



HAL
open science

Emission d'électrons Auger par bombardement ionique des métaux légers

Patrick Viaris de Lesegno

► **To cite this version:**

Patrick Viaris de Lesegno. Emission d'électrons Auger par bombardement ionique des métaux légers. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Sud - Paris XI, 1972. Français. NNT : . tel-00851914

HAL Id: tel-00851914

<https://theses.hal.science/tel-00851914>

Submitted on 19 Aug 2013

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.

T H E S E

présentée

à L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir le titre de Docteur 3^o Cycle

SPECIALITE : Physique des Solides

par Patrick VIARIS de LESEGNO

Sujet de la thèse : Emission d'électrons Auger par bombardement ionique
des métaux légers

Soutenue le 8 Mars 1972

devant la Commission d'examen

MM. J. FRIEDEL Président

R. CASTAING Examineurs

J.-F. HENNEQUIN

Cette étude a été réalisée dans le laboratoire de Physique des Solides de la Faculté des Sciences d'Orsay (Université Paris-Sud).

Je tiens à exprimer tous mes remerciements à M. Le Professeur R. Castaing qui m'a accueilli dans son laboratoire où j'ai pu trouver toutes les conditions favorables à la réalisation de cette étude.

Je remercie également M. Le Professeur J. Friedel pour ses conseils et ses encouragements et pour l'intérêt avec lequel il a suivi l'avancement de mes recherches, malgré ses nombreuses occupations.

Que M. le Professeur J.-F. Hennequin trouve ici l'expression de ma reconnaissance; sous sa direction, grâce à son aide efficace et continuelle, à ses critiques et aux discussions fructueuses que nous avons eues, il m'a permis de mener à bien cette étude.

Je voudrais remercier aussi M. le Professeur G. Slodzian pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et les expériences qu'il m'a suggérées.

Parmi mes camarades de laboratoire, je tiens à remercier tout spécialement P. Joyes qui s'est toujours tenu au courant des progrès expérimentaux et m'a utilement conseillé pour l'exploitation théorique des résultats expérimentaux. Que tous les autres, tant chercheurs que techniciens soient remerciés pour leur soutien et le climat de travail sympathique que j'ai trouvé près d'eux.

Enfin, je ne veux pas oublier Mademoiselle A. Evenou qui a assuré avec compétence et gentillesse la frappe de ce Mémoire et M. A. Saint-Martin pour le soin qu'il a apporté à la reproduction photographique des figures.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	p. 1
<i>1^{ère}</i> PARTIE : APPAREIL EXPERIMENTAL	4
I. CONCEPTION DE L'APPAREIL	4
1) Principe du montage adopté	4
2) Etude optique	5
3) Résolution en énergie	6
II. REALISATION PRATIQUE	8
1) Réalisation mécanique	8
2) Obtention du champ magnétique	12
III. MISE AU POINT	13
<i>2^{ème}</i> PARTIE : RESULTATS	15
I. RÉSULTATS EXPERIMENTAUX	15
1) Obtention du spectre	15
2) Bord haute énergie	17
3) Pic principal	18
4) Pics secondaires	19
II. TENTATIVE D'INTERPRETATION	21
1) Désexcitation interne	21
2) Neutralisation Auger	23
3) Désexcitation externe	24
4) Possibilité d'excitation de plasmon	26
III. EFFET DE LA PRESSION D'OXYGENE	28
IV. EFFETS ANGULAIRES	30
CONCLUSION	34

Emplacement des figures

La figure 1 est disposée à la page	1
La planche I (fig. 2a et 2b) est disposée entre les pages.....	4 et 5
La planche II (fig. 3, 4 et 5)	6 et 7
La planche III (fig. 6)	10 et 11
La planche IV (fig. 7a, 7b et 8)	15 et 16
La planche V (fig. 9)	16 et 17
La planche VI (fig. 10 a, 10 b, 10 c, et 11)	24 et 25
La planche VII (fig. 12 et 13)	29 et 30
La planche VIII (fig. 14, 15 et 16)	33 et 34

INTRODUCTION

C'est en 1925 qu'Auger a mis en évidence le mode particulier de désexcitation non radiative auquel son nom est attaché (1). A la suite d'une excitation suffisamment énergétique, un atome peut être porté dans un état excité comportant un trou sur un niveau électronique interne d'énergie E_0 (fig. 1). Au bout d'un temps assez court (de l'ordre de 10^{-14} s), une désexcitation se produit par transition d'un électron d'un niveau d'énergie supérieure E_1 sur le niveau profond.

L'énergie ainsi libérée peut provoquer l'émission d'un photon X ou γ d'énergie $h\nu = E_0 - E_1$; c'est là le mode le plus fréquent de désexcitation des atomes lourds

dont le rendement de fluorescence est assez élevé. Mais il peut aussi se faire qu'un second électron placé sur un niveau d'énergie E_2 acquière l'énergie libérée par la désexcitation et soit ainsi éjecté de l'atome avec une énergie cinétique égale à $E_0 - E_1 - E_2$. Ce dernier mode de désexcitation, dit non radiatif, est le plus probable pour les atomes d'éléments légers dont le rendement de fluorescence est faible. La mesure de l'énergie de l'électron éjecté permet d'identifier la nature de l'atome émetteur et constitue donc une analyse qualitative. Selon l'usage courant, nous réserverons dans ce mémoire le nom d'effet Auger au cas où le trou initial se situe sur un niveau interne, dénommant auto-ionisation la désexcitation non radiative dans laquelle le trou initial se trouve sur un niveau externe(2)

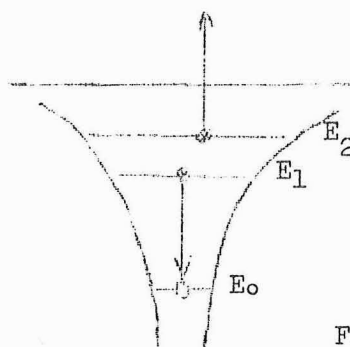


Fig. 1

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour former le trou initial. Historiquement, c'est par irradiation de l'argon avec des photons X que l'effet Auger a été mis en évidence, mais pour atteindre les niveaux les plus profonds sur les atomes lourds, il faut utiliser des rayons X très durs, voire des photons γ . Bien entendu, lors de l'irradiation X,

des photoélectrons sont émis en même temps que les électrons Auger.

L'étude fine du spectre des électrons ainsi émis est à la base du procédé d'analyse superficielle développé par Siegbahn et al. (3) et connu sous le nom d'E.S.C.A. (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis).

Le bombardement électronique permet aussi la formation de trous dans les niveaux profonds et donc l'émission d'électrons Auger (4, 5). C'est ainsi que Harris (6) a proposé et expérimenté une autre méthode d'analyse superficielle appelée "Spectroscopie Auger" et qui est l'objet, depuis quelques années, d'un développement très rapide, dans le dessein, en particulier, de rendre l'analyse quantitative.

Enfin, lors du bombardement par des ions d'une énergie assez élevée (quelques kiloélectron -Volts), des électrons Auger sont aussi émis, à côté de rayons X, comme résultat de la création de trous sur un niveau profond des atomes de la cible. L'effet a d'abord été mis en évidence sur les gaz (7), puis sur les métaux légers (8, 9). Plus récemment, une technique plus raffinée a permis d'observer les électrons Auger émis par bombardement ionique des métaux de transition de la première série (10).

Le mécanisme de la formation du trou profond par bombardement ionique a été étudié théoriquement par Joyes (11) dans le cas d'atomes à l'intérieur d'un métal. Lors de la collision, un niveau moléculaire, issu de deux niveaux atomiques liés, voit son énergie croître jusqu'à atteindre le continuum des états libres au-dessus du niveau de Fermi. Un électron peut ainsi passer sur un état non occupé de la bande de conduction et un trou peut alors subsister sur l'un des atomes après séparation.

Le temps de vie de l'état excité comportant un trou sur le niveau 2p d'un atome d'aluminium dans le métal a été calculé et comparé au temps moyen de sortie d'une particule déplacée (12). Il ressort du calcul que le temps de désexcitation est suffisamment long pour que la particule déplacée puisse éventuellement sortir du métal, généralement neutre, (la vitesse des électrons de conduction voisins du niveau de Fermi est en effet très supérieure à la vitesse moyenne d'éloignement des particules éjectées), en conservant le trou interne. L'effet Auger peut alors avoir lieu à l'extérieur du métal avec formation d'un ion secondaire (13).

Bien entendu, la majeure partie des électrons Auger sont émis alors que la particule est à l'intérieur du métal. Le libre parcours moyen de ces électrons n'excédant pas quelques couches atomiques (14), les électrons sont ralentis avant leur sortie et participent à l'émission électronique secondaire de la cible, selon la théorie largement admise de Parilis et Kishinevskii (15).

La question à laquelle nous avons essayé de donner une réponse était, entre autres, de rechercher la proportion des électrons Auger issus de désexcitations ayant eu lieu à l'extérieur du métal et qui sont les seules à produire des ions secondaires cinétiques, alors que la majeure partie des électrons Auger non ralentis ont vraisemblablement pour origine des désexcitations survenues à l'intérieur du métal et au voisinage immédiat de la surface : ces désexcitations ne conduisent pas une ionisation de la particule en mouvement.

L'étude de la largeur des pics doit permettre de répondre à cette question puisque les électrons émis à l'extérieur du métal formeront un pic fin dont la largeur peut être calculée à partir du temps de vie de l'état excité (10^{-14} s) : la largeur de ce pic est alors égale à $\Delta E = \frac{h}{\Delta t} = 10^{-20}$ J, c'est-à-dire qu'elle est de l'ordre de 1/10 d'électron-Volt.

La répartition angulaire des électrons doit aussi permettre de séparer les contributions des désexcitations internes et des désexcitations externes, car les électrons émis à l'extérieur du métal doivent présenter une distribution isotrope alors que ceux qui viennent de l'intérieur doivent suivre une loi proche de la loi en cosinus (9, 16). D'autre part, seuls les électrons provenant de désexcitations internes peuvent ressentir l'influence des symétries du réseau lors de l'émission Auger à partir d'un monocristal.

Nous avons donc construit, par modification d'un appareil existant déjà au laboratoire, un analyseur électronique nous permettant d'étudier l'émission électronique secondaire sous bombardement ionique dans le plus grand domaine angulaire possible (angle d'émission et angle azimutal) et pour des énergies allant jusqu'à quelques centaines d'électron-Volts : sur les métaux légers, l'énergie des électrons Auger recueillis sous bombardement ionique varie en effet dans le domaine de 40 à 120 eV (9, 17).

*I^{ère} PARTIE : APPAREIL EXPERIMENTAL**I. CONCEPTION DE L'APPAREIL**1) Principe du montage adopté*

La modification d'un appareil déjà existant au laboratoire, si elle nous a facilité la tâche, nous a cependant imposé diverses contraintes en particulier en ce qui concerne l'encombrement et les possibilités d'étude des distributions angulaires.

Pour analyser en énergie les électrons secondaires, nous avons préféré utiliser une déflexion magnétique plutôt qu'une déflexion électrostatique afin d'être sûrs de ne pas collecter, en même temps que les électrons, des ions négatifs qui pourraient perturber les mesures, effet particulièrement à craindre dans le cas d'études en atmosphère d'oxygène (18). Nous avons donc choisi de réaliser (fig. 2) une focalisation à 180° des électrons par un champ magnétique uniforme créé par une paire de bobines de Helmholtz d'axe vertical, situées à l'extérieur de l'appareil : il n'y a donc plus aucun problème pour l'alimentation électrique et le déplacement du système d'analyse des électrons puisqu'il n'est plus sous vide et reste fixe.

Seul le récepteur est mobile sous vide : il s'agit d'un cylindre de Faraday, porté par un bras tournant autour d'un axe vertical passant dans le plan de l'échantillon. Le mouvement de ce bras s'effectue par une commande manuelle externe et permet l'analyse angulaire de l'émission électronique, tandis que l'analyse énergétique est obtenue par la variation, manuelle ou automatique, du champ magnétique produit par les bobines de Helmholtz. Ce système présente, en outre, l'avantage de respecter les angles d'émission et les énergies initiales des électrons éjectés, puisqu'il n'y a aucun champ électrique accélérateur, (à condition toutefois que la charge d'espace au voisinage de l'objet soit négligeable), et de permettre une étude angulaire plus proche de la direction de bombardement puisque les électrons commencent à tourner dès leur sortie de l'échantillon et évitent ainsi les électrodes de déflexion du faisceau d'ions.

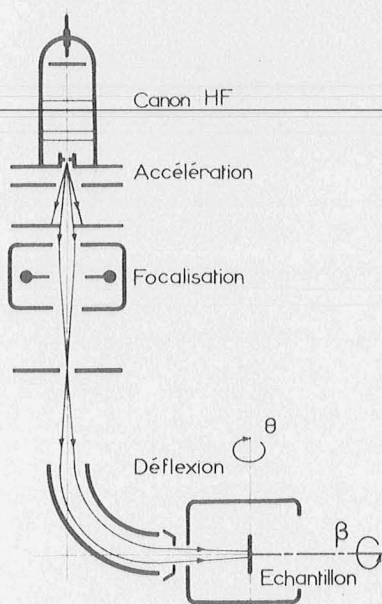


Fig. 2a.

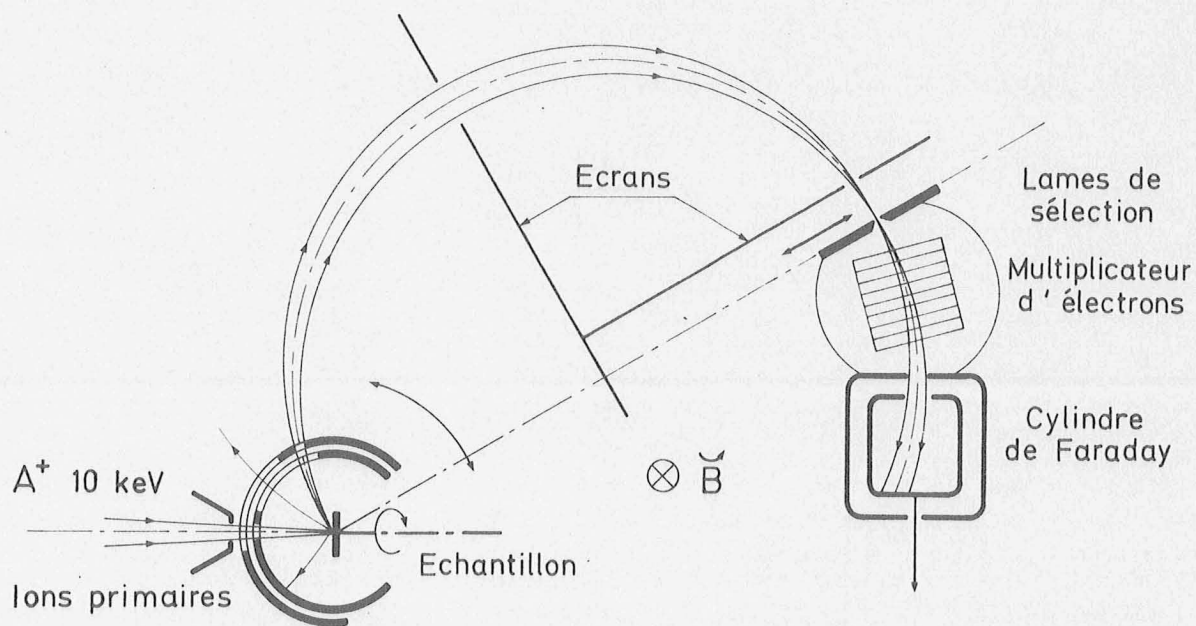


Fig. 2b.

Fig. 2. Schéma de principe de l'analyseur.
 a: système de bombardement
 b: système d'analyse

Dans un champ magnétique d'induction uniforme \vec{B} , une particule de charge e , de masse m et d'énergie E (exprimée en eV) décrit une trajectoire circulaire dont le rayon R est :

$$R = \frac{\sqrt{2mE}}{eB}$$

Soit pour un électron, en exprimant R en cm, B en gauss et E en eV :

$$R = 3,37 \frac{\sqrt{E}}{B}$$

Pour des raisons qui seront exposées plus loin, la valeur de R que nous avons adoptée est : $R = 6,8$ cm. On a donc la relation :

$$E = 4,07 B^2$$

2) Etude optique

Lorsque deux électrons sont émis dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique selon deux directions voisines faisant entre elles un angle α petit, la distance qui sépare les intersections des trajectoires avec la normale à l'une des directions d'émission est égale à $R\alpha^2$ (fig. 3) ; le décalage est toujours vers l'intérieur quel que soit le signe de α , il y a donc focalisation pour une rotation de 180° et l'aberration d'ouverture pour un faisceau de demi-angle au sommet α est égale à $R\alpha^2$. Cependant la focalisation ne se fait que dans la direction perpendiculaire au champ magnétique, c'est-à-dire qu'en limitant le faisceau par un diaphragme circulaire définissant un cône de demi-angle au sommet α , on obtient, d'un objet émissif ponctuel, une focale dont le bord interne est rectiligne et le bord externe parabolique, et qui s'inscrit dans un rectangle de largeur $R\alpha^2$ et de hauteur $2\pi R\alpha(1 + \frac{2\alpha}{\pi})$ (fig. 4).

Dans les conditions où nous travaillons ($\alpha = 1,5^\circ$), la hauteur de la focale (12 mm) est très supérieure à celle de l'image gaussienne dans le plan de focalisation (0,7 mm), la contribution des aberrations dans le plan perpendiculaire au champ magnétique est négligeable ($R\alpha^2 \sim 0,05$ mm) et le rayon de courbure ρ du bord parabolique est très grand (le calcul conduit à $\rho = \pi^2 R = 67$ cm) ; l'image d'une petite tache émissive circulaire de diamètre d à travers un diaphragme circulaire est alors un rectangle dont la largeur est sensiblement égale au diamètre d de la tache et la hauteur égale à $2\pi R\alpha$ (12 mm).

3) Résolution en énergie

Le spectromètre ainsi réalisé est un système à résolution relative constante car :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta R}{R}$$

Le rayon R et l'écartement égal à $2\Delta R$ des lames de sélection sont en effet maintenus constants ; la résolution relative $\frac{\Delta E}{E}$ reste donc constante.

Dans un tel système, il est en général nécessaire d'effectuer une correction des courbes enregistrées pour obtenir la distribution énergétique vraie (19). Supposons, en effet, que la tache émissive soit de forme carrée (pour faciliter la discussion) et ait une largeur b , et la fente de sélection, située à $2R_0$, une largeur a et que, d'autre part, la densité d'énergie $n(E)$ des électrons émis sur toute l'étendue de la source et pour la bande d'énergie considérée soit uniforme. Le spectre énergétique des électrons passant par la fente de sélection lors d'une mesure à champ magnétique B fixé aura la forme d'un trapèze dont la grande base aura pour longueur ΔE_1 :

$$\Delta E_1 = K \{(2R_0 + a)^2 - (2R_0 - b)^2\} = 4KR_0 (a + b)$$

en posant $E = K(2R)^2$

On voit en effet sur la figure (5) que les électrons collectés de plus haute énergie sont ceux qui ont suivi le trajet AD et ceux de plus basse énergie le trajet BC.

La longueur de la petite base sur ΔE_2 :

$$\Delta E_2 = K |(2R_0)^2 - (2R_0 + a - b)^2| = 4KR_0 |a - b|$$

La résolution du système sera donc ΔE :

$$\Delta E = \frac{\Delta E_1 + \Delta E_2}{2} = \begin{cases} E \frac{a}{R} & \text{si } a > b \\ E \frac{b}{R} & \text{si } a < b \end{cases}$$

lorsque les aberrations (essentiellement celle d'ouverture) sont négligeables, ce qui est notre cas.

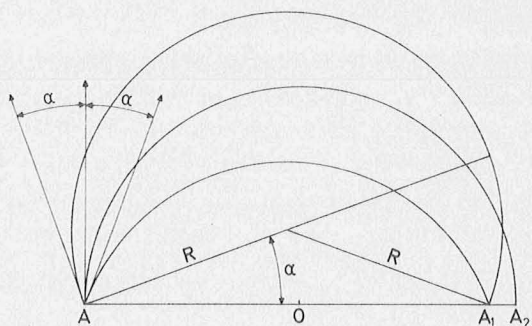


Fig. 3.

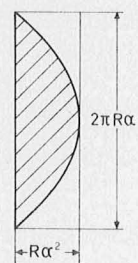


Fig. 4.

Fig. 3. Focalisation à 180° ($A_1A_2=R\alpha^2$).

Fig. 4. Focale.

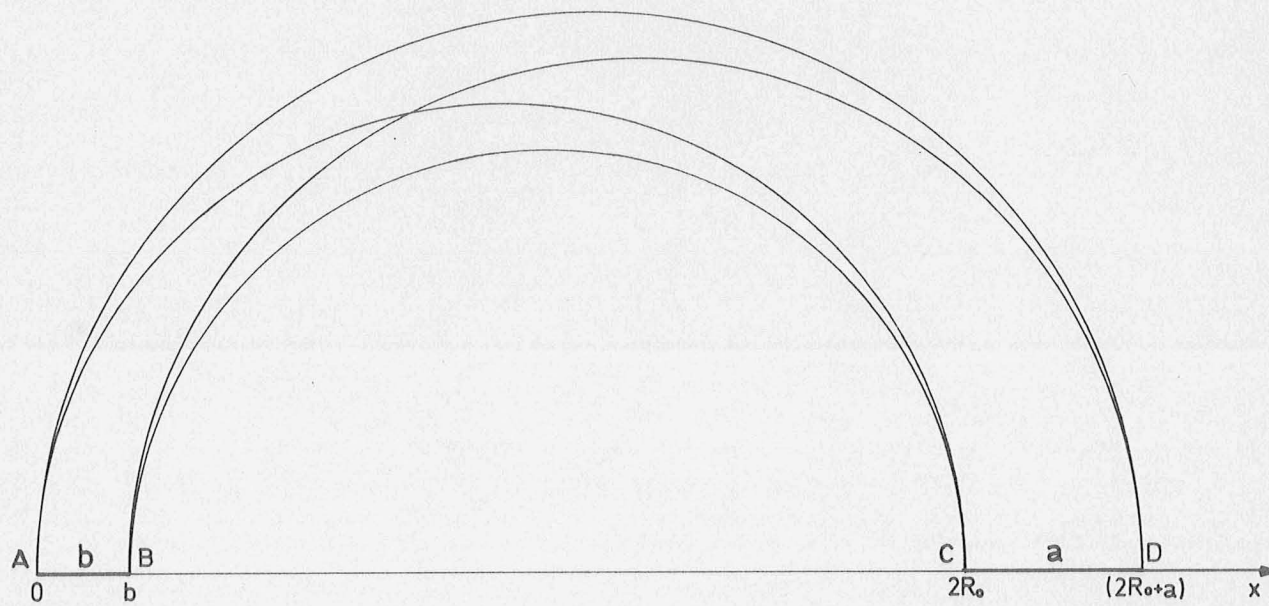


Fig. 5. Résolution du système.

1°) Si, comme nous l'avons supposé, la densité d'énergie $n(E)$ des électrons secondaires ne présente pas d'accident de taille inférieure à ΔE , le courant I recueilli par le collecteur est :

$$I = e \int_{x=0}^b \int_{E_m(x)}^{E_M(x)} \frac{n(E)}{b} dE dx$$

où

$$dn(x) = \int_{E_m(x)}^{E_M(x)} \frac{n(E)}{b} dE dx$$

représente le nombre d'électrons collectés provenant d'une tranche dx de la source située en x , et $E_m(x)$ et $E_M(x)$ respectivement les énergies minimale et maximale des électrons collectés. Nous pouvons donc écrire :

$$dn(x) = \frac{n(E)}{b} (E_M - E_m) dx$$

$$dn(x) = \frac{n(E)}{b} K \{(2R_0 + a - x)^2 - (2R_0 - x)^2\} dx$$

$$dn(x) = \frac{n(E)}{b} Ka (4R_0 + a - 2x) dx$$

donc :

$$I = e \int_{x=0}^b dn(x) = e \frac{n(E)}{b} Kab (4R + a - b)$$

Soit en supposant $a - b \ll 4R$

$$I = en(E) Ka4R = en(E) E \frac{a}{R}$$

La mesure de I nous permet donc de connaître $n(E)$:

$$n(E) = \frac{I}{e} \cdot \frac{R}{a} \cdot \frac{1}{E}$$

Dans ce cas, c'est-à-dire lorsque la distribution ne présente pas d'accident de taille inférieure à ΔE , il faut faire une correction des courbes en $1/E$ pour obtenir la distribution énergétique des électrons secondaires $n(E)$ à partir du courant recueilli $I(E)$.

2°) Si, au contraire, la distribution énergétique des électrons présente un accident intense de largeur inférieure à ΔE , par exemple un pic, il donnera sur l'enregistrement un "pic" à sommet plat de largeur égale à ΔE et dont l'intensité sera égale au nombre d'électrons qui constituaient le pic. Il n'y a donc pas lieu de faire de correction en $1/E$, mais il faut réduire la largeur du pic.

Etant donné la résolution utilisée et le domaine d'énergie étudié, nous nous sommes toujours trouvé dans le premier cas et avons donc effectué la correction en $1/E$ des intensités. D'autre part, pour des raisons pratiques, les enregistrements ont été faits en portant en abscisse le courant passant dans les bobines de Helmholtz, c'est-à-dire une quantité proportionnelle à B et donc à \sqrt{E} . Pour obtenir le spectre $n(E)$ recherché, à partir de l'enregistrement de $I(B)$, il faut donc effectuer tout d'abord une correction quadratique des abscisses, puis une correction en $1/E$ des ordonnées.

II. REALISATION PRATIQUE

1) Réalisation mécanique

Pour réaliser notre analyseur électronique, nous avons transformé l'analyseur ionique mobile construit au laboratoire (20). Nous avons conservé l'enceinte et son groupe de pompage, le système de bombardement ionique et le porte-échantillon, en ne remplaçant que les quelques rares pièces qui n'étaient pas amagnétiques. Il importe en effet de supprimer toutes les pièces non amagnétiques qui pourraient perturber le champ magnétique, donc déformer les trajectoires et affecter le bon fonctionnement de l'analyseur. Cependant, nous avons dû conserver les pompes à diffusion d'origine qui sont en acier, mais nous les avons éloignées au maximum, ainsi que la pompe primaire dont le moteur crée un champ magnétique alternatif qui est ainsi rendu négligeable au niveau de l'enceinte.

Le système de bombardement (fig. 2) comprend un canon à ions à oscillation haute fréquence, une lentille à trois électrodes pour la focalisation et un système de déflexion électrostatique à 90° qui permet d'éliminer les atomes neutres du faisceau d'ions. On peut ainsi envoyer

sur l'échantillon un faisceau d'ions de gaz rares, en général d'argon, d'une énergie fixée à 10 keV avec une densité de bombardement voisine de $10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ sur une aire inférieure au mm^2 .

Le système porte-échantillon permet une rotation sous vide de l'échantillon autour de l'axe du faisceau incident, ce qui sert à l'orientation et à l'étude des monocristaux, et un déplacement latéral de l'échantillon qui permet de changer de point d'impact en cours de manipulation. L'échantillon peut aussi être incliné par rapport à l'axe du faisceau incident, mais cette opération ne peut être effectuée que lors de l'ouverture de l'appareil, et l'inclinaison ne peut donc être modifiée en cours d'expérience. Nous travaillons en général avec un bombardement normal à l'échantillon.

Nous avons réalisé le spectromètre lui-même de façon à disposer du plus grand débattement angulaire possible, tout en conservant une bonne résolution, ce qui nous a conduit, compte tenu des impératifs liés à l'enceinte déjà existante, à adopter un rayon $R = 67 \text{ mm}$ pour la trajectoire moyenne des électrons et nous permet d'étudier l'émission électronique secondaire pour les angles d'émission compris entre 12° et 52° par rapport à la direction de bombardement.

L'échantillon est entouré de deux cylindres coaxiaux, d'axe vertical perpendiculaire à la direction de bombardement, qui ont pour but de ne laisser sortir pratiquement que les électrons de la direction étudiée. Le cylindre interne, relié électriquement à l'objet par l'intermédiaire d'un micro-ampèremètre qui donne une mesure approchée du courant électronique total, est fixe et comporte un trou pour le passage des ions primaires, une fente horizontale pour le passage des électrons secondaires, ainsi qu'une échancrure pour le pompage et le passage du bras porte-échantillon. Le cylindre externe est solidaire du bras mobile qui porte le détecteur et définit l'ouverture et la direction du faisceau étudié : un trou circulaire de 1 mm de diamètre limite un faisceau utile à $1,5^\circ$ d'angle de demi-ouverture dans une direction bien définie pour les électrons ayant l'énergie étudiée E. Une fente horizontale permet le passage des ions primaires et une échancrure, le pompage et le passage du bras porte-échantillon.

En réalité, il ne sort pas du diaphragme un faisceau fin de direction bien déterminée, mais un faisceau largement ouvert comprenant des électrons d'énergie et de direction d'émission initiale variées (fig. 6). En effet, les électrons commencent à tourner sous l'effet du champ magnétique dès qu'ils sortent de la cible, et ceux qui ont l'énergie E et qui sont les seuls qui seront recueillis par le détecteur, ont déjà tourné de 16° environ au passage du cylindre externe. Des électrons d'énergie très supérieure à E ou des ions, émis dans une direction faisant un angle égal au maximum à -8° avec la direction étudiée, passeront aussi à travers le diaphragme, tandis que les électrons les moins rapides qui sortent du cylindre sont ceux qui, émis presque perpendiculairement à la direction étudiée, arrivent tangentiellement au diaphragme (supposé pour simplifier infiniment mince) : ces électrons ont une trajectoire dont le diamètre est égal au rayon du cylindre externe. Ce cylindre ayant un rayon $r = \frac{R}{3,5} = 19$ mm, ces électrons ont une énergie $E' \sim E/50$. Il sort donc du diaphragme un spectre d'électrons émis dans des directions initiales variant de 82° à -8° par rapport à la direction étudiée et ayant des énergies variant respectivement de $E/50$ à l'infini. Certes, ces ions et ces électrons dont l'énergie n'est pas égale à E ne peuvent arriver directement au détecteur, mais ils pourraient, par émission secondaire, produire un bruit de fond gênant. C'est pourquoi, nous avons placé deux plaques de blindage, perpendiculaires entre elles et solidaires du bras mobile, percée chacune d'une fenêtre qui ne laisse passer que ceux des électrons dont l'énergie est voisine de E : les ions et les électrons parasites sont ainsi arrêtés et une présélection des énergies est réalisée.

Nous avons placé ensuite, à l'endroit où s'effectue la focalisation des électrons d'énergie E , un système de lames dont l'écartement variable définit la résolution; ce système est porté par le bras mobile. Le rayon de courbure de la focale étant très grand ($\pi^2 R = 67$ cm), nous avons réalisé des lames à bord rectiligne dont l'écartement, variable de 0 à 5 mm avec une précision supérieure au $1/10$ mm, peut être réglé sous vide au moyen d'un tournevis que l'on peut engager dans une vis de commande pour une position déterminée du bras mobile (l'aberration d'ouverture étant toute entière sur le côté interne de la focale, la lame externe est maintenue fixe et la lame interne est mobile). Au niveau des lames de sélection, l'élargissement du faisceau dû à l'aberration d'ouverture étant très faible, l'écartement des lames est en général

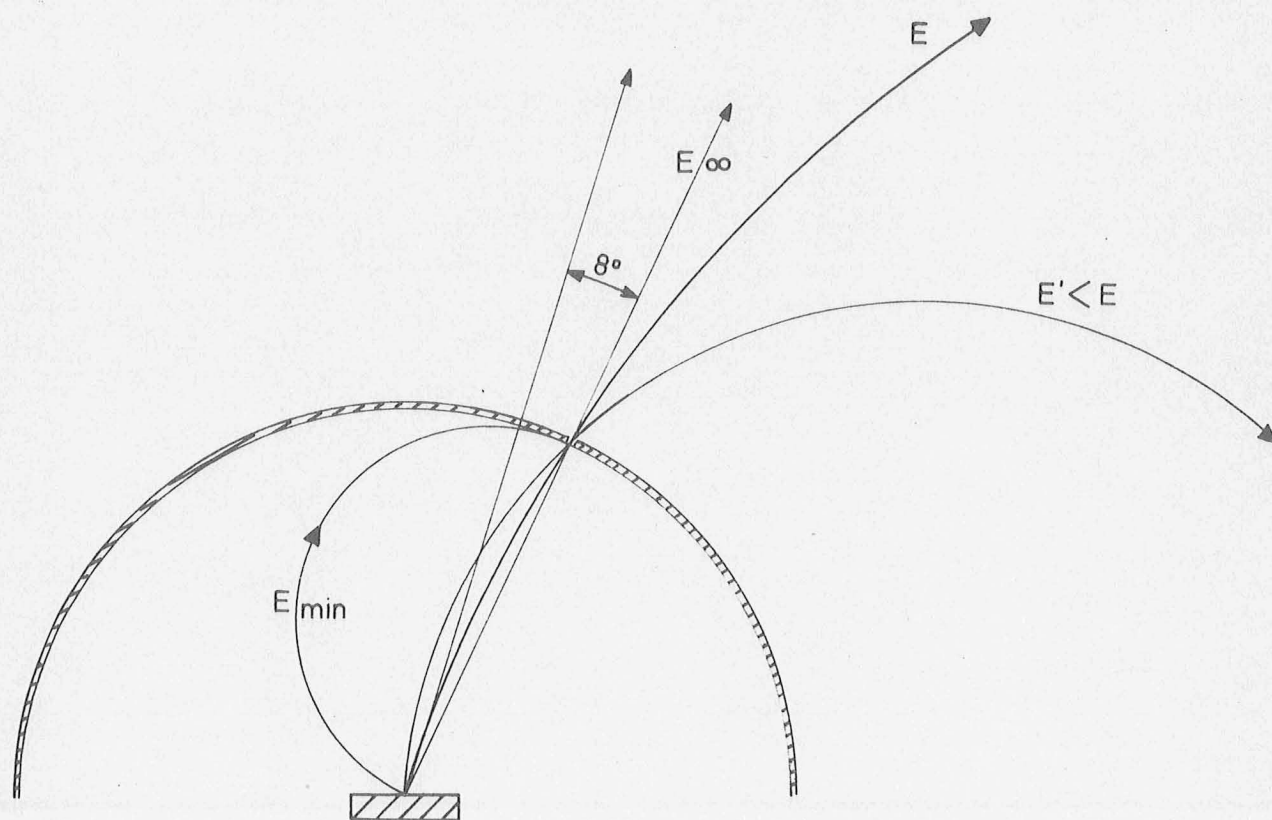


Fig. 6. Trajectoires des électrons sortant du cylindre par le diaphragme.

pris égal au diamètre de la tache émissive. Cependant, il peut être plus grand quand on veut enregistrer des pics d'intensité particulièrement faible. Dans les conditions où nous travaillons, la focale a une hauteur de 12 mm, mais l'ensemble de détection est prévu pour des faisceaux ayant jusqu'à 2° de demi-angle d'ouverture.

Le système de détection est un cylindre de Faraday situé loin derrière les lames de sélection^x dont l'écartement est de l'ordre de 0,7 mm, et qui est relié, par une connexion blindée passant à l'intérieur du bras mobile, à un picoampèremètre qui sert de préamplificateur à un enregistreur X - Y. Nous avons préféré ne pas utiliser l'échelle la plus sensible du picoampèremètre pour enregistrer nos signaux, qui ne dépassent que rarement le picoampère, afin de conserver un temps de réponse rapide sur l'enregistreur. Le cylindre de Faraday nous permet d'avoir une résolution relative $\Delta E/E$ égale à 1/100, ce qui donne environ 0,5 eV au voisinage des pics Auger de Mg ou Al.

^x L'espace ainsi réservé nous permettra de monter par la suite, verticalement en dessous du faisceau, un multiplicateur d'électrons à persiennes afin d'améliorer les performances de l'appareil. Une déflection électrostatique permettra soit de laisser les électrons arriver sur le cylindre de Faraday, soit de les envoyer sur le multiplicateur. L'axe du multiplicateur est parallèle à \vec{B} , de manière à ce que son fonctionnement soit pratiquement indépendant du champ magnétique (documentation du constructeur EMI réf : 30 M/6-67 (PMT)).

2) *Obtention du champ magnétique*

La paire de bobines de Helmholtz, de rayon moyen $r = 42$ cm et d'axe vertical, produit le champ magnétique de focalisation des électrons qui a la même direction que la composante verticale du champ magnétique terrestre. La valeur du champ, qui n'est d'ailleurs limitée actuellement que par l'alimentation électrique, est de 8,5 gauss qui, venant s'ajouter aux 0,3 gauss de la composante verticale du champ magnétique terrestre, permettent d'étudier des électrons dont l'énergie peut atteindre 300 eV (le champ magnétique principal et la composante verticale du champ magnétique terrestre sont de même sens dès que l'on veut étudier des électrons dont l'énergie est supérieure à 0,5 eV). La puissance dissipée par effet Joule (60 W au maximum) est suffisamment faible pour que l'on puisse effectuer des variations brusques et importantes du champ magnétique : les fils ne chauffant pratiquement pas, le champ magnétique s'établit instantanément. L'homogénéité du champ magnétique est suffisante pour que l'intensité du courant passant dans les bobines de Helmholtz pour la focalisation des électrons Auger soit indépendante de la direction d'émission, donc de la position du détecteur.

La composante horizontale du champ magnétique terrestre est compensée, dans la région utile, au moyen de paires de cadres rectangulaires d'axes horizontaux perpendiculaires. Cette compensation est nécessaire car, sous l'action d'un champ magnétique parasite horizontal, les électrons ont tendance à monter ou à descendre tout au long de leur parcours et peuvent ainsi ne plus arriver au détecteur. Les inhomogénéités de champ magnétique créées par les cadres ou par les masses magnétiques les plus proches sont suffisamment faibles pour que l'on puisse effectuer un enregistrement en faisant varier le champ magnétique principal sans avoir à retoucher le champ magnétique horizontal de compensation ; il faut cependant le retoucher légèrement lorsque l'on change la direction étudiée. Ceci nous permet donc d'enregistrer, pour chaque direction angulaire, le spectre énergétique des électrons secondaires en effectuant un balayage automatique du champ magnétique vertical et en portant sur l'enregistreur X - Y en abscisse le courant traversant les bobines et en ordonnée le courant reçu par le détecteur.

III. MISE AU POINT

Afin de procéder à l'étalonnage du spectromètre et de se rendre compte de sa résolution effective, nous avons monté, à la place de l'objet, un canon à électrons qui nous a permis de vérifier le comportement du spectromètre pour l'analyse des électrons d'énergie variable entre 10 et 300 eV. Le canon est constitué d'une cathode à oxydes plane et d'une anode percée d'un trou de 0,7 mm de diamètre qui joue le rôle d'objet émissif ; la cathode est un filament plat de nickel, recouvert d'un mélange en proportions égales d'oxydes de baryum, de strontium et de calcium, porté à la tension $-V$ par rapport à l'anode qui reste à la masse. La cathode et les amenées de courant (en fils torsadés) ont été réalisées de manière à produire un champ magnétique aussi réduit que possible dont l'action sur le faisceau est négligeable dès que l'énergie dépasse quelques électron - Volts.

Les électrons qui sortent par le trou de l'anode et sont analysés par le spectromètre, ont l'énergie $V + v_0$, si v_0 est la différence de potentiel de contact entre la cathode et le cuivre dont est fait l'anode. Ce système présente quelques inconvénients car, d'une part le courant émis par le trou et le diamètre apparent de la source varient avec la tension V , d'autre part la chute de tension dans la cathode est importante et le faisceau n'est pas monoénergétique : à la dispersion due à la température de la source ($kT \sim 0,1$ eV), il faut ajouter la variation du potentiel de départ due à la résistance et à l'étendue de la source ($\Delta V > 0,2$ eV). Nous ne pouvons donc mesurer avec exactitude la résolution de l'appareil, mais seulement nous rendre compte de ses possibilités.

Nous avons relevé avec le spectromètre le profil de la distribution de l'émission électronique à diverses énergies, et mesuré la largeur à mi-hauteur; nous avons ainsi trouvé 0,7 eV à 10 eV et 0,6 eV à 50 eV et à 200 eV. Ceci montre une résolution relative supérieure au $1/300$ à 200 eV et confirme donc le fait que la taille de la source varie avec la tension appliquée sur la cathode. Aux énergies voisines des pics Auger des métaux légers ($E \sim 50$ eV), on peut espérer une résolution de 0,6 eV, en bon accord avec la valeur théorique : $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta R}{R} = \frac{0,7}{68} \sim \frac{1}{100}$.

Pour réaliser l'étalonnage du spectromètre, nous avons relevé, pour chaque valeur de V , le courant I passant dans les bobines de Helmholtz pour lequel le courant collecté sur le cylindre de Faraday est maximum et avons tracé la courbe $V = f(I - I_0)^2$ où I_0 représente le courant pour lequel le champ magnétique créé par les bobines compense exactement la composante verticale du champ magnétique terrestre, soit $I_0 = - 85$ mA. Nous avons trouvé une droite ne passant pas par l'origine et coupant l'axe des énergies en $v_0 = 3,0 \pm 0,3$ eV, différence de potentiel de contact entre le cuivre et la cathode dont la valeur trouvée expérimentalement est conforme à celle des tables ($v_0 = 4,4 - 1,7 = 2,7$ eV). Le fait que nous ayons trouvé une droite montre que l'appareil est suffisamment amagnétique et que l'homogénéité des champs est suffisante. L'énergie des électrons collectés est donc reliée au courant passant dans les bobines par la relation :

$$\boxed{E = 78 (I + 0,085)^2} \quad \left\{ \begin{array}{l} E \text{ en électron - volt} \\ I \text{ en Ampère} \end{array} \right.$$

Cependant, pour que cette énergie calculée corresponde effectivement à l'énergie cinétique des électrons émis par le métal bombardé, il faut tenir compte de la différence de potentiel de contact qui existe entre l'échantillon et le cylindre de Faraday (en laiton). Nous avons donc placé, dans la connexion qui relie le cylindre interne à l'objet, une pile qui permet de compenser cette différence de potentiel de contact et d'assurer la validité du calcul de l'énergie des électrons.

2^{ème} PARTIE : RESULTATS

I. RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Obtention du spectre

La forme exacte de la distribution énergétique des électrons secondaires est liée à la propreté de la surface bombardée, c'est pourquoi le spectre évolue au cours du temps, au fur et à mesure que la surface est décapée par le bombardement ionique (fig. 7). Cependant, après un temps suffisant de bombardement, qui dépend de la préparation de la surface et de la densité de bombardement, le spectre énergétique est indépendant de l'état initial de la surface et est bien reproductible, à l'exception toutefois des intensités relatives des divers pics.

Nous pouvons suivre sur la figure (7a) l'évolution avec le temps du spectre énergétique des électrons secondaires obtenu à partir d'un échantillon d'aluminium (pureté 99,99 %), poli au papier et bombardé avec une densité ionique de l'ordre de $5 \mu\text{A}/\text{mm}^2$. On voit parfaitement un pic principal à 63 eV sortir du fond continu et croître jusqu'à atteindre sa valeur maximale après un temps de bombardement de trois-quarts d'heure (fig. 8). Les deux autres pics situés à des énergies plus basses, que nous appellerons pics secondaires, ne sont bien marqués qu'après un quart d'heure de bombardement et se stabilisent en même temps que le pic principal. Nous avons mesuré simultanément l'émission électronique totale sur le cylindre qui entoure l'objet et constaté qu'elle décroît avec le temps et atteint un palier où elle se stabilise en même temps que le pic principal.

Les monocristaux qui nous ont servi lors des études sur la distribution angulaire des électrons secondaires étant tous polis électrolytiquement, nous avons voulu étudier aussi l'influence du polissage électrolytique sur le spectre énergétique des polycristaux. Nous n'avons constaté aucune différence notable dans la forme du spectre définitif (fig. 7b), mais l'état permanent est atteint deux fois plus vite lorsque

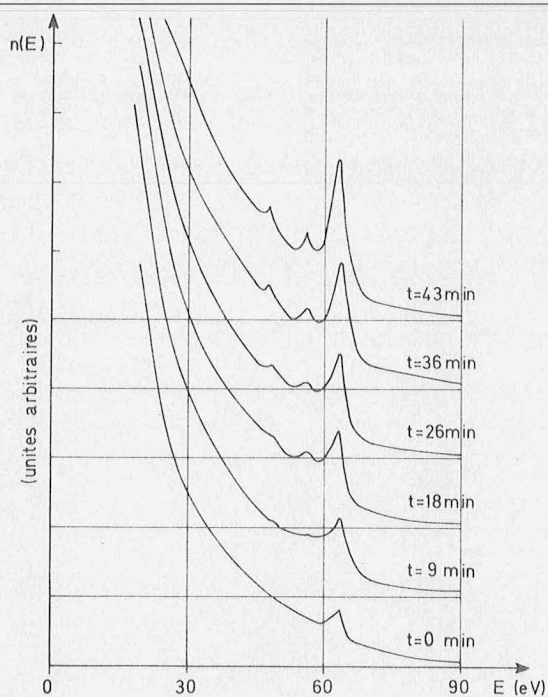


Fig. 7a.

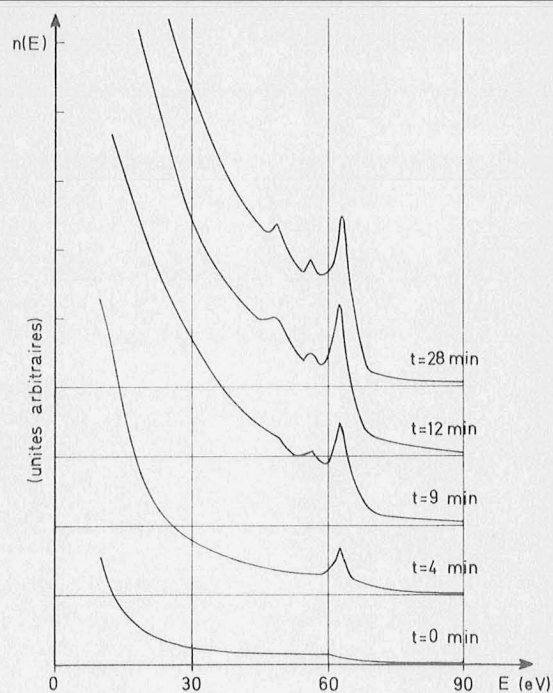


Fig. 7b.

Fig. 7. Variation avec le temps de la distribution électronique de Al.

- a: Echantillon poli mécaniquement
- b: Echantillon poli électrolytiquement

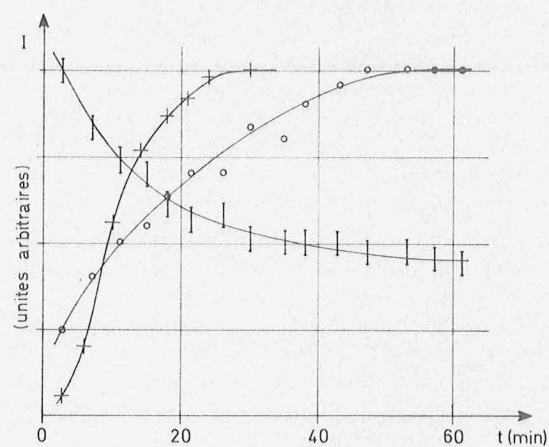


Fig. 8. Variation de l'intensité du pic principal et de l'émission électronique totale de Al avec le temps.

- o pic principal
 - I émission électronique totale
 - + pic principal: Al poli électrolytiquement
- } Al poli mécaniquement

l'échantillon est poli électrolytiquement que lorsqu'il est poli mécaniquement (fig. 8).

Si l'on bombarde un échantillon qui a déjà été nettoyé par bombardement ionique et uniquement recontaminé par le gaz résiduel de l'enceinte, le spectre électronique prend presque instantanément sa forme définitive : le temps de stabilisation est de quelques secondes.

Etant donné le peu d'importance de l'état initial de la surface sur l'aspect final du spectre et les densités ioniques de bombardement ($10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$) auxquelles nous travaillons habituellement, nous n'avons pas jugé utile de polir électrolytiquement nos échantillons. En effet, le temps de réglage et de stabilisation du canon (un quart d'heure) est comparable au temps nécessaire pour atteindre le spectre définitif à partir d'une surface polie mécaniquement et bombardée avec une densité de l'ordre de $10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$. Un bombardement prolongé révèle les grains des polycristaux et détruit la planéité de la surface car la vitesse de pulvérisation d'un monocristal dépend de son orientation. Cependant, ce phénomène n'influence pas notablement les résultats car nous ne faisons pas d'image de la surface.

La figure (9) présente les distributions énergétiques en régime permanent des électrons secondaires émis par des cibles de métaux légers (Be, Mg, Al, Si) soumises à un bombardement d'ions argon de 10 keV. Les spectres sont perturbés en dessous de 8 eV environ, car le spectromètre, avec son système de focalisation sans champ électrique accélérateur, collecte mal les électrons lents qui sont trop sensibles aux inhomogénéités de champ magnétique, aux champs électriques parasites et à la contamination des électrodes. C'est pourquoi les courbes de distribution énergétique présentent un maximum de basse énergie situé vers 8 eV, valeur légèrement plus forte que les valeurs trouvées habituellement (3 à 5 eV) (9, 10) ; ce maximum de basse énergie est suivi d'une décroissance rapide selon une loi en $1/E^n$ (nous trouvons expérimentalement une valeur de n comprise entre 2 et 3, en accord avec les théories de la diffusion des électrons dans un métal (21)). Cette partie du spectre et la partie de plus haute énergie correspondent aux électrons "normaux" qui, éjectés lors des chocs des ions et des atomes entre eux ou provenant de désexcitations Auger, sont ralentis lors de leur sortie du métal.

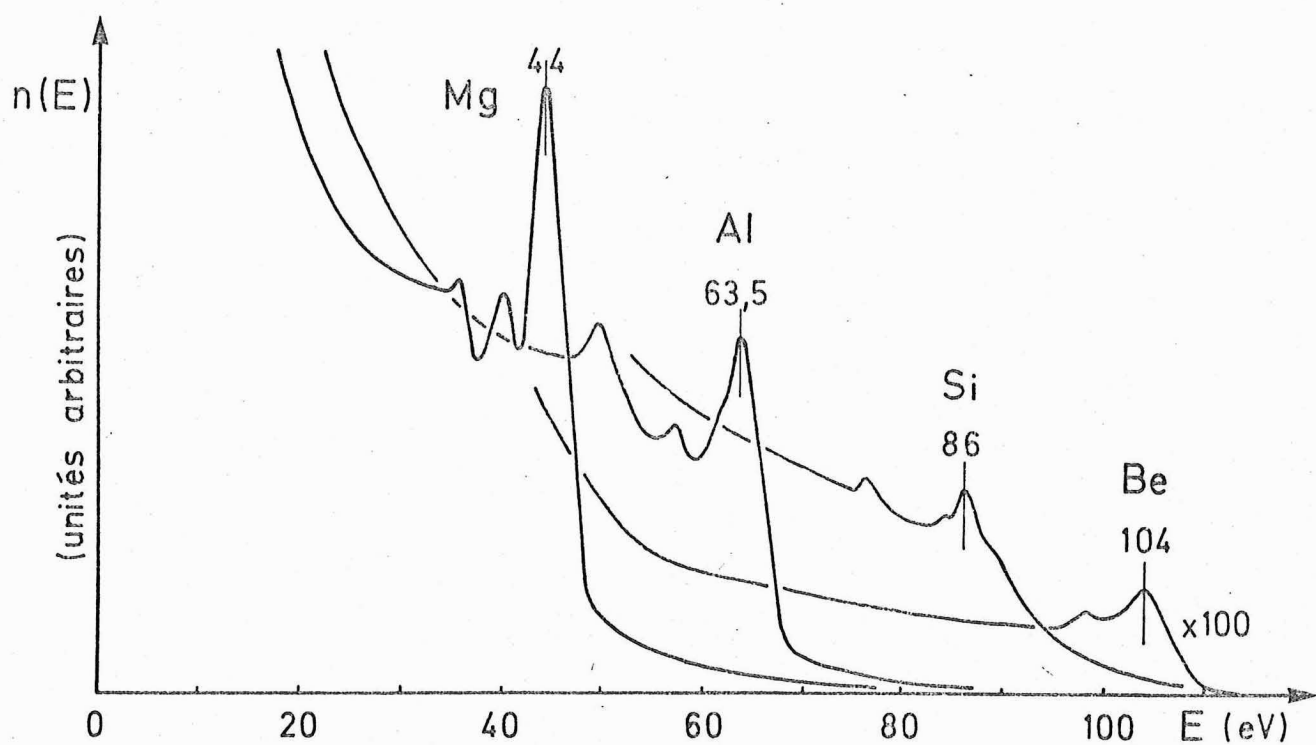


Fig. 9. Distributions énergétiques des électrons secondaires émis par les métaux légers.

Aux énergies moyennes, on peut voir un renforcement relatif dans la distribution énergétique des électrons secondaires et une série de pics de 2 à 3 eV de largeur suivis d'une chute très rapide: ces pics et cette chute correspondent à des énergies caractéristiques du métal étudié et sont liés à des désexcitations Auger. Nous appelons "spectre Auger" ce renforcement dans la distribution, pic principal le pic le plus important de ce spectre, et pics secondaires les pics situés à quelques électron - Volts en dessous du pic principal. Par suite de la mauvaise collection des électrons de basse énergie et du petit nombre d'électrons de haute énergie, il n'est pas facile de séparer le spectre Auger du spectre des électrons "normaux" et les erreurs d'estimation du nombre des électrons "normaux" au niveau du spectre Auger peuvent être importantes.

2) Limite haute énergie

L'extrémité haute énergie du spectre Auger est une caractéristique intéressante, car sa position théorique se calcule aisément et sa détermination expérimentale est assez sûre : en effet, la décroissance du spectre Auger pour les énergies supérieures à celle du pic principal est extrêmement rapide et donc le point de raccordement avec le spectre des électrons normaux facile à déterminer.

Le tableau (I) regroupe les mesures des énergies de la limite haute énergie (en eV) mesurées dans nos expériences (chiffres sans références) et celles qui ont été données par d'autres auteurs, aussi bien dans des expériences effectuées sous bombardement ionique que sous bombardement électronique

	Be	Mg	Al	Si
Bombardement ionique	112	49	69	94
	110 ^x (a)	43 ^x (a)	74 ^x (a)	97 ^x (a)
		48(b)	69(b)	95(b)
Bombardement électronique	110(c)		70(c)	

(a) J.-F. Hennequin (réf. 9)

(b) L. Viel, C. Benazeth, B. Fagot et N. Colombié (réf.10)

(c) J.-J. Lander (réf. 5)

Tableau I : Résultats expérimentaux pour la limite haute énergie

On remarque que, quel que soit le type de bombardement, les résultats expérimentaux sont en bon accord entre eux.

^x Ces valeurs doivent être augmentées de 5 à 6 eV (voir Tableau II).

3) Pic principal

Le pic principal de la distribution Auger est situé du côté haute énergie du spectre et est toujours beaucoup plus intense que les pics secondaires qui l'accompagnent. Les résultats trouvés avec les deux modes de bombardement (électronique ou ionique) sont en bon accord en général (voir Tableau II). Les différences observées sur Mg entre les deux modes de bombardement ne sont pas significatives, car les valeurs données par Chang (f) correspondent vraisemblablement à la mesure faite par Palmberg et Rhodin (h) sur MgO, alors que les mesures faites sous bombardement ionique ont été faites sur le métal (pureté 99,9 % pour l'échantillon que nous avons utilisé).

Il est à noter cependant qu'il existe une différence importante entre les modes de bombardement en ce qui concerne la largeur du pic principal : les pics obtenus sous bombardement ionique ont une largeur à mi-hauteur de 2 à 3 eV, qui est deux fois plus faible que la largeur des pics obtenus par bombardement électronique (5 à 6 eV).

	Be	Mg	Al	Si
Bombardement ionique	103	44	63,5	87
	93(a)	38(a) 45,5(b)	57(a) 63,5(b)	73(a) 85(b)
Bombardement électronique	104,5(d) ^x	51 } 42 } (f,h)	64(c)	91(j,k) ^x
	104(e) ^x		67(d,i) ^x	89(m) ^x
	94(f) ^x		79	87(n)
	95(g)		54 } 67,6(p) (f)	88(f)

Tableau I : Résultats expérimentaux pour le pic principal

Note ^x Ces valeurs sont mesurées, selon une convention usuelle en Spectroscopie Auger, au minimum de la dérivée première $N'(E)$ du spectre électronique et sont donc par définition trop fortes d'environ 3 à 4 eV. Ainsi,

Taylor (n) donne une valeur de pic de 87 eV pour Si et mesure un minimum de la dérivée première du spectre à 91 eV.

- (a) J.-F. Hennequin (réf. 9)^x
- (b) L. Viel, C. Benazeth, B. Fagot, et N. Colombié (réf. 10)
- (c) J.-J. Lander (réf. 5)
- (d) M. Suleman et B. Pattinson, J. Phys. F. 1 (1971) L 21, L 24
- (e) R.G. Musket et R.J. Fortner, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 80
- (f) Chuan C. Chang, Surf. Sci. 25 (1971) 53
- (g) L.A. Harris (réf. 6)
- (h) P.W. Palmberg et T.N. Rhodin (réf. 14)
- (i) D.T. Quinto et W. D. Robertson (réf. 34)
- (j) H.E. Bishop et J.C. Rivière, Surf. Sci. 17 (1969) 462
- (k) R.E. Weber et W.T. Peria, J. Appl. Phys. 38 (1967) 4355
- (m) J.M. Charig et D.K. Skinner, Surf. Sci. 19 (1970) 283
- (n) N.J. Taylor, Surf. Sci. 17 (1969) 466
- (p) L.H. Jenkins et M.F. Chung, Surf. Sci. 28 (1971) 409

^x

Les valeurs obtenues par Hennequin sont trop basses et doivent être corrigées en ajoutant environ 6 eV. Cette erreur systématique est due à une mauvaise position du zéro d'énergie, l'appareil collectant très mal les électrons lents.

4) Pics secondaires

Si la position des pics secondaires par rapport au pic principal est bien reproductible et facilement mesurable dans nos expériences, leur intensité, tout en restant toujours très inférieure à celle du pic principal, varie notablement d'une expérience à l'autre. Parfois l'on observe des pics très nets et de largeur à mi-hauteur comparable à celle du pic principal, mais parfois aussi les pics sont à peine visibles. On remarque que les divers résultats expérimentaux (tableau III) obtenus par bombardement ionique sont en bon accord entre eux. Il en est de même des résultats obtenus par bombardement électronique, mais chacune des deux méthodes de bombardement conduit à des résultats différents. Il faut donc y voir un phénomène spécifique du mode de bombardement, sur lequel nous reviendrons un peu plus loin.

	Be	Mg	Al	Si
Bombardement Ionique	(10) ^x	4 } 9 }	7 } 14 }	10 } (22) ^x }
		4 } 8 } (b)	7 } 14 } (b) 21 }	10 } 20 } (b)
Bombardement électronique	12 (e)	9 (f,h)	15(f,i) +15 } -15 } (d) ^{xx}	17 } 35 } (j) 13 } 27 } (f) 17 } 34 } (n)

Tableau III : Ecart entre le pic principal et les pics secondaires

- (b) L. Viel, C. Benazeth, B. Fagot et N. Colombié (réf. 10)
 (d) M. Suleman et B. Pattinson, J. Phys. F. 1 (1971) L 21
 (e) R.G. Musket et R.J. Fortner, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 80
 (f) Chuan C. Chang, Surf. Sci. 25 (1971) 53
 (h) P.W. Palmberg et T.N. Rhodin (réf. 14)
 (i) D.T. Quinto et W.D. Robertson Surf. Sci. 27 (1971) 645
 (j) H.E. Bishop et J.C. Rivière, Surf. Sci. 19 (1969) 462
 (n) N.J. Taylor, Surf. Sci. 17 (1969) 466

Note^{xx}

Suleman et Pattinson (d) ont observé deux pics secondaires situés de part et d'autre du pic principal à + 15 eV et - 15 eV, qu'ils attribuent respectivement à la perte et au gain d'un plasmon de volume.

^x Ces valeurs sont peu sûres, car le rapport signal/bruit est très faible.

II. TENTATIVE D'INTERPRETATION

Pour tenter d'interpréter le spectre des électrons Auger, nous allons décrire les divers modes de production envisageables des électrons Auger qui proviennent de la désexcitation des atomes du métal. Lors du choc d'un ion argon ou d'un atome métallique rapide sur un autre atome métallique, il peut se former un trou dans une couche profonde (1s pour Be, 2p pour Mg, Al, Si) dont la durée de vie (10^{-14} s) est suffisante pour que l'atome métallique puisse sortir du métal, à l'état neutre, en conservant ce trou interne (12). Il convient alors d'examiner les cas extrêmes de désexcitation, c'est-à-dire, soit une désexcitation à l'intérieur du métal, soit une neutralisation Auger à la surface, soit une désexcitation externe, tout en étant conscient que cette séparation en trois processus est assez artificielle, car l'on passe de manière continue de l'un à l'autre.

1) Désexcitation interne

Le processus de désexcitation interne est le seul envisageable pour les expériences effectuées sous bombardement électronique pour lesquelles il n'y a pas d'éjection d'atomes du métal. Il y a tout lieu de penser que c'est aussi le processus prépondérant pour les expériences effectuées sous bombardement ionique (9).

Sur l'aluminium, la transition Auger qui permet la désexcitation de l'atome excité est une transition $L_{23}VV$, c'est-à-dire que le trou est sur le niveau L_{23} (les niveaux L_2 et L_3 étant très voisins sur les métaux légers), et que les électrons qui participent à la transition Auger sont tous deux initialement dans la bande de conduction. Dans l'état final, l'un des électrons est descendu sur le niveau 2p tandis que l'autre est éjecté avec une énergie cinétique égale à $E_1 - E_2 - E_3$ (fig. 10). Le spectre des électrons secondaires émis va donc représenter le produit de convolution de la densité d'état de la bande de conduction par elle-même, pondéré par une probabilité de transition tenant compte de l'énergie initiale des deux électrons et de l'énergie du trou. Cette probabilité de transition peut être raisonnablement considérée comme une fonction monotone sur toute la largeur de la bande de conduction (22). Il y a lieu toutefois d'envisager, pour des transitions faisant intervenir

des électrons pris au voisinage du niveau de Fermi, une modification du spectre en haut de bande due à un effet collectif des électrons (23).

S'il n'y a pas de perte d'énergie dans le cristal, le spectre des électrons secondaires doit donc avoir une largeur double de la largeur de la bande de conduction et l'énergie maximale des électrons émis correspond à une transition où les deux électrons sont au niveau de Fermi, c'est-à-dire que l'électron éjecté a l'énergie $E_{L23} - 2\phi = 69$ eV pour l'aluminium. C'est précisément la valeur trouvée expérimentalement pour le bord haute énergie du spectre Auger de ce métal. Le même accord apparaît pour tous les autres métaux étudiés. S'il n'y avait pas de ralentissement des électrons lors de leur sortie du métal, on devrait observer une limite basse énergie située à une distance de la limite haute énergie égale à deux fois la largeur de la bande de conduction. En réalité, du fait des pertes d'énergie subies par les électrons, le spectre s'étale du bord haute énergie jusqu'à des énergies bien inférieures à cette limite théorique de basse énergie, que l'on ne peut donc mettre en évidence.

Dans cette interprétation (désexcitation interne), le pic principal du spectre Auger de l'aluminium, à 63,5 eV, correspondrait à une transition pour laquelle les deux électrons viendraient d'un niveau moyen situé à 3 eV en dessous du niveau de Fermi. Il ne semble donc pas possible d'attribuer ce pic fin à un effet collectif des électrons qui ne peut se faire sentir que pour des électrons très proches du niveau de Fermi.

Un calcul supposant une densité d'état parabolique, une largeur de bande $\Delta E = 12$ eV et une probabilité de transition uniforme sur toute la largeur de la bande de conduction, conduit à un maximum dans la distribution des électrons secondaires, d'une douzaine d'électron - Volts de largeur à mi-hauteur, situé à $0,8 \Delta E \sim 10$ eV du bord haute énergie, soit 59 eV pour l'aluminium. L'écart significatif entre la position calculée et la position mesurée (63,5 eV) pourrait peut-être être attribué au fait que, dans l'aluminium, une transition Auger faisant intervenir deux électrons proches du niveau de Fermi serait beaucoup plus probable. Cependant, sur le magnésium, dont la bande de conduction est parabolique et d'une largeur de 6 eV, la position calculée du maximum est $0,8 \Delta E \sim 5$ eV du bord haute énergie, soit 44 eV, et est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Dans les expériences réalisées sous bombardement électronique sur le silicium, Amélio (22) a montré que le spectre enregistré correspondait au produit de convolution de la densité d'état par elle-même.

Dans le cas des expériences réalisées sous bombardement ionique, on pourrait attribuer la plus grande finesse des pics à une influence des atomes libres, proches de la surface, éjectés par le bombardement primaire. En effet, il a été montré que la présence d'atomes étrangers, adsorbés à la surface d'un métal, modifient la densité d'état de la bande de conduction qui peut alors présenter des maximums correspondant aux niveaux atomiques de l'atome adsorbé (24) (ces niveaux d'énergie, localisés sur l'impureté, sont des états liés virtuels). On peut de même imaginer que les atomes éjectés, quittant la surface, influencent, tant qu'ils sont proches, la densité d'état de la bande de conduction et y font apparaître des maximums correspondant à peu près aux niveaux de l'atome libre. Ces maximums de la densité d'état apparaîtront alors sous forme de pics dans le spectre des électrons secondaires provenant des désexcitations internes. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec une interprétation de ce type.

2) Neutralisation Auger

Dans la neutralisation Auger, la désexcitation de l'atome excité se produit au voisinage immédiat de la surface, à l'extérieur du métal, avec intervention des électrons de conduction et des électrons de l'atome libre : l'un des électrons participant à la transition provient de la bande de conduction, l'autre de l'un des niveaux de l'atome libre (fig. 10).

Dans une telle transition, la distribution énergétique des électrons secondaires doit représenter, à la probabilité de transition près, la densité d'état de la bande de conduction. Pour calculer l'énergie emportée par l'électron éjecté dans la transition $L_{23}M_1V$, il faut tenir compte de l'existence du trou interne sur l'atome libre, ce qui peut se faire selon un procédé classique (2) en prenant pour énergie des niveaux M les énergies des niveaux correspondants sur l'atome de numéro atomique supérieur, ici le silicium. D'autre part, il faut tenir compte aussi, au moins approximativement, du fait que les transitions $L_{23}M_1V$ et $L_{23}VM_1$ sont indiscernables, en prenant pour énergie de la transition

la moyenne des énergies calculées pour les transitions $L_{23}M_1V$ et $L_{23}VM_1$ (dans le cas des métaux légers, cette approximation semble être la plus raisonnable (25)). En supposant que l'énergie de l'électron qui provient de la bande de conduction est E_1 , l'énergie de l'électron éjecté sera alors $71 - E_1$ eV pour la transition $L_{23}M_2V$ et $65 - E_1$ eV pour la transition $L_{23}M_1V$. Le pic principal correspondrait alors à la transition $L_{23}M_2V$, l'électron qui vient de la bande de conduction provenant d'un niveau situé à 3,5 eV en dessous du niveau de Fermi. On remarque qu'alors la transition $L_{23}M_1V$ correspondrait à un pic situé à 57,5 eV, soit sensiblement la valeur trouvée expérimentalement pour le premier pic secondaire, mais que l'on ne peut interpréter ainsi le deuxième pic secondaire.

Dans un processus de neutralisation Auger, le spectre des électrons secondaires reproduit la densité d'état dans la bande de conduction et non le produit de convolution de la densité d'état par elle-même comme dans le cas d'une désexcitation interne ; les pics reproduisant des maximums de la densité d'état sont alors deux fois plus fins dans le processus de neutralisation Auger que dans la désexcitation interne.

3) Désexcitation externe

Dans le cas d'une désexcitation externe qui aurait lieu loin de la surface du métal, on s'attend à trouver trois raies fines correspondant aux désexcitations $L_{23}M_2M_2$, $L_{23}M_2M_1$, $L_{23}M_1M_1$, soit pour l'aluminium trois pics aux énergies 64 eV, 57,5 eV et 51,5 eV (fig. 10). On remarque que ces valeurs sont voisines des valeurs trouvées expérimentalement pour le pic principal et les pics secondaires, mais la largeur à mi-hauteur des pics est bien supérieure à celle qui correspondrait à une désexcitation de l'atome libre (quelques dixièmes d'électron-Volts pour une durée de vie de l'ordre de 10^{-14} s).

Dans le cas, plus réel, où la désexcitation a lieu à l'extérieur, mais au voisinage immédiat de la surface, les niveaux de l'atome ne sont pas fins, mais probablement élargis par l'influence de la bande de conduction (fig. 11). Cet élargissement des niveaux est d'autant plus fort que l'atome est plus proche de la surface et peut expliquer alors la largeur des pics observés. Il s'agit là du même phénomène que celui qui a été envisagé plus haut pour expliquer la présence de niveaux fins dans la bande de conduction.

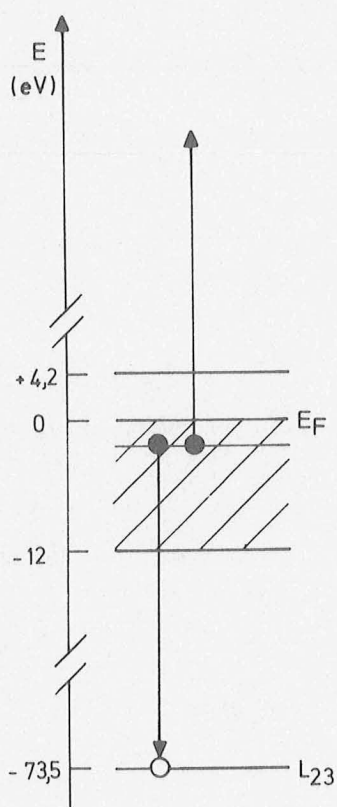


Fig. 10a.

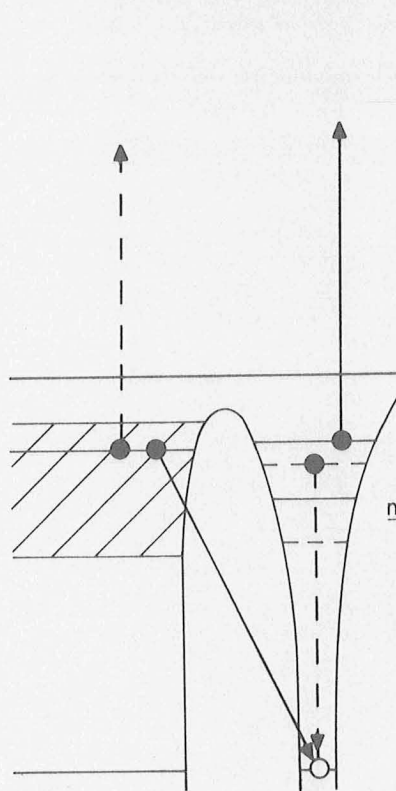


Fig. 10b.

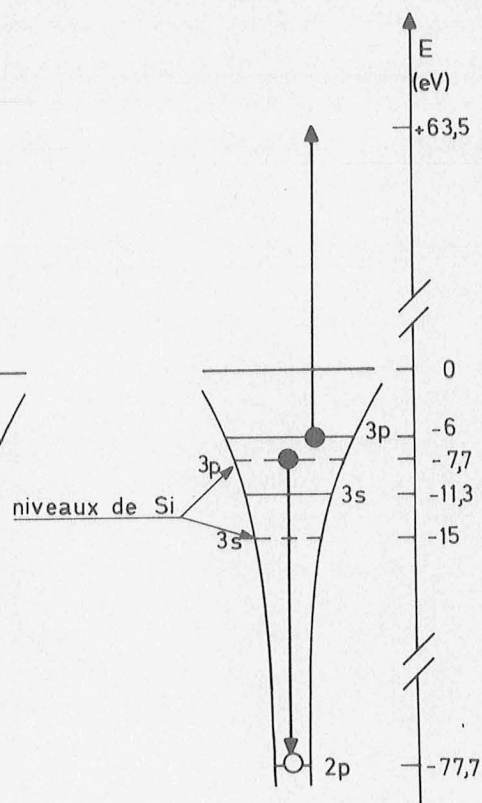


Fig. 10c.

Fig. 10. Désexcitations par effet Auger de l'aluminium.
 a: à l'intérieur du métal
 b: à la surface du métal (Neutralisation Auger)
 c: à l'extérieur du métal

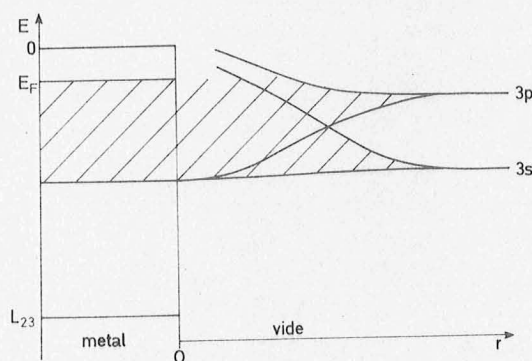


Fig. 11. Largeur des niveaux en fonction de la distance de l'atome à la surface du métal.

		Be	Mg	Al	Si
Travail de sortie ϕ		3,9 (9)	3,6 (q)	4,2 (r)	4,8 (9)
Niveau	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ L_{23} \end{array} \right.$ par rapport à $E_F(s)$	111	52	73,5	99,5
Bord haute énergie ($L_{23} - \phi$ ou $K - \phi$)		107	48,5	69	94,5
Transitions de l'atome libre (t) ^x	KL_1L_2	<u>100</u>			
	KL_1L_1	92			
	$L_{23}M_2M_2$		(50) ^{xx}	<u>64</u>	<u>87</u>
	$L_{23}M_2M_1$		<u>43</u>	57,5	79
	$L_{23}M_1M_1$		32	51,5	71

Tableau IV : Données relatives aux métaux légers

Les valeurs soulignées correspondent au pic principal

(q) J.C. Rivière, Solid State Surface Science, New York, Marcel Dekker Inc. (1969)

(r) G. Blaise et G. Slodzian, C.R. Acad. Sc, 271 (1971) 1216

(s) K. Siegbahn (réf. 3)

(t) J.C. Slater, Phys. Rev. 98 (1955) 1039

Note

^x Les valeurs des niveaux L_{23} sont celles, plus récentes, qui ont été mesurées par Siegbahn (3).

^{xx}

La transition $L_{23}M_2M_2$ est très peu probable pour le magnésium, car elle suppose un trou sur un niveau M_1 en plus du trou $2p$.

4) Possibilité d'excitation de plasmon

Lors de leur sortie du métal, les électrons peuvent exciter un ou plusieurs plasmons de surface ou de volume et l'on peut donc s'attendre à voir dans le spectre Auger des pics secondaires, reproduisant la forme du pic principal, mais situés en dessous de ce dernier, et tels que les écarts entre les pics correspondent à l'énergie d'un plasmon.

Si les expériences de perte d'énergie d'électrons et les expériences d'émission électronique secondaire effectuées sous bombardement électronique ont mis en évidence des pertes de plasmon de surface et de volume du métal propre (tableau V), les expériences effectuées sous bombardement ionique n'ont pas montré les mêmes pertes caractéristiques : l'écart entre les pics correspond plutôt à l'énergie d'un ou plusieurs plasmons de surface de l'oxyde ! (tableau III et V). En effet, lorsqu'il existe une couche diélectrique, de constante diélectrique ϵ , en surface, la fréquence ω_s du plasmon de surface est reliée à la fréquence ω_p du plasmon de volume par la relation : $\omega_s = \omega_p / \sqrt{1 + \epsilon}$ (26). La constante diélectrique de l'alumine étant de l'ordre de 3, la fréquence du plasmon de surface de l'oxyde est 7,1 eV (27). L'absence de plasmon de volume n'est pas surprenante et confirmerait le fait que la plupart des trous 2p sont formés au voisinage immédiat de la surface.

Il n'est pas certain que le déplacement de la fréquence du plasmon de surface soit lié à la présence d'oxyde en surface, car il peut aussi bien provenir de la perturbation de la surface par le bombardement ionique. En effet, le bombardement primaire crée un grand nombre de défauts, perturbe fortement la surface et enfonce un grand nombre d'ions dans le métal (une estimation utilisant les résultats d'Almen et Bruce (28) sur la quantité totale du krypton incluse dans de l'aluminium soumis à un bombardement primaire de krypton et la probabilité de pénétration des ions argon dans l'aluminium décapé par bombardement ionique (29), nous permet de penser que la proportion d'argon dans les premières couches d'aluminium est de l'ordre de 10 %).

Il est possible que les nombreux défauts créés et la déformation de la surface influencent notablement la fréquence du plasmon de surface. On sait en effet que si la fréquence du plasmon de surface est $\omega_s = \omega_p / \sqrt{2}$ pour une surface plane, elle est $\omega_s = \omega_p / \sqrt{3}$ pour une surface sphérique. C'est ainsi qu'Endriz et Spicer ont pu expliquer récemment les variations de réflectance de films minces d'aluminium de rugosité contrôlée, par un déplacement de la fréquence du plasmon de surface du métal dû à la rugosité de la surface : l'abaissement de la fréquence du plasmon de surface est d'autant plus marqué que la surface est plus rugueuse (30). D'autre part, la présence d'argon en solution dans le métal, au voisinage de la surface conduit à un abaissement de la densité électronique et peut donc contribuer à l'abaissement de la fréquence du plasmon de surface.

Toutefois, nous ne pouvons pas non plus exclure totalement la possibilité d'une oxydation superficielle. Aux densités de bombardement où nous travaillons ($10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$) et pour une pression partielle d'oxygène de 10^{-7} torr, il part environ 170 fois plus d'atomes d'aluminium de la surface qu'il n'arrive d'atomes d'oxygène, et la couche de surface, continuellement décapée par le bombardement ionique, est généralement considérée comme propre : ceci est confirmé par l'examen des ions secondaires et l'absence de l'émission ionique chimique pour des expériences effectuées dans des conditions identiques (18). Mais il est aussi possible que de l'oxygène soit introduit dans le métal par le bombardement ionique lui-même car, dans nos expériences ainsi que, à notre connaissance, dans celles qui ont été faites par Viel et al. (10), il n'y a pas de filtrage magnétique des ions primaires, c'est-à-dire que l'on ne peut avoir la certitude absolue qu'il n'y a pas d'oxygène dans le faisceau de bombardement, bien que toutes les précautions aient été prises : propreté du gaz introduit, contrôle de l'étanchéité du canon et des canalisations d'introduction du gaz au détecteur de fuites à hélium (il faut noter cependant que la bride de pompage du canon doit être démontée à chaque ouverture de l'appareil et le canon nettoyé relativement souvent sans qu'il soit possible de vérifier l'étanchéité après chaque démontage).

Tout ceci pourrait expliquer le manque de reproductibilité de l'intensité des pics secondaires et nous a amenés à introduire volontairement de l'oxygène dans l'appareil pour étudier son influence sur le spectre Auger.

	Plasmon	Be	Mg	Al	Si
Métal	Volume	18,4 (d)	10,6 (u)	15,3 (u)	17 (v)
	Surface	13 (d)	7,1 (u)	10,3 (u)	12
Oxyde	Surface		4,7 (u)	7,1 (u)	9 (w)

Tableau V : Pertes de plasmon mesurées par bombardement électronique

(d) M. Suleman et E.B. Pattinson, J. Phys. F. 1 (1971) L 24

(u) C.J. Powell et J.B. Swan (réf. 27)

(v) W.M. Mularie et T.W. Rusch, Surf. Sci. 19 (1970) 469

(w) P.S.P. Wei, Surf. Sci. 20 (1970) 157.

III. EFFET DE LA PRESSION D'OXYGENE

Aux densités de bombardement ($10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$) et aux pressions où nous travaillons habituellement (10^{-7} torr), la distribution énergétique des électrons secondaires est indépendante de la pression partielle d'oxygène tant que celle-ci reste assez basse (inférieure à $6 \cdot 10^{-7}$ torr pour le magnésium, inférieure à $6 \cdot 10^{-6}$ torr pour l'aluminium). L'introduction d'un gaz chimiquement actif tel l'oxygène modifie à la fois le rendement électronique total et la forme du spectre Auger. On sait en effet que l'oxygène accroît sensiblement l'émission électronique secondaire totale (9) d'une part et diminue le rendement de pulvérisation d'autre part (31) ; simultanément l'émission ionique secondaire est fortement perturbée (18).

En suivant pour une cible de magnésium le courant électronique secondaire total (fig. 12), on remarque que celui-ci reste constant tant que la pression d'oxygène est suffisamment faible (6.10^{-7} torr), puis croît jusqu'à atteindre un second palier vers 2.10^{-5} torr, où le courant est deux fois plus fort que le courant à basse pression. Pour l'aluminium, l'effet de l'oxygène se fait sentir plus tardivement (6.10^{-6} torr) et le palier haute pression est atteint vers 2.10^{-4} torr (le courant est alors trois fois plus fort que le courant initial). Comme nous l'avons déjà fait remarquer, la mesure du courant secondaire sur le cylindre interne n'est qu'indicative, car elle ne tient pas compte de l'émission électronique secondaire provoquée par les ions et les électrons qui frappent le cylindre.

On remarque que l'aluminium est dix fois moins sensible que le magnésium à la pression d'oxygène. Ce rapport dix entre les effets sur l'aluminium et le magnésium ne s'explique qu'en partie par la différence des coefficients d'attachement de l'oxygène sur ces deux métaux, dont le rapport n'est que de quatre : les coefficients d'attachement de l'oxygène sur l'aluminium et le magnésium ayant subi ou subissant le bombardement ionique sont respectivement 0,2 et 0,8 (32, 33) à la limite d'un taux de recouvrement nul. Les valeurs des coefficients d'attachement que l'on trouve dans les tables sont assez variables et semblent assez fortement liées aux méthodes utilisées pour la mesure ou la préparation des échantillons, c'est pourquoi nous avons retenu les mesures faites sous bombardement ionique (33) qui sont en bon accord avec celles qui ont été mesurées sur des échantillons nettoyés auparavant par bombardement ionique (coefficient d'attachement de l'oxygène sur l'aluminium : 0,2 ; sur le silicium 0,15).

L'émission Auger est elle aussi affectée par la présence d'oxygène, à partir de la même pression que le courant électronique total (fig. 12) : les trois pics décroissent simultanément et, très rapidement, disparaissent complètement (fig. 13). Nous n'avons pu mettre en évidence aucun déplacement significatif des pics les uns par rapport aux autres, ce qui, dans le cas d'une explication des pics secondaires par une perte de plasmon, confirmerait le fait que ces plasmons correspondent à une surface perturbée. En effet, dans le cas contraire on devrait observer un déplacement des pics secondaires par rapport au pic principal, au fur et à mesure que la couche d'oxyde se forme en surface (27).

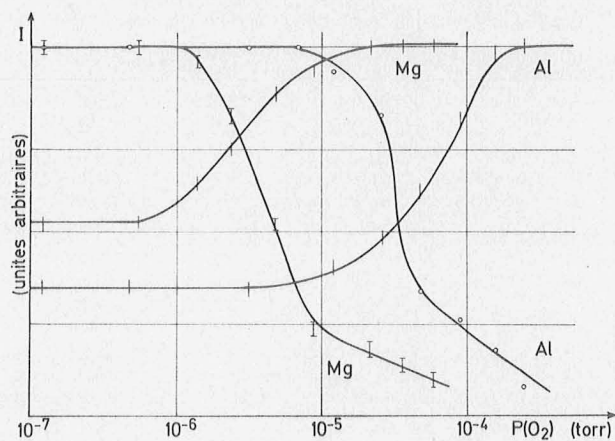


Fig. 12. Variation de l'intensité du pic Auger et de l'émission électronique totale en fonction de la pression d'oxygène.

- | émission électronique totale
- ▴ pic principal: Mg
- pic principal: Al

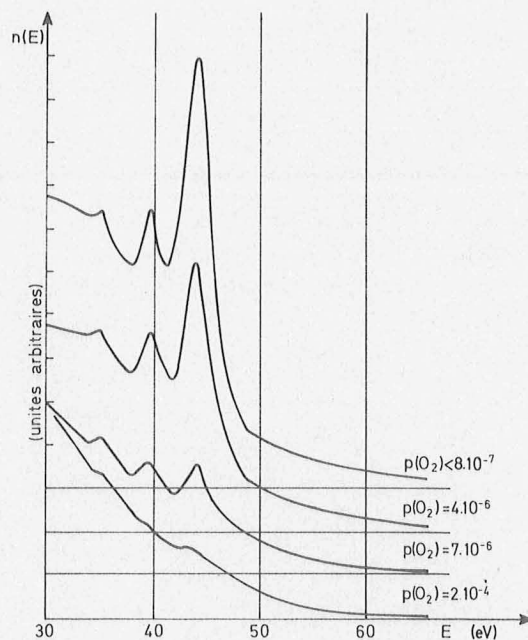


Fig. 13. Spectre Auger du magnésium a différentes pressions d'oxygène.

Lors du bombardement de la surface, les ions primaires enfoncent à l'intérieur du métal les atomes d'oxygène adsorbés, par choc direct entre l'ion incident et l'atome adsorbé, et il se forme une solution d'oxygène dans les premières couches du métal. La composition de la couche de surface est fonction de la pression partielle d'oxygène et se rapproche de la composition de l'oxyde au fur et à mesure que la pression partielle d'oxygène augmente : les rendements ioniques des diverses espèces ioniques tendent alors vers les rendements ioniques de l'oxyde. Nous n'avons pas vu de pics Auger produits par bombardement ionique sur l'alumine, ce qui est en accord avec des expériences antérieures faites au laboratoire (33). On passe donc du spectre d'émission du métal au spectre d'émission de l'oxyde au fur et à mesure que la pression partielle d'oxygène croît. Cette absence de pics Auger sur l'alumine et la magnésie est peut-être liée à la charge de surface, car les spectres Auger du magnésium et de l'aluminium ont été obtenus dans l'oxyde par bombardement électronique (14, 34). En effet, dans le cas du bombardement électronique, le courant électronique primaire est équilibré par le courant électronique secondaire (rendement électronique ~ 1), alors que ce n'est pas le cas lors d'un bombardement ionique avec des ions positifs. La surface oxydée étant isolante, elle se charge et empêche la sortie d'électrons Auger.

IV. EFFETS ANGULAIRES.

La répartition angulaire des électrons Auger du pic principal des polycristaux suit, à la précision de nos mesures (de l'ordre de 10 %) une loi en cosinus (fig. 14) et est donc identique à celle de l'émission électronique totale (9, 16). Ceci confirme le fait que la plupart des électrons Auger proviennent de désexcitations internes et que le nombre des désexcitations externes est trop faible pour influencer notablement la répartition angulaire.

En outre, dans nos conditions de préparation de l'échantillon, la surface de celui-ci est loin d'être plane après le quart d'heure de bombardement nécessaire pour atteindre le spectre permanent. Les variations d'orientation de la normale locale (à l'échelle du libre parcours moyen électronique) par rapport à la normale macroscopique peuvent masquer les écarts de la distribution angulaire à la loi en cosinus.

La figure (15) montre l'influence de la direction d'émission sur l'intensité du pic principal d'un monocristal d'aluminium orienté (100) et bombardé selon la normale, donc dans la direction $[100]$. Les courbes ont été enregistrées en maintenant constant l'angle entre la direction de bombardement et la direction étudiée et en faisant tourner le cristal sur lui-même autour de l'axe du faisceau incident : c'est la méthode la plus sûre pour étudier la variation angulaire de l'émission électronique sur notre appareil, car les électrons suivent toujours le même trajet dans le spectromètre et il n'y a donc pas d'erreurs possibles dues à de mauvais réglages de champ magnétique. Les courbes montrent que les directions préférentielles d'émission sont très peu marquées et que, quand elles existent, elles sont dans le même plan que les directions préférentielles d'émission des atomes neutres, c'est-à-dire, pour un monocristal d'aluminium (100), dans les plans (001), (010), (00 $\bar{1}$) et (0 $\bar{1}$ 0).

Nous nous sommes aussi intéressés à la répartition angulaire des électrons secondaires émis par un monocristal de cuivre (fig. 16), pour pouvoir comparer nos résultats avec d'autres résultats récents obtenus sous bombardement ionique dans des conditions voisines des nôtres (35, 36), mais à plus basse énergie d'émission et qui ont mis en évidence une modulation de l'intensité électronique secondaire en fonction de l'angle azimutal d'éjection. Nous avons, en particulier, regardé l'émission des électrons de 64 eV émis par un monocristal (100) de cuivre qui possède la même structure (c.f.c.) que l'aluminium et pour lequel les électrons de 64 eV sont des électrons "normaux", de même énergie que les électrons Auger de l'aluminium. L'amplitude de la modulation du signal est de 7 % sur le pic principal de l'aluminium alors qu'elle atteint 20 % pour les électrons de même énergie émis par le cuivre. Ceci vient sans doute en partie du fait que les électrons qui forment le pic principal proviennent du voisinage immédiat de la surface et voient donc beaucoup moins les symétries du réseau que les électrons ralentis.

Les directions privilégiées que nous avons mises en évidence sur les monocristaux d'aluminium et de cuivre sont situées dans les plans de grande transparence (sur le monocristal de cuivre (100) on voit, en plus des directions les plus privilégiées des plans {001}, des directions légèrement privilégiées pour les plans {011}). La direction privilégiée pour les électrons Auger de l'aluminium est à 40° environ par rapport à la normale à la face (100) alors qu'elle est légèrement plus proche

de la normale (37°) pour les électrons de 64 eV du cuivre (il existe un second maximum pour un angle voisin de zéro sur le cuivre, car la modulation recommence à apparaître pour les angles inférieurs à 15° , mais l'appareillage nous limite à un angle de 12° avec la normale et nous interdit de chiffrer l'importance de la modulation).

A leur sortie du métal, les électrons passent d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent, c'est-à-dire que la direction d'émission de l'électron à l'extérieur du cristal n'est pas la même que la direction de propagation dans le cristal. On est amené à tenir compte d'un indice de réfraction pour rattacher les directions d'émission privilégiées aux directions cristallographiques (35). Dans les expériences faites par Appelt (37) sur un monocristal (110) de cuivre sous bombardement électronique, les directions privilégiées sont nombreuses (une dizaine) et il est particulièrement facile de déterminer l'indice de réfraction qui permet un bon accord entre les directions observées et les principales directions cristallographiques. Nous avons donc prolongé la courbe donnée par Appelt représentant la variation de l'indice de réfraction avec l'énergie des électrons pour déterminer l'indice pour des électrons de 64 eV : cet indice est alors égal à $1,22^x$. En tenant compte de cette valeur de l'indice, les directions privilégiées seraient des directions voisines des directions $\langle 210 \rangle$. On remarque que les directions $\langle 110 \rangle$ correspondraient alors à des directions d'émission situées à 60° par rapport à la normale et donc non observables dans notre appareil.

Les pics que nous avons observés dans la répartition angulaire des électrons secondaires, d'une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 12° pour le cuivre et de l'ordre de 15 à 20° pour l'aluminium, ont des largeurs comparables à celles qui ont été trouvées par bombardement ionique sur le cuivre (36). Cependant, nous n'avons pu mettre en évidence les nombreux

Note

^x

Le calcul de l'indice ne présente pas de difficulté. Cependant, on trouve pour des électrons de 64 eV sortant d'un échantillon de cuivre

$\sqrt{\frac{64+11,5}{64}} = 1,09$, valeur nettement inférieure à la valeur expérimentale, sans qu'Appelt donne une explication de ce désaccord.

pics faibles et fins signalés dans les distributions angulaires des électrons secondaires de basse énergie obtenus par bombardement ionique sur des monocristaux de molybdène, de niobium (38) et d'aluminium (39) ou par d'autres méthodes (bombardement électronique (37), E.S.C.A. (40)), sans doute parce que la résolution angulaire (3° environ) dans notre appareil est sensiblement égale à la largeur de ces pics fins.

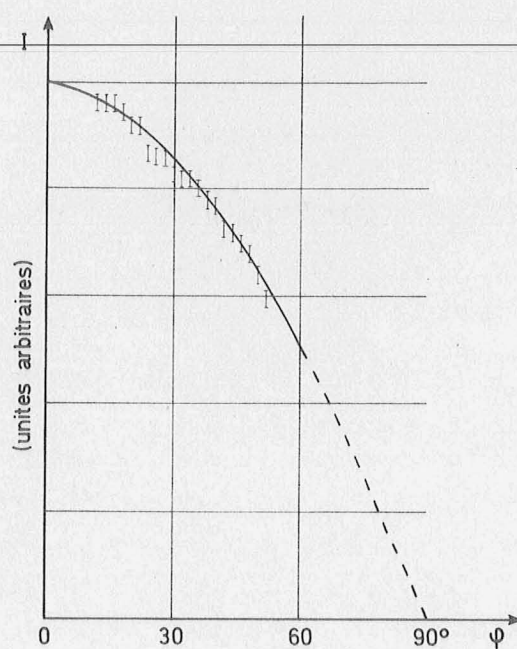


Fig. 14. Intensité du pic principal d'un polycristal d'aluminium en fonction de l'angle d'éjection ψ .

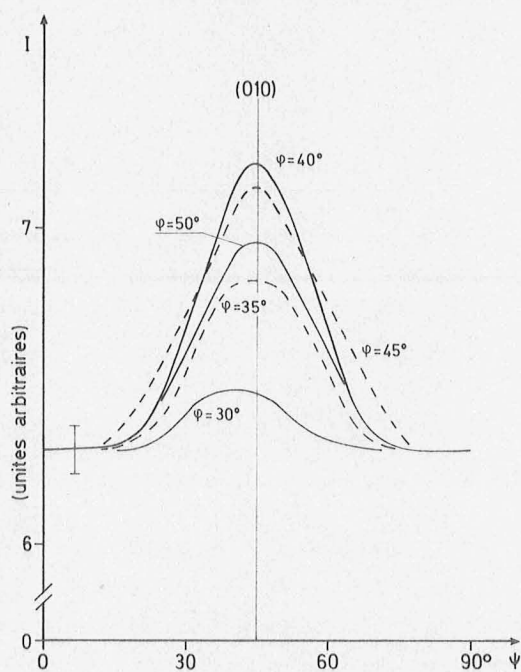


Fig. 15.

Fig. 15. Intensité du pic principal d'un monocrystal d'aluminium 100 en fonction de l'angle azimutal ψ .

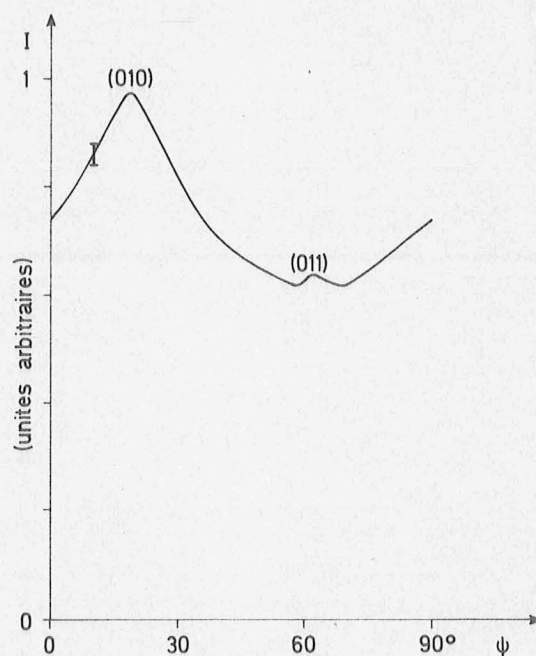


Fig. 16.

Fig. 16. Nombre d'électrons de 64eV d'un monocrystal de cuivre 100 en fonction de l'angle azimutal ψ .

CONCLUSION

Si ce travail expérimental ne nous a pas permis de préciser le pourcentage des désexcitations externes par rapport aux désexcitations internes, et nous a seulement confirmé qu'il est faible, il nous a conduit à une meilleure connaissance du spectre Auger et des énergies des divers pics. Il faudrait en effet pouvoir effectuer des mesures beaucoup plus précises (mieux que 1 %) aux grands angles d'émission pour pouvoir espérer mettre en évidence un effet dû aux désexcitations externes.

Nous avons surtout pu faire ressortir les différences notables qui existent entre les spectres électroniques produits par bombardement ionique et par bombardement électronique : différences entre les finesses des pics et les écarts avec les pics secondaires. La plus grande finesse des pics obtenus par bombardement ionique nous a amenés à penser qu'en plus du processus de désexcitation interne, le plus important, il fallait considérer soit un processus de neutralisation Auger, dont l'effet est d'affiner les pics, soit l'existence d'états liés virtuels. Après les études angulaires que nous avons faites, il ne semble pas que l'on puisse attribuer la finesse des pics aux désexcitations externes, car si leur nombre était suffisamment important pour influencer notablement la finesse du pic principal, il devrait aussi influencer la répartition angulaire sur les polycristaux.

Afin de préciser l'influence du mode de bombardement sur le spectre Auger et de vérifier l'hypothèse et l'origine des plasmons de surface, il est nécessaire :

- d'améliorer les conditions du bombardement ionique en effectuant un filtrage magnétique des ions primaires
- de diminuer la densité de bombardement afin de réduire le nombre des défauts de surface : ceci rend nécessaire le montage d'un multiplicateur d'électrons et, par suite, le travail en ultra-vide afin d'éviter la contamination de la surface par le gaz résiduel, si la densité de bombardement est particulièrement faible
- de comparer dans un même appareil les spectres électroniques obtenus par bombardement ionique, par bombardement électronique ou par les deux modes de bombardement simultanés.

BIBLIOGRAPHIE

1. P. AUGER, J. Phys. Radium 6 (1925) 205
2. E.H.S. BURHOP, The Auger Effect and Other Radiationless Transitions, Cambridge University Press, England (1952)
3. K. SIEGBAHN, C. NORDLING, A. FAHLMAN et al., Atomic, Molecular and Solid State Structure Studied by Means of Electron Spectroscopy, E.S.C.A., Almqvist and Wiksell Boktryckeri AB, Uppsala, Sweden (1967)
4. M. de BROGLIE et H. THIBAUD, C.R. Acad. Sc. 180 (1925) 179
5. J.J. LANDER, Phys. Rev. 91 (1953) 1382
6. L.A. HARRIS, J. Appl. Phys. 39 (1968) 1419
7. R.B. BARKER et H.W. BERRY, Phys. Rev. 151 (1966) 14
8. J.-F. HENNEQUIN, P. JOYES et R. CASTAING, C.R. Acad. Sc. 265 (1967) 312
9. J.-F. HENNEQUIN, J. Physique, 29 (1968) 1053
10. L. VIEL, C. BENAZETH, B. FAGOT et N. COLOMBIE, C.R. Acad. Sc. 273 (1971) 30
11. P. JOYES, J. Physique 30 (1969) 243
12. P. JOYES et J.-F. HENNEQUIN, J. Physique 29 (1968) 483
13. P. JOYES et R. CASTAING, C.R. Acad. Sc. 263 (1966) 384
14. P.W. PALMBERG et T.N. RHODIN, J. Appl. Phys. 39 (1968) 2425
15. E.S. PARILIS et L.M. KISHINEVSKII, Soviet Physics Solid State 3 (1960) 885
16. L.A. HARRIS, Surf. Sci. 15 (1969) 77
17. J.-F. HENNEQUIN, P. VIARIS de LESEGNO, C.R. Acad. Sc. 272 (1971) 1259
18. G. SLODZIAN et J.-F. HENNEQUIN, C.R. Acad. Sc. 263 (1966) 1246
19. J. BERKOWITZ et P.M. GUYON, Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys. 6 (1971) 302
20. J.-F. HENNEQUIN, Revue de Physique Appliquée 1 (1966) 273
21. M.P. SEAH, Surf. Sci. 17 (1969) 132
22. G.F. AMELIO, Surf. Sci. 22 (1970) 301
23. M. NATTA et P. JOYES, J. Phys. Chem. Solids 31 (1970) 447
24. H.D. HAGSTRUM et G.E. BECKER, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1054
25. M.F. CHUNG et L.H. JENKINS, Surf. Sci. 22 (1970) 479
26. D. PINES, Elementary Excitations in Solids, W.A. Benjamin Inc. New York (1964)
27. C.J. POWELL et J.B. SWAN, Phys. Rev. 118 (1960) 640
28. O. ALMEN et G. BRUCE, Nucl. Instr. 11 (1961) 257
29. F. BROWN et J.A. DAVIES, Can. J. Physics, 41 (1963) 844
30. J.G. ENDRIZ et W.E. SPICER, Phys. Rev. B 4 (1971) 4159

31. J.-F. HENNEQUIN, C.R. Acad. Sc. 264 (1967) 1127
 32. S.M. BEDAIR, F. HOFMANN et H.P. SMITH Jr., J. Appl. Phys. 39 (1968) 4026
 33. J.-F. HENNEQUIN : Résultats non publiés
 34. D.T. QUINTO et W.T. ROBERTSON, Surf. Sci. 27 (1971) 645.
 35. J. BURNS, Phys. Rev. 119 (1960) 102
 36. R. HLISCS et H.-J. BINDER, Phys. Stat. Sol. 38 (1970) K 27
 37. G. APFELT, Phys. Stat. Sol. 27 (1968) 657
 38. L.B. BERGRAMBEKOV, V.A. KURNAEV, V.M. SOTNIKOV et V.G. TEL'KOVSKII
Soviet Physics Solid State 13 (1971) 1365
 39. W.H.P. LOSCH, Phys. Stat. Sol. (a) 2 (1970) 123
 40. K.SIEGBAHN, U. GELIUS, H. SIEGBAHN et E. OLSON, Phys. Script. 1 (1970)
272.
-