



HAL
open science

Etude de la transmission et de la rétrodiffusion d'électrons d'énergie 0,05 à 3 MeV dans le domaine de la diffusion multiple

G. Soum, A. Mousselli, F. Arnal, P. Verdier

► **To cite this version:**

G. Soum, A. Mousselli, F. Arnal, P. Verdier. Etude de la transmission et de la rétrodiffusion d'électrons d'énergie 0,05 à 3 MeV dans le domaine de la diffusion multiple. *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (10), pp.1189-1209. 10.1051/rphysap:0198700220100118900 . jpa-00245669

HAL Id: jpa-00245669

<https://hal.science/jpa-00245669>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

Classification
Physics Abstracts
79.20

Etude de la transmission et de la rétrodiffusion d'électrons d'énergie 0,05 à 3 MeV dans le domaine de la diffusion multiple

G. Soum, A. Mousselli, F. Arnal et P. Verdier

Laboratoire d'Optique Electronique du C.N.R.S., associé à l'Université Paul Sabatier, B.P. 4347, 31055 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 2 février 1987, révisé le 6 avril 1987, accepté le 15 juin 1987)

Article de mise au point

Résumé. — Le comportement des électrons dans la matière est d'un intérêt fondamental, notamment en microscopie à balayage, en microanalyse et en physique spatiale. Nous présentons dans cet article l'ensemble de nos résultats expérimentaux dans le domaine de la diffusion multiple pour un faisceau d'électrons monocinétiques tombant normalement sur des cibles polycristallines. Les mesures sont relatives aux coefficients de transmission et de rétrodiffusion, aux distributions angulaires, ainsi qu'au parcours entier des électrons dans la matière. Nous donnons des relations analytiques qui permettent de retrouver avec précision les résultats expérimentaux dans un vaste domaine énergétique (0,05 à 3 MeV).

Abstract. — A knowledge of the motion of electrons in matter is of fundamental importance, particularly in scanning microscopy, in microanalysis and in space physics. We present our experimental results for monoenergetic electrons incident normal to polycrystalline targets under multiple scattering conditions. The measurements give information concerning the transmission and backscattering coefficients, the angular distributions and the path-length inside the specimen. We give analytic expressions that describe the experimental results accurately over a very wide range of energies (0.05-3 MeV).

1. Introduction.

La pénétration et la diffusion des électrons dans la matière ont été étudiées essentiellement pour des électrons soit de faible [1], soit de très grande énergie (~ 15 MeV) [2]. Dans le domaine intermédiaire peu exploré surtout en ce qui concerne la rétrodiffusion [3] des échantillons minces, nous nous sommes particulièrement intéressés à des électrons accélérés sous des tensions comprises entre 0,05 et 3 MeV tombant normalement sur des échantillons polycristallins d'aluminium, de cuivre, d'argent et d'or. Le comportement des particules dans la matière peut être traité comme un ensemble de chocs individuels donnant naissance à des déviations et des pertes d'énergie plus ou moins importantes. Les diverses théories de ces phénomènes diffèrent, en plus de leurs développements particuliers, par le nombre moyen d'interactions que les électrons subissent au cours de la traversée des échantillons, nombre qui est directement lié à l'épaisseur, à la nature de la cible et à l'énergie des particules. On a

alors coutume de distinguer les domaines de diffusion simple, plurale, multiple et, enfin, celui de la complète ou totale diffusion.

Dans la diffusion simple où le nombre moyen de chocs m est petit devant l'unité, la fonction de distribution angulaire des électrons se confond avec la section efficace différentielle de diffusion. Pour des épaisseurs plus fortes correspondant à $m > 1$, on se trouve dans le domaine de la diffusion plurale qui a été étudié en détail par de nombreux auteurs, tant sur le plan théorique qu'expérimental [4-7]. Enfin, quand le nombre moyen de chocs est supérieur à vingt, on se trouve d'abord dans le cas de la diffusion multiple pour atteindre la diffusion totale ($m \sim 1000$). Nous avons entrepris une étude systématique de certaines grandeurs physiques caractéristiques de ces deux derniers domaines. Nous présentons ici une synthèse de l'ensemble de nos résultats publiés antérieurement : coefficients de transmission et de rétrodiffusion [8, 9], distribution angulaire des électrons transmis [10, 11], le parcours entier des électrons [12], ainsi que les sections efficaces d'inté-

reaction [13]. Nous complétons par les fonctions de distribution angulaire des électrons rétrodiffusés.

Rappelons qu'un faisceau électronique est autant défini par la densité des électrons que par leur énergie. Ce travail traite principalement de l'aspect cinématique des électrons transmis et rétrodiffusés par des échantillons polycristallins. En ce qui concerne les mesures énergétiques et les applications correspondantes, notamment en microlithographie et plus généralement les dépôts d'énergie dans les échantillons, des travaux [14-16] sont en cours ; mais l'interprétation des résultats déjà obtenus nécessite la connaissance précise des données géométriques qui font l'objet de cette publication.

En principe, la résolution de l'équation de transport de Boltzmann permet de connaître le comportement des électrons dans la matière. Une solution analytique de cette équation est impossible à obtenir malgré les différentes méthodes proposées [17-22]. Les résultats que l'on obtient à la suite d'approximations parfois peu justifiées ne concordent pas avec l'expérience. C'est la raison pour laquelle les méthodes de calcul de Monte Carlo ont été développées ces dernières années, pour simuler le transport des électrons dans la matière [23-30]. Ces calculs statistiques se conduisent sans qu'il soit nécessaire d'introduire l'approximation des petits angles, les diffusions inélastiques peuvent être associées sans difficulté aux diffusions élastiques et l'on peut prendre en considération la perte d'énergie lors du cheminement des électrons dans les spécimens en tenant compte de l'élargissement du faisceau. Les résultats obtenus par cette méthode conduisent à un bon accord avec les mesures [16, 30, 31].

Malgré de nombreuses tentatives, aucune théorie n'a pu donner quantitativement les coefficients de transmission et de rétrodiffusion [1, 5, 32-36] dans un large domaine énergétique et pour une grande variété d'éléments. Compte tenu de ces difficultés des relations semi-empiriques ont été proposées [37-39]. Nous allons rapidement exposer la méthode analytique qui nous a permis d'obtenir une relation empirique donnant le coefficient de transmission [8]. Ceci nous permet d'aboutir à la détermination du coefficient de rétrodiffusion des échantillons massifs et minces. Ces lois traduisent l'ensemble de nos résultats, ainsi que ceux obtenus par d'autres auteurs dans d'autres domaines énergétiques. Nous développons enfin des modèles pour décrire les fonctions de distribution angulaire des électrons transmis ou rétrodiffusés.

2. Les résultats expérimentaux.

2.1 LES GRANDEURS CARACTÉRISTIQUES. — Soit I_0 l'intensité d'un faisceau parallèle d'électrons monocinétiques qui tombe normalement sur un échantillon d'épaisseur uniforme x . Si I_T et I_R sont

les intensités transmises et rétrodiffusées, on appelle coefficients de transmission et de rétrodiffusion les expressions : $T = I_T/I_0$, $R = I_R/I_0$.

Pour des électrons transmis par la cible et pour un angle φ donné quelconque (Fig. 1), désignons par $I_T(\theta)$ l'intensité diffusée dans la direction θ et dans

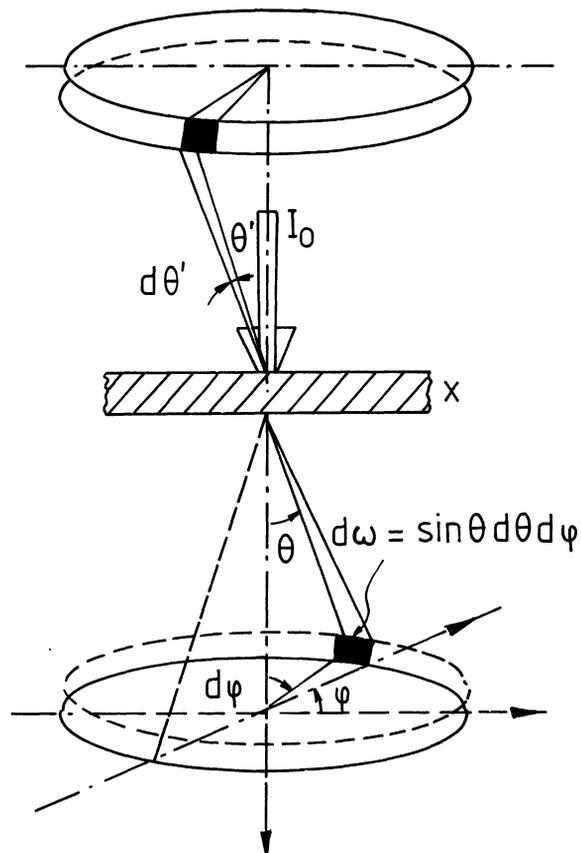


Fig. 1. — Principe des mesures.

[Principle of the measurements.]

l'angle solide $\Delta\omega = \pi\alpha_0^2$ où α_0 désigne le demi-angle d'ouverture du récepteur utilisé. Le coefficient de transmission dans la direction θ s'écrit : $T(\theta) = I_T(\theta)/I_0$. De la même manière, le coefficient de rétrodiffusion dans la direction θ' sera : $R(\theta') = I_R(\theta')/I_0$. Ainsi les coefficients de transmission et de rétrodiffusion s'obtiennent de la manière suivante :

$$T = \int_0^{\pi/2} F_T(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta$$

avec :

$$F_T(\theta) = \frac{1}{\Delta\omega} \frac{I_T(\theta)}{I_0} = \frac{1}{\Delta\omega} \frac{I_T(\theta=0)}{I_0} \times \frac{I_T(\theta)}{I_T(\theta=0)} = F_T(0) \cdot T_N(\theta)$$

$$R = \int_0^{\pi/2} F_R(\theta') 2\pi \sin \theta' d\theta' \quad (1)$$

avec :

$$F_R(\theta') = \frac{1}{\Delta\omega} R(\theta') = F_R(0) \cdot R_N(\theta')$$

$$T(\alpha) = \int_0^\alpha F_T(\theta) \cdot 2\pi \sin \theta d\theta.$$

On appelle fonctions de distribution angulaire de transmission et de rétrodiffusion les expressions suivantes :

$$f_T(\theta) = F_T(\theta) \cdot 2\pi \sin \theta$$

et

$$f_R(\theta') = F_R(\theta') \cdot 2\pi \sin \theta'.$$

Les angles pour lesquels ces fonctions passent par un maximum correspondent par définition aux angles de diffusion les plus probables.

Chaque électron possède, dans l'échantillon, une trajectoire individuelle dont la longueur s , appelée parcours, reste généralement inconnue ; la détermination de la moyenne de ces chemins est délicate, car la perte d'énergie des électrons est mal connue à basse énergie. C'est la raison pour laquelle il est utile de connaître non le parcours moyen des particules, mais leur profondeur de pénétration dans le milieu. On définit alors le parcours entier r des électrons comme l'épaisseur minimale de matière donnant au coefficient de transmission la valeur zéro.

2.2 LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Le dispositif est placé dans un boîtier étanche qui se fixe au bas de la colonne du microscope 3 MeV du Laboratoire. L'appareil se compose d'une cage de Faraday supérieure pour la mesure du courant d'électrons rétrodiffusés, d'une cage de Faraday inférieure pour la mesure du courant d'électrons transmis et d'un chariot porte-cibles qui assure le positionnement des échantillons sous le faisceau. Dans ce même boîtier, après retrait des deux récepteurs ci-dessus, on introduit une cage de Faraday pivotante pour l'étude des distributions angulaires des électrons transmis ou rétrodiffusés.

Il a été réalisé une commande électronique de l'ensemble qui permet d'effectuer à distance : le centrage du dispositif par rapport à l'axe du microscope, le déplacement linéaire du chariot porte-cibles sous le faisceau et la rotation de la cage de Faraday pivotante. Le principe de commande de l'appareillage est représenté figure 2 ; une description détaillée du dispositif et des réalisations électroniques, ainsi que toutes les caractéristiques ont été développées dans des publications antérieures [8-10].

2.3 LE PHÉNOMÈNE DE TRANSMISSION.

2.3.1 Coefficient global de transmission. — Pour un corps de numéro atomique donné, T dépend de l'épaisseur x de l'échantillon et de l'énergie E_0 des

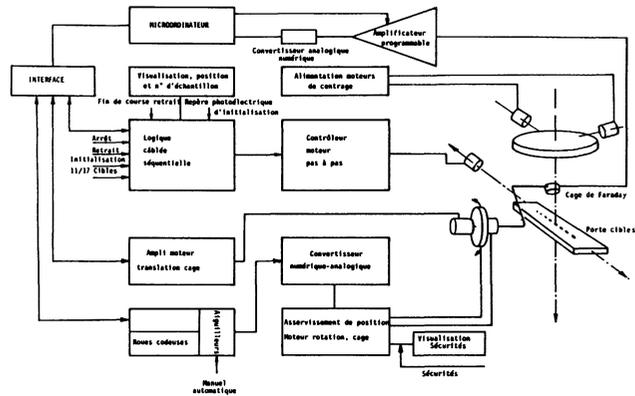


Fig. 2. — Principe de commande de l'appareillage.

[Diagram of the control system.]

électrons incidents. À $E_0 = \text{Cte}$, la figure 3 donne les familles de courbes $T = T(x)$ pour des cibles d'aluminium, de cuivre, de molybdène et d'argent. Le coefficient de transmission décroît lorsque x croît ; il est alors possible de déterminer expérimentalement la valeur minimale $r(E_0)$ de l'épaisseur pour laquelle l'échantillon se comporte comme un écran pour des électrons d'énergie incidente E_0 . On remarque aussi que les courbes $T(x)$ comportent une partie sensiblement linéaire lorsque T est compris entre les valeurs 0,6 et 0,3 ; cette variation linéaire conduit à la détermination d'un parcours particulier des électrons dans la matière appelé « parcours extrapolé r_e » [39-42].

Afin de suivre l'évolution du coefficient de transmission avec le numéro atomique Z de la cible, nous représentons sur la figure 4, $T(E_0)$ pour une même épaisseur $x = 275 \text{ mg/cm}^2$ dans le cas de l'aluminium et de l'or. On constate que le phénomène de transmission décroît lorsque Z augmente. Cette propriété s'explique essentiellement à l'aide de l'expression de la section efficace élastique de diffusion des électrons variant en Z^2 [30, 31] : le faisceau incident s'étale d'autant plus que Z croît, diminuant la transmission et accentuant au contraire la rétrodiffusion comme nous le constaterons plus loin. Disposant d'un grand nombre de résultats expérimentaux, nous donnons dans la figure 5 une représentation qualitative à trois dimensions du coefficient T pour des cibles de cuivre ; cette figure obtenue à l'ordinateur, à partir de nos mesures, permet de résumer les caractéristiques du phénomène de transmission.

2.3.2 Coefficient partiel de transmission. — En microscopie électronique, il est d'un grand intérêt de connaître l'intensité transmise dans la direction du faisceau incident. Soit $I(\alpha)$ l'intensité recueillie dans un cône admettant pour axe le faisceau incident et de demi-angle au sommet α . Le coefficient partiel de transmission $T(\alpha)$ défini par la relation (1)

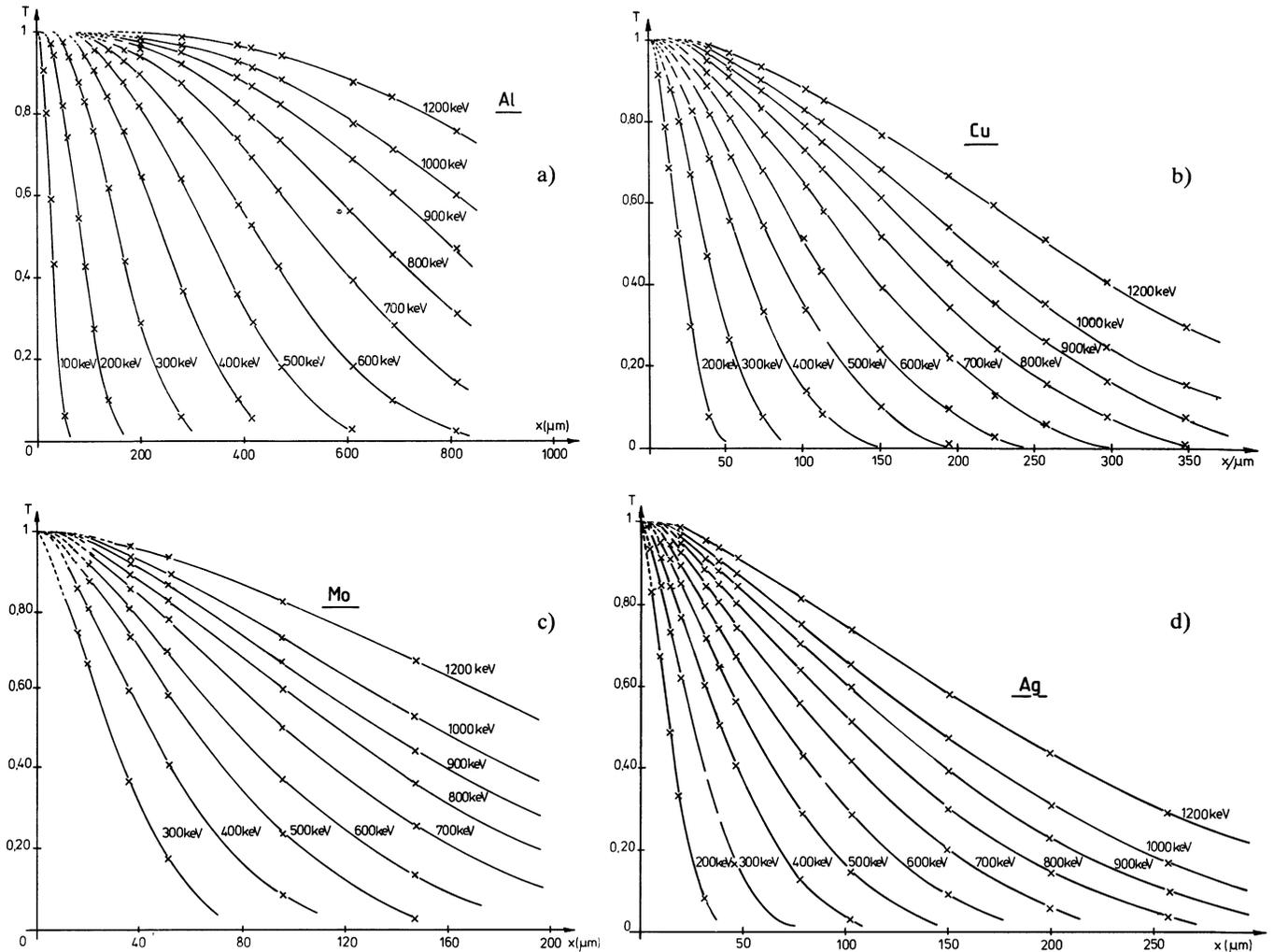


Fig. 3. — Coefficients de transmission.

[Transmission coefficients.]

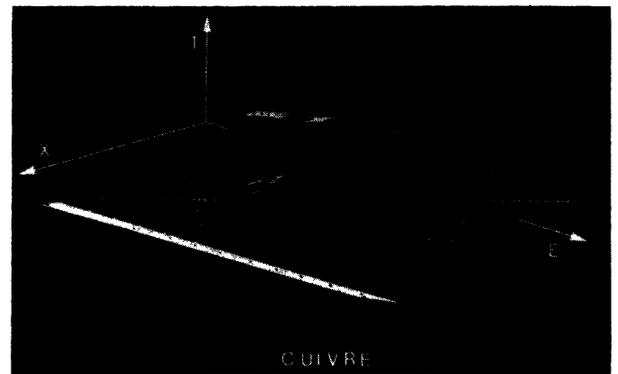
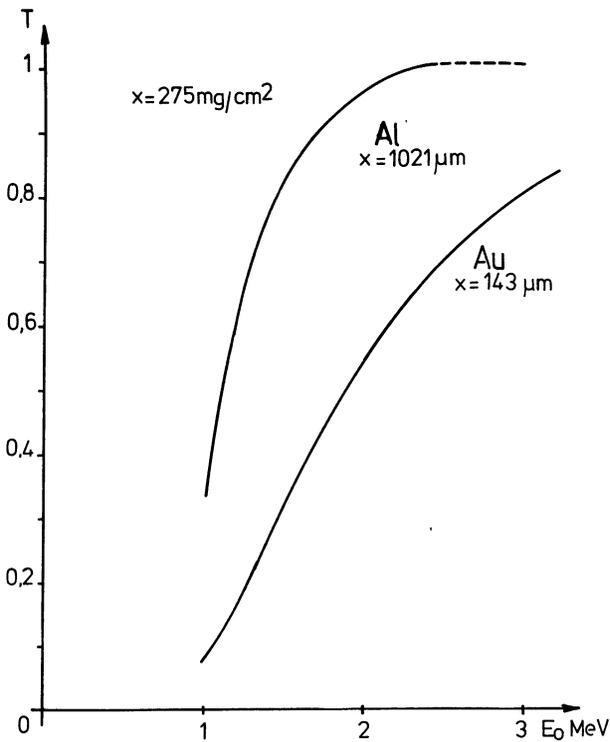


Fig. 5. — Coefficient de transmission pour des échantillons de cuivre.

[Transmission coefficient for copper targets.]

← Fig. 4. — Coefficient de transmission en fonction de l'énergie.

[Transmission coefficient as a function of the energy.]

s'obtient expérimentalement en effectuant le rapport : $T(\alpha) = I(\alpha)/I_0$. La figure 6 présente à titre d'exemple les résultats obtenus à 0,3 et 1,2 MeV respectivement pour des cibles d'aluminium et d'argent.

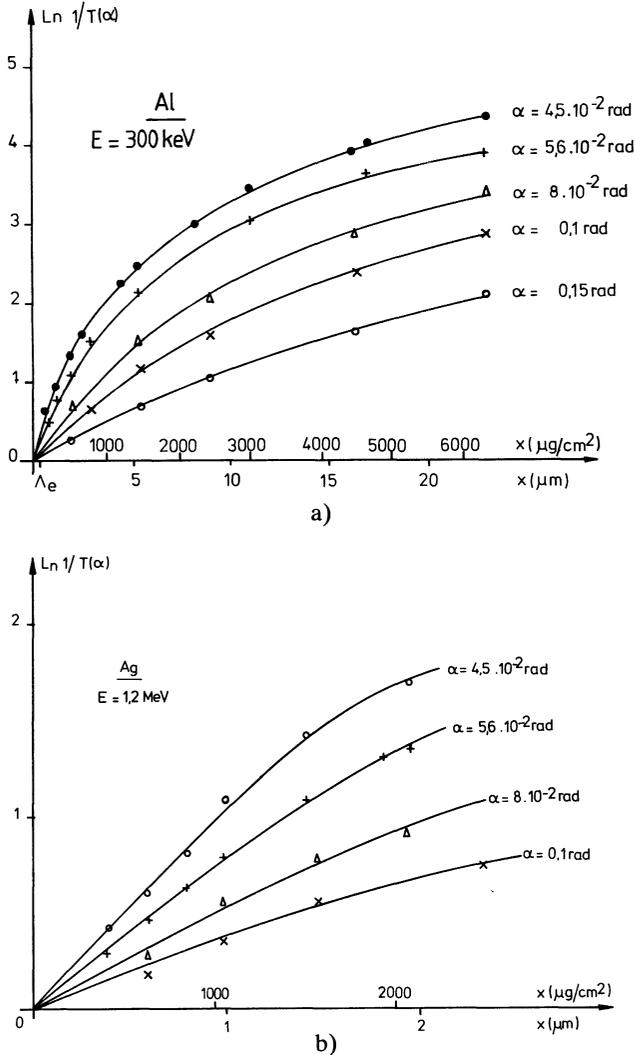


Fig. 6. — Coefficients partiels de transmission.

[Partial transmission coefficients.]

Toutes ces courbes présentent la même particularité au voisinage de l'origine, c'est-à-dire aux faibles valeurs de l'épaisseur : une partie sensiblement linéaire. Ceci confirme la validité de la loi de diffusion simple dans le domaine des échantillons minces. Les parties rectilignes des courbes ont pour équation :

$$\text{Log } \frac{1}{T(\alpha)} = N\sigma(\alpha)x \quad (2)$$

où N est le nombre d'atomes cibles par unité de volume et $\sigma(\alpha)$ la section efficace de diffusion des électrons en dehors de l'angle α [13] qui peut être ainsi mesurée. Lorsque l'épaisseur x croît, l'intensité

transmise $I(\alpha)$ est supérieure à celle prévue par la fonction suivante : $I_0 \exp[-N\sigma(\alpha) \cdot x]$ à cause de l'influence des diffusions successives et l'on rencontre alors les domaines de diffusion pluraire puis multiple.

2.3.3 Distribution angulaire des électrons transmis. — Comme $T(\theta)$ est fonction de l'angle d'ouverture α_0 du récepteur utilisé, nous ne pourrions déduire de nos mesures les fonctions caractéristiques $F_T(\theta)$ et $f_T(\theta)$ que si $T(\theta)/\Delta\omega$ est indépendant de α_0 . C'est pourquoi nous avons déterminé expérimentalement la valeur maximale de l'angle d'analyse qui rend ce rapport constant [10] pour chaque épaisseur d'échantillon examiné.

A titre d'exemple, sur les figures 7 à 10, nous

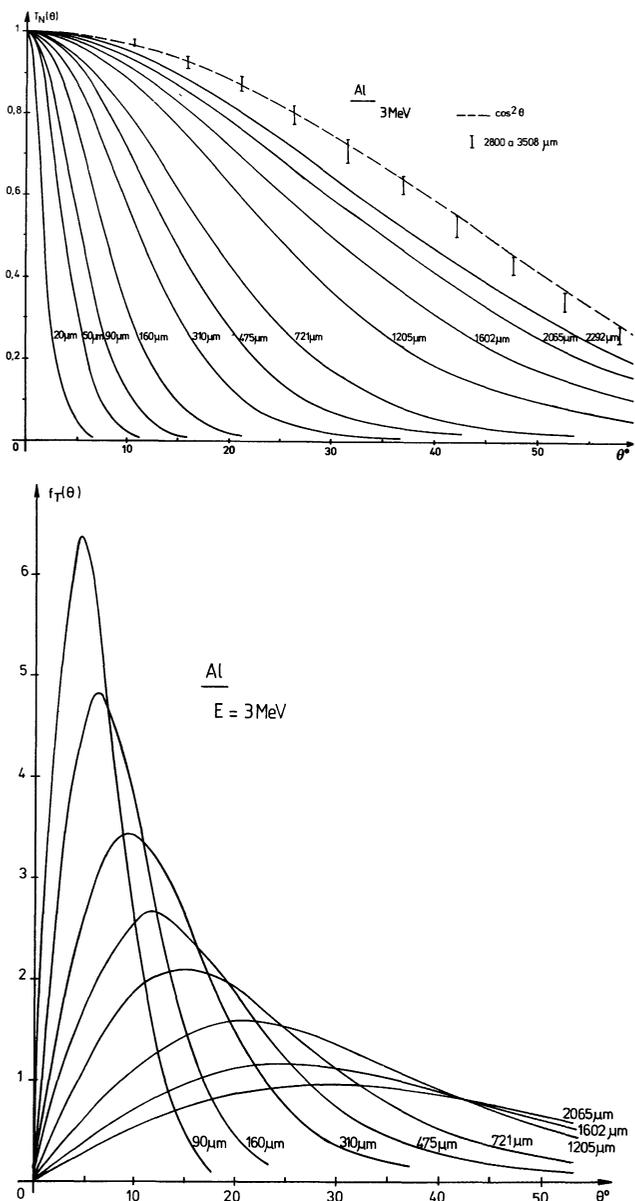


Fig. 7. — Distribution angulaire des électrons transmis par des cibles d'aluminium.

[Angular distribution of the electrons transmitted through aluminium targets.]

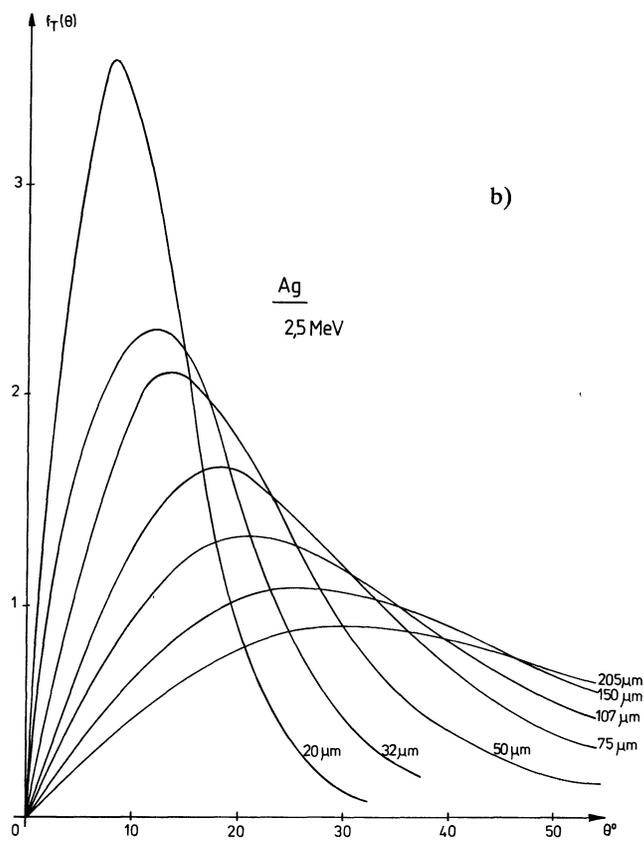
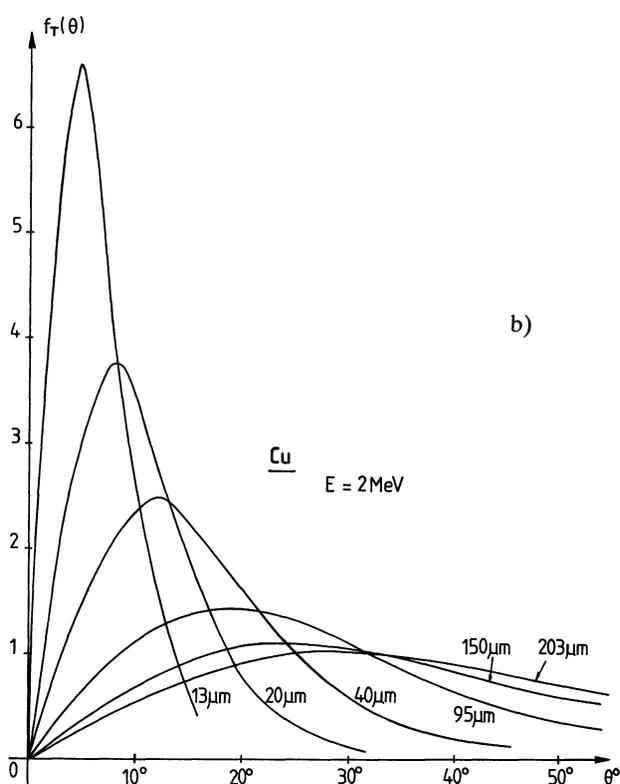
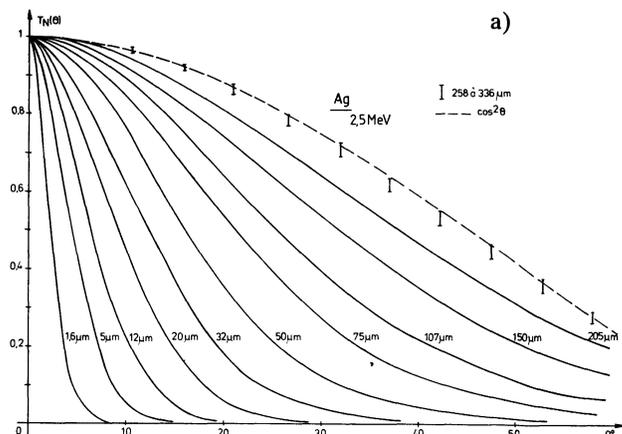
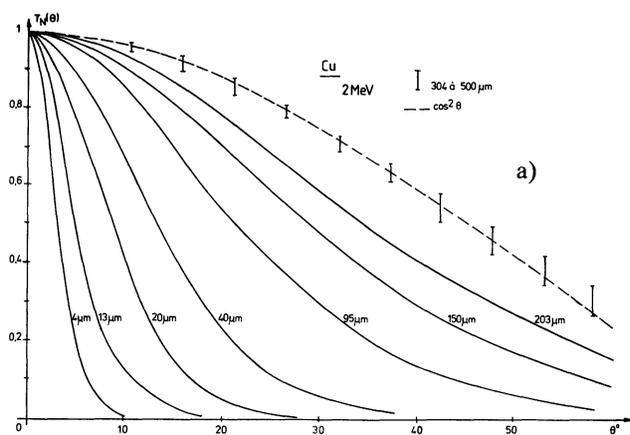


Fig. 8. — Distribution angulaire des électrons transmis par des cibles de cuivre.

[Angular distribution of the electrons transmitted through copper targets.]

Fig. 9. — Distribution angulaire des électrons transmis par des cibles d'argent.

[Angular distribution of the electrons transmitted through silver targets.]

présentons les variations de $T_N(\theta)$ en fonction de l'épaisseur x pour chacun des quatre corps étudiés. Ces résultats complètent jusqu'à 3 MeV ceux publiés antérieurement de 0,5 à 1 MeV [10]. Le nombre moyen de chocs élastiques [30] s'échelonne de 6 à 5 000 ; ainsi, nous pouvons suivre l'évolution de la distribution angulaire des électrons transmis quand le nombre d'interactions croît. Lorsque l'épaisseur augmente, on observe un étalement de la fonction

$T_N(\theta)$, c'est-à-dire que, pour une direction θ fixée, la proportion d'électrons diffusés augmente.

Quels que soient le corps et la tension envisagés, quand l'épaisseur x atteint une certaine valeur x_s appelée profondeur de complète diffusion ou de diffusion totale, la distribution angulaire normalisée garde la même forme : c'est le phénomène de saturation [5]. Dans ce dernier cas, et sur toutes les figures, les mesures relatives aux groupes d'épais-

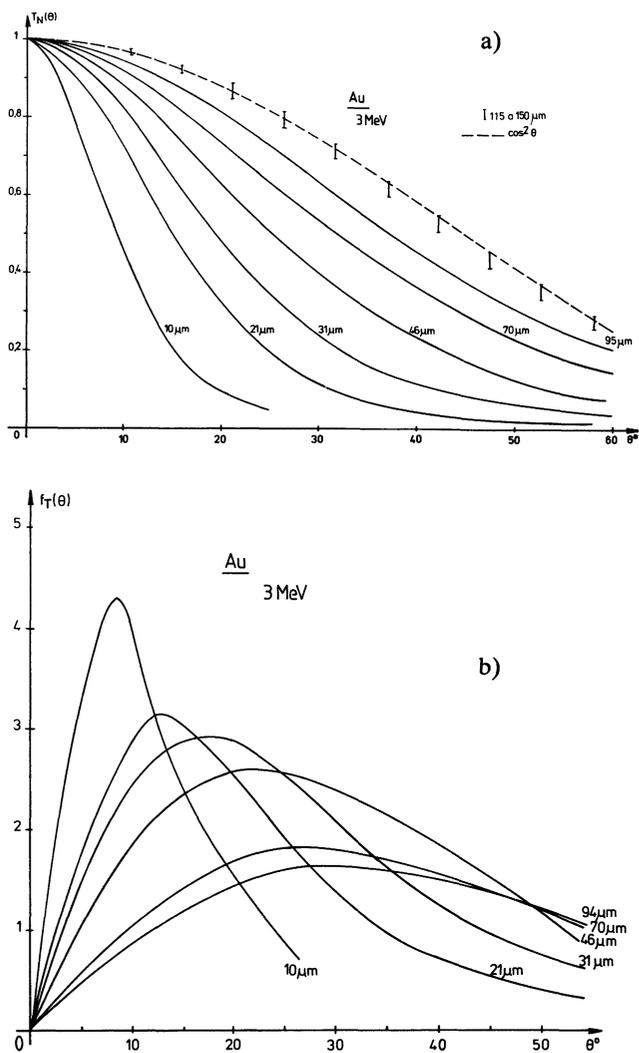


Fig. 10. — Distribution angulaire des électrons transmis par des cibles d'or.

[Angular distribution of the electrons transmitted through gold targets.]

seurs indiquées sont représentées par des traits verticaux. La figure 11 rassemble un grand nombre de points expérimentaux correspondant au domaine de la diffusion totale dans le cas d'échantillons d'aluminium, de cuivre, d'argent et d'or. Le phénomène de saturation s'observe quelles que soient la nature des cibles et l'énergie des électrons incidents et tous ces points se regroupent autour d'une courbe unique.

2.3.4 Angle le plus probable de diffusion. — Le maximum des courbes $f_T(\theta)$ correspond à l'angle de diffusion le plus probable θ_p . Les valeurs de θ_p sont fonctions de la nature, de l'épaisseur des corps et de l'énergie E_0 des électrons incidents, comme on peut le voir sur les figures 12. Quand l'épaisseur des échantillons atteint la valeur seuil x_s , fonction de l'énergie et de la nature de la cible, θ_p garde une valeur constante voisine de 38° : c'est le

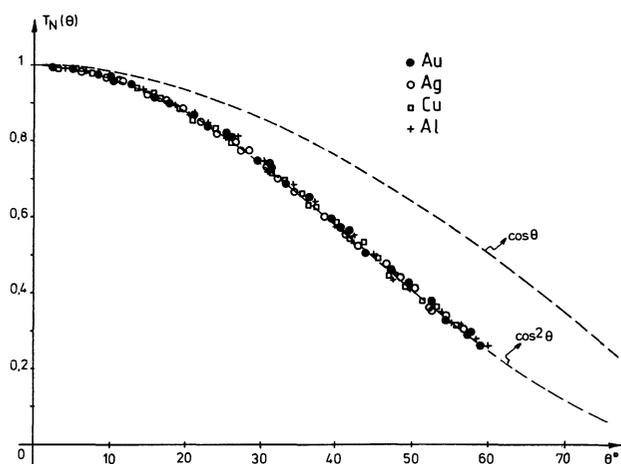


Fig. 11. — Phénomène de saturation en transmission. [Transmission saturation phenomenon.]

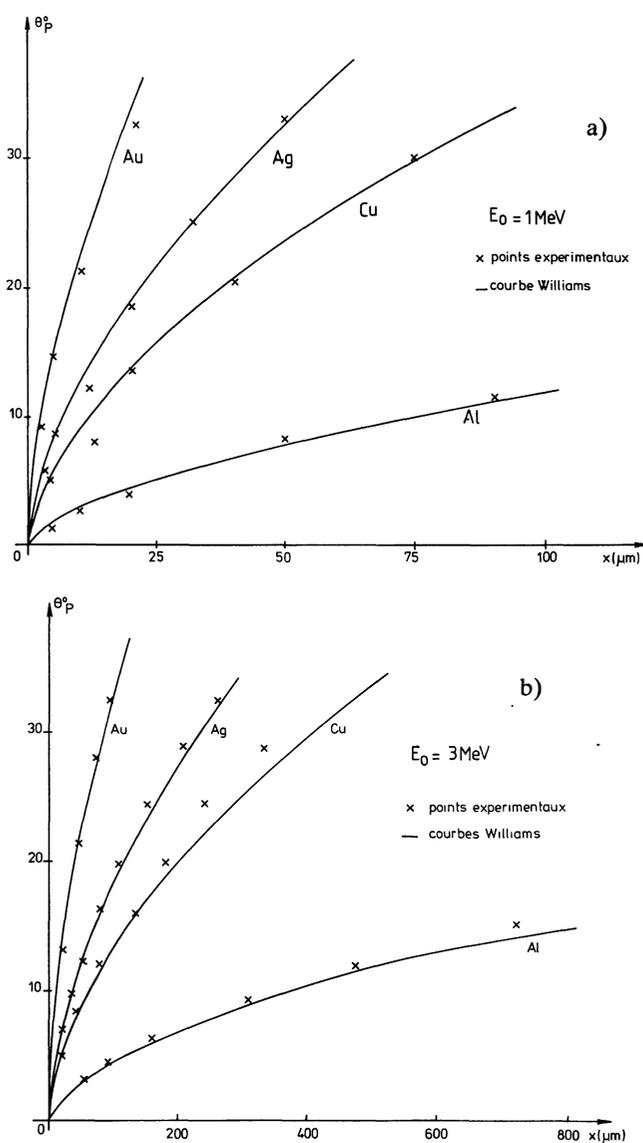


Fig. 12. — Angle le plus probable de distribution angulaire.

[Angular distribution most probable angle.]

phénomène de saturation. Cette valeur limite de l'angle le plus probable de diffusion a aussi été vérifiée pour des valeurs de E_0 inférieures à celles présentées ici [10, 11].

2.4 LE PHÉNOMÈNE DE RÉTRODIFFUSION.

2.4.1 Coefficient global de rétrodiffusion. — Pour une énergie donnée, le coefficient de rétrodiffusion R varie avec l'épaisseur x de l'échantillon ; il augmente progressivement avec x à partir de zéro pour atteindre une valeur de saturation R_r qui correspond à une épaisseur x_r . Les échantillons tels que x soit supérieur à x_r , sont dits massifs. Pour un corps donné, x_r dépend de l'énergie des électrons incidents. Si nous considérons une épaisseur déterminée, il est toujours possible de trouver une énergie telle que l'échantillon soit massif.

Nous avons étudié vingt éléments différents [8] ; sur la figure 13 sont représentées les variations du coefficient de rétrodiffusion des échantillons massifs

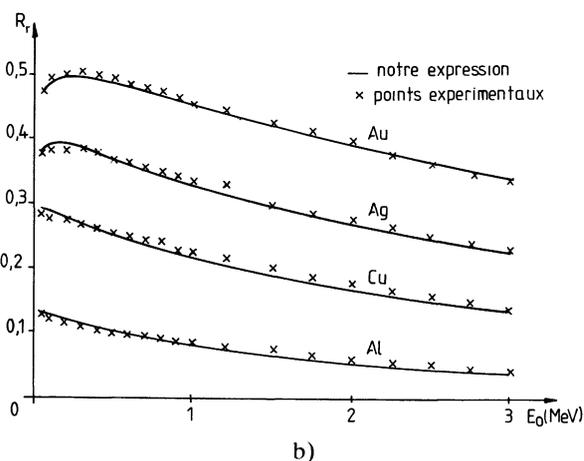
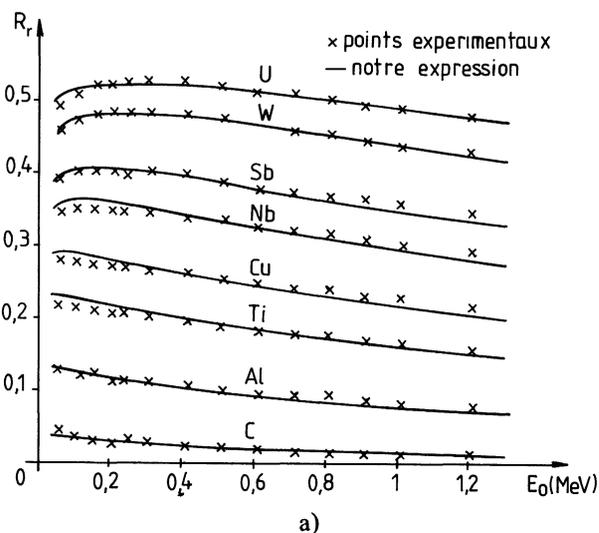


Fig. 13. — Coefficient de rétrodiffusion pour des échantillons massifs.

[Backscattering coefficient for thick targets.]

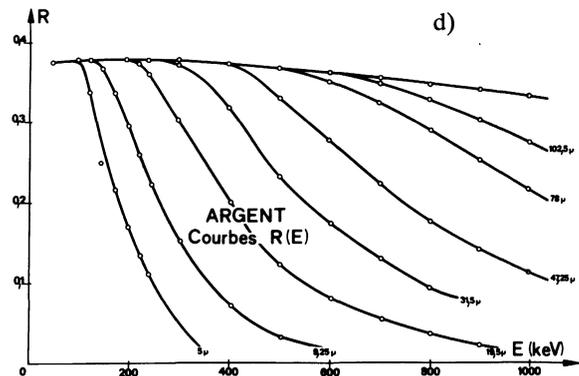
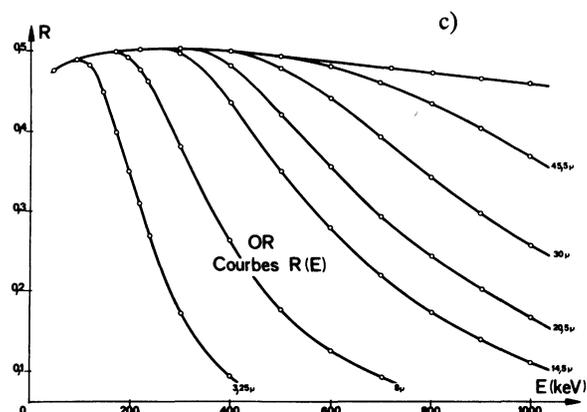
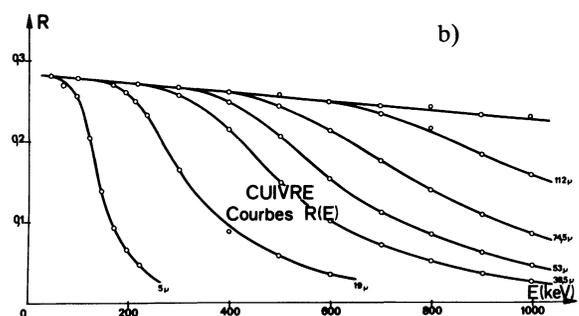
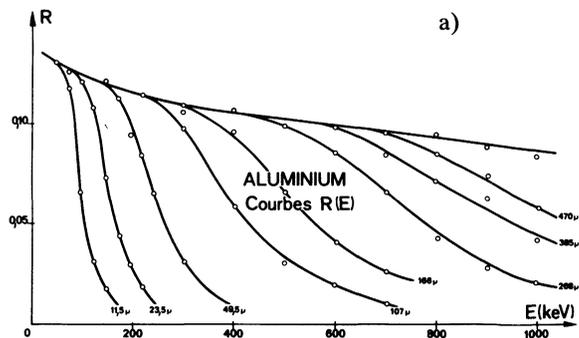
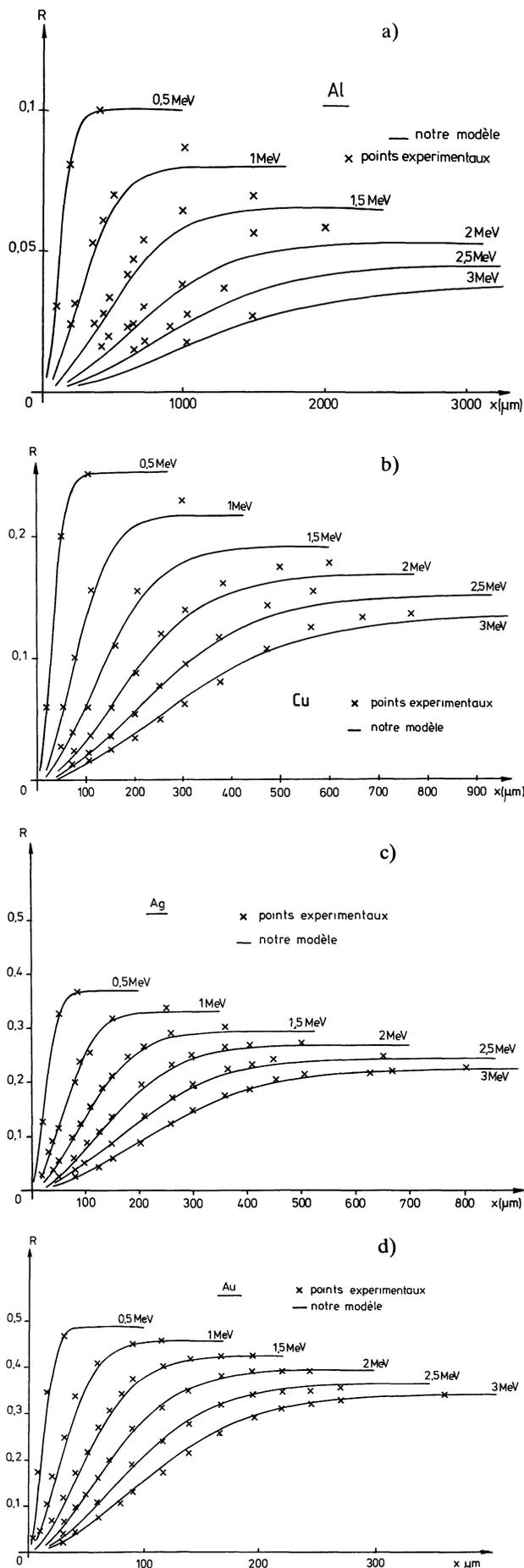


Fig. 14. — Coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'énergie.

[Backscattering coefficient as a function of the energy.]



en fonction de l'énergie E_0 des électrons incidents variant de 50 keV à 3 MeV.

Pour les échantillons minces, nous obtenons des résultats en fonction de deux paramètres que sont l'épaisseur de l'échantillon et l'énergie des électrons incidents. Nous avons représenté les courbes $R(E_0)$ pour quelques-uns des corps examinés sur la figure 14. Toutes ces courbes se rattachent tangentielle-ment à celle de l'échantillon massif quand l'énergie diminue. Le coefficient de rétrodiffusion des échantillons diminue lorsque E_0 croît comme le montre la figure 15. Pour une énergie de 250 keV, nous représentons la variation de R_r en fonction du numéro atomique de l'élément étudié sur la figure 16 ; signalons que, pour E_0 donnée, toutes ces

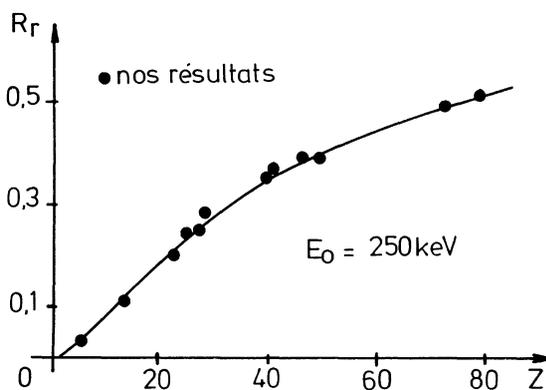


Fig. 16. — Coefficient de rétrodiffusion en fonction du numéro atomique.

[Backscattering coefficient as a function of the atomic number.]

courbes ont la même allure, à savoir que le coefficient de rétrodiffusion augmente très lentement lorsque $Z > 80$.

Pour décrire l'évolution de $R(E_0, x)$ avec l'énergie des électrons incidents et l'épaisseur des échantillons, nous donnons, à partir de toutes nos mesures, une représentation tri-dimensionnelle du phénomène de rétrodiffusion obtenue à l'ordinateur dans le cas de l'or (Fig. 17).

2.4.2. Le parcours entier des électrons. — La détermination expérimentale du parcours entier r est délicate, compte tenu du raccordement tangentiel des courbes $T(x)$, avec l'axe des épaisseurs x . Sur la figure 18, nous avons porté les valeurs de r relatives à quelques corps étudiés en fonction de l'énergie des électrons incidents, valeurs mentionnées avec l'incertitude correspondante.

Il est possible d'effectuer une vérification expérimentale de ces mesures en se rapportant aux courbes

◀ Fig. 15. — Coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'épaisseur.

[Backscattering coefficient as a function of the thickness.]

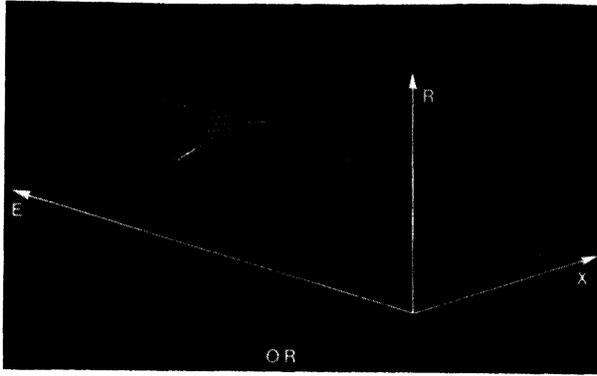


Fig. 17. — Coefficient de rétrodiffusion pour des échantillons d'or.

[Backscattering coefficient for gold targets.]

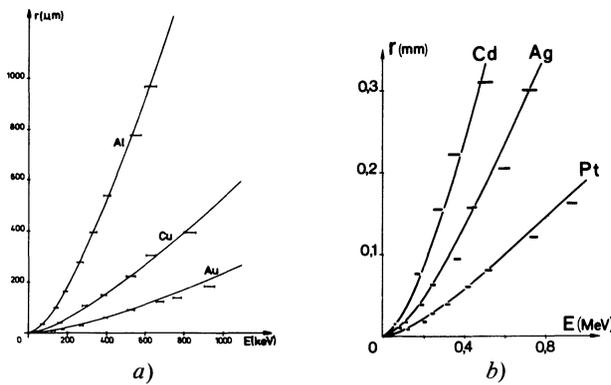
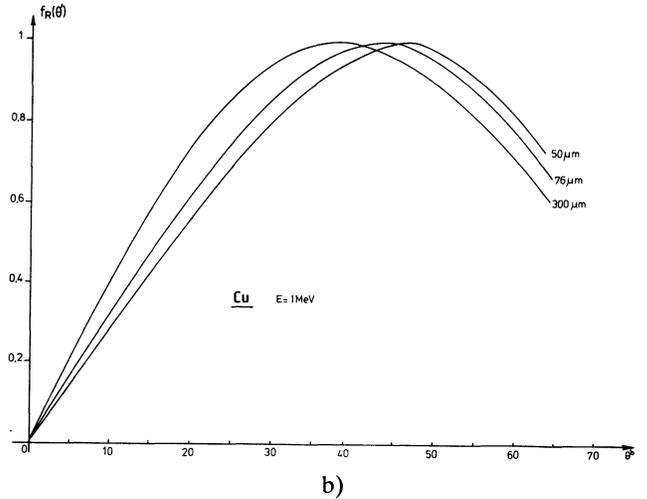


Fig. 18. — Le parcours entier des électrons.

[Electron range.]

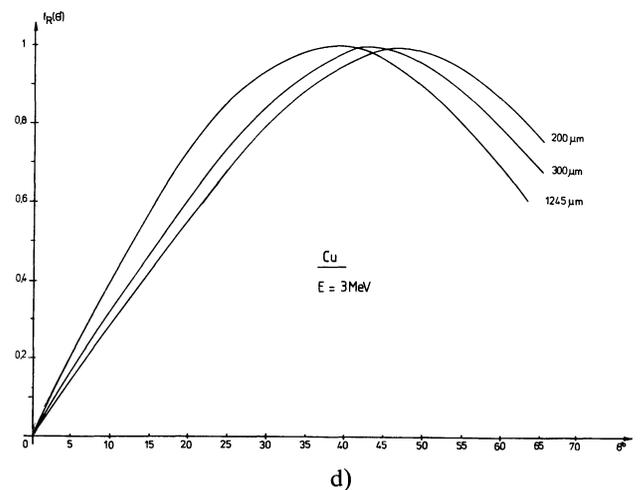
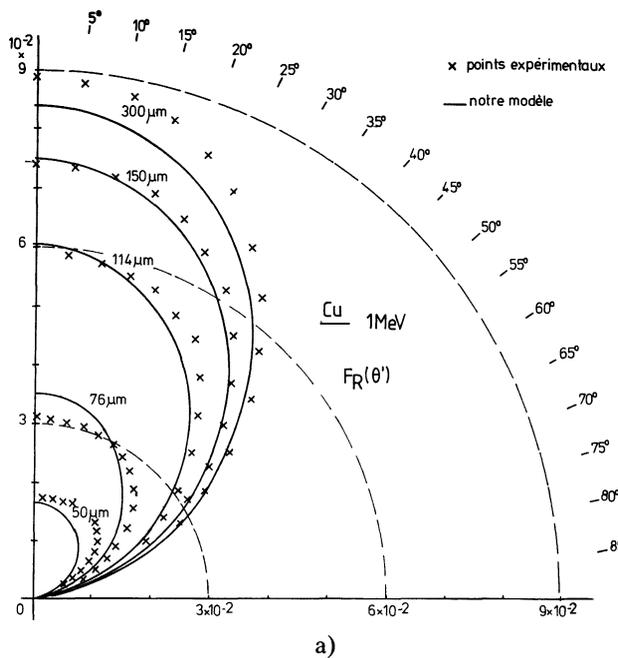
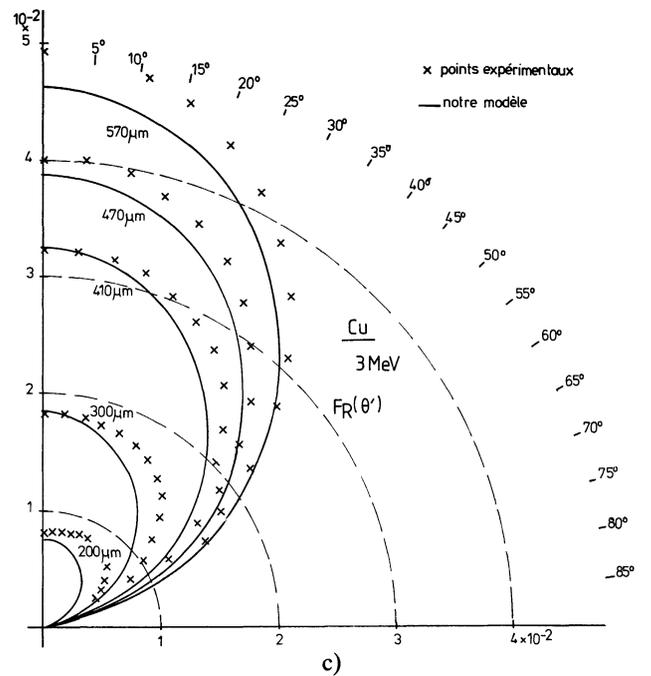


Fig. 19. — Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés pour des échantillons minces de cuivre.

[Angular distribution of the backscattered electrons for thin copper samples.]

de rétrodiffusion de la figure 14. En effet, un électron ne peut être rétrodiffusé à une profondeur supérieure au demi-parcours entier, puisqu'il doit traverser deux fois l'épaisseur de matière correspondante, avant de ressortir de l'échantillon. Ainsi, l'épaisseur qui donne au coefficient de rétrodiffusion sa valeur de saturation doit correspondre sensiblement au demi-parcours entier [35, 68] : on constate en effet que l'épaisseur x_r des échantillons dits massifs vérifie l'équation $x_r \approx r/2$, en accord avec les résultats de différents auteurs [36]. Par application du calcul de Monte Carlo, nous avons pu vérifier cette remarque [31].

2.4.3 La distribution angulaire des électrons rétrodiffusés. — Dans le domaine de la diffusion multiple, nous avons étudié l'évolution de la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés par des échantillons d'épaisseurs croissantes et pour diverses énergies incidentes E_0 . A titre d'exemple, nous présentons sur les figures 19 et 20 les distributions angulai-

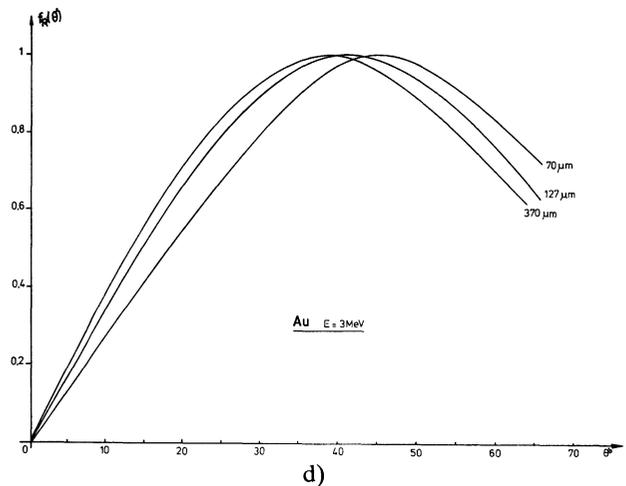
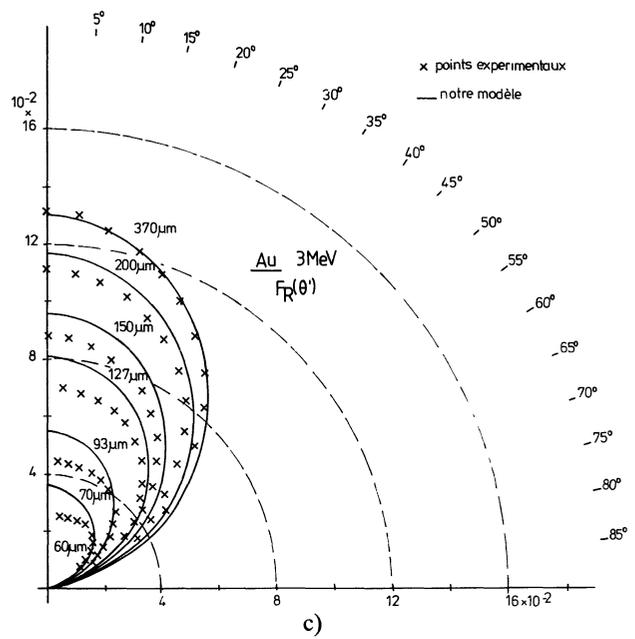
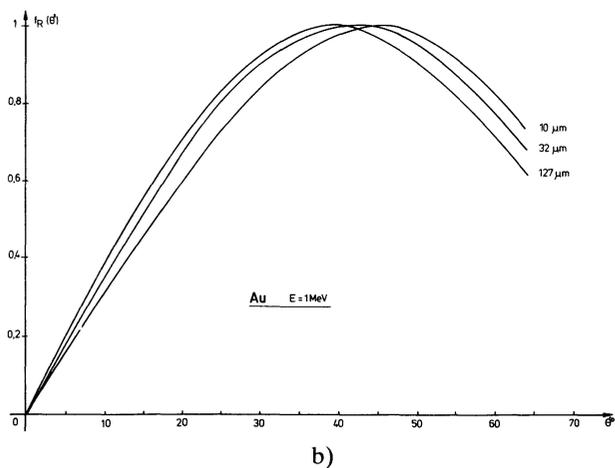
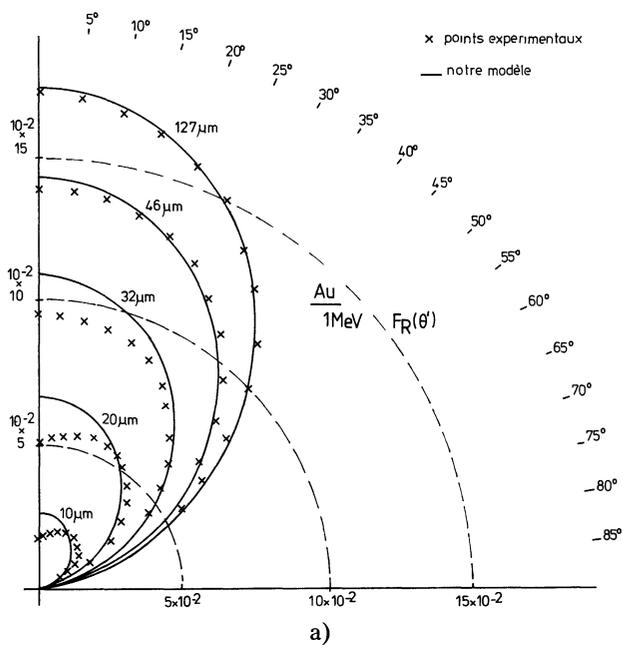


Fig. 20. — Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés pour des échantillons minces d'or.

[Angular distribution of the backscattered electrons for thin gold samples.]

res des électrons d'énergies incidentes 1 et 3 MeV, rétrodiffusés par des cibles de cuivre et d'or pour des valeurs de x croissantes. Pour une direction θ' fixée, lorsque x augmente, le nombre d'électrons rétrodiffusés augmente. Enfin, pour un corps donné, la distribution angulaire garde la même forme au-delà d'une certaine épaisseur de l'échantillon égale au demi-parcours entier des électrons : c'est le phénomène de saturation correspondant aux échantillons massifs. Sur la figure 21, on peut suivre l'évolution de la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés par des cibles épaisses de cuivre et d'or lorsque l'énergie incidente varie de 1 à 3 MeV. Pour comparer ces courbes de saturation indépendamment de la nature des échantillons et de l'énergie E_0 des élec-

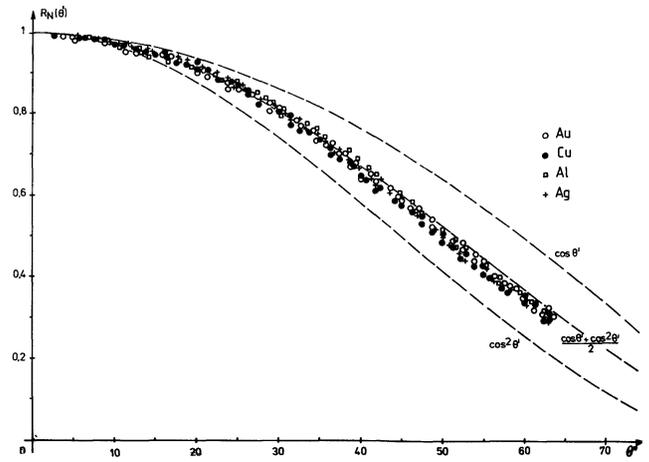
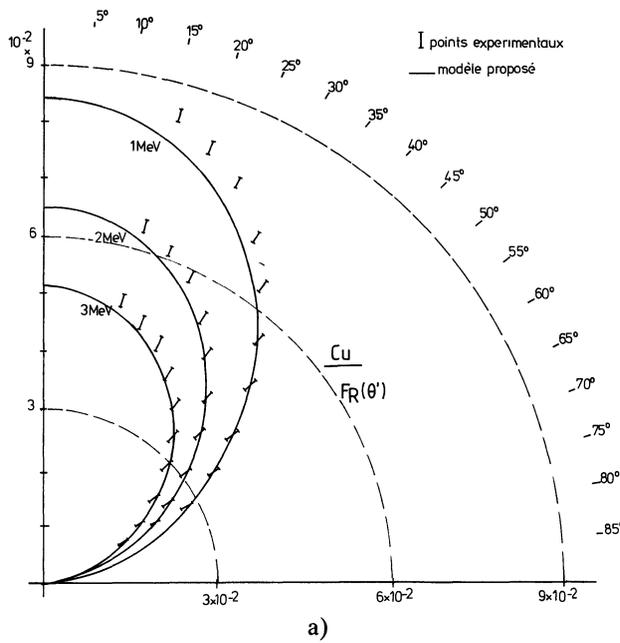


Fig. 21. — Distribution angulaire des électrons rétrodiffusés pour des échantillons massifs de cuivre et d'or.

[Angular distribution of the backscattered electrons for thick copper and gold samples.]

trons incidents, nous présentons sur la figure 22 les variations de la distribution angulaire normalisée $R_N(\theta')$ en fonction de θ' : tous les points expérimentaux se regroupent autour d'une courbe unique et nous mettons ainsi en évidence le même phénomène qu'en transmission.

Dans le domaine de diffusion multiple, on ne trouve pas d'étude expérimentale systématique de l'évolution de la distribution angulaire des électrons

Fig. 22. — Distribution angulaire normalisée des électrons rétrodiffusés pour des échantillons massifs.

[Normalized angular distribution of the backscattered electrons for thick samples.]

rétrodiffusés avec l'épaisseur des échantillons. Nos résultats sont en accord avec les mesures de Franck [43] effectuées sur des échantillons massifs avec des électrons incidents d'énergie 1,75 MeV.

Les figures 19 et 20 nous permettent de déduire la valeur de l'angle le plus probable de rétrodiffusion. Pour une énergie E_0 donnée, ce dernier croît avec x et atteint une valeur limite de l'ordre de 40° [31].

3. Etude du phénomène de transmission.

3.1 COEFFICIENT GLOBAL DE TRANSMISSION. — Aucune théorie n'a jusqu'à présent pu donner quantitativement le coefficient de transmission dans un large domaine énergétique et pour une grande variété d'éléments. La théorie de Chang, Cook et Primakov [33] supposant les pertes d'énergie dues aux chocs inélastiques et les déflexions angulaires aux chocs élastiques est en accord avec l'expérience pour des corps tels que $Z < 50$ et pour des énergies inférieures à 100 keV. D'autres tentatives [2, 5, 32, 37, 44, 45] n'ont pas abouti et traduisent mal les mesures.

Compte tenu de ces difficultés, des relations semi-empiriques ont été proposées, par exemple celles de :

— Kanaya et Okayama [37] :

$$T = \exp - \frac{\gamma X}{1 - X}$$

avec :

$$X = \frac{x}{r} \quad \text{et} \quad \gamma = 0,187 Z^{2/3}$$

— Verdier et Arnal [38] :

$$T = \exp - X^p \quad \text{avec} \quad X = \frac{x}{kr}$$

où k et p sont des paramètres caractéristiques de la nature de l'échantillon examiné. Ces expressions traduisent les résultats expérimentaux dans une gamme d'énergie variant de 50 keV à 1 MeV, mais ne peuvent être étendues jusqu'à 3 MeV. Les expressions précédentes montrent qu'en prenant pour variable X pour un corps donné, les courbes de transmission se ramènent à une seule, appelée courbe normale ou réduite.

Nous avons constaté qu'il n'en était pas ainsi lorsque l'énergie E_0 varie sur un trop grand intervalle (50 keV à 3 MeV) [10]. Il est donc nécessaire, dans les expressions précédentes, que le paramètre p varie avec E_0 , afin de traduire correctement les résultats expérimentaux. Après quelques essais, nous avons abouti aux résultats suivants :

$$T = \exp - X^p \quad \text{avec} \quad X = \frac{x}{x_H},$$

où

$$x_H = cV^n \left(\frac{V}{V^*} \right)^a. \quad (3)$$

Les paramètres c , n et a sont donnés par les relations :

$$c = \frac{3,39}{\rho} \times 10^{-2};$$

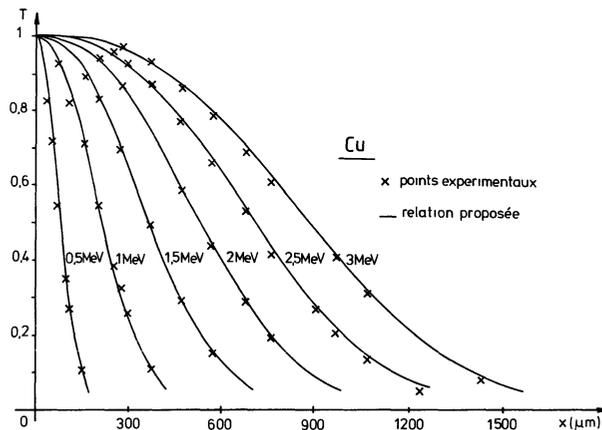
$$n = 0,75 + 1,38 \sqrt{\frac{Z}{A}} + \frac{6,22}{Z^2 \rho^2};$$

$$p = \frac{8,75}{\text{Log } Z} \sqrt{\frac{Z}{A}} \left(\frac{V^*}{V} \right)^{0,284};$$

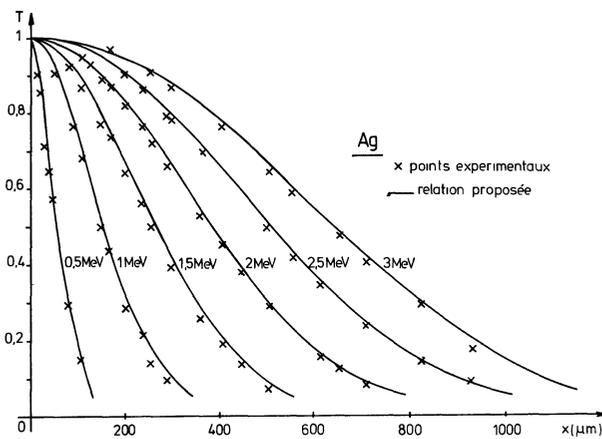
$$a = 0,825 - 10^{-2} Z^{0,38} \text{Log} (V \times 10^{-2})$$

où Z est le numéro atomique, A le nombre de masse et ρ la masse volumique en g/cm^3 des éléments étudiés. La tension V des électrons incidents et sa valeur relativiste V^* correspondante s'expriment en kV et les épaisseurs x et x_H en microns.

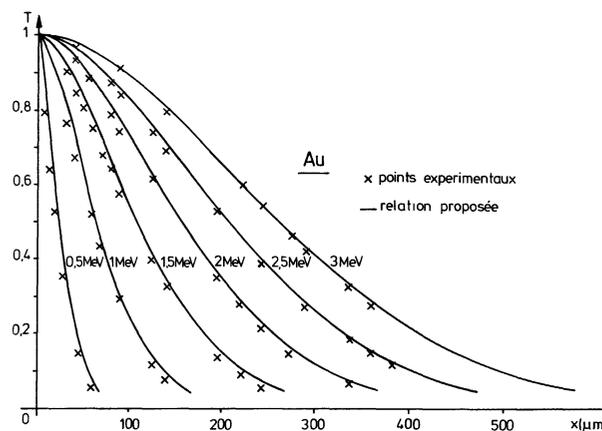
Sur la figure 23, qui représente le coefficient de transmission en fonction de l'épaisseur pour différen-



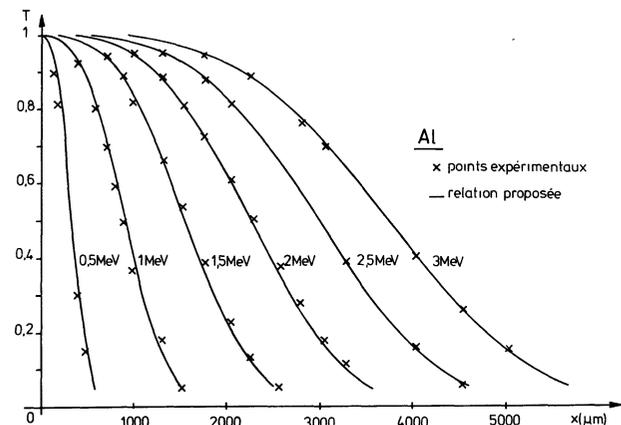
b)



c)



d)



a)

Fig. 23. — Comparaison des résultats expérimentaux relatifs à la transmission au modèle proposé.

[Comparison of experimental and theoretical results for the transmission coefficient.]

tes énergies, les courbes ont été tracées à partir de l'expression (3); les points correspondent à nos mesures. On constate que l'accord est convenable. Soulignons que la relation proposée traduit tous les résultats dans le domaine d'énergie allant de 0,05 à 3 MeV (Fig. 3 et 23).

3.2 LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ÉLECTRONS TRANSMIS.

3.2.1 Les courbes de distribution angulaire. — Quatre théories différentes ont été publiées sur la diffusion multiple des électrons par les atomes : celle de Molière [46], Snyder et Scott [47, 48], Goudsmitt et Saunderson [49, 50] et Lewis [51]. Tous ces développements permettent, à la suite de diverses approximations, de retrouver la théorie de Molière qui se conduit de manière analytique [11]. Cette dernière donne la fonction de distribution angulaire sous forme d'une série, dont le premier terme obéit à la loi de Gauss :

$$F(V) = \frac{1}{2\pi} \left[F_0(V) + \frac{1}{B} F_1(V) + \frac{1}{B^2} F_2(V) + \dots \right] \quad (4)$$

avec :

$$F_0(V) = 2 \exp - V^2$$

B et $F_n(V)$ sont des fonctions définies par Molière [46] qui, dans nos conditions expérimentales, n'interviendront pas. Introduisons la variable $V = \theta/\theta_H$, où θ_H est l'angle pour lequel $T_N(\theta_H) = 1/e$. Quelles que soient la nature et l'épaisseur des échantillons, ainsi que l'énergie des électrons incidents, nous avons porté sur la figure 24 quelques-uns de nos points expérimentaux. Nous constatons que, dans le domaine énergétique où nous avons travaillé (pour des épaisseurs correspondant à un nombre moyen de chocs élastiques de 10 pour les plus minces et qui peuvent atteindre la valeur x_s pour les plus épais) la fonction de distribution angulaire est donnée par la relation :

$$T_N(V) = \exp - V^2. \quad (5)$$

3.2.2 Expression de l'angle le plus probable de diffusion. — Comme les fonctions de distribution angulaire en diffusion multiple sont bien traduites par des équations de la forme (5), l'angle θ_H est lié à l'angle le plus probable de diffusion θ_P par l'expression :

$$\theta_H^2 = 2 \theta_P \tan \theta_P$$

et dans l'approximation des petits angles :

$$\theta_H^2 = 2 \theta_P^2.$$

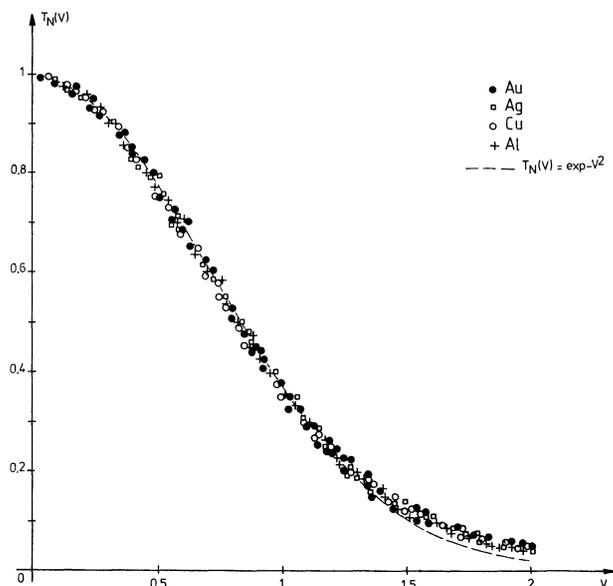


Fig. 24. — Distribution angulaire normalisée des électrons transmis.

[Normalized angular distribution for the transmitted electrons.]

Il est aisé de vérifier que les valeurs de θ_P données expérimentalement sont bien liées par la relation précédente aux valeurs de θ_H déduites des courbes $T_N(\theta)$. Cette vérification est un critère de validité de l'équation (5).

Comme la théorie de Molière est très lourde à manipuler et que les fonctions $F_1(V)$ et $F_2(V)$ sont négligeables devant $F_0(V)$, il est souhaitable, pour faciliter les calculs de se placer dans l'approximation gaussienne. A partir de l'équation de transport de Jacob [52] et après développement en série de Taylor, on obtient l'équation de Fokker-Plank [11] :

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{4} \langle \chi^2 \rangle_{dx} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\theta} \frac{\partial F}{\partial x} \right] \quad (6)$$

dont la solution s'écrit :

$$F_T(\theta, x) = (\pi \langle \chi^2 \rangle)^{-1} \exp - \theta^2 / \langle \chi^2 \rangle$$

$$\langle \chi^2 \rangle = \int_0^x \langle \chi^2 \rangle_{dx} dx = x \int_0^\infty 2 \pi \chi^3 W(\chi) d\chi \quad (7)$$

où $W(\chi)$ représente la fonction de diffusion simple.

Ainsi, dans le cadre de l'approximation gaussienne, on obtient immédiatement :

$$\theta_P^2 = \frac{x}{2} \int_0^\infty 2 \pi \chi^3 W(\chi) d\chi.$$

Afin de donner un sens plus physique à la détermination de θ_P , comme l'a suggéré Williams [53], les

bornes d'intégration dans l'équation précédente sont modifiées et l'on écrit :

$$\theta_p^2 = \frac{x}{2} \int_{\chi_{\min}}^{\chi_c} 2 \pi \chi^3 W(\chi) d\chi . \quad (8)$$

L'angle χ_c est tel que pendant la traversée du milieu considéré, l'électron ne subit qu'un seul choc donnant lieu à une diffusion supérieure à χ_c . L'angle χ_{\min} est l'angle d'écran défini par $\chi_{\min} = \lambda/2 \pi a$ où λ est la longueur d'onde associée aux électrons et a le paramètre d'écran des atomes cibles. Si l'on considère pour $W(\chi)$ la section efficace relativiste de Rutherford et si $a = a_0 Z^{-1/3}$ où a_0 est le rayon moyen de l'atome d'hydrogène, on obtient :

$$\chi_c^2 = \left[\frac{4 \pi N Z (Z + 1) e^4}{m^2 c^4 \beta^4 \gamma^2} \right] x \quad (9)$$

$$\theta_p^2 = \chi_c^2 \text{Log} [129,6 \beta \gamma Z^{-1/3} \chi_c] = \theta_H^2/2 \quad (10)$$

($\beta = v/c$; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; v : vitesse des électrons).

Sur la figure 12, nous comparons nos mesures aux résultats donnés par la relation (10) ; on constate que l'accord est convenable. Ainsi, les relations (5) et (10) décrivent de manière simple et correcte la distribution angulaire des électrons transmis dans le domaine de la diffusion multiple.

3.2.3 La saturation. — Expérimentalement, les fonctions de distribution angulaire des électrons transmis par des échantillons polycristallins gardent la même forme au-delà de l'épaisseur x_s appelée profondeur de diffusion totale ou complète (Fig. 11). La théorie de Bothe [54] explique ce phénomène et donne comme expression de la fonction normalisée :

$$T_N(\theta) = \cos^2 \theta . \quad (11)$$

Comme on le constate sur la figure 11, la théorie de Bothe rend compte des résultats expérimentaux, ce qui n'est pas le cas des calculs de Bethe [17] qui prévoient une variation en $\cos \theta$. Nous confirmons donc, d'une part, le phénomène de saturation observé par Cosslett [1, 5] à basse tension et, d'autre part, l'accord avec la théorie de Bothe. Signalons que, pour la profondeur de complète diffusion, les courbes $\cos^2 \theta$ et $\exp - \theta^2/\theta_H^2$ sont pratiquement identiques.

Comme critère de validité des relations précédentes et afin de déterminer la limite des domaines de diffusion multiple et totale, il est important de savoir calculer l'épaisseur x_s des échantillons à partir de laquelle $T_N(\theta)$ obéit à la relation (11). Ainsi, x_s est l'épaisseur qui, dans la relation (10) donne pour θ_p la valeur 37° angle le plus probable de la fonction $\cos^2 \theta$. Les valeurs ainsi déterminées pour x_s sont bien comprises dans la zone d'incertitude mentionnée sur les courbes des figures 7 à 10.

Ce paramètre est de nature essentiellement géométrique, contrairement au parcours entier r directement lié à l'affaiblissement énergétique du faisceau ; il n'existe apparemment pas de relation simple entre x_s et r .

3.3 COEFFICIENTS PARTIELS DE TRANSMISSION. — La fonction de distribution angulaire des électrons transmis par des épaisseurs x permet d'obtenir les coefficients partiels de transmission :

$$T(\alpha) = \frac{I(\alpha)}{I_0} = \int_0^\alpha F_T(\theta, x) 2 \pi \sin \theta d\theta .$$

Comme nous avons montré que dans le domaine de la diffusion multiple la distribution angulaire était décrite par une loi de la forme (5) :

$$F_T(\theta, x) = \frac{1}{2 \pi \theta_p^2} \exp - \frac{\theta^2}{2 \theta_p^2} \quad (12)$$

$$T(\alpha) = 1 - \exp - \frac{\alpha^2}{2 \theta_p^2} .$$

Disposant de l'expression (10) donnant θ_p^2 , nous sommes en mesure de calculer théoriquement les coefficients partiels de transmission. Dans la figure 25, nous avons tracé les variations expérimentales de $T(\alpha)$ en fonction de l'épaisseur pour des échantillons de cuivre et d'aluminium. Les points sont déduits des formules théoriques (10) et (12) et correspondent au domaine de diffusion multiple ($m > 20$). On constate que le modèle proposé décrit de façon satisfaisante les résultats expérimentaux, ce qui permet aussi de vérifier la validité des expressions de $F_T(\theta, x)$ et de θ_p dans tout le domaine de diffusion multiple.

3.4 LES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION SIMPLE. — L'étude de la diffusion multiple des électrons, objet principal de notre travail, nécessite la connaissance des sections efficaces de diffusion. L'expérience montre (Fig. 6) que les courbes $\text{Log } 1/T(\alpha) = f(x)$ bien que linéaires au voisinage des faibles valeurs de x , s'incurvent quand x croît. Toutefois, et comme l'indique la relation (2), la pente à l'origine des courbes de transmission partielle permet d'obtenir les valeurs des sections efficaces cherchées. La détermination de ces pentes est un problème délicat que nous avons résolu par une méthode des moindres carrés ; les valeurs expérimentales de $\sigma(\alpha)$ sont ainsi obtenues avec une précision de l'ordre de 15 % [13].

Pour, d'une part, interpréter les mesures effectuées et, d'autre part, résoudre certains problèmes relatifs à la diffusion multiple des électrons, nous sommes attachés à obtenir une expression analytique des sections efficaces $\sigma(\alpha)$. Le calcul de ces dernières nécessite la connaissance du potentiel

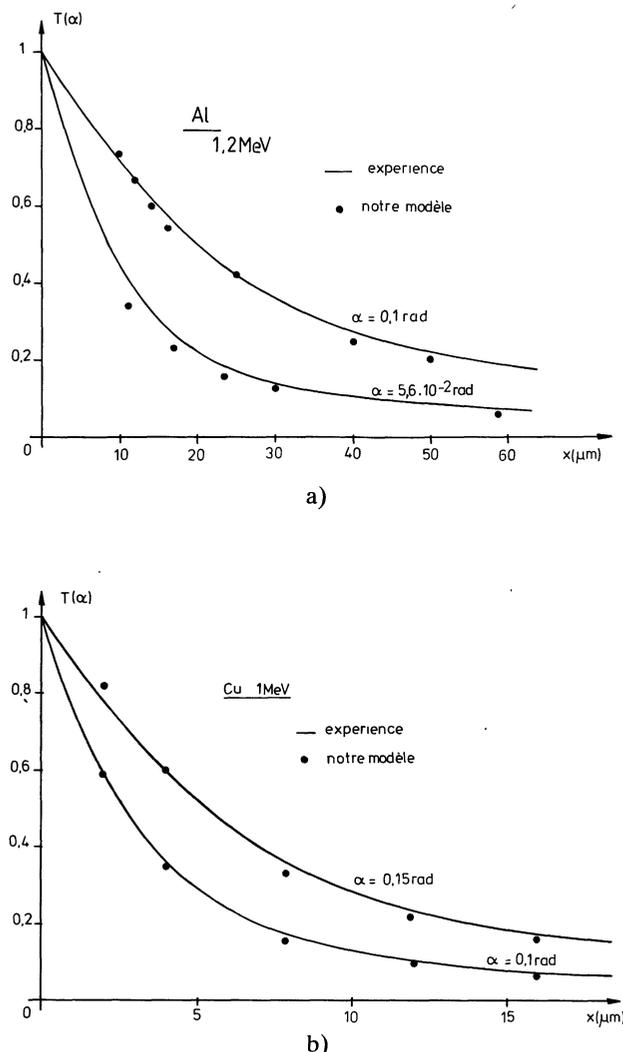


Fig. 25. — Comparaison des résultats expérimentaux relatifs au coefficient partiel de transmission au modèle proposé.

[Comparison between the experimental results to the proposed model for the partial transmission coefficient.]

électrostatique $\Phi(r)$ créé par l'atome. Après une analyse critique des diverses formes de $\Phi(r)$ [55-58], nous avons proposé l'expression [13] :

$$\Phi(r) = \frac{Ze}{r} \exp - \frac{r-b}{a}$$

où a et b sont deux paramètres caractéristiques de l'élément diffusant et qui s'écrivent respectivement :

$$a = (32,4 + 0,213 Z) Z^{-1/3}$$

$$b = \exp 2(1 - 0,157 Z)$$

Les paramètres a et b permettent de tenir compte de la présence d'atomes voisins dans la théorie de l'atome isolé qui intervient dans le calcul des sections efficaces. Ainsi, dans la première approximation de

Born, la section efficace élastique se met sous la forme :

$$\sigma_e(\alpha) = \frac{Z^2 a^2 \lambda^2}{\pi a_H^2} \exp 2 \frac{b}{a} \frac{1}{1 + \left(\frac{2 \pi a \alpha}{\lambda} \right)^2}$$

avec :

$$a_H = \frac{\hbar^2 \sqrt{1 - \beta^2}}{4 \pi^2 m e^2}$$

Tenant compte des calculs de Morse [59], Raman [60] et Compton [61], la section efficace inélastique en dehors de l'angle α s'écrit :

$$\sigma_i(\alpha) = \frac{2 Z a^2 \lambda^2}{\pi a_H^2} \exp \frac{b}{a} \left[\text{Log} \frac{1 + (2 \pi a \alpha / \lambda)^2}{(2 \pi a \alpha / \lambda)^2} - \exp \frac{b}{a} \frac{1}{2 [1 + (2 \pi a \alpha / \lambda)^2]} \right]$$

Les résultats obtenus à l'aide de ces relations $\sigma(\alpha) = \sigma_e(\alpha) + \sigma_i(\alpha)$ sont en accord avec nos mesures, comme le montre la figure 26, ainsi qu'avec celles de Reimer et Sommer [13, 62].

4. Etude du phénomène de rétrodiffusion.

4.1 LES COEFFICIENTS DE RÉTRODIFUSION. — Les divers essais théoriques relatifs à la rétrodiffusion ne traitent que le cas des échantillons épais et peuvent se classer en deux grandes parties : ceux qui ne considèrent qu'un seul choc dont la déviation est supérieure à $\pi/2$ et ceux qui se placent uniquement dans le domaine de la diffusion multiple. Parmi les premiers types de modèles, citons celui d'Everhart [35] qui, en utilisant la loi de freinage de Thomson-Widdington, conduit à la relation :

$$R_r = \frac{a - 1 + 0,5^a}{1 + a} \quad \text{avec} \quad a = 0,045 Z$$

Dans la seconde catégorie de calculs, signalons les travaux d'Archard [34] et de Jacob [63], qui aboutissent respectivement aux équations suivantes :

$$R_r = \frac{7 Z - 80}{14 Z - 80}$$

$$R_r = \frac{K \sqrt{Z} - 0,09}{0,75 + K \sqrt{Z}}$$

où K est un paramètre donné numériquement pour chaque énergie E_0 des électrons incidents.

Toutes ces théories indépendantes de E_0 (mise à part celle de Jacob) ne sont valables que sur une gamme restreinte de valeurs de Z , comme on le constate sur la figure 27 où sont mentionnés les résultats expérimentaux obtenus à 50 keV par Verdier [74].

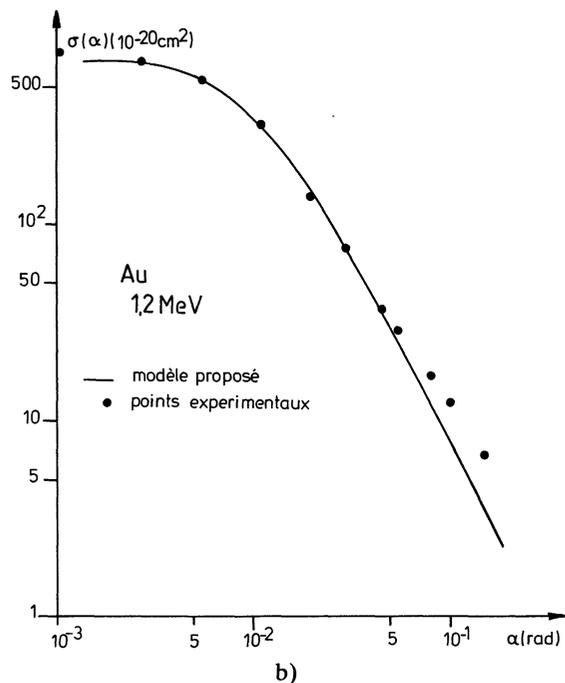
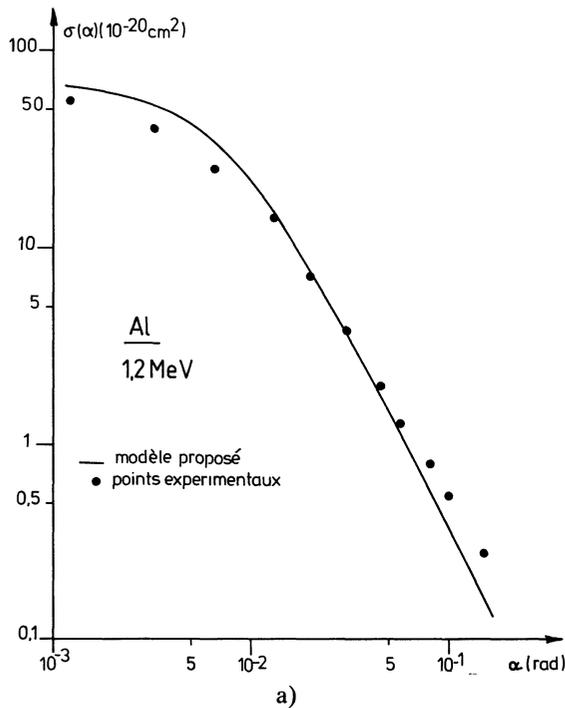


Fig. 26. — La section efficace de diffusion des électrons.
[Electrons diffusion cross section.]

Remarquant que les électrons rétrodiffusés sont transmis en retour, nous avons développé un calcul [8] en admettant que la loi qui donne l'affaiblissement du faisceau d'électrons rétrodiffusés a la même forme que pour la transmission (Eq. (3)). Tenant compte des fonctions de distribution angulaire des électrons transmis et rétrodiffusés, nous obtenons

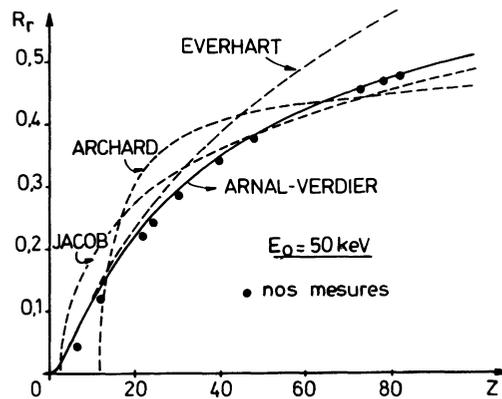


Fig. 27. — Les modèles du coefficient de rétrodiffusion des échantillons massifs.

[Models of backscattering coefficient for thick samples.]

les expressions du coefficient de rétrodiffusion à la fois pour des échantillons minces et massifs :

$$R(X) = \frac{1}{2,5^{p'}} [1 - T(2,5 X)] \quad (13)$$

$$R_r = \frac{1}{2,5^{p'}} \quad (14)$$

avec :

$$p' = a_1 \cdot a_2 \cdot a_3$$

$$a_1 = 8,7(Z - 1)^{-1/2} - 0,34$$

$$a_2 = 1 + \frac{1}{2} \exp - \left(\frac{V}{0,19 Z^3} \right)^{1/2}$$

$$a_3 = \left[\frac{V^*}{V} + 9,4 \times 10^{-16} \times Z^{1,2} \times V^2 \right]^{0,35}$$

La variable réduite X définie dans la relation (3) doit toujours être comprise comme la profondeur de matière et non comme la longueur de la trajectoire des électrons. Le coefficient a_1 permet de traduire la variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de Z , a_2 introduit le maximum des courbes et a_3 amène l'affaiblissement de R_r quand E_0 augmente ; ces diverses variations étaient mal traduites par les différents modèles existant dans la littérature. Dans les expressions (14), la tension V est exprimée en volts.

Les courbes en trait plein de la figure 13 traduisent la relation (14) : on constate que l'accord est satisfaisant pour tous les corps étudiés entre 0,05 et 3 MeV et que le maximum du coefficient R_r est bien décrit. Nous avons relevé dans la littérature [39], puis représenté sur la figure 28, les résultats expérimentaux relatifs aux échantillons épais de carbone, d'aluminium, de cuivre, d'argent et d'or dans un domaine énergétique vaste (0,05 MeV < E_0 < 20 MeV) : on constate que l'expression (14) décrit convenablement toutes ces mesures.

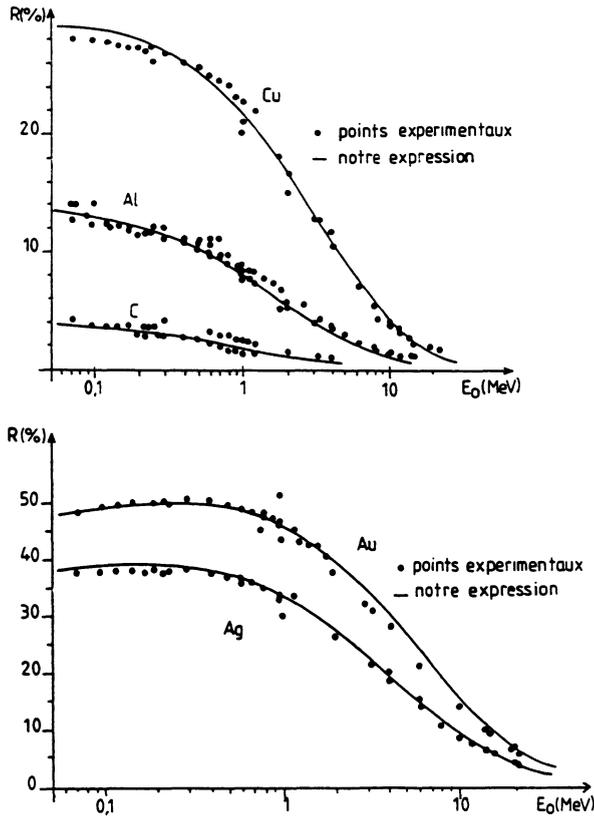


Fig. 28. — Rétrodiffusion d'électrons d'énergie comprise entre 0,05 et 20 MeV par des échantillons massifs.

[Backscattering of electrons by thick samples for energies ranging between 0,05 and 20 MeV.]

Sur la figure 29, nous représentons les variations du coefficient de rétrodiffusion des échantillons minces données par notre modèle (13) : ici encore, les résultats expérimentaux sont traduits de façon satisfaisante. Les résultats expérimentaux présentent complètement ceux mentionnés sur la figure 14 afin de disposer des mesures de rétrodiffusion dans une large gamme d'épaisseurs et d'énergies.

4.2 LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ÉLECTRONS RÉTRODIFFUSÉS. — Pour des échantillons très minces et de faible numéro atomique, la rétrodiffusion des électrons est due à la diffusion élastique simple. En utilisant les calculs d'Everhart [35], Niedrig [36] obtient :

$$F_R(\theta', y) = \begin{cases} \frac{1}{4 \pi \cos^4 \theta'/2} [1 - (1 - y)^a] & \text{pour } \theta' < \theta_m \\ \frac{1}{4 \pi \cos^4 \theta'/2} \left[1 - \frac{1}{(1 + \cos \theta')^a} \right] & \text{pour } \theta' > \theta_m \end{cases} \quad (15)$$

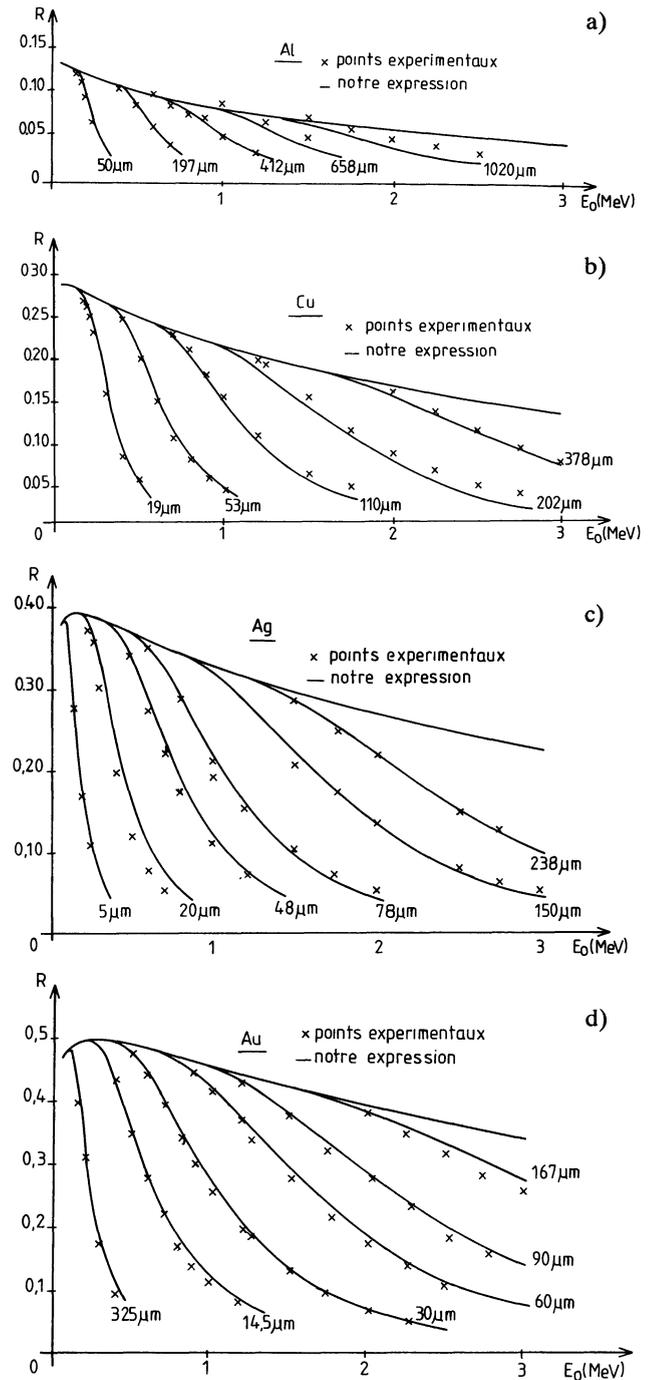


Fig. 29. — Comparaison du modèle proposé aux résultats expérimentaux de la rétrodiffusion pour des échantillons minces.

[Comparison of experimental and theoretical results for the backscattering by thin samples.]

L'angle de coupure θ_m est défini par l'équation :

$$y \left(1 + \frac{1}{\cos \theta_m} \right) = 1 \quad \text{avec} \quad y = \frac{x}{r}.$$

Malheureusement, ces relations ne traduisent pas les résultats expérimentaux comme l'ont aussi remarqué plusieurs auteurs [64].

Si l'on considère les cibles dites massives, généralement une loi en cosinus est avancée pour décrire la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés. Cette variation s'obtient en utilisant une équation de transport et ceci concerne notamment les travaux de Fathers [65] ou de Lehmann [66]. Il est naturellement évident que le phénomène de rétrodiffusion résulte d'une combinaison de deux processus : les chocs uniques à grand angle et une succession de collisions à faible angle ; la proportion de chaque processus est fonction de l'élément étudié et de l'énergie des électrons incidents. Récemment, Niedrig [36] et Werner [67] ont combiné les modèles de diffusion simple et multiple. D'autres modèles plus simples ont aussi été avancés [68, 69] sans donner de manière satisfaisante les distributions angulaires en diffusion multiple lorsque les épaisseurs des échantillons varient.

Expérimentalement, Frank [43] a vérifié pour les cibles épaisses une variation de $R_N(\theta')$ sensiblement en $\cos \theta'$ tout en remarquant une distorsion d'autant plus grande que le numéro atomique de l'élément est plus élevé. Les calculs de Monte Carlo ont permis de vérifier cette remarque [31]. Les mesures présentées sur la figure 22 pour une énergie E_0 variant entre 1 et 3 MeV font effectivement apparaître que, quelle que soit la nature des échantillons épais, la fonction de distribution angulaire normalisée n'est pas donnée par la loi de Kanter [70] en cosinus. Nos résultats sont par contre bien traduits par l'équation :

$$R_N(\theta') = \frac{\cos \theta' + \cos^2 \theta'}{2}. \quad (16)$$

Tenant compte des conditions de normalisation, les fonctions $F_R(\theta')$ seront données par la relation :

$$F_R(\theta') = \frac{3}{5\pi} R_r \cdot (\cos \theta' + \cos^2 \theta'). \quad (17)$$

La combinaison des relations (17) et (14) traduit correctement les mesures effectuées pour les échantillons massifs comme on peut le vérifier sur la figure 21.

Pour obtenir la distribution angulaire des électrons rétrodiffusés par des cibles minces, il suffit de remplacer dans la relation (17) le coefficient R_r par celui relatif aux échantillons d'épaisseur X et donné par l'équation (13). On obtient ainsi :

$$F_R(\theta', X) = \frac{3}{5\pi} R_r [1 - T(2,5 X)] (\cos \theta' + \cos^2 \theta'). \quad (18)$$

Les courbes en trait plein des figures 19 et 20 obtenues à partir de la relation (18) permettent de rendre compte des mesures expérimentales, alors que les divers traitements théoriques mentionnés plus haut ne pouvaient que décrire qualitativement les résultats.

Sur les figures 19 et 20, il est possible de suivre l'évolution de l'angle le plus probable de rétrodiffusion θ'_p lorsque l'épaisseur des échantillons croît. Ce dernier tend vers une valeur limite de l'ordre de 40° dès que les cibles deviennent massives. Cette valeur vérifie bien l'équation obtenue à partir de la relation (17) :

$$\text{tg } \theta'_p = \frac{1 + \cos \theta'_p}{1 + 2 \cos \theta'_p}. \quad (19)$$

4.3 LE PARCOURS ENTIER DES ÉLECTRONS DANS LA MATIÈRE. — Le parcours entier $r(E_0)$ se définit comme l'épaisseur minimale de matière pour laquelle le coefficient de transmission s'annule. La détermination expérimentale de cette grandeur est très délicate et imprécise à cause de la forme des courbes de transmission ; cependant, et comme nous l'avons souligné, les variations du coefficient de rétrodiffusion permettent de diminuer cette imprécision. Pour cette raison, on trouve dans la littérature plusieurs parcours caractéristiques :

— $r_m(E_0)$ profondeur moyenne de pénétration correspondant à l'épaisseur de l'échantillon pour laquelle le coefficient de transmission a la valeur 0,5 ;

— $r_e(E_0)$ le parcours extrapolé ou épaisseur caractéristique obtenue en prolongeant la partie sensiblement linéaire des courbes $T(x)$ jusqu'à son intersection avec l'axe des x .

On ne trouve dans la littérature que des relations empiriques donnant r ou r_e en fonction de l'énergie E_0 . Lorsque E_0 est de l'ordre de quelques keV, citons celle de Feldman [71] :

$$r = b E_0^n$$

avec

$$n = 1,2 / (1 - 0,29 \text{ Log } Z) \quad \text{et} \quad b = 250 A / \rho Z^{n/2}.$$

Dans cette équation, l'énergie est exprimée en keV, r en Å, A et Z représentent respectivement la masse et le numéro atomique de l'élément cible de masse volumique ρ en g/cm^3 . En ce qui concerne le parcours extrapolé r_e , nous avons vérifié [72] que les résultats obtenus étaient en accord avec la relation empirique de Katz et Penfold [41] :

$$r_e = 412 E_0^n, \quad n = 1,265 - 0,0954 \text{ log } E_0$$

où E_0 est exprimée en méga-électron volts et r_e en milligramme par cm^2 .

A la suite d'une compilation très soignée de nombreux résultats expérimentaux et à partir de la propriété de normalisation des courbes de transmission, Arnal et Verdier [73] ont proposé pour le parcours entier des électrons dans la matière :

$$r = qcV^n \left(\frac{V}{V^*} \right)^{0,825} \quad (20)$$

avec :

$$c = 3,39 \times d^{-1} \times 10^{-2}$$

$$n = 0,75 + 1,38 \sqrt{\frac{Z}{A} + \frac{6,22}{Z^2 d^2}}$$

où d représente la densité des éléments considérés, de masse atomique A et de numéro atomique Z . Le parcours r est obtenu en micron si V est exprimé en keV. Le tableau ci-dessous donne les valeurs des constantes q pour quelques corps étudiés.

Z	Al	Ni	Cu	Nb	Mo	Ag	Cd	Ta	Pt	Au
	13	28	29	41	42	47	48	73	78	79
q	2,14	2,21	2,37	2,46	2,56	2,56	2,66	2,85	2,93	2,92

Les courbes de la figure 18 montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux pour des énergies comprises entre 0,05 et 1 MeV. La figure 30 permet de vérifier que la relation (20) s'étend à des valeurs de E_0 de 3 MeV.

5. Conclusion.

Nous venons de présenter ici l'ensemble de nos travaux relatifs à la pénétration d'électrons d'énergies comprises entre 0,05 et 3 MeV dans des cibles polycristallines. Nous avons déterminé expérimentalement toutes les grandeurs nécessaires à la description des phénomènes de diffusion d'électrons dans la matière. Dans le cas où les grandeurs physiques sont

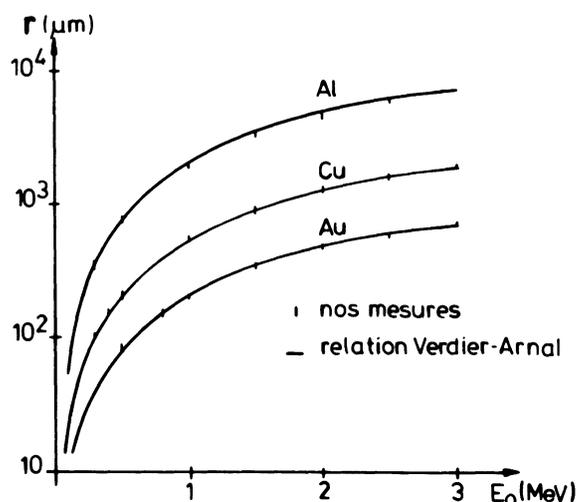


Fig. 30. — Modèle du parcours entier des électrons.

[Model for electron range.]

le résultat d'un grand nombre d'interactions, nous avons choisi, sinon de les interpréter, du moins de les décrire correctement à partir de données macroscopiques. Par contre, dans le cas où nous avons pu isoler et mesurer les phénomènes élémentaires, nous nous sommes efforcés de contribuer à donner une explication théorique des faits. Toutes les relations que nous proposons sont en accord avec l'ensemble des résultats expérimentaux et permettent d'obtenir numériquement et pour de nombreux échantillons les grandeurs physiques désirées. Signalons enfin que nous présentons ici une synthèse de l'ensemble de notre travail publié antérieurement et complété au niveau du phénomène de rétrodiffusion. Comme aucune théorie n'est capable d'intégrer l'ensemble des divers processus élémentaires, nous avons par ailleurs développé une méthode de calcul de Monte Carlo [30, 31] qui permet de retrouver l'ensemble des données expérimentales.

Bibliographie

- [1] COSSLETT, V. E. et THOMAS, R. N., *Br. J. Appl. Phys.* **15** (1964) 883.
- [2] HANSON, H. P., LANZ, L., LYMAN et SCOTT, W. T., *Phys. Rev.* **84** (1951) 84.
- [3] WRIGHT, K. A. et TRUMP, J. G., *J. Appl. Phys.* **33** (1962) 687.
- [4] LENZ, F., *Z. Naturforsch.* **9a** (1954) 185.
- [5] COSSLETT, V. E. et THOMAS, R. N., *Br. J. Appl. Phys.* **15** (1964) 1283.
- [6] KEIL, E., ZEITLER, E. et ZINN, W., *Z. Naturforsch.* **159** (1960) 1031.
- [7] LEISEGANG, S. Z., *Z. Phys.* **132** (1952) 183.
- [8] SOUM, G., AHMED, H., PINNA, M. et VERDIER, P., *Revue Phys. Appl.* **20** (1985) 823.
- [9] SOUM, G., AHMED, H., ARNAL, F., JOUFFREY, B. et VERDIER, P., *J. Micr. Spect. Electr.* **9** (1984) 1.
- [10] SOUM, G., ARNAL, F., JOUFFREY, B. et VERDIER, P., *J. Micr. Spect. Electr.* **9** (1984) 419.
- [11] SOUM, G., AHMED, H., ARNAL, F. et VERDIER, P., *J. Micr. Spect. Electr.* **11** (1986) 313.
- [12] VERDIER, P. et ARNAL, F., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris* **268** (1964) 885.
- [13] ARNAL, F., BALLADORE, J. L., SOUM, G. et VERDIER, P., *Ultramicroscopy* **2** (1977) 305.
- [14] DILHAC, J. M., SEGUELAS, C., CAMON, H., SOUM, G. et MARTINEZ, A., *Europ. Mat. Research Soc. Conf.* (1986) Strasbourg, France.

- [15] CAMON, H., MARTINEZ, J. P. et BALLADORE, J. L., *J. Micr. Spectr. Electr.* **11** (1986) 1.
- [16] SOUM, G., AHMED, H., ARNAL, F., JOUFFREY, B. et VERDIER, P., Elec. Beam, Inter. with Solids, SEM, Inc. AMF O'Hare (Chicago, IL60666 USA) (1984) 173.
- [17] BETHE, M. A., ROSE, M. E. et SMITH, L. P., *Proc. Am. Philos. Soc.* **78** (1938) 573.
- [18] BROWN, D. B., WITTRY, D. B. et KYSER, D. F., *J. Appl. Phys.* **40** (1969) 1627.
- [19] BROWN, D. B. et OGILVIE, R. E., *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 4429.
- [20] BENNETT, A. J. et ROTH, L. M., *Phys. Rev.* **B 5** 4 (1972) 309.
- [21] LANTERI, H., BINDI, R. et ROSTAING, P., *J. Phys. D* **13** (1980) 677.
- [22] STRICKLAND, D. V. et BERNSTEIN, D. B., *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 2184.
- [23] BERGER, H. J., *Meth. in Comp. Physics* (Acad. Press) 1963, Vol. 1, p. 135.
- [24] BISHOP, H. E., *Proc. Phys. Soc.* **85** (1965) 855.
- [25] MURATA, K., MATSUKAWA, T. et SHIMIZU, R., *Jpn J. Appl. Phys.* **16** (1971) 678.
- [26] MATSUKAWA, T., MURATA, K. et SHIMIZU, R., *Phys. Status Solidi* (B) **55** (1973) 371.
- [27] TERRISSOL, M., Thèse, Toulouse (1978).
- [28] HENOC, J., *J. Micr.* **1** (1976) 63.
- [29] MARTINEZ, J. P. et BALLADORE, J. L., *J. Micr. Spectr. Electr.* **4** (1974) 1.
- [30] SOUM, G., ARNAL, F., BALLADORE, J. L., JOUFFREY, B. et VERDIER, P., *Ultramicroscopy* **4** (1979) 451.
- [31] SOUM, G., AHMED, H., ARNAL, F., JOUFFREY, B. et VERDIER, P., *J. Micr. Spectr. Electr.* **9** (1981) 107.
- [32] ZELLER, C. et RUSTE, J., *Revue Phys. Appl.* **4** (1975) 441.
- [33] CHANG, C. M., COOK, E. S. et PRIMAKOFF, H., *Phys. Rev.* **90** (1953) 544.
- [34] ARCHARD, C. D., *J. Appl. Phys.* **37** (1961) 1505.
- [35] EVERHART, T. E., *J. Appl. Phys.* **31** (1960) 1483.
- [36] NIEDRIG, H., *J. Appl. Phys.* **53** (1982) 4.
- [37] KANAYA, K. et OKAYAMA, S., *J. Appl. D* **5** (1972) 43.
- [38] DUPOUY, G., PERRIER, F., VERDIER, P. et ARNAL, F., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris* **260** (1965) 6055.
- [39] TABATA, T., ITO, R. et OKABE, S., *Nucl. Instrum. Methods* **94** (1971) 509.
- [40] MARSHAL, J. S. et WARD, A. G., *Can. J. Res. A* **15** (1937) 39.
- [41] KATZ, L. et PENFOLD, A. S., *Rev. Mod. Phys.* **24** (1952) 28.
- [42] VERDIER, P., Thèse Doctorat d'Etat, Toulouse (1967).
- [43] FRANK, H., *Z. Naturforsch.* **14** (1959) 247.
- [44] BOTHE, W., *Ann. Phys. (Leipzig)* **6** (1949) 44.
- [45] BURGE, R. E. et SMITH, G. H., *Proc. Phys. Soc.* **79** (1962) 673.
- [46] MOLIÈRE, G., *Z. Naturforsch.* **3a** (1948) 78.
- [47] SNYDER, H. S. et SCOTT, W. T., *Phys. Rev.* **76** (1949) 220.
- [48] SCOTT, W. T., *Phys. Rev.* **85** (1952) 245.
- [49] GOUDSMIT, S. A. et SAUNDERSON, J. L., *Phys. Rev.* **57** (1940) 24.
- [50] GOUDSMIT, S. A. et SAUNDERSON, J. L., *Phys. Rev.* **58** (1940) 36.
- [51] LEWIS, H. W., *Phys. Rev.* **78** (1950) 526.
- [52] JACOB, J. H., *Phys. Rev.* **8** (1973) 226.
- [53] WILLIAMS, E., *Phys. Rev.* **58** (1940) 292.
- [54] BOTHE, W., *Hand. Phys.* **22** (1933) 1.
- [55] BYATT, W. J., *Phys. Rev.* **104** (1956) 1208.
- [56] STRAND, T. G. et BONHAM, R. A., *J. Chem. Phys.* **40** (1964) 1686.
- [57] ZEITLER, E. et OLSEN, H., *Z. Naturforsch.* **21** (1966) 1321.
- [58] SOUM, G., Thèse Doctorat, Toulouse (1980).
- [59] MORSE, P. M., *Phys. Z.* **33** (1932) 443.
- [60] RAMAN, C. V., *Indian J. Phys.* **3** (1928) 357.
- [61] COMPTON, A. M., *Phys. Rev.* **35** (1930) 925.
- [62] REIMER, L. et SOMMER, K. H., *Z. Naturforsch.* **23a** (1968) 1569.
- [63] JACOB, J. H., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 226.
- [64] KOROBOCHKO, Yu., BEREZOUSKII, E. L., GRACHEV, B. D., *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** (1973) 111.
- [65] FATHERS, D. J. et REZ, P., *Proc. Scan. Electr. Micros.* **I** (1979) 55.
- [66] LEHMANN, H., Doctoral Thesis, Berlin (1980).
- [67] WERNER, V., BETHGE, M. et HEYDENRICH, J., *Ultramicroscopy* **8** (1982) 417.
- [68] THUMELL, H. W., Akademik, Berlin (1974).
- [69] DUDEK, H. J., *Beitm. Electr. Direk. Oberfl. Munster* **12** (1979) 249.
- [70] KANTER, H., *Ann. Phys.* **20** (1957) 144.
- [71] FELDMAN, F., *Phys. Rev.* **117** (1968) 465.
- [72] SOUM, G., AHMED, H., ARNAL, F., JOUFFREY, B. et VERDIER, P., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris* **293** (1981) 115.
- [73] ARNAL, F., Thèse Toulouse (1975).
- [74] VERDIER, P. et ARNAL, F., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. Paris* **268B** (1969) 1101.