

# Emisión Electrónica en Colisiones Ion-Superficie a Incidencia Rasante

G. GÓMEZ, E.A. SÁNCHEZ, M.L. MARTIARENA, O. GRIZZI Y V.H. PONCE

CENTRO ATÓMICO BARILOCHE - COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA  
(8400) S.C. DE BARILOCHE, RÍO NEGRO - ARGENTINA  
e-mail: gomezg@cab.cnea.edu.ar

*Hemos medido las distribuciones en energía de electrones emitidos durante el bombardeo rasante con 10-100 keV de  $H^+$  y  $He^+$  sobre superficies de Si. Los espectros muestran una importante dependencia con la dirección de incidencia del haz y de observación de los electrones emitidos. En regiones de observación cercanas a la de reflexión especular de los iones hemos estudiado la dependencia del máximo de la distribución con la topografía y el grado de oxidación de la superficie. Se discuten estas dependencias considerando las transiciones electrónicas al continuo en presencia del potencial directo del ion y del inducido por el ion y el electrón en la superficie, y los efectos post-colisionales. Lejos de la dirección de reflexión especular de los iones hemos observado la emisión Auger del Si. Se discuten las diferencias en la sensibilidad superficial de la espectroscopia Auger inducida por bombardeo con electrones y con iones rasantes sobre superficies parcialmente cubiertas con  $O_2$ .*

*We have measured energy distributions of electrons ejected during grazing 10-100 keV  $H^+$  and  $He^+$  ions scattering from Si surfaces. The distributions have contributions strongly dependent on the projectile incidence angle and the direction of electron observation. For observation regions around the specular reflection of the ion we have studied the dependence of the maximum of the electron distribution with the surface topography and the adsorption of  $O_2$ . We discuss the experimental results within the model of electron transfer to the continuum of the effective potential formed by the direct ion and induced surface potentials, and its post collisional evolution. Far from the ion scattering plane we have observed the emission of Si Auger electrons. We discuss the differences in the surface sensitivity for Auger electron spectroscopy induced by electron and grazing proton bombardment for Si surfaces partially covered with  $O_2$ .*

## 1. Introducción

Los procesos de emisión electrónica en colisiones rasantes ion-superficie con energías del proyectil en el rango de algunos keV hasta un MeV proveen información específica acerca de la estructura atómica [1] y electrónica [2,3] de la superficie. Permiten también verificar teorías de respuesta dinámica de la superficie ante la presencia de cargas moviéndose en forma rasante.

Dependiendo del ángulo de observación, la distribución en energía de los electrones emitidos presenta características particulares: i) En la región de reflexión especular de los iones los espectros presentan un máximo prominente a velocidades cercanas a las del proyectil (electrones Convoy). Estudios de este pico muestran que la posición exacta del máximo depende de la carga y la energía del ion [4-6], y del número atómico [7] y la topografía del blanco [8]. ii) Lejos de la región de reflexión especular, la atención ha sido centrada en la emisión de electrones Auger. Esta resulta de la

excitación de átomos cercanos a la superficie debido a la interacción con los iones que se reflejan en forma rasante. Estudios recientes [9] de la sensibilidad a la superficie en la emisión Auger inducida por protones muestran que, con una cuidadosa elección de los parámetros de la colisión en una superficie plana, el 98% de la señal Auger proviene solamente de la última capa atómica del sólido.

Para obtener información específica acerca de la estructura electrónica de la superficie el pico Auger debe ser separado del fondo de electrones secundarios y deconvolucionado con el espectro de pérdida de energía, tal como se realiza en la espectroscopia Auger convencional (AES) inducida por bombardeo electrónico [10]. Este método no puede ser aplicado directamente en el caso de espectros Auger inducidos por protones debido a que poco se conoce de las contribuciones del fondo y de la pérdida de energía de los electrones Auger en la superficie.

El objetivo del presente trabajo es estudiar: 1) la sensibilidad superficial de la técnica Auger inducida por bombardeo rasante con protones, 2) la contribución del fondo de electrones

secundarios a diferentes ángulos de observación, y 3) la dependencia de la posición en energía y forma del pico Convoy con la topografía del blanco, el ángulo de incidencia del haz de iones, el ángulo de observación de los electrones emitidos y el grado de oxidación de la superficie. Para este propósito hemos medido distribuciones en energía y ángulo de electrones emitidos durante el bombardeo rasante de  $H^+$  y  $He^+$  en el rango de 10-100 keV en superficies de Si limpio y parcialmente cubiertas con oxígeno.

## 2. Experimento

El experimento fue realizado en una cámara de Ultra Alto Vacío (UHV) trabajando a  $8 \times 10^{-10}$  Torr con facilidades para AES, bombardeo de  $Ar^+$  (0.3-2 keV) y recocido de la muestra [11]. El haz de iones es generado en una fuente de radio-frecuencia, analizado en masa, y colimado a través de dos aperturas de 1 y 0.5 mm de diámetro separadas por 1.3 m. La muestra puede ser rotada alrededor de un eje que forma un ángulo de  $90^\circ$  con respecto a la dirección de incidencia del haz. La medición de los electrones emitidos se realiza con un analizador electrostático de espejos cilíndricos cuyo eje de rotación forma un ángulo de  $42.3^\circ$  con respecto a la dirección del haz (Fig. 1). El cilindro interior de dicho analizador tiene dos pequeñas aberturas circulares que definen la resolución en energía y en ángulo del sistema de detección, que en este trabajo fueron de 1% y  $0.7^\circ$ , respectivamente. Las mediciones de las distribuciones angulares se realizan rotando el cilindro interior del analizador alrededor de su eje. La geometría correspondiente se muestra en la Fig. 1. La región de reflexión especular de los iones corresponde a seleccionar la posición del cilindro interior de tal forma que tanto  $\theta$  como  $\phi$  sean pequeños (a en la Fig. 1). Las posiciones **d** y **f** corresponden a ángulos de elevación  $\theta$  similares, pero que forman un ángulo  $\phi$  con respecto al plano de dispersión de  $4.6^\circ$  y  $82^\circ$ , respectivamente.

Las muestras fueron dos monocristales de Si(111) y Si(100) preparados con ciclos repetidos de recocido a 900 K combinados con bombardeo de  $Ar^+$  a 800 eV y a  $20^\circ$  de incidencia con respecto a la superficie en dos

direcciones azimutalmente opuestas. Este método produce un buen patrón de difracción de electrones de baja energía (LEED), y una imagen sin estructuras en el microscopio electrónico de barrido (SEM).

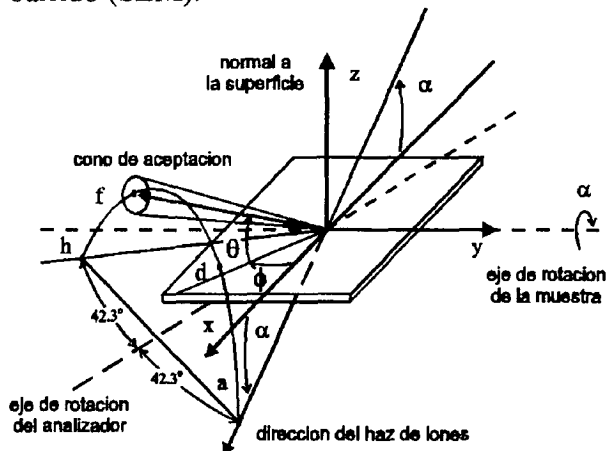


Fig. 1: Diagrama esquemático del experimento. El eje del analizador de electrones, el eje de rotación de la muestra, y la dirección del haz de iones se encuentran todos en un mismo plano.  $\theta$  es el ángulo de elevación con respecto a la superficie, y  $\phi$  el ángulo con respecto al plano de dispersión.

## 3. Resultados y discusión

En la Fig. 2 se muestran los espectros en energía de los electrones emitidos por impacto de 94 keV de protones incidiendo a  $1^\circ$  sobre una superficie de Si(111) para ocho ángulos de observación distintos. Se observa en esta figura que cerca de la región de reflexión especular de los iones ( $\theta \sim 1^\circ$ ,  $\phi \sim 0^\circ$ ) la distribución de electrones presenta un máximo en la energía  $E_m \sim E_{ce} + 12$  eV.  $E_{ce} = 51$  eV corresponde a la energía de los electrones Convoy (aquellos cuya velocidad es igual a la del ion reflejado). Para este ángulo rasante de observación el fondo de electrones secundarios es pequeño comparado con la estructura centrada en  $E_m$ . Este comportamiento se mantiene para ángulos  $\theta$  de hasta  $10^\circ$  y  $\phi \sim 1^\circ$ , a partir del cual se observa un fuerte incremento en el número de electrones emitidos a energías por debajo de los 30 eV. Se puede ver en la Fig. 2 que la emisión de electrones secundarios es claramente anisotrópica. La intensidad debajo de los 30 eV aumenta continuamente con  $\phi$  para los ángulos mayores observados ( $\phi \sim 82^\circ$ ) que corresponden a ángulos de elevación  $\theta$  pequeños ( $\theta \sim 15^\circ$ ).

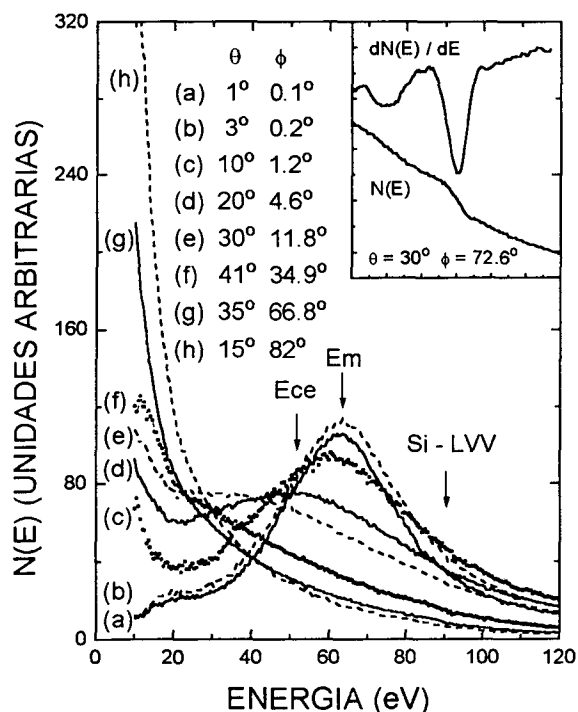


Fig. 2: Distribuciones en energía de electrones emitidos por bombardeo con 94 keV de  $H^+$  incidiendo a  $1^\circ$  sobre una superficie de Si(111). Las flechas indican las energías correspondientes a los electrones Convoy (Ece), al máximo de la distribución (Em), y a los electrones Auger LVV del Si. El recuadro muestra el espectro Auger del Si y su primera derivada. La escala horizontal es la misma tanto para el recuadro como para la figura principal.

Estos efectos han sido recientemente analizados considerando la excitación y transporte a través de la barrera superficial de los electrones del sólido [12]. Se puede ver también en la Fig.2 que el pico localizado en Em para  $\theta \sim 1^\circ$  y  $\phi \sim 0^\circ$  se desplaza hacia bajas energías y contribuye significativamente en los espectros a  $\phi$  mayores, constituyendo un fondo sobre el cual se superpone el pico de electrones Auger emitidos por el blanco. En el caso del Si el pico Auger correspondiente a la emisión de un electrón de la banda de valencia por decaimiento de otro a la capa atómica L (LVV) aparece a 90 eV. A pesar de ser pequeña comparada con el fondo, la estructura Auger se puede observar a partir de la derivada de la distribución en energía  $N(E)$  de la misma forma que en la espectroscopía Auger

inducida por bombardeo con electrones (recuadro de la Fig.2). La forma general de  $dN(E)/dE$  es similar a la obtenida con AES, pero un análisis detallado muestra diferencias en la posición e intensidad del pico de excitación de plasmones [3] y en la intensidad y forma del fondo de electrones secundarios.

A partir de ahora centralizaremos la atención en dos regiones de ángulos de observación: la región de reflexión especular de los iones o región de electrones Convoy ( $\theta \sim 1^\circ$ ,  $\phi \sim 0^\circ$ ); y la zona correspondiente a  $\theta \sim 30^\circ$  y  $\phi \sim 73^\circ$  donde se encuentra que es óptima la relación entre la señal Auger y el fondo de electrones.

### A. Región de electrones Convoy

Los principales resultados de las mediciones anteriores de electrones Convoy se pueden resumir de la siguiente forma: 1) Para protones incidiendo en el rango de energías de 20 keV hasta un MeV el espectro de electrones emitidos tiene un máximo en  $E_{ce} = (m/M) E_p$  donde m y M son las masas del electrón y del proyectil, y  $E_p$  la energía de este último. La forma de este pico depende fuertemente del ángulo de incidencia y la energía del proyectil, y del ángulo de observación de los electrones emitidos [13-16]. 2) Para bombardeo con iones monoatómicos [17] (excepto  $H^+$ ) y moleculares ( $H_2^+$ ,  $H_3^+$  y  $HeH^+$ ) [6] con energías superiores a 250 keV/amu, la distribución de electrones muestra un pico a una energía  $E_m > E_{ce}$ . La intensidad de esta estructura es máxima para ángulos de observación varios grados mayores que el de reflexión especular de los iones. La diferencia de energías  $E_m - E_{ce}$  disminuye al aumentar la energía del proyectil, es aproximadamente proporcional a su carga [4,6,17] y depende del número atómico del blanco [7]. Recientemente Koyama *et.al.* [17] han medido espectros en energía de electrones emitidos por bombardeo rasante con 0.98 MeV/amu de  $Xe^{27+}$  sobre una superficie de Al y han observado simultáneamente ambos picos: uno angosto en Ece y una estructura ancha en  $E_m > E_{ce}$ .

Hay por lo menos tres ideas propuestas para interpretar este fenómeno. La más difundida de ellas es el modelo de aceleración de electrones Convoy [4-7] por el cual los electrones son

transferidos a estados del continuo del potencial Coulombiano del proyectil y posteriormente acelerados por el potencial repulsivo inducido por éste en la superficie. Otro modelo, propuesto por nuestro grupo [8], supone que los electrones son transferidos a estados del continuo del potencial efectivo suma del potencial Coulombiano del proyectil y del inducido por el ion y el electrón en la superficie. La topografía de la superficie y la evolución post-colisional de los estados iniciales en el potencial dependiente del tiempo determinan la posición y forma del máximo de la distribución de los electrones emitidos. Recientemente Baragiola [18] ha propuesto que los electrones son acelerados por el potencial generado por los electrones secundarios emitidos durante la colisión ion-superficie.

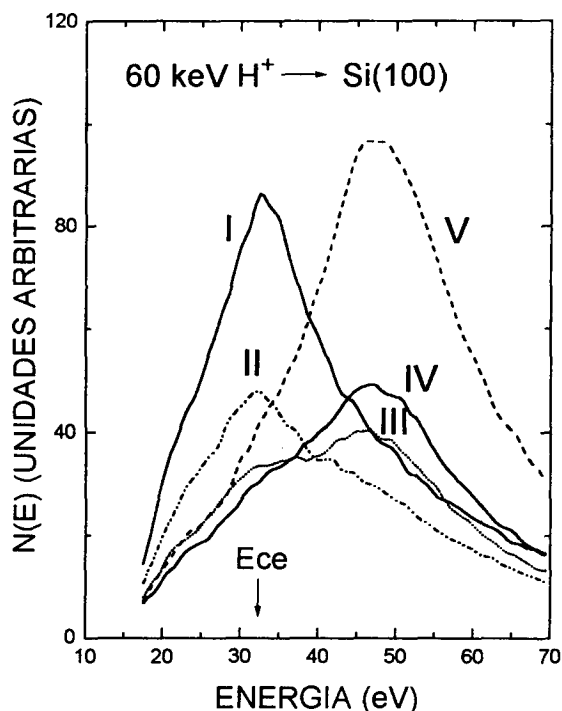


Fig. 3: Distribución en energía de electrones emitidos por bombardeo con 60 keV de H<sup>+</sup> sobre una superficie de Si(100) recocida a diferentes temperaturas. El ángulo de incidencia es de 1° y el de observación es cercano al de reflexión especular del haz. La serie de espectros I-V fue tomada en regiones de la muestra que llegaron a temperaturas desde 1400 K (espectro I) hasta 800 K (espectro V).

Con el objeto de producir diferentes topografías en la superficie del blanco se calentó una muestra rectangular de Si(100) de 5x25 mm<sup>2</sup> colocando un filamento cerca de uno de sus bordes. Con este procedimiento su temperatura de recocido, medida con un pirómetro óptico, variaba de aproximadamente 1400 K en el extremo más caliente hasta 800 K en el más frío. El estudio realizado con el SEM muestra un alto grado de rugosidad (~ 1µm) en el borde de la muestra que alcanzó los 1400 K y una imagen sin estructuras en el borde opuesto. En ambos casos los patrones de LEED mostraron orden cristalino en la superficie observándose que en la zona más rugosa estos eran solo un poco más anchos y difusos que en la zona más suave. Los espectros en energía que resultan de hacer incidir 60 keV de H<sup>+</sup> en distintas regiones de la superficie se muestran en la Fig.3. El espectro I, que corresponde a la zona del blanco recocida a ~ 1400 K, presenta un máximo centrado en Ece en acuerdo con las mediciones anteriormente publicadas [13,15,16]. Moviendo la muestra de manera de exponer el haz a regiones más suaves de la superficie, pero manteniendo constante los otros parámetros del experimento, se obtuvo la serie de espectros I-V, donde V fue tomado en la región de la superficie recocida a ~ 800 K. Se puede observar en esta serie que mientras el pico de electrones Convoy disminuye, otra estructura crece a una energía ~ 15 eV mayor que Ece. Esta es la primera vez que este tipo de estructura se observa con protones.

Los cambios observados en la forma y posición del máximo de la distribución en energía de los electrones están relacionados con una rugosidad a gran escala y no con escalones atómicos presentes en la muestra. Superficies suaves modificadas por altas dosis (> 10<sup>16</sup> iones/cm<sup>2</sup>) de bombardeo con iones pesados (10 keV de Ar<sup>+</sup> incidiendo a ~ 30°) o por evaporación de gruesas capas de Al u Au (> 400 Å), presentan un pico centrado en Ece. Por otro lado el bombardeo con Ar<sup>+</sup> a 1 keV y dosis menores que ~ 10<sup>16</sup> iones/cm<sup>2</sup>, a pesar de ser suficientes para borrar el patrón de LEED, producen un espectro con el máximo a energías mayores que Ece. En el modelo propuesto por nuestro grupo la posición del máximo de la distribución de electrones está determinada por

las transiciones al continuo en presencia del potencial efectivo total. La evolución post-colisional caracterizará la forma final del espectro dependiendo de la topografía del blanco, y de la relación entre la velocidad del electrón respecto de la del ion y la de éste respecto de la superficie. Para superficies suaves la evolución será adiabática en presencia del potencial efectivo total dando lugar a un máximo en el espectro de electrones para una energía  $E_m > E_{ce}$ . Si la superficie presenta escalones, la variación rápida de la distancia ion-superficie producirá una disminución del potencial inducido, reestableciendo el pico Convoy característico [8].

distribución en energía de los electrones emitidos en función del ángulo de observación, para tres ángulos de incidencia distintos:  $0.3^\circ$ ,  $2.0^\circ$ , y  $3.5^\circ$ . Se ve en esta figura que: 1) existe un ligero aumento en  $E_m$  al disminuir el ángulo de incidencia de los iones y 2) para cada ángulo de incidencia, el valor máximo de  $E_m$  se produce a ángulos de emisión ligeramente mayores que el de reflexión especular.

Por otro lado la intensidad de los electrones emitidos presenta un máximo para ángulos de emisión mayores que el correspondiente al del máximo de  $E_m$ . Esto se muestra en la Fig.4(b) para 60 keV de  $He^+$  y  $H^+$  incidiendo sobre la misma superficie (notar que las escalas horizontales en las Fig.4(a) y 4(b) son diferentes). Debido a nuestro montaje experimental, no se pueden medir ángulos de elevación  $\theta > 7^\circ$  sin mover el analizador fuera del plano de dispersión (dentro de la aceptación angular), pero para  $He^+$  y  $H^+$  se observa que la intensidad del máximo de la distribución de electrones sigue aumentando hasta por lo menos  $\theta \sim 6^\circ$  y  $8^\circ$ , respectivamente.

Una primera estimación de los efectos causados por el potencial inducido para 60 keV de  $H^+$  incidiendo a  $1^\circ$  sobre una muestra de Si indica que el valor máximo de  $E_m$  ( $\sim 53$  eV) ocurre cerca de la región de reflexión especular de los iones. Por otro lado, la intensidad máxima de los electrones emitidos debería ocurrir en  $\theta \sim 7^\circ$ . Estos valores han sido calculados considerando que los electrones transferidos a estados del continuo del potencial efectivo tienen energías del orden del potencial inducido ( $\Phi_{ind}$ ) en la posición del ion y se alejan de dicha región preferentemente en la dirección del campo eléctrico inducido [8]. En el sistema de referencia del ion en reposo la energía cinética de los electrones es de  $\sim 2.4$  eV, igual al valor de  $\Phi_{ind}$  evaluado en la posición de máximo acercamiento del ion a la superficie (3 a.u.), y la dirección del campo eléctrico es  $\theta = 30^\circ$  de acuerdo a los cálculos de García de Abajo [19].

En la Fig.5 se muestran los espectros en energía de los electrones emitidos durante el bombardeo de una superficie de Si(111) con 92 keV de  $He^+$  incidiendo a  $1^\circ$ , antes (a) y después (b) de la oxidación. Esta fue realizada aumentando la presión parcial de  $O_2$  a  $5 \times 10^{-5}$

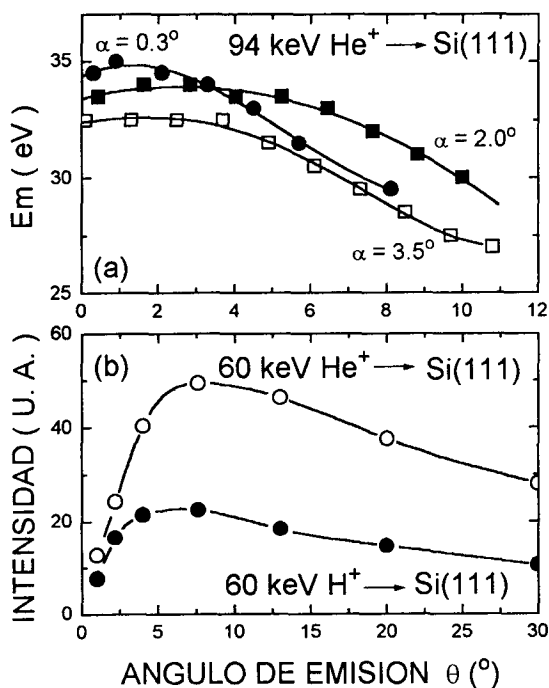


Fig. 4 (a): Energía  $E_m$  correspondiente al máximo de la distribución en energía de los electrones emitidos por bombardeo con 94 keV de  $He^+$  incidiendo a  $0.3^\circ$ ,  $2.0^\circ$  y  $3.5^\circ$  sobre una superficie de Si(111), en función del ángulo de emisión. (b): Distribución angular medida en  $E_m$  para electrones emitidos por bombardeo con 60 keV de  $H^+$  y  $He^+$  incidiendo a  $1^\circ$  sobre una superficie de Si(111).

En la Fig.4(a) se muestran los resultados obtenidos con 94 keV de  $He^+$  incidiendo sobre una superficie de Si(111) preparada con ciclos de bombardeo de  $Ar^+$  y recocido. Se ha graficado la posición del máximo de la

Torr durante 4 minutos ( $12000 \times 10^{-6}$  Torr.seg = 12000 L) al mismo tiempo que se calentaba la muestra a  $\sim 500$  K. El estado de oxidación de la muestra fue verificado con la técnica convencional de espectroscopía Auger cuyos espectros se muestran en los recuadros de las figuras 5(a) y 5(b). En estos se puede observar como para el caso (b) la señal del óxido de silicio centrada en  $\sim 76$  eV domina el espectro Auger. El efecto que produjo la oxidación de la superficie en el espectro de electrones Convoy fue desplazar el máximo de la distribución hacia bajas energías en aproximadamente 2 eV. Esto estaría aparentemente en desacuerdo con el modelo propuesto por Baragiola [18] que atribuye el corrimiento de dicho máximo a la interacción del electron Convoy con el potencial repulsivo generado por la emisión de electrones

secundarios. Para el  $\text{SiO}_2$  la emisión de electrones secundarios es mayor que la del Si limpio. Esto debería dar lugar a un incremento en el potencial repulsivo, y en consecuencia un aumento en el valor de  $E_m$ . Si en cambio se considera que la causa del corrimiento es el potencial inducido por el ion en la superficie, la diferencia  $E_m - E_{ce}$  será menor en el caso del óxido de silicio debido a que el valor de  $\phi_{ind}$  es menor al ser éste un aislante.

## B. Región de electrones Auger

Dado que para superficies planas el haz de iones interactúa únicamente con las últimas capas del sólido, se espera que los espectros Auger inducidos por bombardeo iónico sean más sensibles al grado de contaminación de la superficie que los inducidos por electrones. Para estudiar la sensibilidad superficial hemos medido los espectros Auger inducidos por electrones e iones en una superficie de Si(111) en dos etapas distintas de oxidación. Estos espectros fueron medidos a grandes ángulos ( $\theta \sim 20^\circ$ ) y lejos del plano de dispersión de los iones ( $\phi \sim 70^\circ$ ) con el fin de evitar la distorsión que producen los electrones Convoy en el fondo electrónico en regiones cercanas al pico Auger del Si. En la Fig.6(a) se muestran los resultados obtenidos al aumentar la presión parcial de  $\text{O}_2$  en la cámara a  $5 \times 10^{-6}$  Torr durante 5 minutos (1500 L). Los espectros derivados  $dN(E)/dE$  obtenidos con la muestra de Si oxidada corresponden a la emisión electrónica inducida por el bombardeo con electrones a 2.5 keV (I), y con 100 keV de  $\text{H}^+$  incidiendo a  $15^\circ$  (II) y a  $0.7^\circ$  (III) con respecto a la superficie. Se ve en esta figura que, si bien el espectro inducido por electrones es similar al que se muestra en el recuadro de la Fig.2 para 94 keV de  $\text{H}^+$  incidiendo sobre una superficie de Si limpia, la señal Auger del Si inducida por los iones se ensancha hacia la región de bajas energías. Esto se debe a la modificación de la densidad superficial de estados en presencia del oxígeno que afecta principalmente la región situada en  $\sim 85$  eV [20]. En la Fig.6(b) se muestra la misma secuencia de espectros luego de una oxidación mayor realizada al aumentar la presión parcial de  $\text{O}_2$  en la cámara a  $5 \times 10^{-5}$  Torr durante 4 minutos (12000 L) al mismo tiempo

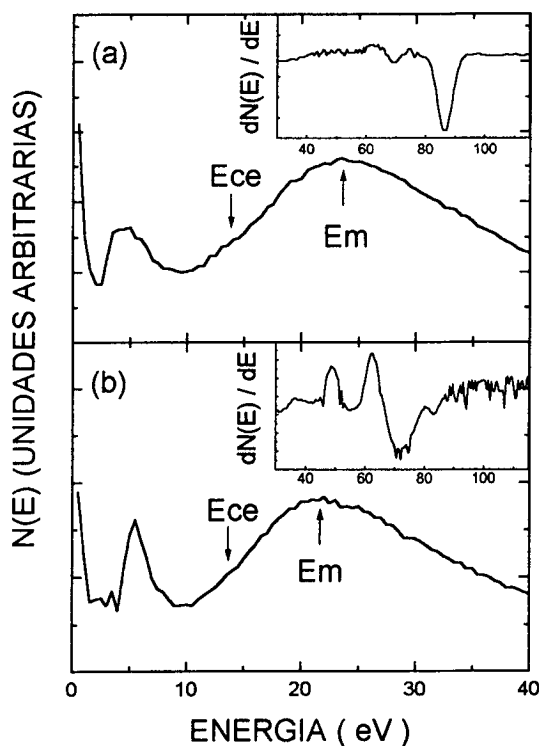


Fig. 5: Distribución de electrones Convoy obtenida por bombardeo con 94 keV de  $\text{H}^+$  incidiendo a  $1^\circ$  sobre una superficie de Si(111) oxidada con (a) 1500 L y (b) 12000 L de  $\text{O}_2$ . En los recuadros se muestran los espectros Auger inducidos por electrones que caracterizan en cada caso el grado de oxidación de la muestra.

que se calentaba la muestra a  $\sim 500$  K. En este caso se observa que mientras que en (I) aparecen los picos correspondientes a las señales Auger del Si (92 eV) y del SiO<sub>2</sub> (76 eV), en el (III) únicamente aparece la señal del óxido.

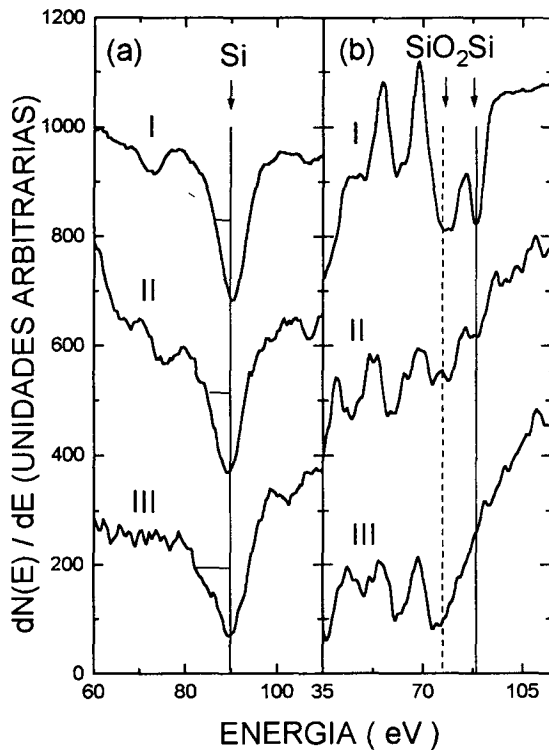


Fig. 6: Espectros de electrones Auger del Si(111) oxidado con (a) 1500 L y (b) 12000 L de O<sub>2</sub>, obtenidos por bombardeo con: electrones de 2.5 keV (I) y H<sup>+</sup> de 100 keV para 15° (II) y 0.7° (III) de incidencia.

Ambas secuencias de oxidación muestran que la técnica de espectroscopía Auger inducida por bombardeo iónico en condiciones de incidencia rasante es más sensible a la superficie que la técnica convencional inducida por electrones, y más sensible aún cuanto más pequeño es el ángulo de incidencia. Esto es válido aún para superficies relativamente rugosas, como las obtenidas por evaporación *in situ* de Al sobre Si [21].

#### 4. Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado los procesos de emisión de electrones Convoy y Auger en función del ángulo de observación de los electrones emitidos, del ángulo de incidencia de

los proyectiles y de la topografía y grado de oxidación de la superficie. De este estudio observamos que el fenómeno de emisión de electrones Convoy puede ser cualitativamente descrito por el modelo de transferencia de electrones al continuo del potencial efectivo total, suma del potencial directo del ion y de los inducidos por el ion y el electrón en la superficie. Con respecto al proceso de emisión de electrones Auger inducido por bombardeo rasante con protones podemos concluir que este es más sensible a la superficie que el convencional inducido por bombardeo electrónico.

#### Referencias

1. H. Winter *et al.*, NATO Adv. Research Workshop, ed. R.A. Baragiola, Giardini - Naxos, Italy, June 1992. (Plenum, 1993 in press).
2. C. Rau, K. Waters and N. Chen, Phys. Rev. Lett. (1990) 1441; C. Rau, N.J. Zhen and M. Rösler, Nucl. Instr. and Meth. B78 (1993) 247.
3. J. W. Lee and R. Pfandzelter, Surf. Sci. 225 (1990) 301.
4. A. Koyama *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 3156; T. Iitaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 3160.
5. K. Kimura, M. Tsuji and M. Mannami, Phys. Rev. A46 (1992) 2618.
6. Y. Mizuno *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B67 (1992) 164
7. H. Ishikawa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B67 (1992) 160.
8. E. A. Sánchez, M. L. Martiarena, O. Grizzi and V. H. Ponce, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 801; E. A. Sánchez *et al.*, J. Phys.: CM 5 (1993) A289.
9. R. Pfandzelter and J. Landskron, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1279.
10. H. H. Madden, Surf. Sci. 126 (1983) 80.
11. L. F. de Ferrariis, F. Tutzauer, E. A. Sánchez and R. A. Baragiola, Nucl. Instr. and Meth. A281 (1989) 43.
12. M. L. Martiarena, E. A. Sánchez, O. Grizzi and V. H. Ponce, Nucl. Instr. and Meth. B90 (1994) 300.
13. L. F. de Ferrariis and R. A. Baragiola, Phys. Rev. A33 (1986) 4449.
14. M. Hasegawa *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B53 (1991) 285.
15. H. Winter, P. Strohmeier and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A39 (1986) 3895.
16. E. A. Sánchez, M. L. Martiarena, O. Grizzi and V. H. Ponce, Phys. Rev. A45 (1992) R1299.
17. A. Koyama, Nucl. Instr. and Meth. B67, (1992) 103
18. R. A. Baragiola, Nucl. Instr. and Meth. B78 (1993) 223.
19. F.J. García de Abajo, Thesis, Universidad del País Vasco (1993) and private communication.
20. R. Vidal, Tesis, Instituto Balseiro (1988)
21. E. A. Sánchez, O. Grizzi, G. Nadal, G.R. Gómez, M. L. Martiarena and V. H. Ponce, Nucl. Instr. and Meth. B90 (1994) 261.