Modèle théorique de pénétration des électrons dans la matière

C. Zeller, J. Ruste

► To cite this version:

C. Zeller, J. Ruste. Modèle théorique de pénétration des électrons dans la matière. *Revue de Physique Appliquée*, 1976, 11 (4), pp.441-447. 10.1051/rphysap:01976001104044100 . jpa-00244079

HAL Id: jpa-00244079

<https://hal.science/jpa-00244079>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Supplément au « Journal de Physique »

Classification
Physics Abstracts
0.674 — 5.282

MODÈLE THÉORIQUE DE PÉNÉTRATION DES ÉLECTRONS DANS LA MATIÈRE

C. ZELLER

Laboratoire de Minéralogie et Cristallographie,
Université de Nancy I. Case officielle n° 140, 54037 Nancy Cedex, France

et J. RUSTE (*)

Laboratoire de Génie Métallurgique, Ecole des Mines, 54042 Nancy Cedex, France

(Reçu le 16 décembre 1975, accepté le 8 mars 1976)

Résumé. — La fonction qui donne le nombre d'électrons transmis par des lames minces est définie à partir d'une théorie semi-empirique. Les calculs, développés en utilisant des hypothèses simplificatrices convenables, permettent d'arriver à une expression analytique de la loi de transmission. La théorie tient compte explicitement de l'influence respective de la diffusion simple et de la diffusion multiple. Dans chacun des cas on définit une section efficace de choc élastique et une section efficace de choc inélastique. Les expressions théoriques contiennent des paramètres que nous avons ajustés grâce aux résultats expérimentaux de divers auteurs. Les valeurs retenues pour ces paramètres sont en accord avec ce que l'on sait au sujet des distributions angulaires des électrons dans une cible.

Abstract. — The function that gives the number of electrons transmitted through a thin film is based upon a semi empirical theory. An analytical expression for the transmission law has been developed from this theory by applying certain simplifying assumptions. This theory takes into account simple and multiple scattering. In each case, effective elastic and inelastic cross sections are defined. The theoretical expression contains some parameters which were adjusted by comparison with experimental results from several sources. The values taken for these parameters are in good agreement with what is known about the angular distribution of electrons in a target.

Introduction. — Lorsqu'un faisceau de particules (électrons) traverse un milieu constitué par un grand nombre de centres diffusants, il s'affaiblit progressivement en raison de l'élimination des particules éprouvant divers processus de collisions inélastiques et élastiques. Nous proposons un modèle collectif de pénétration diffuse des électrons dans une cible. Les calculs sont menés en utilisant des hypothèses simplificatrices considérables telles que le fait que les distributions sont fondamentalement considérées suivant une seule direction, c'est-à-dire suivant la profondeur ρz dans la cible.

Dans l'approximation de la diffusion simple, on suppose que toute particule sortie du faisceau direct est perdue. Entre les profondeurs ρz et $\rho z + d\rho z$ celui-ci s'affaiblit de :

$$dT = -TN\sigma d\rho z \quad (1)$$

où N est le nombre de centres diffusants par unité de masse et σ la section efficace de choc.

Il est possible d'effectuer plusieurs hypothèses. On peut supposer que σ est constant, indépendant de la pénétration

$$\sigma_0 = \frac{a}{E_0^2} \quad (2)$$

Dans ce cas, l'intégration de (1) conduit à la loi exponentielle classique de Lénard :

$$T(\rho z) = e^{-N\sigma_0\rho z} \quad (3)$$

Un autre cas envisageable, plus proche de la réalité, est celui où la section efficace de choc dépend du trajet parcouru par l'électron dans la matière. L'électron subit des pertes d'énergie tout au long de son parcours. On peut relier son énergie E à la profondeur de pénétration ρz , par une loi de type Thomson Whiddington

$$E^2 = E_0^2 \left(1 - \frac{\rho z}{\rho z_m} \right) \quad (4)$$

où ρz est la profondeur de pénétration, ρz_m la profondeur totale de pénétration et E_0 l'énergie des électrons incidents.

(*) Adresse actuelle : Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris, B. P. 87, 91003 Evry Cedex, France.

La section efficace de choc étant inversement proportionnelle au carré de l'énergie des électrons, on peut écrire :

$$\sigma(\rho z) = \frac{a}{E^2} = \sigma_0 \frac{E_0^2}{E^2} = \frac{\sigma_0}{\left(1 - \frac{\rho z}{\rho z_m}\right)} \quad (5)$$

où σ_0 est la section efficace pour les électrons incidents d'énergie E_0 . Tenant compte de (5), l'intégration de (1) conduit à :

$$T(\rho z) = \left(1 - \frac{\rho z}{\rho z_m}\right)^{N\sigma_0\rho z_m}. \quad (6)$$

Everhart [1] a obtenu une loi de transmission tout à fait semblable. Cet auteur suppose que l'affaiblissement du faisceau en nombres de particules est dû au *back scattering*. Son résultat est identique à (6), mais la section efficace de choc qu'il utilise se réduit à la section efficace de rétrodiffusion élastique. Bien que la loi (6) soit plus satisfaisante au point de vue de la théorie que celle de Lenard, elle ne rend pas compte du phénomène réel. Les résultats expérimentaux montrent que la loi de Lenard est une assez mauvaise approximation pour la majeure partie des pénétrations dans les éléments de faible numéro atomique, c'est-à-dire dans les cas où la diffusion est relativement moins importante.

En fait les lois relatives à la diffusion simple sont très approximatives car une particule déviée peut revenir au faisceau direct par d'autres diffusions. La prévision de l'atténuation d'un faisceau d'électrons dans une cible épaisse est du ressort des théories de la diffusion multiple et le problème est fort complexe.

Les théories ont d'ailleurs été développées pour des particules de haute énergie, en général dans l'approximation de Born et en négligeant la diffusion aux grands angles, d'où les difficultés rencontrées dans les domaines d'énergie intéressants en microanalyse à sonde électronique.

Nous proposons cependant une théorie simplifiée qui permet d'arriver à une expression analytique de la loi de transmission d'un faisceau d'électrons. Les paramètres que contient cette expression de la transmission peuvent être ajustés aisément pour que les courbes calculées soient en bon accord avec les courbes expérimentales.

1. Modèle pour une loi de transmission. — L'électron qui pénètre dans la matière peut subir des interactions soit avec les électrons atomiques, soit avec le noyau. Dans le premier cas, l'interaction est de nature inélastique, caractérisée par un transfert d'énergie ε et une faible diffusion angulaire θ , inférieure à $\pi/2$. Dans le second cas, l'interaction est élastique, avec un transfert d'énergie très faible, mais avec une possibilité de diffusion angulaire élevée, pouvant atteindre 180° .

Nous supposons que lorsque l'angle de diffusion élastique est supérieur à $\pi/2$ (rétrodiffusion), l'électron est éliminé définitivement du faisceau transmis ; dans

le cas où le premier choc est inélastique, l'électron ne disparaît pas obligatoirement mais peut revenir dans le faisceau transmis par suite d'autres chocs inélastiques.

Nous proposons donc le modèle suivant. L'électron en pénétrant dans une cible peut subir un premier choc, que nous qualifierons de *choc simple*. Si celui-ci est élastique d'angle de diffusion supérieur à $\pi/2$, l'électron disparaît ; si par contre, le choc est inélastique, l'électron peut alors subir d'autres collisions, que nous qualifierons de *chocs multiples*.

Les chocs simples et multiples sont décrits par deux lois de transmission différentes, respectivement $T_1(\rho z)$ et $T_2(\rho z)$ (Fig. 1).

FIG. 1. — Modèle de transmission électronique.

La proportion $T(\rho z)$ d'électrons ayant pu atteindre la profondeur ρz est constituée de la fraction $T_1(\rho z)$ des électrons n'ayant subi aucune interaction, augmentée de la contribution $I(\rho z)$ des électrons ayant subi de nombreux *chocs multiples*

$$T(\rho z) = T_1(\rho z) + I(\rho z). \quad (7)$$

Considérons une couche $d\rho y$, située à la profondeur ρy ($\rho y < \rho z$). La fraction $(-dT_1(\rho y))$ quitte le faisceau direct, une partie $(-r dT_1)$ par chocs inélastiques et $(-(1-r) dT_1)$ par rétrodiffusions élastiques.

La fraction $(-r dT_1)$ est atténuée par un processus de chocs multiples, décrit par la loi T_2 ; si bien que la transmission à la profondeur ρz est réduite à :

$$-r dT_1 \cdot T_2(\rho z - \rho y).$$

Les lois d'atténuations satisfaisant à la relation :

$$T_2(\rho z) = T_2(\rho y) \cdot T_2(\rho z - \rho y) \quad (8)$$

il en résulte que :

$$dI(\rho z) = -r \frac{T_2(\rho z)}{T_2(\rho y)} dT_1(\rho y). \quad (9)$$

Pour calculer $I(\rho z)$, il faut sommer entre 0 et ρz les contributions au faisceau transmis de chaque couche $d\rho y$

$$I(\rho z) = -r T_2(\rho z) \int_0^{\rho z} \frac{dT_1(\rho y)}{T_2(\rho y)}. \quad (10)$$

T_1 et T_2 sont des lois de transmission dont la forme a été déterminée en (6), en désignant par σ_1 et σ_2 les sections efficaces totales respectives. Le calcul de $I(\rho z)$ est alors immédiat :

$$I(\rho z) = \frac{r\sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_2} [T_2(\rho z) - T_1(\rho z)]. \quad (11)$$

D'où la loi de transmission $T(\rho z)$:

$$T(\rho z) = T_1(\rho z) + r \frac{\sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_2} [T_2(\rho z) - T_1(\rho z)]. \quad (12)$$

2. Les sections efficaces de chocs. — Les deux phénomènes physiques, la diffusion inélastique et la rétrodiffusion élastique, ne sont pas consécutifs et s'excluent mutuellement lors d'un choc simple ; la section efficace totale σ_1 est constituée de deux termes σ_I et σ_R , reliés respectivement à ces deux phénomènes :

$$\sigma_1 = \sigma_I + \sigma_R. \quad (14)$$

Par analogie, nous prendrons pour la section efficace totale de chocs multiples une forme identique :

$$\sigma_2 = \sigma_I^* + \sigma_R^*. \quad (15)$$

2.1 SECTIONS EFFICACES DE CHOC SIMPLE. — Nous utiliserons les sections efficaces différentielles de Rutherford [2].

2.1.1 Interaction électron-noyau. — La section efficace différentielle de Rutherford pour les collisions électron-noyau est donnée par (16)

$$\sigma_E(\theta) = \frac{e^4 Z^2}{16 E^2} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (16)$$

Pour calculer la section efficace totale de rétrodiffusion, il suffit d'intégrer (16) entre $\pi/2$ et π

$$\sigma_R = \int_{\pi/2}^{\pi} \sigma_E(\theta) d\Omega = \frac{\pi e^4 Z^2}{4 E^2} \quad (17)$$

avec $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$.

2.1.2 Interaction électron-électron. — Lorsque les particules heurtées sont identiques, le modèle de Rutherford conduit à (18) :

$$\sigma_I(\theta) = \frac{e^4}{E^2} \frac{\cos \theta}{\sin^4 \theta}. \quad (18)$$

C'est également le premier terme de la section de Mott, si l'on néglige les termes d'échange introduits en mécanique quantique (indiscernabilité et spin) [3].

Le calcul de la section efficace totale inélastique par intégration de (18) entre 0 et $\pi/2$ est impossible ; il faut tenir compte des effets d'écran dus à la présence des autres électrons et à l'impossibilité de transfert d'énergie infiniment petit.

Plutôt que de modifier (18) en introduisant un facteur d'écran, nous préférons intégrer entre θ_m et $\pi/2$,

θ_m représentant l'angle minimum de diffusion, caractérisé par le transfert minimum d'énergie ε_m

$$\sigma_I = \int_{\theta_m}^{\pi/2} \sigma_I(\theta) d\Omega = \frac{\pi e^4}{\gamma^2 E^2} \quad (19)$$

avec $\gamma = \tan \theta_m$.

Une étude antérieure [4, 5] a montré que γ était en première approximation, constant et voisin de 0,175.

Pour tenir compte de tous les électrons orbitaux, la section efficace inélastique atomique est égale à Z fois la section efficace électronique :

$$\sigma_I = \frac{\pi Z e^4}{\gamma^2 E^2}. \quad (20)$$

Le coefficient r , qui représente, dans un choc simple, la fraction des électrons diffusés inélastiquement et que l'on peut définir comme le rapport des sections efficaces inélastique et totale, se calcule alors simplement :

$$r = \frac{\sigma_I}{\sigma_1} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma^2 Z}{4}}. \quad (21)$$

2.2 SECTIONS EFFICACES DE CHOC MULTIPLES. — Par suite de la diffusion multiple, la longueur réelle de la trajectoire ρx est supérieure à la profondeur ρz . Ceci est dû en particulier à la diffusion élastique d'angle inférieur à $\pi/2$ que nous avons négligée jusqu'à présent. Dans ce type de choc, aucune particule n'est éliminée directement, mais la longueur de la trajectoire, donc le nombre de collisions, croît. Il faut donc en tenir compte et cela demande une analyse de la distribution angulaire des particules dans le faisceau.

2.2.1 Section efficace de rétrodiffusion. — Le nombre de collisions élastiques produisant des rétrodiffusions peut être représenté par $N\sigma\rho z_m$. Nous remplacerons dans notre modèle le trajet réel ρx_m et la section efficace σ_R par le chemin fictif ρz_m^* et deux sections efficaces σ_R et σ_R^* . Pour évaluer σ_R^* , il suffit de faire le bilan des rétrodiffusions :

$$N\sigma_R \rho x_m = N(\sigma_R + \sigma_R^*) \rho z_m \quad (22)$$

d'où

$$\sigma_R^* = \sigma_R \left[\left(\frac{\rho x_m}{\rho z_m} \right) - 1 \right]. \quad (23)$$

2.2.2 Section efficace inélastique. — σ_R et σ_I n'ayant pas la même signification physique, un bilan identique à (22) est impossible. Alors que σ_R implique une élimination totale, σ_I comporte une part d'élimination mais aussi une part de transfert, représentée par σ_I^* .

Le long du trajet supplémentaire $(\rho x_m - \rho z_m)$, la part réellement éliminée, décrite par $(\sigma_I - \sigma_I^*)$, doit être ajoutée sur le chemin fictif ρz_m avec la section efficace σ_I^* :

$$N(\rho x_m - \rho z_m) (\sigma_I - \sigma_I^*) = N\sigma_I^* \rho z_m \quad (24)$$

d'où

$$\sigma_I^* = \sigma_I \left[1 - \left(\frac{\rho z_m}{\rho x_m} \right) \right] \quad (25)$$

$\left(\frac{\rho z_m}{\rho x_m} \right)$ et $\left(\frac{\rho x_m}{\rho z_m} \right)$ sont des moments caractéristiques de la distribution angulaire et spatiale des trajectoires électroniques. On peut, en effet, définir l'angle de diffusion correspondant à un élément de trajectoire $d\rho x$ par :

$$\cos \theta = \frac{d\rho z}{d\rho x}.$$

Nous poserons donc :

$$\langle \cos \theta \rangle = \left(\frac{\rho z_m}{\rho x_m} \right) \quad \text{et} \quad \left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle = \left(\frac{\rho x_m}{\rho z_m} \right).$$

Nous n'avons que très peu d'indications sur ces moments et il n'est pas possible, pour l'instant, de les calculer théoriquement. Nous nous proposons donc de les déduire des courbes de transmission expérimentales, et de justifier la forme des expressions obtenues.

3. Calcul de ρz_m . — La profondeur maximum ρz_m apparaît dans la loi de transmission par la variable réduite $\rho z/\rho z_m$ et par l'exposant $N\sigma\rho z_m$. Dans les deux cas, la signification physique est différente. La variable réduite $\rho z/\rho z_m$ représente le rapport entre la profondeur ρz et la profondeur maximum réellement atteinte.

Pour calculer cette dernière, nous utiliserons l'intégrale de la loi de Bethe dont une approximation a été proposée par Archard et Mulvey [6] :

$$\rho z_m = 0,144 \times 10^{-4} \frac{A}{Z} \frac{E_0^2}{2 \ln \left(\sqrt{\frac{e}{2}} \frac{E_0}{J} \right)} \quad (26)$$

avec ρz_m en g/cm^2 , E_0 et J en keV.

J est l'énergie moyenne d'ionisation, que l'on peut calculer soit par la formule de Berger Seltzer [7] :

$$J = 9,76 Z + 58,5 Z^{-0,19} \text{ eV} \quad (27)$$

soit par la formule de Zeller [8] :

$$J = 10,04 Z + 8,25 Z \exp \left(-\frac{Z}{11,22} \right) \text{ eV}. \quad (28)$$

Celle-ci étant préférable à la précédente pour les faibles nombres atomiques.

La figure 2 montre le réseau de courbes de transmission électronique dans le cuivre obtenu expérimentalement par Cosslett et Thomas [9] pour différentes hautes tensions.

Les figures 3, 4, 5 et 6 montrent les courbes réduites obtenues à partir des mesures de Cosslett-Thomas pour l'or et le cuivre, de Young [10] pour l'alumine et de Bishop [11] pour le carbone ⁽¹⁾ et calculées en utili-

FIG. 2. — Variation de la transmission du cuivre en fonction de l'épaisseur des échantillons pour diverses tensions d'accélération des électrons incidents.

FIG. 3. — Courbe de transmission réduite de l'or.

FIG. 4. — Courbe de transmission réduite du cuivre.

(1) Valeurs calculées par le modèle de Monte Carlo.

FIG. 5. — Courbe de transmission réduite de l'alumine.

FIG. 7. — Courbes de transmission réduites théoriques.

FIG. 6. — Courbe de transmission réduite du carbone.

sant (26). La dispersion des points autour des courbes réduites, faible pour l'or et le cuivre, est plus importante pour les cibles légères.

Seul le produit $N\sigma\rho z_m$ a une réalité physique bien déterminée. Il représente ⁽²⁾ le nombre total d'interactions liées à la section efficace σ . Les deux grandeurs σ et ρz_m ne sont pas indépendantes mais doivent être calculées dans le cadre de la même théorie, afin de conserver la cohérence du modèle.

Dans le choc inélastique le transfert d'énergie ε est relié à l'angle de diffusion θ et à l'énergie de la particule E par la relation :

$$\varepsilon = E \cdot \sin^2 \theta. \quad (29)$$

A partir de la section efficace différentielle inélastique (18) et de (29), on peut calculer la section efficace différentielle liée à la perte d'énergie dans un choc électron-électron

$$\sigma(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\pi e^4}{E} \cdot \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2}. \quad (30)$$

La perte d'énergie par unité de parcours est alors donnée par :

$$-\frac{dE}{d\rho z} = \int_{\varepsilon_m}^E N_e \varepsilon \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad (31)$$

où

$$N_e = \frac{N'Z}{A}$$

est le nombre total d'électrons par unité de masse et ε_m , la perte minimum d'énergie :

$$\varepsilon_m = E \sin^2 \theta_m = \frac{\gamma^2 E}{1 + \gamma^2}. \quad (32)$$

La loi de ralentissement obtenue est bien une loi de Thomson Whiddington :

$$\frac{dE}{d\rho z} = -N\pi e^4 \frac{Z}{A} \frac{1}{E} \ln \frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2}. \quad (33)$$

La profondeur maximum ρz_m est calculée par intégration de (33) :

$$\rho z_m = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-dE/d\rho z} = \frac{E_0^2}{2\pi e^4 N' \frac{Z}{A} \ln \frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2}}. \quad (34)$$

La section efficace étant inversement proportionnelle à E_0^2 , le produit $\sigma\rho z_m$ est bien indépendant de

(2) A une constante multiplicative près.

l'énergie, ce qui est indispensable pour pouvoir réduire les courbes de transmission décrites par une loi du type (6).

4. Comparaison avec l'expérience. — Les résultats expérimentaux utilisés sont ceux représentés sur les figures 2 à 6. La forme théorique de la loi de transmission $T(\rho z)$ que nous avons obtenue contient deux paramètres σ_1 et σ_2 , dont l'un est connu avec précision :

$$N\sigma_1 \rho z_m = \frac{1}{2 \gamma^2 \ln \frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2}} + \frac{Z}{8 \ln \frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2}} = 4,65 + 3,56 \times 10^{-2} \cdot Z. \quad (35)$$

L'autre est fonction de deux grandeurs $\langle \cos \theta \rangle$ et $\left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle$ que l'on se propose de déterminer

$$N\sigma_2 \rho z_m = 4,65(1 - \langle \cos \theta \rangle) + 3,56 \times 10^{-2} \cdot Z \left(\left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle - 1 \right). \quad (36)$$

Par un ajustement au sens des moindres carrés de l'ensemble de la courbe réduite pour chaque élément, on peut calculer $N\sigma_2 \rho z_m$ (Tableau I) :

TABLEAU I

Z		$N\sigma_1 \rho z_m$	$N\sigma_2 \rho z_m$
6	C	4,863	1,254
10,6	Al ₂ O ₃	5,027	1,672
29	Cu	5,682	4,50
79	Au	7,463	26,98

Ces résultats sont très convenablement représentés par une expression polynomiale de la forme :

$$N\sigma_2 \rho z_m = aZ^2 + b. \quad (37)$$

Les coefficients a et b ont pour valeurs :

$$a = 0,414 \times 10^{-2} \quad \text{et} \quad b = 1,112. \quad (38)$$

En supposant que le terme constant de l'expression empirique (37) représente la contribution inélastique et le terme en Z^2 la contribution élastique, on obtient par identification avec (36) :

$$1 - \langle \cos \theta \rangle = 0,239 \quad (39)$$

$$\left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle - 1 = \frac{Z}{8,62}. \quad (40)$$

5. Justification des résultats obtenus. — Notre modèle nous a conduit à calculer deux moments caractéristiques de la diffusion angulaire, $\langle \cos \theta \rangle$ et $\left\langle \frac{1}{\cos \theta} \right\rangle$.

L'étude expérimentale effectuée par Cosslett et Thomas [9] sur la diffusion électronique a montré que la distribution angulaire $N(\theta)$ était correctement représentée par une fonction en $\cos^2 \theta$ [13], de préférence au modèle de Bethe, Rose et Smith en $\cos \theta$ [12].

Connaissant $N(\theta)$, on peut calculer le moment $\langle \cos \theta \rangle$,

$$\langle \cos \theta \rangle = \int_0^{\pi/2} f(\theta) \cos \theta \, d\Omega \quad (41)$$

où $f(\theta)$ est la fonction de distribution angulaire de diffusion multiple, qui est égale après normalisation à :

$$f(\theta) = \frac{N(\theta)}{\int_0^{\pi/2} N(\theta) \, d\Omega} = \frac{3}{2\pi} \cos^2 \theta \quad (42)$$

avec $N(\theta) = \cos^2 \theta$.

Il en résulte :

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{3}{2\pi} \int_0^{\pi/2} 2\pi \cos^3 \theta \cdot \sin \theta \, d\theta = 0,750. \quad (43)$$

A partir de la transmission électronique, nous avons obtenu (39) la valeur de 0,761, ce qui est très satisfaisant et constitue pour nous un élément de preuve quant à la signification physique de nos résultats.

Une étude théorique du second moment est en cours.

6. Formulaire. — D'un point de vue pratique, nous pouvons résumer l'ensemble des formules numériques de la manière suivante :

$$T = T_1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_1 - \sigma_2} (T_2 - T_1)$$

$$T_1 = (1 - t)^{N\sigma_1 \rho z_m}$$

$$T_2 = (1 - t)^{N\sigma_2 \rho z_m}$$

$$t = \frac{\rho z}{\rho z_m}$$

$$N\sigma_1 \rho z_m = 4,65 + 3,56 \times 10^{-2} \cdot Z$$

$$N\sigma_2 \rho z_m = 1,112 + 0,414 \times 10^{-2} \cdot Z^2$$

$$\frac{\sigma_I}{\sigma_1 - \sigma_2} = \frac{4,65}{3,54 + 3,56 \times 10^{-2} Z - 0,414 \times 10^{-2} Z^2}.$$

7. Conclusion. — Malgré les simplifications introduites, la théorie que nous proposons permet de décrire quantitativement la transmission d'électrons dans une cible mince. Nous avons ainsi développé une expression analytique du coefficient caractérisant le nombre d'électrons transmis en fonction de la profondeur. La théorie tient compte de l'importance relative des phénomènes de diffusion multiple. L'expression de forme analytique simple s'accorde bien avec les résultats expérimentaux.

Bibliographie

- [1] EVERHART, T. E., *J. Appl. Phys.* **31** (1960) 1483.
 - [2] Pour plus de détails sur l'ensemble des sections efficaces, le lecteur peut se reporter à l'ouvrage de CAUCHOIS Y. et HENO Y., *Cheminement des particules chargées* (Gauthier-Villars Paris) 1964.
 - [3] MOTT, N. F., *Proc. R. Soc. (London)* **A 126** (1930) 259.
 - [4] COULON, J., Thèse Nancy 1974.
 - [5] ZELLER, C. et COULON, J., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **295** (1972) 431.
 - [6] ARCHARD, G. et MULVEY, T., 3rd Int. Symp. X Ray optics and Microanalysis Stanford, 393, 1962.
 - [7] BERGER, M. J. et SELTZER, S. M., *N. Ac. Sci. Nat. Res Council Publ.* 1133 (Washington D. C.) 1964 p. 205.
 - [8] RUSTE, J. et GANTOIS, M., *J. Phys. D.* **8** (1975) 872.
 - [9] COSSLETT, V. E. et THOMAS, R. N., *Brit. J. Appl. Phys.* **15** (1964) 883.
 - [10] YOUNG, J. R., *J. Appl. Phys.* **28** (1957) 524.
 - [11] BISHOP, H. E., *Brit. J. Appl. Phys.* **18** (1967) 703.
 - [12] BETHE, H. A., ROSE, M. E. et SMITH, L. P., *Proc. Amer. Phil. Soc.* **78** (1938) 573.
 - [13] BOTHE, W., *Z. Phys.* **54** (1929) 161.
-