

Rétrodiffusion d'ions de gaz rares de faible énergie par la surface d'un solide : mécanismes fondamentaux et application à la détermination des structures cristallines de surface

J.B. Theeten, H.H. Brongersma

▶ To cite this version:

J.B. Theeten, H.H. Brongersma. Rétrodiffusion d'ions de gaz rares de faible énergie par la surface d'un solide : mécanismes fondamentaux et application à la détermination des structures cristallines de surface. Revue de Physique Appliquée, 1976, 11 (1), pp.57-63. 10.1051/rphysap:0197600110105700 . jpa-00244043

HAL Id: jpa-00244043 https://hal.science/jpa-00244043

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.

RÉTRODIFFUSION D'IONS DE GAZ RARES DE FAIBLE ÉNERGIE PAR LA SURFACE D'UN SOLIDE : MÉCANISMES FONDAMENTAUX ET APPLICATION A LA DÉTERMINATION DES STRUCTURES CRISTALLINES DE SURFACE

J. B. THEETEN

Laboratoires d'Electronique et de Physique, 3, avenue Descartes, 94450 Limeil-Brevannes, France

et

H. H. BRONGERSMA

Philips Research Laboratories, Eindhoven, The Netherlands

Résumé. — On décrit les mécanismes d'interaction d'ions de gaz rares (${}^{3}\text{He}^{+}$, ${}^{4}\text{He}^{+}$, ${}^{20}\text{Ne}^{+}$) de faible énergie (200 à 2 000 eV) avec la surface d'un solide : section efficace de collision, probabilité de neutralisation, influence de la température, effets de masquage. Pour cette gamme d'énergie, un modèle classique de collisions binaires rend compte des résultats expérimentaux, ce qui permet une interprétation géométrique directe des trajectoires ioniques et rend possible la détermination de la structure cristalline de la surface. On illustre la méthode sur le cas des couches adsorbées sur Ni (001).

Abstract. — Interaction mechanisms of low energy (200 to 2 000 eV) noble gas ions (³He⁺, ⁴He⁺, ²⁰Ne⁺) with a solid surface are described. It is shown that, in this energy range, only single and double collisions have to be considered. This allows a straight forward geometric interpretation of ionic trajectories and makes possible the determination of surface atome structures. The method is illustrated on the case of adsorbed layers on Ni (001).

1. Introduction. — Parmi les nombreuses techniques d'analyse de surface disponibles à l'heure actuelle, la spectroscopie de diffusion d'ions de gaz rares, habituellement dénommée ISS (Ion Scattering Spectroscopy), prend une importance croissante. Malgré son jeune âge (les premières publications [1] datent de 1967), elle a déjà permis de résoudre plusieurs problèmes pour lesquels les autres techniques s'étaient avérées inadéquates, comme la reconnaissance des faces polaires des composés III-V et II-VI ou la détermination de la structure cristalline de monocouches adsorbée sur Ni (100). Sa mise en œuvre expérimentale est assez délicate, ce qui explique le nombre limité d'appareillages ISS en service en 1975. Mais la relative simplicité des mécanismes mis en jeu et de l'interprétation des mesures, choses peu courantes pour une technique d'analyse des surfaces, lui confère des avantages décisifs.

2. Aspects expérimentaux. — Le principe d'une expérience ISS [2] consiste à envoyer sur la surface d'un solide un faisceau d'ions de gaz rares d'énergie généralement comprise entre 200 et 2 000 eV, puis à analyser en énergie les ions primaires rétrodiffusés. La figure 1 donne la disposition schématique d'un appareillage ISS. La source ionique doit pouvoir déli-



FIG. 1. - Schéma de principe d'un appareillage ISS.

vrer un faisceau à faible divergence (de l'ordre de 1°) à faible dispersion en énergie (de l'ordre de 1 eV), avec des intensités de quelques centaines de nA.

L'analyseur en énergie des ions rétrodiffusés doit avoir une très bonne résolution (de l'ordre de quelques eV à 1 000 eV) ce qui impose l'emploi d'analyseurs électrostatiques cylindriques ou hémisphériques. Il reçoit les ions rétrodiffusés dans le plan d'incidence avec un angle de diffusion θ , ces deux conditions géométriques étant réalisées avec une précision de l'ordre de 1° par un système de collimation. Du fait du faible angle d'acceptance de l'analyseur et des faibles intensités rétrodiffusées, un système de comptage associé à un multiplicateur d'électrons est nécessaire. L'échantillon doit pouvoir être translaté suivant les trois axes pour réaliser l'alignement du système source-cibleanalyseur.

Des mouvements de rotations précis (à 1° près) sont nécessaires si on veut réaliser des déterminations de structure cristalline.

Il convient de remarquer dès l'abord le caractère destructif de la méthode ISS : les ions incidents ont généralement assez d'énergie pour arracher les atomes de la cible (régime de décapage ionique). Ce phénomène peut certes être minimisé (emploi d'ions légers : Ne⁺ et surtout He⁺, faibles courants de faisceau, énergie aussi faible que possible). Mais il nécessite des précautions expérimentales et rend même parfois problématique l'utilisation de la technique ISS.

Dans la gamme d'énergie considérée, les ions primaires ont des longueurs d'onde très petites vis-à-vis des distances interatomiques $(0,4 \times 10^{-2} \text{ Å pour He}^+$ de 1 000 eV et $0,2 \times 10^{-2} \text{ Å pour Ne}^+$ de 1 000 eV). Ceci indique qu'il ne faut pas s'attendre à des effets de diffraction et que la collision ion-solide est descriptible par la mécanique classique. Les vitesses des ions correspondent à des temps d'interaction avec les atomes du solide de l'ordre de 10^{-15} s (1 Å parcouru en $0,5 \times 10^{-15}$ s par He⁺ de 1 000 eV, 1.10^{-15} s par Ne⁺).

Ces temps sont très inférieurs aux temps caractéristiques des phonons du solide $(10^{-12} à 10^{-13} s)$. Chaque atome sera donc vu isolément par l'ion incident. En particulier, dans la collision, c'est la masse de l'atome isolé qui influera, sans effets dus à la liaison de cet atome avec le reste du solide.

La figure 2*a* donne un spectre en énergie typique d'ions He⁺Irétrodiffusés par une surface, en l'occurrence un échantillon de Ni. On distingue un seul pic étroit à une énergie de 950 eV quand les ions primaires ont une énergie de 1 000 eV. Un tel résultat s'interprète très bien par le modèle de collision élastique binaire de la mécanique classique : l'ion a une énergie incidente E_i , une énergie finale E_f , une masse M_{ion} ; un atome de la cible, de masse M_{at} , diffuse cet ion sous un angle θ par échange d'impulsions, l'énergie et l'impulsion totales étant conservées ; on a alors la relation :

$$\frac{E_{\rm f}}{E_{\rm i}} = \left[\frac{\cos\theta + \sqrt{\mu^2 - \sin^2\theta}}{1 + \mu}\right]^2 \tag{1}$$

quand

$$\mu = \frac{M_{\rm at}}{M_{\rm ion}} \ge 1 \; .$$

Cette relation (1) donne, avec une bonne précision, la position du seul pic de la figure 2a. Tous les ions rétrodiffusés n'ont donc subi qu'*une seule* collision binaire



FIG. 2. — Spectres en énergie typiques d'ions He⁺ et Ne⁺ rétrodiffusés par une cible de Ni.

avec un atome de la cible. La figure 2b donne un spectre en énergie typique d'ions Ne⁺ rétrodiffusés par une surface de Ni. On obtient dans ce cas un pic important bien décrit par la relation (1) et un pic supplémentaire plus faible. Ce dernier correspond à des ions ayant subi plusieurs collisions binaires successives avec les atomes de la cible. Dans le cas des ions Ne⁺ il intervient donc des collisions simples ou doubles. Ces spectres sont à comparer avec celui présenté sur la figure 3 pour les



FIG. 3. — Comparaison entre les spectres d'ions He^+ et H^+ rétrodiffusés par une cible de Au (d'après la Fig. 10, réf. [6]).

ions H⁺ rétrodiffusés par un solide. Dans ce cas, au lieu d'un seul pic étroit on obtient un spectre très large indiquant un grand nombre d'interactions différentes entre H⁺ et la cible. C'est là que réside le secret du succès de la technique ISS : un ion H⁺ est très stable, il peut interagir avec de nombreux atomes de la cible sans se recombiner avec un électron ; un ion He⁺ ou un ion Ne⁺ sont instables de ce point de vue et se neutralisent aux énergies considérées en ISS, dès les premières collisions avec les atomes du solide. Les ions de gaz rares rétrodiffusés n'ont donc vu qu'un seul (pour He⁺) ou au moins deux (pour Ne⁺) atomes de l'échantillon. D'où la simplicité des spectres obtenus et de leur interprétation. Notons qu'à plus haute énergie [3] (10 keV) et à plus bassé énergie [4] (\lesssim 300 eV) un régime de collisions multiples est observé. Remarquons également que les collisions multiples sont généralement négligeables pour $\theta \ge 70^{\circ}$.

Cette forte probabilité de neutralisation a l'avantage supplémentaire de limiter la sensibilité de la technique ISS aux premiers atomes du solide rencontrés c'est-àdire à la surface du solide. En outre, contrairement aux techniques de spectroscopie d'électrons (Leed et Auger) qui pénètrent sur quelques couches atomiques à partir de la surface, la technique ISS ne voit que les atomes les plus superficiels. C'est ainsi que l'adsorption d'une seule monocouche d'atomes B sur un substrat A suffit en général [5] pour faire disparaître les pics dans le spectre d'énergie caractéristiques des collisions ionatome A. Les atomes B *masquent* les atomes du substrat. La figure 4 illustre ceci sur le cas de l'adsorption du Br sur Ni (100).



FIG. 4. — Spectre en énergie des ions Ne⁺ rétrodiffusés par Ni (100) avec et sans adsorption de Br.

Les remarques ci-dessus permettent une compréhension qualitative des résultats obtenus en ISS et montrent les diverses applications possibles de la méthode.

En résumé :

— Le spectre en énergie des ions rétrodiffusés présente des pics étroits caractéristiques des masses des atomes superficiels du solide. On peut ainsi utiliser la technique ISS pour l'analyse chimique des surfaces.

— Cette analyse est limitée aux atomes les plus superficiels de l'échantillon, ce qui rend la technique ISS particulièrement intéressante pour les études de ségrégation (par exemple enrichissement en atomes de Cu de la surface d'un alliage Cu-Ni au cours du chauffage sous ultra-vide [7]), la reconnaissance des faces polaires des composés III-V et II-VI (par exemple CdS [6, 8, 9], ZnS [9], CdSe [10], GaP [9]), les études d'adsorption.

— Les collisions multiples n'étant pas à considérer, des interprétations géométriques directes rendent compte des effets de masquage des atomes sous-jacents par les atomes superficiels. C'est l'idée de base des études de structure cristalline, application que nous illustrerons ci-dessous.

Pour une interprétation plus quantitative, il est nécessaire d'examiner en détail les mécanismes de l'interaction ion-atome c'est-à-dire de déterminer le potentiel d'interaction, la probabilité de neutralisation de l'ion au cours de la collision, l'influence des vibrations atomiques.

3. Mécanismes fondamentaux. — 3.1 SECTION EFFI-CACE DIFFÉRENTIELLE DE COLLISION. — La collision ionatome étant calculable par la mécanique classique, la connaissance du potentiel d'interaction V(r) permet de calculer la probabilité $\sigma(\theta)$ pour qu'un ion soit diffusé par un atome sous un angle θ (dans le référentiel du laboratoire). Si les noyaux de charge \mathcal{J}_{ion} et \mathcal{J}_{at} de l'ion et de l'atome n'étaient pas entourés par leur nuage d'électrons, on aurait une interaction coulombienne c'est-à-dire :

$$V(r)=\frac{\mathfrak{Z}_{\mathrm{ion}}\,\mathfrak{Z}_{\mathrm{at}}}{r}\,e^2$$

d'où une section efficace différentielle $\sigma(\theta)$ donnée par la formule de Rutherford

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{\mathfrak{Z}_{\text{ion}} \,\mathfrak{Z}_{\text{at}} \,e^2}{E_{\text{cM}}}\right)^2 \,\frac{1}{16\,\sin^4(\frac{1}{2}\,\theta_{\text{cM}})}$$

 $(\theta_{cM} \text{ et } E_{cM} \text{ sont l'angle de diffusion et l'énergie ciné$ tique relative dans le référentiel du centre de masse) $donc proportionnelle à <math>\mathcal{J}_{at}^2$.

En fait la présence des nuages électroniques écrante cette interaction. Divers modèles de potentiel écranté ont été mis au point : potentiel de Firsov, de Molière [11, 12], de Born-Mayer [13, 14]. Ces potentiels diffèrent légèrement entre eux comme le montre la figure 5 où on a calculé σ pour le système He⁺ \rightarrow Ni



FIG. 5. — Comparaison, en fonction de l'énergie des ions incidents, des sections efficaces différentielles de collision σ calculées pour divers modèles de potentiel d'interaction. 1. Potentiel de Coulomb. 2. Firsov. 3. Molière. 4. Born-Mayer avec les paramètres de la référence [13]. 5. Born-Mayer avec les paramètres de la référence [14].

avec $\theta = 60^{\circ}$. Ils donnent tous des valeurs de σ nettement plus faibles que pour l'interaction coulombienne (200 fois plus faible dans le cas de la Fig. 5). De plus σ est alors sensiblement proportionnel à \mathfrak{Z}_{at} . L'effet d'écran des électrons modifie donc fortement la section efficace de collision. Il faut remarquer toutefois que c'est l'ensemble des électrons qui intervient. L'influence des électrons de valence, les plus externes, est donc pratiquement négligeable. En d'autres termes, aucune information sur la liaison chimique n'est à attendre de la mesure de σ à partir des données ISS. Cet inconvénient a néanmoins l'avantage de supprimer les effets de matrice bien connus en spectrométrie d'ions secondaires (influence du rendement d'ionisation d'un élément par la présence d'une liaison chimique avec un autre élément). Ceci est particulièrement utile dans le cas des mesures de taux de recouvrement dans les études d'adsorption.

Le potentiel de Molière paraît une approximation raisonnable et nous l'adopterons pour la suite. Il permet de définir une *taille apparente* des atomes vis-à-vis de la diffusion des ions en prenant la valeur du paramètre d'impact pour un angle de diffusion donné. Le tableau I donne les valeurs des paramètres d'impact

TABLEAU I

Paramètres d'impact en Å (potentiel de Molière)

ion incident (1 000 eV)	Forte diffusion $\theta = 60^{\circ}$		Faible diffusion $\theta = 5^{\circ}$	
	⁴ He ⁺	²⁰ Ne ⁺	⁴ He ⁺	²⁰ Ne ⁺
⁵⁸ Ni	0,2	0,4	0,9	1,3
³² S	0,15	0,3	0,8	1,2
¹⁶ O	0,1	0,15	0,6	1,0

pour $\theta = 60^{\circ}$ et $\theta = 5^{\circ}$ pour des ions He⁺ et Ne⁺ de 1 000 eV sur des atomes de O, S et Ni. On voit ainsi que pour He⁺ les atomes ont des rayons apparents très petits de l'ordre de 10^{-1} Å alors qu'ils apparaissent *plus gros* aux ions Ne⁺. Ceci détermine directement les effets de masquage.

3.2 PROCESSUS DE NEUTRALISATION. — La section efficace de collision n'est pas le seul paramètre qui détermine le courant obtenu en ISS. L'ion incident doit non seulement être diffusé mais aussi ne pas être neutralisé. Comme on l'a vu ci-dessus la probabilité P⁺ qu'un ion He⁺ ou Ne⁺ ne soit pas neutralisé est toujours faible (généralement inférieure à 10^{-2}). On peut obtenir P⁺ à partir des intensités ISS, d'après la formule :

Signal ISS ~ $\sigma \times P^+$

en calculant σ à l'aide du potentiel de Molière. Plusieurs mécanismes interviennent pour neutraliser l'ion incident : interactions avec le gaz d'électrons du solide, processus Auger et transfert de charge sur l'atome collisionné. Hagstrum, qui a développé la technique INS (ion neutralisation spectroscopy), a proposé la formule suivante [15]

$$\mathbf{P}^+ \sim \exp\left(-\frac{a}{v}\right)$$

où v est la vitesse de l'ion incident et a une constante dépendant du solide analysé, dans le cas où on tient compte des processus Auger et de transfert de charge. D'après cette formule, Log P⁺ doit varier linéairement en fonction de 1/v, c'est-à-dire que Log (signal ISS/ σ) doit varier linéairement en fonction de $(E_i)^{-1/2}$. Ceci est très bien vérifié expérimentalement dans les cas He⁺ \rightarrow Ni et He⁺ \rightarrow Cu [16].

Par contre des écarts très importants à cette loi linéaire ont été récemment découverts [7, 17]. Ainsi, pour le système He⁺ \rightarrow Pb, la courbe Log (P⁺) en fonction de $(E_i)^{-1/2}$ présente des oscillations très importantes et régulièrement espacées. Erickson et Smith [17] ont proposé un mécanisme d'échange de charge entre l'ion incident et l'atome collisionné par analogie aux phénomènes déjà connus en phase gazeuse [18]. Les conditions d'apparition de ces oscillations ne sont pas encore clairement établies. Elles ont été observées jusqu'ici dans le cas où le niveau d'énergie de première ionisation de l'ion incident coïncide sensiblement avec un niveau d de l'élément analysé. L'existence de telles oscillations, liées à des résonances entre niveaux d'énergie peu profonds, permet d'espérer des informations sur les liaisons chimiques (ainsi, des différences dans les oscillations sont observées entre He⁺ \rightarrow In et He⁺ \rightarrow In dans InAs [17]).

Hormis certains éléments pathologiques, il faut cependant remarquer que les oscillations de P⁺ sont d'assez faible amplitude. De façon générale, le produit σ P⁺ varie peu (de moins d'un ordre de grandeur) quand on passe d'un élément à un autre du tableau périodique. Cette situation est favorable pour une utilisation quantitative de l'ISS.

3.3 INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE. — Le temps d'interaction ion-atome étant très court vis-à-vis des temps caractéristiques de phonons, on peut se demander si la température aura une influence sur les spectres ISS. Expérimentalement, on trouve que la température ne modifie pas (à cristallographie de surface constante) la hauteur ni la position des pics de collision simple. En reprenant l'exemple donné figure 4 de l'adsorption du Br sur Ni (100), on peut faire varier la température du cristal de 25 °C à 600 °C sans modifier la couche de Br adsorbée. Seule varie la largeur Δ à mi-hauteur du pic de Br. Les mesures sont rassemblées dans le tableau II qui donne la variation de Δ entre 25 °C et

TABLEAU II

Largeur à mi-hauteur mesurée du pic de Br en fonction de la température pour le système $Ne^+ \rightarrow Ni(100) + Br$

Energie					
des ions Ne ⁺	$\Delta_{25^{\circ}C}$	⊿ _{600°C}	$\delta \Delta$		
200 eV	5,3 eV	7,7 eV	2,4 eV		
300	7,6	10,0	2,4		
500	12,0	15,0	3,0		

600 °C pour diverses valeurs de l'énergie primaire. On peut constater une légère augmentation de Δ à température ambiante ce qui indique que la température n'est pas le seul mécanisme contribuant à Δ et que son influence est assez faible.

De fait, plusieurs phénomènes contribuent à la largeur Δ des pics ISS. Le faisceau incident n'est pas parfaitement monocinétique; cette contribution (~ 1 eV) est très faible. La divergence des faisceaux incident et émergeant (de l'ordre de 2°), entraîne que θ , de la formule (1), n'a pas une valeur unique. Le tableau III donne la contribution $\Delta_{angle} à \Delta$ de ce phénomène dans un cas typique, en supposant une largeur de bande de 1° pour θ . La cible n'est pas composée d'atomes de masse identique de par l'existence de plusieurs isotopes stables pour de nombreux éléments. Ainsi, dans la formule (1), M_{at} n'a pas une valeur unique. Pour le nickel (isotopes 58 et 60) le tableau III donne la contribution $\Delta_{isotope}$ de ce phénomène. Enfin, les vibrations atomiques peuvent contribuer, non par

TABLEAU III

Diverses contributions en eV calculées à la largeur à mi-hauteur d'un pic ISS

ions de 1 000 eV = 90°	⊿isotope	⊿angle	⊿ _{300°} к	⊿ ₁₀₀₀ °к	δΔ
_					
$^{4}\text{He}^{+} \rightarrow \text{Ni}$	3,9	2,1	5,0	8,9	3,9
$^{20}\text{Ne}^+ \rightarrow \text{Ni}$	12,5	6,3	7,7	13,7	6,0

les déplacements atomiques puisque l'atome est vuimmobile et isolé du réseau cristallin, mais par l'impulsion que possède chaque atome du fait de l'agitation thermique. En effet le modèle de collision binaire d'où dérive la formule (1) réside sur la conservation de l'énergie et l'impulsion totales du système ion-atome. Si π_i et π_f désignent les impulsions de l'ion avant et après collision et **p** l'impulsion thermique de l'atome avant collision, le fait que **p** soit non nul déplacera la position de E_f d'une valeur δE_f donnée au premier ordre en **p** par la relation

$$\delta E_{\rm f} = \frac{1}{M_{\rm ion}} \frac{1}{\mu + 1} \, \mathrm{p.}(\boldsymbol{\pi}_{\rm f} - \boldsymbol{\pi}_{\rm i}) \, .$$

Pour un angle de diffusion de $\theta = 90^{\circ}$, en supposant **p** isotrope, on obtient

$$\Delta_{\text{température}} = 2\sqrt{\langle (\delta E_{\text{f}})^2 \rangle}$$
$$= 4 \frac{\mu}{(\mu+1)^{3/2}} \sqrt{E_{\text{i}}} \sqrt{\frac{\langle p^2 \rangle}{M_{\text{at}}}}$$

où $< \cdots >$ désigne la moyenne thermique.

On voit immédiatement que $\Delta_{température}$ contient très peu d'informations sur la surface puisque

$$\frac{\langle p^2 \rangle}{M_{\rm at}} \to k_0 T$$

quand $T \rightarrow \infty$.

Ainsi d'après le théorème d'équipartition, $\langle p^2 \rangle$ est isotrope à haute température et $\langle p^2 \rangle$ est constant quel que soit l'atome considéré et la façon dont il est lié au réseau cristallin. Seul le régime basse température ($T \ll$ température de Debye) apporterait une information sur les constantes des forces de liaison. Mais alors $\langle p^2 \rangle$ est faible et $\Delta_{\text{température}}$ correspondant est nettement inférieur aux autres contributions à Δ . D'autre part la quantité $\mu(\mu + 1)^{3/2}$ ne dépend que faiblement de μ . Il apparaît ainsi que $\Delta_{\text{température}}$ sera sensiblement le même à haute température quel que soit l'atome collisionné et sa liaison avec le solide. Le tableau III donne les valeurs de $\Delta_{\text{température}}$ pour Ni dans des cas typiques. Elle apparaît bien comme non prépondérante.

En résumé :

La technique ISS, sensible à $\langle p^2 \rangle$ et non $\langle u^2 \rangle$, ne détient pratiquement pas d'informations sur la surface dans la largeur des pics de collision simple.

4. Exemple d'utilisation : détermination des structures cristallines de surface. — Une utilisation qualitative simple de l'ISS consiste à étudier les effets de masquage des atomes sous-jacents par une couche adsorbée et les conditions géométriques d'apparition de ces masquages. Ceci permet la détermination des structures cristallines de surface. Nous discuterons ici le cas des monocouches de type c (2×2) adsorbées sur Ni (001), en particulier des monocouches saturées de soufre [5] et d'oxygène [19]. Sur ces systèmes, la diffraction d'électrons lents (DEL) permet de déterminer les réseaux réciproques de la couche adsorbée et des premières couches du substrat. La figure 6 présente un modèle possible en accord avec les données de DEL. Ce que ne permet pas de dire la DEL, à moins d'un calcul très élaboré, c'est, d'une part, la coordinance des atomes adsorbés par rapport aux atomes sous-jacents (le modèle de la Fig. 6 suppose une coordinance d'ordre





FIG. 6. — Modèle de structure cristalline de surface proposée pour les systèmes Ni (100) + Xc (2 \times 2).

quatre), d'autre part la distance entre le plan de la couche adsorbée et la première couche (001) du substrat. L'utilisation de l'ISS a permis la validation du modèle de la figure 6. Ceci a été effectué en comparant les hauteurs respectives des pics dus au Ni et au S par exemple, en fonction de l'azimut φ du faisceau incident, sous incidence de 20º. La figure 7 donne le rapport Ni/S en fonction de φ . Le maximum de Ni/S est atteint pour l'azimut [110]; en azimut [100], Ni/S est deux fois plus faible. Un tel résultat confirme tout à fait le modèle de la figure 6. En effet, pour ce modèle, dans la direction [110] les rangées d'atomes de Ni et de S sont distinctes. Il n'y a pas de masquage des atomes de Ni de la première couche du substrat par les atomes de S. Dans la direction [100] par contre, les rangées d'atomes de Ni sont de deux types. Un type I, regroupant la moitié des atomes Ni de la première couche, correspond à des rangées distinctes des rangées S. Les atomes



FIG. 7. — Dépendance en azimuth du rapport des signaux ISS de Ni et de S pour le système Ne⁺ \rightarrow Ni (100) + Sc (2 \times 2).

de ce type I ne sont pas masqués. Un type II correspond à des rangées confondues avec les rangées de S. Sous réserve que l'incidence soit faible ($\alpha_1 \sim 20^\circ$) et l'angle de diffusion pas trop grand, l'ion dont le plan d'incidence passe par un atome de Ni de type II ne peut interagir avec celui-ci car il rencontre auparavant un atome de S situé dans le même plan. Ainsi, dans la direction [100] les atomes de Ni de type II ne sont plus visibles et Ni/S est bien réduit de moitié. Notons que ce résultat permet de rejeter les modèles à coordinance d'ordre un et deux précédemment proposés [19] ainsi que ceux à reconstruction de surface où l'on propose que la couche adsorbée soit formée d'une couche c (2×2) de Ni imbriquée dans la couche c (2×2) de S [19]. Un phénomène supplémentaire très intéressant apparaît sur la figure 7 : entre les directions [100] et [110] le rapport Ni/S décroît jusqu'à un minimum pour un azimut φ_0 environ à 15° de [100]. En se reportant à la figure 6, on voit que dans la direction φ_0 les atomes de Ni de type II continuent à être masqués par les atomes de S. Pour les atomes de type I, les trajectoires des ions incidents sur ces atomes passent très près des atomes de S. Ces derniers dévient les ions de quelques degrés hors du plan d'incidence. Ils sont donc perdus pour l'analyseur, qui est situé à 1º près dans le plan d'incidence. On peut dénommer hors du plan ce type de masquage. Ainsi, dans la direction φ_0 , les atomes de Ni de type II sont cachés par masquage quasi dans le plan et ceux de type I par masquage hors du plan, d'où un rapport Ni/S presque nul. L'étude détaillée de ces masquages en fonction de φ , α_1 et θ permet de déterminer la distance entre le plan d'adsorbat et le premier plan du substrat [19].

5. Conclusion. — La technique ISS doit son succès

à son caractère qualitatif simple. Ainsi, la détermination des structures de surface est directe à partir des mesures. En revanche, le phénomène de neutralisation complique les interprétations quantitatives. Mais il contient la promesse d'applications nouvelles de l'ISS.

Bibliographie

- [1] SMITH, D. P., J. Appl. Phys. 38 (1967) 340.
- [2] (Une revue récente sur le sujet est donnée dans) SUURMEI-JER, E. P. Th. M. et BOERS, A. L., Surf. Sci. 43 (1973) 309.
- [3] Voir par exemple : BEGEMANN, S. H. A., VERHEY, L. K. et BOERS, A. L., Surf. Sci. 35 (1973) 380.
- [4] HEILAND, W., SCHÄFFLER, H. G., TAGLAUER, E., Surf. Sci. 35 (1973) 381.
- [5] BRONGERSMA, H. H., J. Vac. Sci. Tech. 11, 1 (1974) 231.
- [6] SMITH, D. P., Surf. Sci. 25 (1971) 171.
- [7] BRONGERSMA, H. H. and BUCK, T. M., Présenté à la conférence de Warwick (mars 1975), à paraître dans Surf. Sci.
- [8] EFREMENKOVA, V. M., BUNIN, I. G., KARPUZOV, D. S., PAVLYCHENKO, A. A., et YURASOVA, V. E., Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 35 (1971) 375.

- [9] BRONGERSMA, H. H. et MUL, P. M., Chem. Phys. Lett. 19 (1973) 217.
- [10] HONIG, R. E. et HARRINGTON, W. L., *Thin solid Films* **19** (1973) 43.
- [11] PARILIS, E. S., Proc. Inst. Conf. Phenomena in Ionised Gases (Belgrade) 1 (1965) 129.
- [12] ROBINSON, M. T., TORRENS, J. M., Phys. Rev. 8 (1974) 5008.
- [13] ABRAHAMSON, A. A., Phys. Rev. 178 (1969) 76.
- [14] ANDERSEN, H. H. et SIGMUND, P., Risö Report 103 (1965).
- [15] HAGSTRUM, H. D., Phys. Rev. 96 (1954) 336.
- [16] BUCK, T. M. et BRONGERSMA, H. H. (à paraître).
- [17] ERICKSON, R. L. et SMITH, D. P., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 297.
- [18] Voir par exemple Tolk, N. H., WHITE, C. W., NEFF, S. H., LICHTEN, W., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 671.
- [19] BRONGERSMA, H. H. et THEETEN, J. B., Soumis à Surf. Sci.