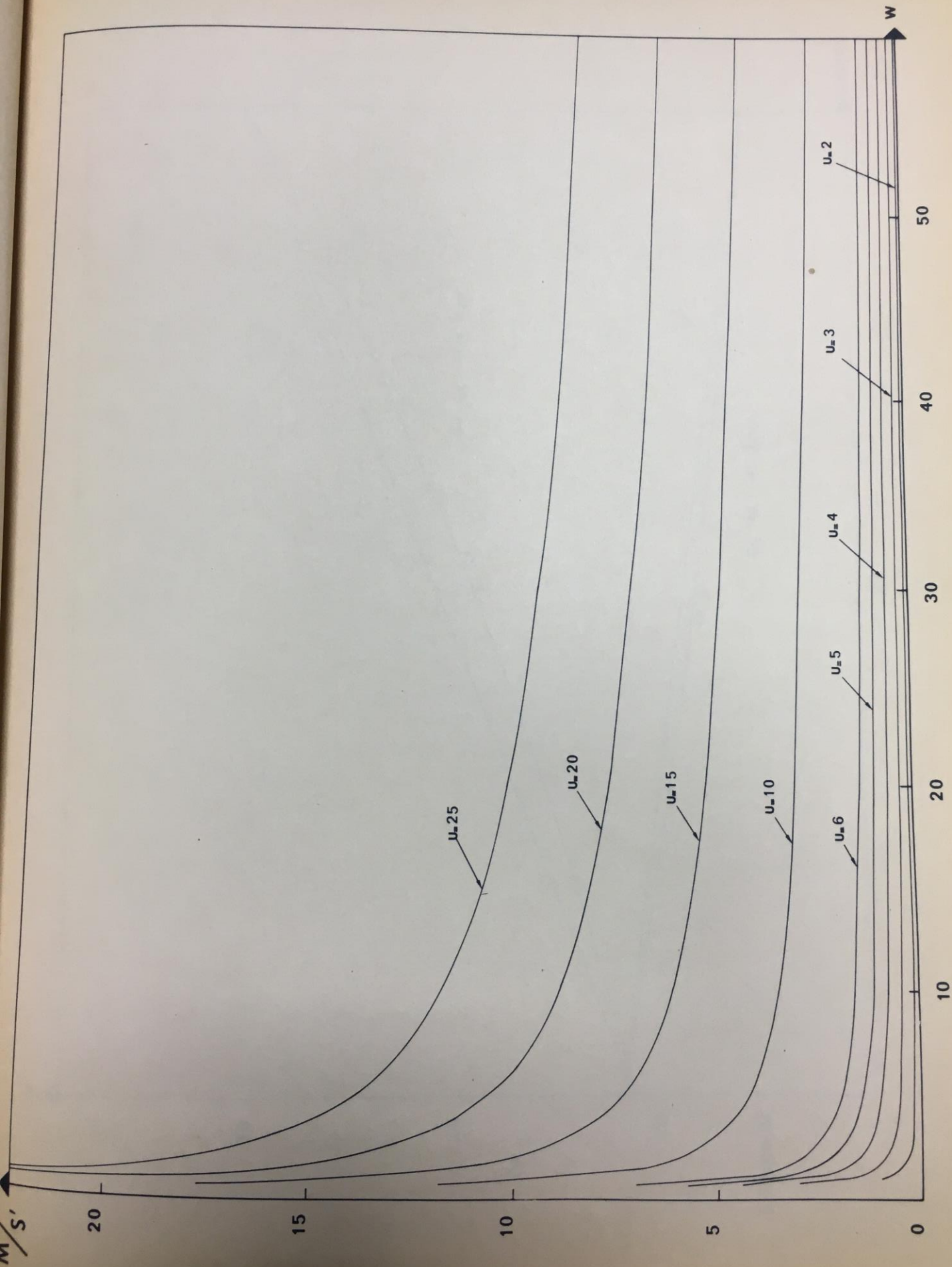


Figure 4

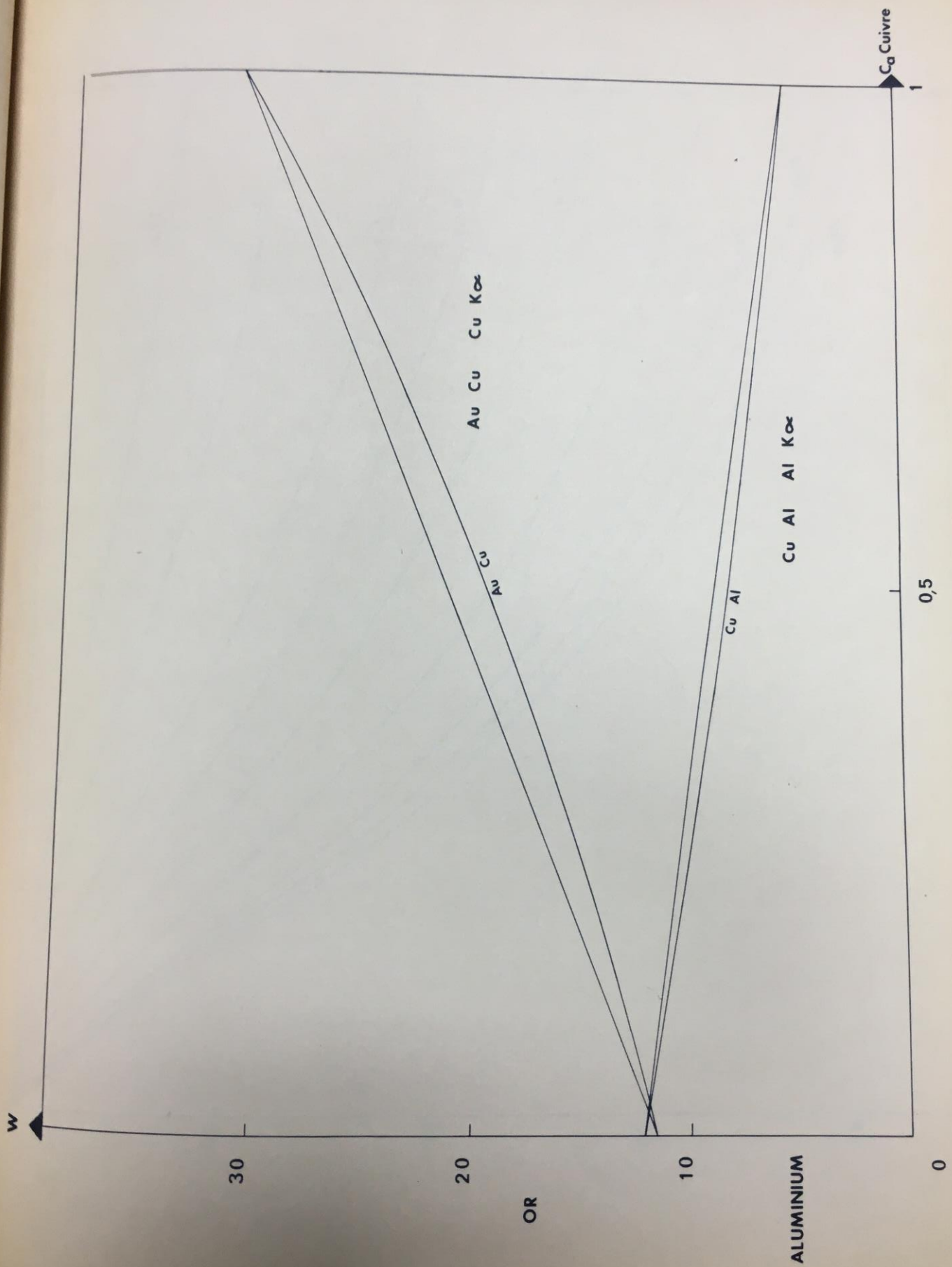


Figure 5

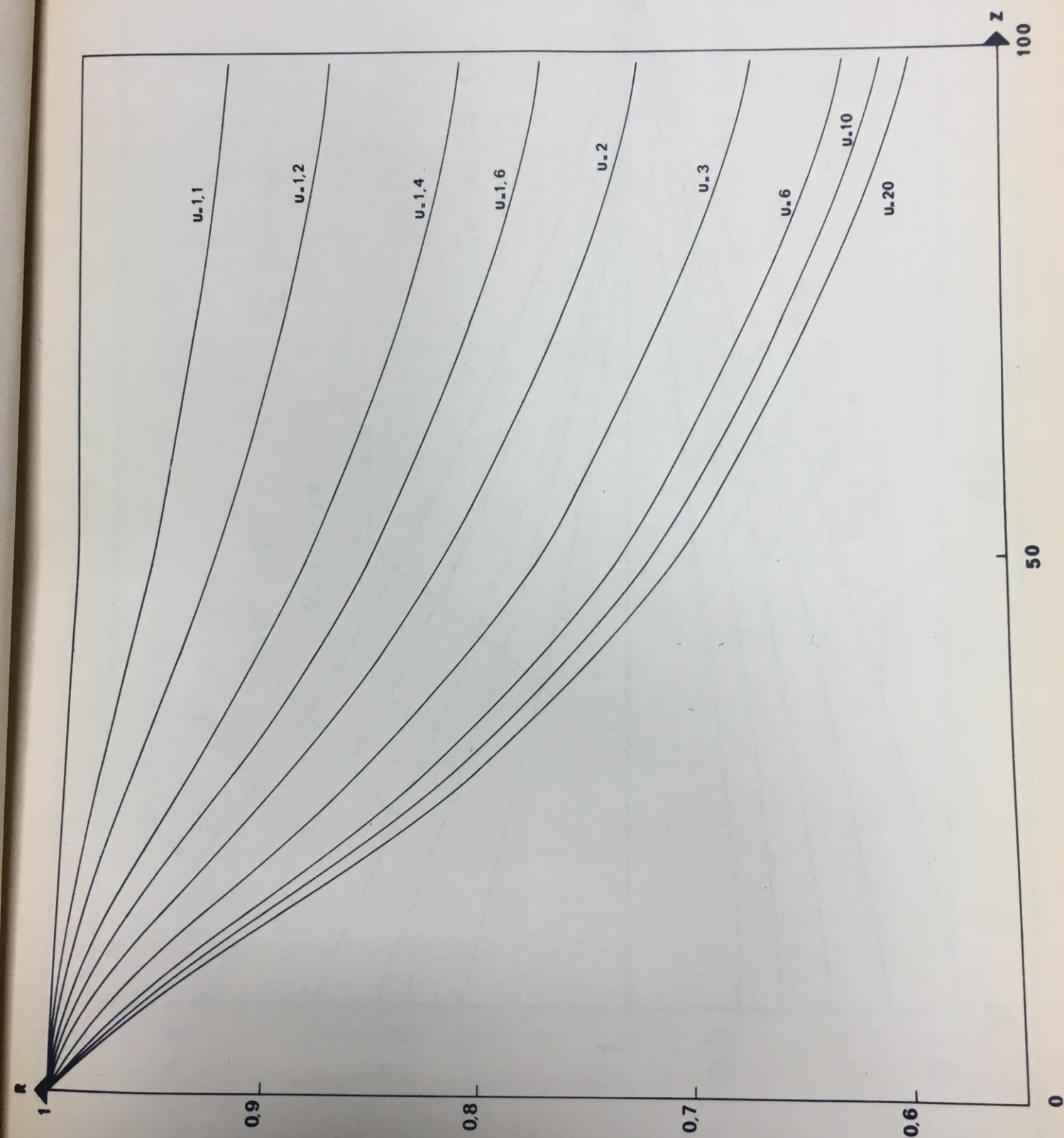


Figure 6

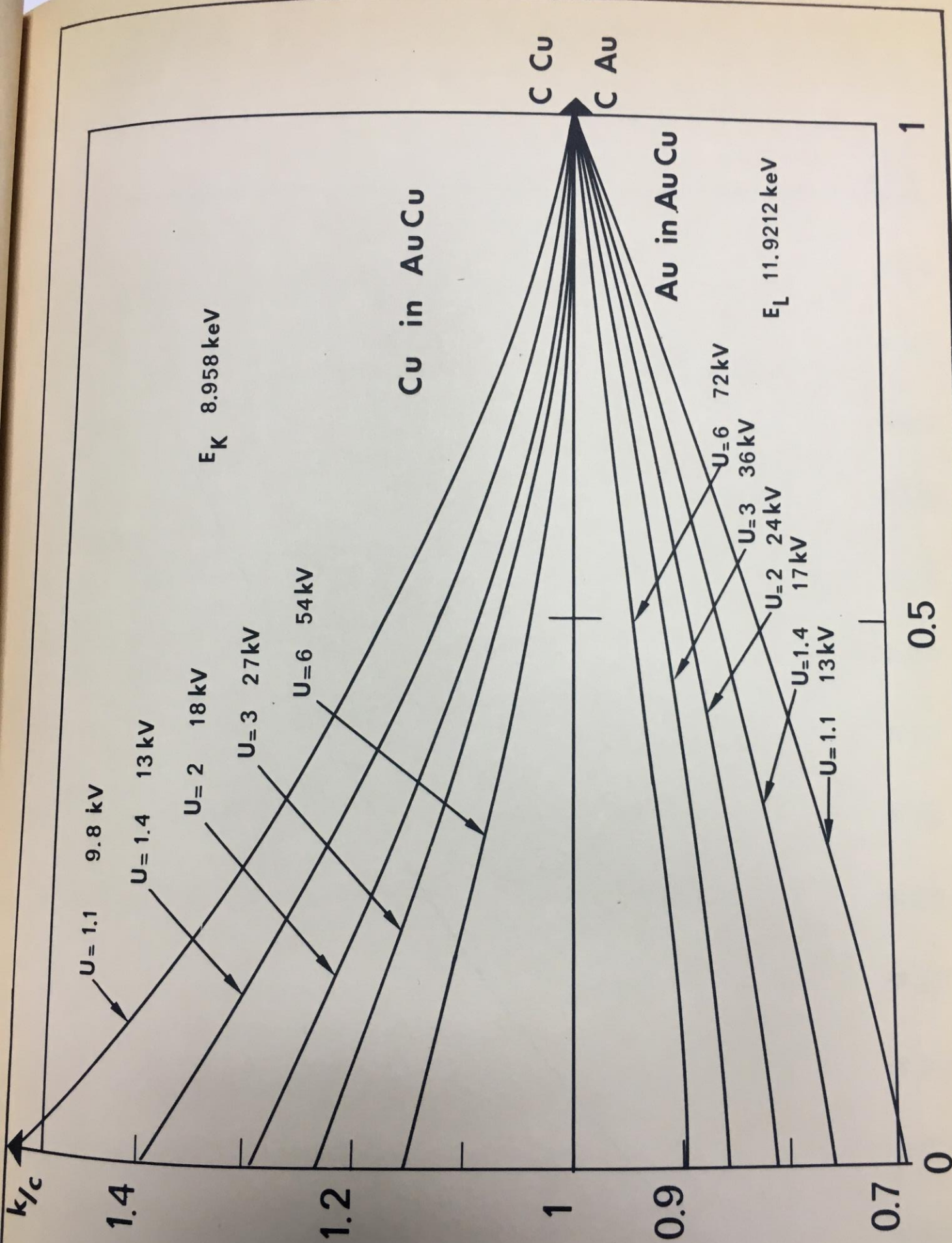


Figure 7

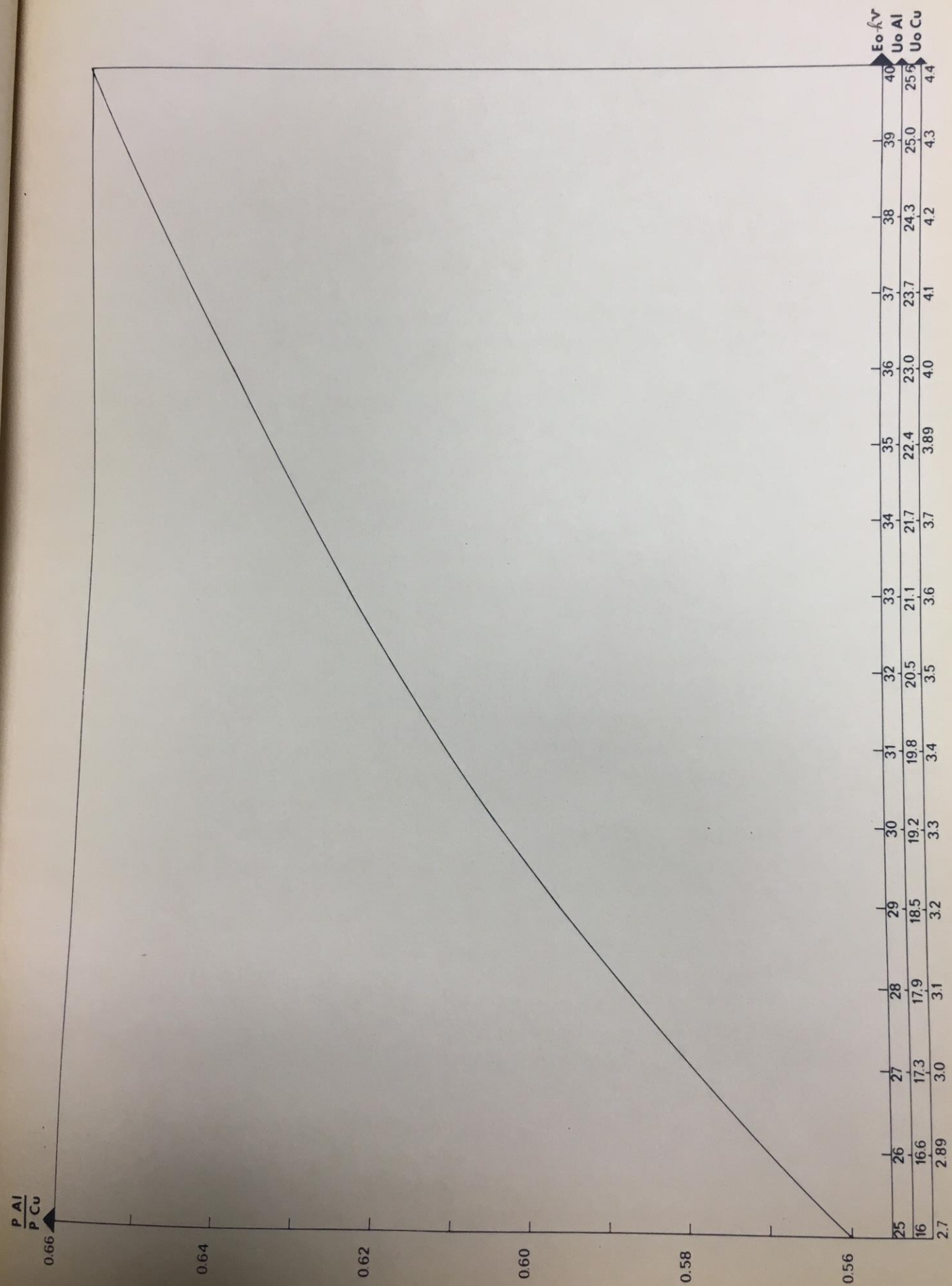


Figure 8