



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

INTERACCION DE IONES MULTIPLEMENTE
CARGADOS CON UNA SUPERFICIE DE A1.

292761

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

ITZAM DE GORTARI HUITRON



DIRECTOR DE TESIS: DRA. MARIA DEL CARMEN CISNEROS GUDIÑO

2001



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



SEGURIDAD NACIONAL
AUTORIDAD DE
MEXICO

M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA

Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias

Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: Interacción de Iones
Múltiplemente cargados con una superficie de Al.

realizado por ITZAM DE GORTARI HUITRON

con número de cuenta 9650501-8 , pasante de la carrera de FISICA

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

DR. MARIA DEL CARMEN CISNEROS GUDIÑO

Propietario

DR. ALIPIO GUSTAVO CALLES MARTINEZ

Propietario

DR. RAMIRO GARCIA GARCIA

Suplente

DR. GUILLERMO HINOJOSA AGUIRRE

Suplente

DR. JOSE RECAMIER ANGELINI

Consejo Departamental de FISICA



Patricia Goldstein Menache

DR. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
DEPARTAMENTO DE FISICA

A mis queridos Maricela, Ilya y Balam....

Agradecimientos

A la Dra. Carmen Cisneros por dirigirme la tesis; permitirme la entrada al mundo de la investigación experimental; por todas las discusiones y sobre todo por proporcionarme toda la ayuda que en sus manos estaba.

Con especial respeto y estimación al Prof. Nikolaus Stolterfoht por permitirme realizar la parte experimental de este trabajo dentro de un grupo de gran talento y alto reconocimiento.

A los sinodales que revisaron la tesis en un tiempo recortado y me permitieron enriquecer la discusión, Gracias: Dr. Alipio Calles, Dr. Ramiro García, Dr. Guillermo Hinojosa y Dr. José Recamier.

Gracias a Hernán por su paciencia en discusiones teóricas y sobre todo por estimular discusiones existenciales compartiendo unos buenos caramelos.

A Gustavo por esos buenos ratos en la incursión computacional y aún más por el apoyo invaluable en toda esta transición académica.

Interacción de Iones Múltiplemente Cargados con una Superficie
de Al

por

Itzam De Gortari Huitron

2001

Índice General

1	Introducción	2
2	Teoría	7
2.1	Proceso Auger	7
2.2	Átomos Huecos	11
2.2.1	Modelo Over-the-barrier	14
2.2.2	Modelo de Cascada	18
3	Plasmones	27
3.1	Teoría de producción de plasmones asistida por captura de electrones	30
3.2	Decaimiento de Plasmones de Volumen	31
4	Montaje Experimental	34
4.1	Fuente de Iones	34
4.2	Cámara de Alto Vacío	38
4.3	Espectrómetro	41
4.3.1	Descripción	41
4.3.2	Mediciones	43

5	Resultados Experimentales	45
5.1	Obtención de los Espectros	45
5.2	Análisis Espectral.	50
5.3	Dependencia Angular.	54
6	Discusión y Conclusión	59
	Apéndice 1: Tabla I	64

algo para sobrellevar la lectura...

Your Experience never errs. It is only your judgement that errs, when it promises itself results not supported by your experiments.

Da Vinci, Leonardo

Anyone who has never made a mistake has never tried anything new.

Albert Einstein

All science is either physics or stamp collecting.

E. Rutherford

Errors using inadequate data are much less than those using no data at all

Charles Babbage

I could prove God statistically.

George Gallup

I don't have any solution, but I certainly admire the problem

Ashleigh Brilliant

I have not failed. I've just found 10,000 ways that won't work.

Thomas Edison

If the facts don't fit the theory, change the facts

Albert Einstein

Numbers are like people; torture them enough and they'll tell you anything.

Anonymous

If we knew what we were doing, it wouldn't be called research, would it?

Albert Einstein

When you steal from one author, it's plagiarism; if you steal from many, it's research.

Wilson Mizner

Interacción de iones múltiplemente cargados con una superficie de Al

Resumen

En este trabajo se examinó la emisión de electrones por impacto de iones Ne^{q+} con una energía de 4.5 keV sobre una superficie de Aluminio. Se identificaron estructuras cerca de 11eV atribuidas al decaimiento de plasmones de volumen, los electrones emitidos muestran una dependencia angular en forma de coseno del ángulo de observación con respecto a la normal a la superficie, lo que indica, de acuerdo a la teoría de decaimiento de plasmones que estos decaen por debajo de la superficie. Durante la interacción de iones múltiplemente cargados con un cuerpo sólido se observa la formación, por una nube dinámica de carga, de los llamados "Hollow Atoms" o átomos huecos. El aspecto fundamental del trabajo experimental es la medición de emisión de electrones debida a plasmones previamente excitados por átomos con huecos. El trabajo experimental se llevó a cabo en el Instituto Hahn Meitner en Berlín bajo la dirección del Dr. Nikolaus Stolterfoht y dentro de un programa de intercambio académico para el montaje y preparación de una fuente de tipo ECR en el Laboratorio de Física Atómica y Molecular y Óptica Experimental (LFAMOE) de la UNAM en Cuernavaca.

Capítulo 1

Introducción

El programa de investigación del laboratorio de Física Atómica, Molecular y Óptica (LFAMO) del Centro de Ciencias Físicas está enfocado al estudio de interacciones de iones simples y múltiplemente cargados con distintos sistemas, tales como, electrones, fotones, átomos, moléculas y sólidos, en donde la energía potencial entre átomos juega el papel más importante. Uno de los dispositivos experimentales para estos estudios es la fuente de iones Electron-Cyclotron-Resonance (ECR), la cual es capaz de producir intensos y continuos haces de iones con cargas de hasta +30 y energías de hasta 100 keV. En LFAMO se cuenta actualmente con un ECR a 10.6 GHz que está en proceso de instalación. A fin de adquirir experiencia en el funcionamiento y utilización del tipo de fuente antes mencionada, se desarrolló la parte experimental de esta tesis en el Ionen-Strahl-Labor en el Instituto Hahn-Meitner en Berlín cuyo sistema es semejante al sistema con el que se dispondrá en LFAMO. Durante mi estancia en este laboratorio se desarrolló el trabajo de investigación titulado "Excitation of Plasmon by slow highly-charged Ne^{q+} impinging on an Al-surface". Mi trabajo consistió en tres principales tareas; la preparación de la muestra, la adquisición de datos y el análisis de acuerdo al método propuesto por el laboratorio. En este trabajo se presentan los resultados obtenidos durante mi estancia en el grupo del Prof. Nikolaus Stolterfoht; incursionando en la teoría, describiendo el desarrollo y el dispositivo experimental y finalmente presentando el análisis de los resultados obtenidos.

El área del estado sólido referente a interacciones con iones ha aumentado favorablemente en los últimos años. Esto es debido no sólo a sus avances en la materia sino también a sus aplicaciones en la industria. Dentro del área de la física atómica y molecular nos interesa especialmente este desarrollo ya que se ha probado que la emisión de electrones durante colisiones de iones múltiplemente cargados con sólidos ofrece de una forma especialmente sensible la estructura electrónica de superficies. No fue sino hasta la evolución de fuentes de iones poderosas como el ECR en los años ochentas que fue posible generar iones lentos, con un estado alto de carga y los cuales son

producidos en un plasma dentro de un campo de micro ondas.

La emisión de electrones de una superficie, producida por iones energéticos es un fenómeno que ha sido muy estudiado, existen dos modelos diferentes para describir este proceso; cuando los electrones son excitados por transferencia directa de energía cinética y cuando se liberan electrones por procesos relacionados a energía potencial o que podremos llamar de transferencia de potencial. Normalmente una combinación de los dos mecanismos es responsable de la emisión de electrones. Sin embargo en el caso de iones lentos y múltiplemente cargados se desprecia la emisión de electrones por energía cinética ya que la energía potencial es mucho mayor en este proceso.

Los modelos teóricos se basan en transferencia de energía debida a la interacciones entre partículas. Cuando se trata con sólidos nos enfrentamos con un problema de muchos cuerpos. Es de esperarse por tanto que no existan soluciones exactas en las descripciones teóricas y por tanto se disponga solamente de modelos aproximados que describen los resultados observados experimentalmente. Para el caso del modelo de un gas de electrones interactivo es posible una excitación elemental, en este sistema, como consecuencia de la interacción coulombiana directa se pueden encontrar oscilaciones colectivas de la densidad de electrones, es decir la oscilación de plasma o plasmones[1].

Una vez excitado un plasmón en un sólido, éste decae por mecanismos de transición de interbanda, este mecanismo, en metales de electrones prácticamente libres (e.g., Al), produce un par hueco-electrón dando como resultado un electrón en el continuo. Es decir, se producen electrones provenientes del metal y de energías bien definidas que ofrecen una señal de la existencia de plasmones, y por lo tanto estos pueden ser estudiados por medio de espectroscopia de electrones[5].

Anteriormente la mayoría de los experimentos que mostraban evidencia de excitación de plasmones, fueron realizados utilizando impacto de electrones o utilizaron proyectiles muy energéticos que creaban plasmones por excitación coulombiana directa[6,7]. En experimentos más recientes, evidencia de excitación de plasmones ha sido observada en espectros de emisión de electrones producidos por iones con energías desde 30 eV a 4.5 keV[8,9]. En estos estudios se propone que mecanismos diferentes al de la excitación coulombiana son importantes, se consideran que la ex-

citación de plasmones se debe a un súbito cambio de la superficie resultando en la desaparición de la carga-imagen y la aparición de un hueco en el metal. Aunque esta teoría es especialmente para iones con altas velocidades han surgido nuevas ideas para la interpretación de la creación de plasmones por iones lentos. Este es el caso de trabajos [8] en donde se encontró evidencia de excitación de plasmones en espectros de emisión producidos por iones con energías especialmente bajas. Para explicar esta observación, se consideró un proceso de formación de plasmones por neutralización (plasmon-assisted neutralization), en donde la energía potencial liberada, intercambio de carga, por los proyectiles en el proceso de captura es utilizada para la creación de plasmones. En este trabajo se discutirá un proceso de formación de plasmones por captura de electrones (plasmon-assisted capture electrons) en donde el intercambio de carga, o que podemos llamar transferencia de energía potencial, de los proyectiles al metal produce un plasmón[9,10].

Dentro del contexto anterior, la creación de plasmones podría ser incrementada por iones múltiplemente cargados ya que su energía potencial es significativa. En este trabajo se considera la producción de plasmones por iones pesados y lentos con un alto estado de carga que inciden en la superficie del metal y en donde se espera que la creación de plasmones se refuerce cuando los efectos de la energía potencial se vuelven significantes. Como lo mencionamos al principio, el estudio de iones múltiplemente cargados en el área de la física ha atraído mucho la atención. Por ejemplo, estos iones al interactuar con superficies como la de aluminio pueden dar lugar a los llamados Hollow-Atoms o átomos huecos. Por arriba de la superficie, los iones múltiplemente cargados atraen fuertemente a varios electrones los cuales son capturados por resonancia en los estados altos de Rydberg y las capas interiores permanecen vacías[12].

Cuando un átomo hueco entra al sólido, los electrones que permanecen en las capas de Rydberg pueden ser removidos o entrar dentro del sólido para participar en la formación de una fuerte nube de electrones de la banda de conducción. Esta nube de apantallamiento deja las capas internas del ión vacías de tal forma que da lugar a un átomo hueco compacto dentro del sólido. Cuando un átomo hueco se mueve dentro del sólido su energía potencial es transferida al sólido ya sea por transiciones del tipo Auger o transferencia de carga por colisiones, de esta forma se espera que

estos átomos jueguen un papel primordial en la creación de plasmones.

En base a los experimentos realizados en el Instituto hahn Meitner se darán interpretaciones de la creación de plasmones por impacto de iones del tipo Ne^{9+} de 4.5 keV en una superficie de aluminio. El espectro de electrones muestra estructuras cerca de 11 eV asociadas al decaimiento de plasmones de volumen. La probabilidad de emisión de electrones por plasmones dependen tanto de los estados de carga como del ángulo de incidencia del ion. En este trabajo enfocamos nuestra atención a los plasmones de volumen cuya excitación puede ser explicada por procesos que ocurren por debajo de la superficie. Además los efectos por energía cinética se consideran en la emisión de electrones L-Auger los cuales a su vez son capaces de excitar plasmones en colisiones secundarias. Es importante mencionar que los electrones producidos por decaimiento de plasmones son de baja energía y por tanto son muy difíciles de detectar ya que existen varios efectos provenientes principalmente de los instrumentos que pueden producir incertidumbres considerables en los resultados experimentales.

El trabajo está organizado de la siguiente manera:

*En los Capítulos 2 y 3 se da una idea general de la teoría necesaria para la interpretación del experimento: el proceso Auger que es fundamental para la espectroscopia de electrones; la teoría que involucra la interacción de iones múltiplemente cargados con la superficie de aluminio: desde la formación de átomos hueco, modelo over-the-barrier, cuando el átomo se encuentra por arriba de la superficie, hasta el modelo de cascada que describe el llenado de las capas K y L del ion y finalmente una explicación general de la formación y decaimiento de plasmones dentro del sólido.

*La descripción detallada del montaje experimental se presenta a lo largo del capítulo 4: la formación del haz de iones por medio de una poderosa fuente de iones ECR, seguida por un sistema de frenado y de focalización del haz y finalmente las etapas de interacción y detección de los electrones emitidos. La interacción de los iones con la muestra se llevó a cabo en una cámara de ultra alto vacío y los electrones se detectaron por medio de un espectrómetro.

*Se realizó un particular esfuerzo en la detección de los electrones emitidos dentro del intervalo de bajas energías en donde se esperaba observar las estructuras debidas a plasmones. Los resultados de estas mediciones se presentan en el capítulo 5, en donde también se dará una breve descripción de

las estructuras encontradas en los espectros así como sus intervalos de energía y las incertidumbres.

*Como parte fundamental del trabajo, en el capítulo 6 se presenta un detallado análisis de datos. Principalmente se dará la descripción del manejo de los espectros en base a ciertos fundamentos teóricos y trabajos previos. De esta forma se insitará a una discusión amena sobre los datos encontrados.

*Finalmente en el capítulo 7 se presentan en una discusión la forma y los intereses para la producción de plasmones por medio de la interacción de iones lentos y múltiplemente cargados del tipo Ne^{9-} con una superficie de aluminio y a manera de conclusión se presenta de una forma concisa los resultados de la producción de plasmones y sobre todo, características importantes para lograr condiciones de excitación de estas estructuras para próximos estudios.

* A manera de complemento a la teoría se presenta una sección miscelanea de anexos. Los cuales se dejan al criterio del lector para formalizar los temas tratados en esta tesis.

Capítulo 2

Teoría

1. Proceso Auger

Durante los años 1925-26 P. Auger irradió gases inertes dentro de una cámara de niebla con un haz de rayos X y observó trazos producidos por electrones en pares que se originaban de átomos ionizados. Estos trazos provenían: por un lado, de un foto-electrón y que tenía una longitud variable que dependía de la energía de la radiación ionizante, y por otro lado un trazo de longitud constante que representaba un electrón proveniente de la reorganización del átomo. Esta observación fue el descubrimiento de un importante modo de decaimiento de átomos múltiplemente excitados combinados con el ya conocido modo de decaimiento de emisión de fotones. En 1927, G. Wentzel desarrolló la teoría no relativista del efecto Auger, explicándolo como un proceso de auto ionización resultado de una interacción electrostática entre dos electrones dentro de un átomo previamente ionizado en una capa interna. Desde entonces, el fenómeno de ionización en capas interiores ha contribuido al desarrollo de nuevas técnicas en la física nuclear y de estado sólido. Por ejemplo, la disponibilidad de detectores en estado sólido como espectrómetros de electrones de alta resolución que ayudaron indudablemente a la medición de fluorescencia y emisiones del tipo Auger. Las transiciones Auger han sido también importantes en el entendimiento de átomos méxicos, conversión interna nuclear, captura de electrones en orbitales y colisiones ion-átomo.

Cuando un átomo neutro es ionizado en una de sus capas interiores S , encontraremos un sistema compuesto por un átomo ionizado y un electrón expulsado de un nivel específico con una energía E_s . Este sistema tiende a organizarse para mantener un estado de mínima energía a través de dos procesos:

1. El vacío en la capa interna se llena con un electrón proveniente de una capa externa S' , el exceso de energía aparece como radiación (rayos X) y de frecuencia ν dada por:

$$h\nu = E_s - E_{s'}. \quad (1)$$

2. Alternativamente, el vacío de la capa interna se llena por un electrón de una capa externa S' , pero en este caso el exceso de energía se proporciona a otro electrón que es expulsado de una capa R' del mismo átomo. Este electrón es expulsado con una energía cinética:

$$T_A = E_s - E_{s'} - E_{R'}, \quad (2)$$

En donde $E_{R'}$ es el potencial de ionización para la capa R con respecto a un átomo previamente ionizado en una capa interna. Obviamente, este proceso sólo sucederá si $E_s - E_{s'} > E_{R'}$.

El segundo caso es un proceso de reorganización de un átomo sin emitir radiación y es conocido como el efecto Auger. De esta manera puede resultar un átomo con múltiples vacancias en sus capas exteriores, es decir, un átomo múltiplemente cargado. Es decir si encontramos en un átomo con un espacio vacío dentro de sus capas, un electrón de capas superiores con un estado energético favorable puede ocupar este vacío. Esta transición da lugar a energía libre lo que propicia ya sea la emisión de fotones o que un segundo electrón sea emitido al continuo.

De lo anterior vemos que la transición, resultado de la emisión Auger de electrones, es causada por interacción electrón-electrón. En general, el proceso Auger involucra dos electrones activos interactuando entre ellos dentro del campo apantallado del núcleo del átomo por otros electrones. El estado inicial es discreto y su energía esta por arriba del primer umbral de ionización. El estado final implica un electrón expulsado y un ion residual. Cuando este proceso toma lugar en un átomo aislado este solo depende de las propiedades atómicas. Por esto, el estudio del efecto Auger proporciona información directa sobre la estructura y dinámica del átomo.

Dentro de un esquema sencillo podemos observar al efecto Auger como transiciones de electrones entre orbitales atómicos mostrado en el figura. 1. En esta imagen se muestra un ejemplo que se refiere al llenado de un vacío en la capa X por un electrón de la capa Y . El exceso de energía se transfiere a un electrón en la capa Z de tal forma que este pasa a un estado del continuo con energía bien definida,

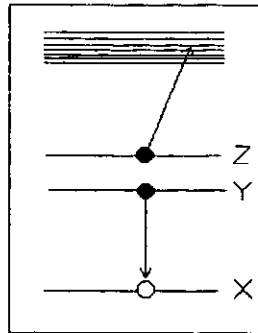


Fig.1:Diagrama Esquemático del Efecto Auger.

esta transición espontánea que causa la emisión de un electrón se llama también auto-ionización. En principio, no existe diferencia entre el efecto Auger y la auto-ionización, sin embargo, por razones históricas es común distinguir entre diferentes categorías de estados iniciales. El efecto Auger se refiere a átomos ionizados en capas interiores en cambio la auto-ionización se atribuye a átomos doblemente excitados en la capa de valencia. Esta diferencia pierde validez cuando las capas internas y externas están simultáneamente excitadas o ionizadas [19].

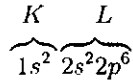
Para presentar completamente este efecto ilustraremos a continuación la clasificación de las transiciones Auger basándonos en el ejemplo arriba presentado junto con una breve explicación de la estructura atómica de capas [21].

Las capas se denotan por letras mayúsculas, de acuerdo al siguiente esquema:

$$n = \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 3 & 5 & \dots \\ K & L & M & N & O & \dots \end{matrix}$$

en donde n es el número cuántico principal. La energía del electrón depende de la capa que ocupa y esta disminuye debido al campo eléctrico de los demás electrones. Aunque la energía del electrón depende también del número cuántico orbital l que define el estado de ocupación de las sub-capas. Cada sub-capa se identifican mediante un número cuántico total n , seguido de la letra correspondiente a su número cuántico orbital l . Un número superior después de la letra indica el número de electrones en aquella subcapa. En el caso del Ne, del grupo VIII o gases inertes, la

configuración electrónica del estado base es:



lo que significa que las subcapas 1s ($n=1, l=0$) y 2s ($n=2, l=0$) contienen dos electrones cada una y la subcapa 2p ($n=2, l=1$) contiene seis electrones, por lo que las capas K y L están completas. Ver figura

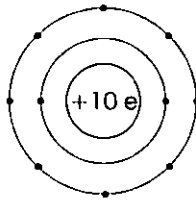


Fig. 2: Estructura electrónica del Neón

A continuación presentamos las energías ligadas de los electrones correspondientes a cada capa:

Elemento	K 1s	L ₁ 2s	L ₂ 2p _{1/2}	L ₃ 2p _{3/2}
10 Ne	870.2	48.5	21.7	21.6

Tabla 1. Energías ligadas de electrones, en electrón volts, para el Ne en su forma natural. [31]

Para ilustrar el efecto Auger consideremos una vacancia primaria en la capa K. Esta vacancia se llena por un electrón de una capa exterior, para este caso tomaremos la capa L₂. En caso de que esto induzca una transición Auger, la energía liberada es transferida a otro electrón ligado que será expulsado. En caso de que suceda lo anterior para un electrón de la capa L₃, tendremos una transición Auger KL₂L₃. De esta misma forma, si un electrón salta de la capa L₃ para llenar una vacancia primaria en la capa K y el balance de energía resulta en una expulsión de un electrón de la capa M₁, tendremos una transición Auger KL₃M₁. Los electrones Auger, es decir todos los electrones expulsados, que resultan de una transición del tipo KX_pY_q son llamados electrones K. Englobando todos los procesos que involucran vacancias finales en diferentes subcapas de las capas M o L, en caso de que se puedan dar, se habla de un espectro Auger KLL o KLM y de la misma forma, se llaman electrones Auger L, M, etc. (los que corresponden a vacancias primarias en las

capas L, M, etc.)

Existe una transición Auger particular llamada transición Coster-Kronig la cual involucra el llenado de una vacancia primaria con un electrón de la misma capa atómica (es decir, un electrón que pertenece al mismo número cuántico principal n) pero de diferente subcapa. Por ejemplo, se dice que ocurre una transición Coster-Kronig $L_1L_{2,3}M_{4,5}$ cuando una vacancia primaria en la subcapa L_1 es llenada por un electrón de las subcapas L_2 o L_3 y es expulsado un electrón de la subcapa M_4 o M_5 al continuo, como resultado de la reorganización. Estas transiciones son energéticamente posibles solamente para elementos en regiones especiales de la tabla periódica, ya que en primer lugar la diferencia de energía $E(L_1)-E(L_3)$ debe ser suficiente para ionizar un átomo en su subcapa $M_{4,5}$.

En resumen una transición individual Auger está completamente definida cuando se especifica los estados inicial y final involucrados. En sistemas multi-electrónicos es conveniente considerar vacancias en lugar de electrones. Por ejemplo, una transición individual Auger se denota $K-L_1L_{23}(^1P)$, en donde se aplica el esquema de acoplamiento LS para especificar completamente el estado final. Toda transición individual posible para capas (sub-capas) está resumida en grupos (sub-grupos) usando por ejemplo la notación $K-LL$ ($K-L_1-L_{23}$). De la misma forma, los grupos están resumidos en series cuando únicamente la celda del estado inicial está especificada, por ejemplo la serie-K y la serie-L. La notación anterior es aplicable para estados de multi vacancia generalmente creados por impacto de partículas pesadas. Supongamos que se producen n vacancias-L además de las vacancias-K, entonces se puede escribir KL^n-L^{n+2} .

2. Átomos Huecos

La interacción de iones lentos y múltiplemente cargados con superficies ha recibido gran atención en el pasado. En este campo la espectroscopia de tipo Auger se ha utilizado entre otros métodos para estudiar colisiones dinámicas de iones múltiplemente cargados acercándose y entrando en una superficie. En especial para iones $Ne\ q^+$ con $q=1-10$ con energías entre 10 eV y 100 keV, la teoría básica para el proceso de desexcitación durante la interacción con el metal se conoce bastante bien.

En primer lugar cuando un ion múltiplemente cargado se acerca a una superficie, este es acelerado por su propia carga imagen. A una distancia de 40 a 20 a.u. se inicia la transferencia de electrones atrapando electrones del sólido a altos estados de Rydberg ($n > 10$) y hay una desaceleración por imagen. Un gran átomo hueco se forma fuera del sólido y decae entre más se acerque debido a varios mecanismos, en principio, por procesos de auto-ionización. Sin embargo bajo condiciones comunes del experimento el proyectil todavía permanece con capas interiores vacías cuando éste llega a la superficie. Cuando el proyectil entra en el sólido los electrones de Rydberg débilmente ligados son desprendidos de tal forma que el ion continua con un alto estado de carga. Una vez dentro del sólido una nube de carga formada por electrones de valencia encierra al ion al cual le crea un efecto de apantallamiento de carga, de esta forma se produce un átomo hueco relativamente pequeño dentro del sólido. En un principio el diámetro de la nube de apantallamiento del átomo Ne en el aluminio es de unos 40 a.u. La secuencia del llenado del átomo comienza por transferencia de electrones a la capa L. Tal secuencia de llenado es explicada por procesos de cascada, se piensa que dos procesos importantes son responsables del llenado de las capas interiores, estos procesos son las transiciones Auger L y K y la captura de electrones en colisiones.

La descripción teórica de estos fenómenos se divide en dos partes esenciales; cuando el átomo hueco se encuentra por arriba de la superficie y otro cuando este se mueve en el interior del metal. Ver figura 3.

Proceso de Emisión de Electrones

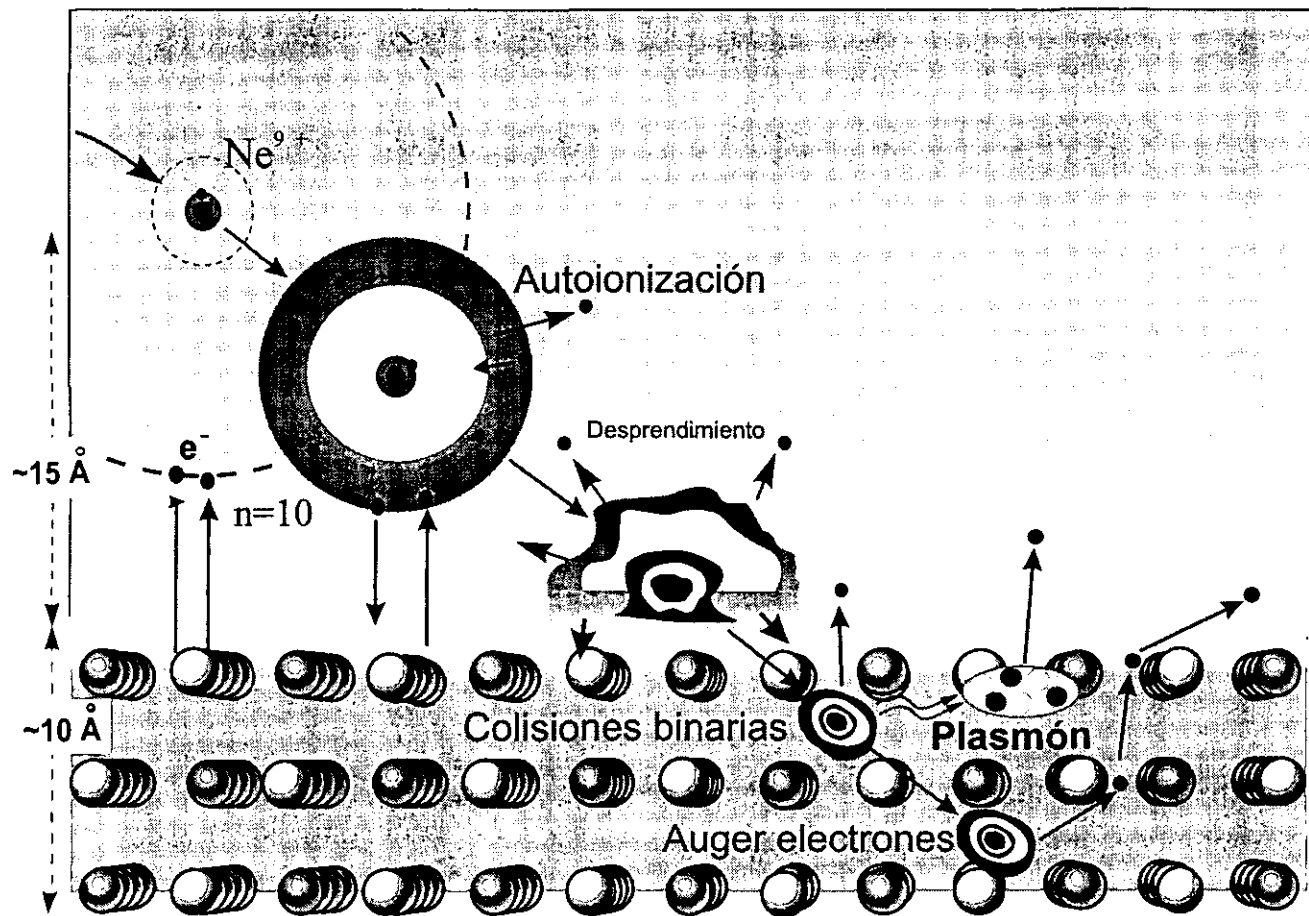


Fig. 3. Diagrama esquemático que muestra la formación de átomos huecos por arriba y debajo de la superficie para iones incidentes Ne^+ . Ver texto.

2.1 Modelo Over-the-barrier para iones sobre una superficie

Un modelo que se ha utilizado ampliamente para estudiar la relajación de iones lentos y múltiplemente cargados que se aproximan a una superficie de metal es el modelo clásico Over-the-Barrier (COB). Este modelo fue desarrollado por Burgdörfer, Lerner y Meyer[13] y predice la permanencia del vacío en las capas interiores al momento de cruzar la superficie del metal y la ocupación para los estados $n = 4,5$ de Rydberg para iones N, O y Ne.

Consideraciones Generales

El análisis de intercambio de carga de iones múltiplemente cargados interactuando con una superficie se basa en el modelo Over-the-barrier. Un ion de carga q a una distancia z de la superficie crea una carga imagen $-q$ a una distancia $-z$, observar figura 4. Análogamente, un electrón ligado al ion y con posición r crea una carga imagen. El potencial de la carga arbitraria q con respecto a una superficie conductora se puede escribir como:

$$V(z) = \frac{-q}{4z}. \quad (3)$$

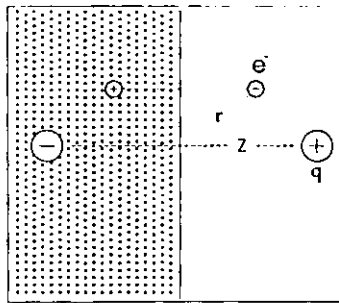


Fig. 4: Carga Imagen del Ion y electrón ligado correspondiente.

El potencial (unidades arbitrarias) que siente el electrón ligado correspondiente a la carga iónica, su carga imagen y la carga electrónica de la imagen está dado por

$$V_e(\mathbf{r}) = \frac{-q}{|z - \mathbf{r}|} + \frac{q}{|z + \mathbf{r}|} + \frac{-1}{4r_z}, \quad (4)$$

en donde r_z es la componente z del vector r . Por ejemplo, la figura 5 muestra los cálculos para términos individuales de la ecuación 4 como función de la coordenada r_z a lo largo del eje z para Ne^{9+} localizado a una distancia $z=23$ a.u. Las curvas son asociadas, en orden ascendente, con el potencial de Coulomb más el potencial de la carga imagen $\frac{-q}{|z-r|} + \frac{-1}{4r_z}$, el potencial coulombiano $\frac{-q}{|z-r|}$ y la suma de todos los términos incluyendo también la carga iónica imagen. La curva superior representa un cálculo aproximado de todos los terminos. Esta expresión será discutida más adelante.

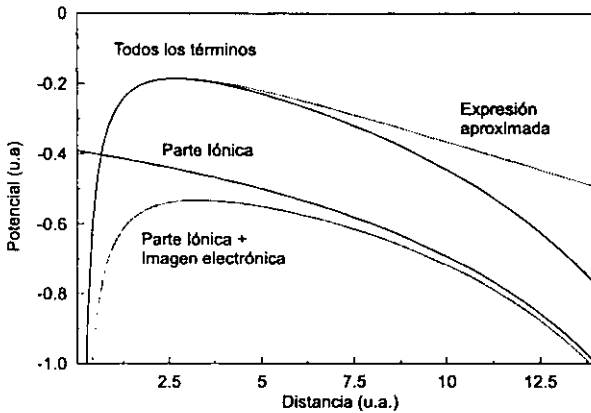


Fig.5:Curvas de Potencial para Ne^{9+} sobre Al. La distancia del ion a la superficie es $z=23$ a.u. en donde el potencial de la silla de montar es igual a la función de trabajo ($W=0.138$ a.u.)

Barrera de Potencial

Para el modelo over-the-barrier es importante determinar el valor máximo de $V(r_z)$ a lo largo del eje z . Para esto se derivan expresiones aproximadas. $-q|z-r_z|^{-1} \approx -q(1+r_z/z)/z$ y $q|z+r_z|^{-1} \approx q(1-r_z/z)/z$. Podemos escribir entonces la ecuación 4 de la siguiente forma:

$$V_e(r_z) \approx -\frac{2qr_z}{z^2} - \frac{1}{4r_z} \tag{5}$$

y cuyo potencial esta representado en la figura 5 como expresión aproximada.

Ahora buscamos el valor de r_z para el cual el potencial sea máximo, derivando $V(r_z)$ con res-

pecto a r_z :

$$\frac{dV_e(r_z)}{dr_z} = -\frac{2q}{z^2} + \frac{1}{4r_z^2}, \quad (6)$$

Igualando a cero y resolviendo para r_z obtenemos el valor de r_s

$$r_s = \frac{z}{\sqrt{8q}}. \quad (7)$$

Substituyendo este valor en $V_e(r_z)$ obtenemos el valor máximo del potencial.

$$V_s = -\frac{\sqrt{2q}}{z}. \quad (8)$$

Distancias críticas y Estados ligados.

El flujo de electrones de la banda de conducción, en función de la función trabajo W , hacia el ion cargado se da si el valor máximo del potencial es igual al negativo de la función de trabajo, esto es $V_s = -W$. De aquí se puede obtener la distancia crítica z_c del ion, para la cual electrones empiezan a ser transferidos al ion

$$z_c = \frac{\sqrt{2q}}{W}. \quad (9)$$

Después de alcanzar la distancia crítica z_c los electrones pueden ser capturados en estados ligados del proyectil. En una aproximación hidrogénica, la energía del estado ligado no perturbado está dada por la ecuación: $E_n^{at} = q^2/2n^2$. Enfrente de la superficie la energía del electrón se modifica por las carga imagen del ion y del electrón, de manera

$$E_n(z, r_z) = -\frac{q^2}{2n^2} + \frac{q}{|z + r_z|} - \frac{1}{4r_z}. \quad (10)$$

Ejemplos de curvas de estados de energías para $n=8-11$ se muestran en la figura 6.

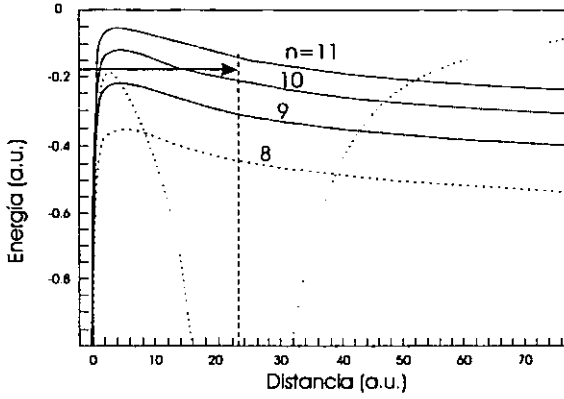


Fig. 6: Curvas de Potencial de Ne^{9+} frente a una superficie de Al. Se muestran los estados con número cuántico principal $n=8-11$. La captura de modelo de O-B ocupa el estado $n=11$. La línea vertical indica la posición del proyectil.

La energía de un electrón transferido para la posición del ion $r_z=z$

$$E_n(z) = -\frac{q^2}{2n^2} + \frac{q - 1/2}{2z}. \quad (11)$$

Cuando el ion se localiza a una distancia crítica $z=z_c$, en donde la transferencia de electrones comienza, entonces se puede escribir

$$E_n(z) = -\frac{q^2}{2n^2} + \frac{q - 1/2}{\sqrt{8q}} W. \quad (12)$$

Fijando la energía del estado $E_n(z_c)$ igual a la función de trabajo $-W$, se puede determinar el número cuántico crítico $n=n_c$ para el estado en el cual comienza la captura de los electrones.

$$n_c = \frac{q}{\sqrt{2W}} \left(1 + \frac{q - 1/2}{\sqrt{8q}} \right)^{-1/2}. \quad (13)$$

En el ejemplo de Ne^{9+} en Al esta ecuación genera un $n_c = 10.6$ el cual se deja en $n_c=11$ para $W=0.183$ a.u. en el caso del Al.

En la figura 6, se observa que ciertamente para el número $n=11$ se pobló en primer lugar.

Aceleración de la carga imagen

Finalmente, se puede obtener una estimación de la ganancia de energía debido a la aceleración imagen-carga insertando z_c en $V(z)$ ec.3

$$\Delta E_{im} \approx \frac{Wq^{3/2}}{4\sqrt{2}}. \quad (14)$$

Esta energía esta por debajo del valor real ya que la aceleración no es estrictamente cero en z_c . De hecho un 25 % de la aceleración de la carga se da después de z_c , dependiendo de los detalles de formación del átomo hueco y del apantallamiento de la carga del proyectil. Simplemente sumando este 25 % se puede obtener un valor más real para la ganancia de energía

$$\Delta E_{im} = \frac{Wq^{3/2}}{3\sqrt{2}}, \quad (15)$$

el cual es una valor que se ha verificado por varios experimentos.

Finalmente, el presente modelo ofrece información sobre la neutralización de iones múltiplemente cargados por arriba de la superficie. A pesar de su excesiva simplificación provee estimaciones cuantitativas realistas para escalas de velocidad y tiempo, así como eficiencia en la dinámica de neutralización. Este modelo describe exitosamente la formación de átomos huecos trascendentales en donde esencialmente todas las capas K permanecen vacías. [13]

2.2 Modelo de Cascada

A fin de explicar los procesos por debajo de la superficie se ha propuesto el modelo de cascada, el cual se presentará en una breve descripción.

La imagen actual de la emisión por debajo de la superficie supone que justo antes del momento del impacto, el proyectil conserva sus capas interiores vacías. Una vez que el proyectil entra al sólido, los electrones de la banda de conducción lo apantallarán inmediatamente y este puede ser considerado como una átomo hueco con un electrón en la capa K y ninguno en la capa L. Los electrones que neutralizan este átomo se encuentran en un nivel de energía muy alto (posiblemente en la capa M).

Puede haber simultáneamente, al menos, tres tipos de procesos de transferencia de electrones a

dicha capa L. Estos procesos son; la transferencia directa de un electrón de la banda de conducción (proceso tipo Auger), la captura de un electrón de la banda de conducción al proyectil y finalmente, por colisiones de tipo átomo-átomo. Para las velocidades propias del experimento se consideran los dos primeros procesos como independientes de la velocidad.

El decaimiento Auger-KLL puede suceder cuando dos o más electrones han sido transferidos a la capa L. Este escenario favorece el modelo de cascada para el llenado de la capa L. Para cada paso, después de que la capa L haya capturado dos o más electrones, el proceso Auger-KLL puede tomar lugar o un nuevo electrón puede ser capturado. Este tipo de modelo es similar al decaimiento en cadena de una familia radioactiva. Por lo que debemos esperar que ecuaciones de tasas aparezcan en la descripción analítica del llenado y decaimiento de la capa L.

El modelo de cascada multi-paso que presentamos en este trabajo describe el llenado de la capa L. Se define cada paso cuando se transfiere un electrón a la capa L y el cual finaliza con la emisión de un electrón Auger. Las siguientes ecuaciones describen el proceso en una forma más cuantitativa. Sea $N_i(t)$ la fracción de iones que están aun activos (es decir, aquellos que aun no han emitido un electrón Auger) y que tenga i electrones en la capa L con $0 < i < 8$ para el Neon. Sea Γ_i^f la tasa de llenado de la capa L con un electrón extra y Γ_i^c la tasa de decaimiento o de captura que produce un electrón Auger.

Para el siguiente modelo es necesario introducir los valores: la densidad de probabilidad de producir un decaimiento Auger en un estado i y la función de la actividad iónica $A(t)$ como:

$$A_i(t) = \Gamma_i^c N_i(t), \quad (16)$$

$$A(t) = \sum_{i=2}^8 A_i(t). \quad (17)$$

La fracción de electrones Auger producidos de la capa L cuando ésta está ocupado por i electrones se puede escribir como:

$$n_i = \int_0^{\infty} A_i(t) dt, \quad (18)$$

junto con la condición de normalización,

$$\sum_{i=2}^8 n_i = 1. \quad (19)$$

El índice i denota el número de electrones transferido a la capa L. Por lo tanto, el promedio de los electrones que ocupan la capa L en el momento de la emisión Auger-KLL es

$$\langle i \rangle = \sum_{i=2}^8 i n_i. \quad (20)$$

El tiempo promedio de la emisión Auger-KLL y el valor medio de la profundidad a la que ocurre la emisión son, respectivamente,

$$\tau = \int_0^{\infty} t A(t) dt \quad (21)$$

y

$$\langle z \rangle = \int_0^{\infty} z Q(z) dz. \quad (22)$$

En donde $Q(z)$ es la función de producción o fuente, o en otras palabras la probabilidad en función de la distancia a la que se produce un electrón Auger entre las profundidades z y $z+dz$. Podemos determinar entonces $N_i(t)$ resolviendo un sistema de ecuaciones de tasas

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} &= \left(\frac{dN_i}{dt} \right)_{ganancia} - \left(\frac{dN_i}{dt} \right)_{perdida} \\ &= \Gamma_{i-1}^c N_{i-1} - (\Gamma_i^c + \Gamma_i^f) N_i, \quad i = 0, 1, \dots, 8. \end{aligned} \quad (23)$$

Los distintos mecanismos se muestran esquemáticamente en la figura 7. Aquí se representa el modelo teórico del llenado de las capas L y K del proyectil Ne^{9+} .

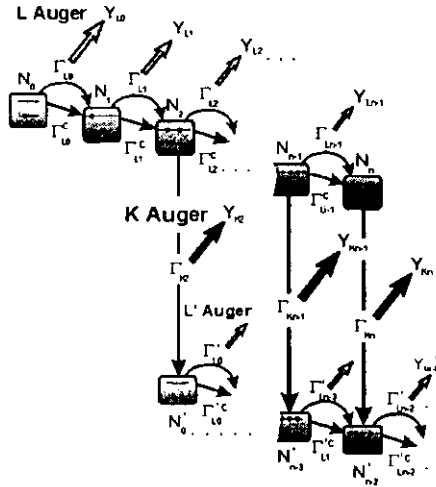


Fig.7: Esquema del modelo de cascada para la neutralización de un átomo hueco dentro del sólido. Cada proyectil capaz de producir un electrón KLL se llama activo y esta marcado en la parte superior. Inicialmente estos iones no tienen ningún electrón en la capa L y solamente uno en la capa K. Los iones activos llenan la capa L a una tasa de Γ^f , los cuales después de que dos electrones son transferidos, terminan su etapa de vida activa para salir de la cadena de cascada y emiten electrones KLL. Las tasas de llenado Γ^f y de decaimiento Γ^d dependen del número de electrones presentes en la capa L para cada etapa i del modelo. La ecuación de tasas determina el número de iones N activos con i electrones en la capa L.

El llenado de la capa L del proyectil, Γ_i^f la tasa de llenado, con un electrón extra se realiza por transiciones L Auger y transferencia de carga por colisión, estas dos, gobernadas por la tasa L Auger Γ , y la tasa de captura Γ_i^c . El índice i corresponde al número de electrones ocupando la capa L que desde este momento se llamará L_n . Después de que dos electrones hayan sido transferidos dentro de la capa L, se pueden observar transiciones K Auger asociadas con la tasa K Auger Γ_{K_n} .

Con las especificación arriba mencionadas podemos escribir de la ecuación 23 y siendo $N_n(t)$ el número de átomos con una vacancia en la capa K y electrones en la capa L se obtiene

$$\frac{dN_n}{dt} = \Gamma_{L_{n-1}}^f N_{n-1} - S_n N_n, \tag{24}$$

en donde los valores numéricos de la tasa de llenado de la capa L es $\Gamma_{L_n}^f = \Gamma_{L_n}^c + \Gamma_{L_n}$ y la suma de tasas $S_n = \Gamma_{L_n}^f + \Gamma_{L_n}$ se obtienen de la ref[15] y se muestran en el anexo 1.

La ecuación de tasas se puede resolver analíticamente por medio de combinaciones lineales de funciones exponenciales [14], lo que resulta en,

$$N_n(t) = \prod_{i=0}^{n-1} \Gamma_{Li}^f \sum_{j=0}^n \frac{e^{-S_j t}}{\prod_{i(\neq j)=0}^n (S_i - S_j)}. \quad (25)$$

Es importante mencionar que el proceso de cascada empieza con el llenado de la capa L del proyectil para $t=0$ cuando el ion múltiplemente cargado alcanza la frontera del jellium. Para este tiempo se forma un pequeño átomo hueco que consiste de un ion múltiplemente cargado apantallado por una nube inducida por los electrones de la banda de valencia. Además se supone que el átomo hueco sigue una trayectoria lineal dentro del sólido.

El número de electrones K Auger expulsados por unidad de tiempo se obtiene de la siguiente manera:

$$I_{Kn}(t) = N_n(t) \Gamma_{Kn}. \quad (26)$$

El flujo de electrones K Auger hacia la superficie del sólido se reduce principalmente por colisiones inelásticas debido a que los electrones son expulsados desde adentro del sólido.

En el modelo se consideran los electrones Auger emitidos provenientes de dos canales, uno elástico y otro inelástico Ver figura 8.

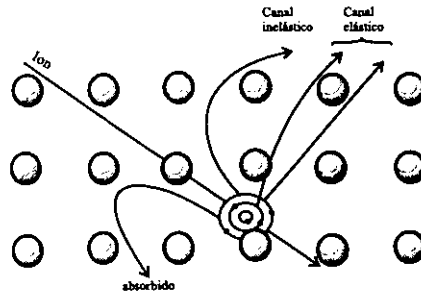


Fig.8. Canal elástico e inelástico.

Por lo tanto se toma en cuenta una ley de atenuación exponencial:

$$a_K(t) = e^{-\Gamma_K^a t}, \quad (27)$$

en donde Γ_K^a es la tasa de atenuación. Esta atenuación es dependiente del tiempo y se obtiene

directamente de la bien conocida expresión $a_K(l) = e^{-l/\lambda_K^a}$, en donde l es la distancia recorrida por los electrones dentro del sólido y λ_K^a es su correspondiente distancia de atenuación. Con la presente aproximación para un proyectil moviéndose a una velocidad constante v_p , siguiendo una trayectoria recta, la distancia recorrida l es proporcional al tiempo t . La constante de proporcionalidad es la velocidad v_l por lo cual se puede expresar la tasa de atenuación como: $\Gamma_K^a = v_l/\lambda_K^a$.

Integrando en el tiempo obtenemos la intensidad de atenuación de los electrones Auger en el canal elástico

$$Y_{Kn}^a = \int_0^\infty a_K(t) I_{Kn}(t) dt, \quad (28)$$

el cual puede ser evaluado analíticamente dando la siguiente expresión:

$$Y_{Kn}^a = \Gamma_{Kn} \frac{\prod_{i=0}^{n-1} \Gamma_{Li}^f}{\prod_{i=0}^n \tilde{S}_{Ki}^a}, \quad (29)$$

en donde $\tilde{S}_{Ki}^a = S_i + \Gamma_K^a$ es la suma de las tasa modificadas por la atenuación.

Los electrones Auger, perdidos por atenuación, son principalmente dispersados hacia el canal inelástico en donde la intensidad Auger esta regida por la función de formación(Buildup)

$$b_K(t) = (1 - e^{-\Gamma_K^a t}) e^{-\Gamma_K^b t}. \quad (30)$$

El primer término de la expresión describen la formación en el canal inelástico y el segundo término describe su absorción. De manera similar al primer canal, el flujo en el canal inelástico se integra para obtener la intensidad de formación, la cual puede ser también resuelta analíticamente.

$$Y_{Kn}^b = \int_0^\infty b_K(t) I_{Kn}(t) dt, \quad (31)$$

El resultado se obtiene como la diferencia de dos términos, cada uno análogo a los de la ecuación 29

$$Y_{Kn}^b = \Gamma_{Kn} \left[\frac{\prod_{i=0}^{n-1} \Gamma_{Li}^f}{\prod_{i=0}^n \tilde{S}_{Ki}^b} - \frac{\prod_{i=0}^{n-1} \Gamma_{Li}^f}{\prod_{i=0}^n \tilde{S}_{Ki}^{ab}} \right], \quad (32)$$

En donde la suma de tasas \tilde{S}_{Ki}^a en ec. 29 se reemplaza por $\tilde{S}_{Ki}^b = S_i + \Gamma_K^b$ y $\tilde{S}_{Ki}^{ab} = S_i + \Gamma_K^a + \Gamma_K^b$

respectivamente. Los electrones Auger son medidos generalmente en un amplio rango de energías, cubriendo la mayor parte del espectro de energía inelástica, de tal forma que la cantidad observada en el experimento es intensidad transportada.

$$Y_{Kn} = Y_{Kn}^a + Y_{Kn}^b. \quad (33)$$

Para el análisis de átomos huecos es de utilidad evaluar valores medios de la expresión analítica precedente. Ya que la atenuación modifica la intensidad de los electrones, entonces debemos distinguir entre los valores medios aparentes y los valores medios reales dependiendo en si los efectos de atenuación juegan o no un papel importante. En principio, se definen la profundidad media aparente $\langle \bar{z} \rangle_{Kn}$ para la emisión de electrones K Auger, atribuidos al número n de electrones en la capa L, tomando en cuenta la atenuación en los canales inelásticos y elásticos.

$$\langle \bar{z} \rangle_{Kn} = \frac{v_{\perp}}{Y_{Kn}} \int t[a_K(t) + b_K(t)]I_{Kn}(t)dt, \quad (34)$$

en donde v_{\perp} es la componente perpendicular de la velocidad del proyectil (se supone constante). Igualmente, se define la profundidad media $\langle z \rangle_{Kn}$, la cual corresponde al caso en el que la atenuación de los electrones Auger es despreciable, i.e., $a_K + b_K = 1$ en la ecuación 34. Análogamente, las profundidades medias $\langle \bar{z} \rangle_{Kn}$ y $\langle z \rangle_{Kn}$ se obtienen después de sumar sobre el número de electrones de la capa L.

Así, una integración en el tiempo nos da el número medio aparente $\langle \bar{n} \rangle_K$ de los electrones de la capa L durante el decaimiento K Auger

$$\langle \bar{n} \rangle_K = \frac{1}{Y_K} \sum_{n=2}^8 nY_{Kn}, \quad (35)$$

en donde $Y_K = \sum_{n=2}^8 Y_{Kn}$ es la intensidad total K Auger.

Finalmente, es importante mencionar que las expresiones en esta sección se aplican también para la emisión L Auger cuando se cambia la etiqueta K por L.

El modelo de cascada ha sido aplicado anteriormente para la interpretación de resultados experimentales [18-19]. Existen trabajos específicos que analizan el llenado de la capa L de los átomos huecos Ne en aluminio, así como interpretaciones detalladas de la emisión de electrones Auger-K

por debajo de la superficie. Usando energías totales de átomos huecos en sólidos, presentadas anteriormente por Arnau et al. [33], se encuentra que las estructuras espectrales en el máximo de KLL Auger son generadas por el decaimiento principalmente de las ramas KL_1L_1 , KL_1L_{23} y $KL_{23}L_{23}$. La primera rama consiste principalmente por electrones Auger K emitidos por átomos huecos con números de llenado $n_L=2$ y 3. Los átomos con la capa L llena casi completamente se observan en ramas de decaimiento superiores ($n_L \geq 4$). Presentaremos a continuación una comparación de los datos experimentales con los valores teóricos derivados del modelo de cascada. Fig.9.

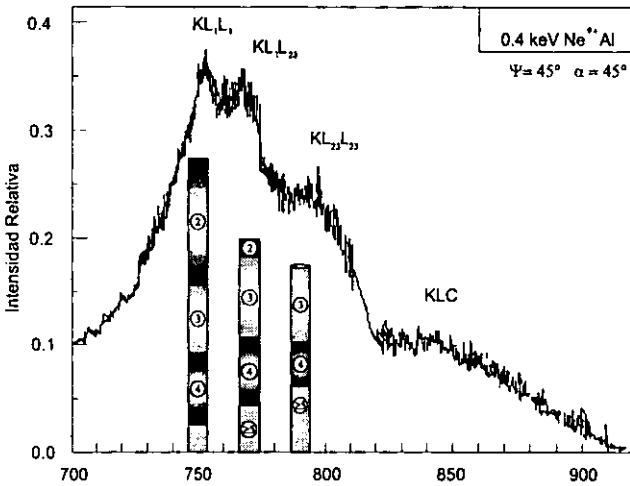


Fig.9: Comparación del espectro K-Auger con los resultados del modelo de cascada. Las tres barras representan las intensidades relativas de las transiciones Auger KL_1L_1 , KL_1L_{23} y $KL_{23}L_{23}$ que dependen del número de ocupación n_L en la capa L.[19]

En la figura se muestra el espectro de iones Ne^{9+} a 0.4 keV en Al. El máximo de emisión K-Auger está dividido en dos partes principales, el máximo de los electrones Auger KLL entre ~730 y ~800 eV y el máximo de electrones Auger KLC entre ~800 y ~900 eV. El máximo Auger KLL muestra tres picos debidos a tres diferentes estados del átomo hueco en el instante de la emisión de electrones K Auger. Estos estados del átomo hueco están especificados por el número de ocupación n_L de la capa L y la distribución de electrones sobre las sub-capas.

Finalmente en los trabajos antes mencionados, se estudió la relación 34, es decir la profundidad

de la distribución de electrones K y L. Este modelo predice que los electrones L Auger detectados son emitidos justo por debajo de la primera capa de la superficie de Al y es independiente de la energía del proyectil. Por otro lado, los resultados encontrados respaldan el hecho de que aún para proyectiles de bajas velocidades los electrones Auger del primer pico del máximo de la emisión K Auger es por debajo de la superficie.

Capítulo 3

Plasmones

Un plasma, electrones en constante movimiento dentro de un contexto uniforme de cargas positivas, presenta oscilaciones a una frecuencia definida por:

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi N e^2}{m} \right)^{1/2}, \quad (36)$$

en donde N es la densidad de electrones.

Estas oscilaciones se presentan para el plasma, a bajas temperaturas y altas densidades, y para altas temperaturas y bajas densidades. Al igual que una onda de sonido, éstas son ondas longitudinales de densidades oscilantes en un gas. Sin embargo el caso del plasma difiere de una onda de sonido de tal forma que las fuerzas entre las partículas efectúan una oscilación organizada. En una onda de sonido tiene lugar una organización debida a que las colisiones muy frecuentes, de baja intensidad entre las partículas proveen un equilibrio termodinámico; las ondas de sonido son oscilaciones en un estado de equilibrio[22]. La condición para que exista una onda de sonido de frecuencia ω , esta dada por:

$$\omega\tau \ll 1 \quad (37)$$

en donde τ es el tiempo de colisión entre partículas. En un plasma las oscilaciones suceden cuando el promedio de las fuerzas entre partículas actúan para mantener la neutralidad, en presencia de las fluctuaciones en la densidad local de los electrones. Las colisiones débiles entre los electrones amortiguan la onda del plasma, de tal forma que la condición para que exista este modo de onda con frecuencia ω es,

$$\omega\tau \gg 1$$

De la introducción sabemos que por consecuencia de la interacción coulombiana directa, se pueden encontrar oscilaciones colectivas de la densidad de electrones, es decir la oscilación de plasma o plasmones[1]. En los límites de grandes longitudes de onda, la frecuencia de oscilación esta dada por la frecuencia del plasma, ec.36. En resumen podemos decir que debido a la interacción (screening) exclusiva del potencial coulombiano, los electrones de valencia en varios sólidos pue-

den tomar parte en oscilaciones colectivas llamadas plasmones. Un gran número de experimentos característicos de pérdida de energía ha demostrado la existencia de dos tipos de plasmones: de superficie y de volumen[3] con frecuencias ω_s y ω_p respectivamente. La energía de plasmones de superficie esta definida como:

$$\hbar\omega_s = \hbar \frac{\omega_p}{(1 + \epsilon)^{\frac{1}{2}}},$$

en donde ϵ es la permitiviada del medio en la frontera del sólido.

Teóricamente, se ha demostrado que los plasmones constituyen un importante mecanismo de perdida de energía para electrones a altas velocidades en sólidos. Para derivar propiedades especiales de los plasmones se utiliza generalmente la llamada aproximación RPA (random-phase-approximation)[1,2] junto con la suposición que los electrones se mueven independientemente de los potenciales iónicos de la red.

Lo anterior se ha demostrado experimentalmente en varios trabajos.[28,29] Recientemente se han publicado experimentos en donde se analiza la producción de electrones por impacto con iones, aunque estos trabajos son aún escasos.

Benazeth y Hasselkamp utilizaron proyectiles veloces que creaban plasmones por excitación coulombiana directa[6,7]. Sin embargo este mecanismo esta restringido a un momento y a conservación de energía. Dentro de una estructura de RPA el valor de la velocidad requiere exceder el umbral correspondiendo a un mínimo de energía de 33 eV para impactos de electrones y de 40keV/u para partículas pesadas incidiendo en el Aluminio.

En experimentos más recientes, evidencia de excitación de plasmones se ha observado por espectros de emisión de electrones producidos por iones de energías de 30 eV a 4.5 keV[8,9,10]. En estos estudios se propone que mecanismos diferentes al de la excitación coulombiana son importantes; consideran que la excitación de plasmones se debe a un súbito cambio de la superficie resultando en la desaparición de la carga-imagen y la aparición de un hueco en el metal. Aunque esta teoría es especialmente para iones pesados han surgido nuevas ideas para la interpretación de la creación de plasmones por iones ligeros y baja energía.

Baragiola y Dukes[8] encontraron evidencia de excitación de plasmones en espectros de emi-

sión producidos por He^+ con energías tan bajas como 50 eV. Estos proyectiles de bajas energías se hicieron incidir a un ángulo rasante sobre la superficie, de tal forma que no se esperaba que entren a la superficie. Sin embargo se observaron estructuras en el espectro de emisión a energías características de plasmones de volumen. Para explicar esta observación, como ya lo mencionamos en la introducción, se considera un proceso de creación de plasmones asistido por neutralización en donde la energía potencial de los proyectiles liberada en el proceso de captura es utilizada para la creación de plasmones. Actualmente se considera un proceso de creación de plasmones asistido por captura de electrones en donde la transferencia de energía potencial de los proyectiles produce un plasmón[9,10].

Una vez excitado un plasmón en un sólido, este puede decaer por mecanismos de transición de interbanda. Para este mecanismo en metales de electrones prácticamente libres (e.g., Al), el decaimiento de plasmones produce un par hueco-electrón llevando a la transferencia de un electrón dentro del continuo. En el caso en el cual un plasmón transfiera su energía a un electrón en el nivel de Fermi, la energía del electrón expulsado será igual a $\hbar\omega_p - \phi$, en donde ϕ es la función de trabajo del metal[3,4]. De trabajos teóricos [27] sabemos que la energía de los plasmones de volumen en el aluminio es de ~ 15.5 eV y la función de trabajo del aluminio es de 4.3 eV (valor experimental) por lo que la energía de los electrones por decaimiento de plasmones corresponde a 11 eV. Ya que se expulsan del metal electrones de energías bien definidas es posible obtener una señal de la existencia de plasmones por medio de espectroscopia de electrones[5]. Steinmann y Skibowski en 1966 atribuyeron picos observados a la frecuencia del plasma en el espectro de aluminio por foto-emisión al decaimiento de plasmones vía transición de interbanda.

1. Teoría de producción de plasmones asistida por captura de electrones

Para explicar la excitación de plasmones por iones múltiplemente cargados se considera generalmente un proceso que depende de la neutralización del ion incidente. Este mecanismo conocido como, Plasmon-Assisted Neutralization, es descrito teóricamente por Almelhem y Girardeau [9] para plasmones de superficie, mejorado recientemente por Monreal y Lorente [27], y comprobado experimentalmente en trabajos como el de Baragiola y Dukes [8] o Monreal [10]. El proceso radica en el hecho que la energía potencial del proyectil liberada en el proceso de captura es utilizada para la creación de plasmones: cuando el ion se aproxima a la superficie del metal, su propio campo atrae electrones de la banda de valencia. Estos electrones se mueven hacia una región cercana al ion, dejando atrás de esta forma una carga positiva descompensada. Lo anterior crea una fuerza restitutiva en los huecos de los electrones provocando así la oscilación de plasma. Durante el proceso de excitación de plasmones, el ion captura los electrones necesarios para su neutralización. Ver figura 10

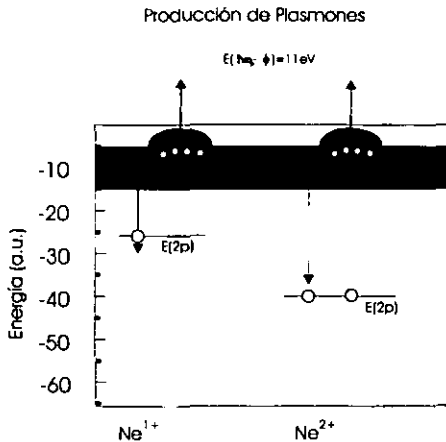


Fig.10. Esta imagen describe el proceso de captura asistida de electrones. El diagrama de niveles de energía del nivel 2p para Ne^{q+} para los estados de carga $q=1$ y 2. La banda de conducción de Al esta representada en gris. Los electrones de la banda de conducción pueden ser capturados por el hueco del nivel 2p del Ne^+ . La energía liberada en el proceso puede excitar a un plasmón por resonancia, lo que deriva en la emisión de electrones.

Anteriormente, no se han realizado experimentos de producción de plasmones por iones múltiplemente cargados, y hasta ahora no se han efectuado trabajos teóricos exclusivos de plasmones de volumen. Como parte importante de nuestras conclusiones se dan argumentos claros de por que se propone esta teoría como forma primaria de la excitación de plasmones de volumen. Este trabajo se propone resaltar las propiedades físicas de los plasmones más que una teoría detallada sobre estos, es por eso que en esta sección solo nos abocamos a presentar un breve comentario.

2. Decaimiento de Plasmones de Volumen

De una forma muy simplificada se ilustrarán las ecuaciones principales que describen el papel de los plasmones en la emisión de electrones. Un plasmón de volumen puede decaer, una vez excitado, por medio de mecanismos de transiciones de Inter-banda. Pines[16] ha dado expresiones teóricas que describen la tasa de decaimiento para procesos de pérdida de energía. Ya que existe la posibilidad de este decaimiento, se concibe emisión de electrones por decaimiento de plasmones creados por interacción externa.

Estructuras muy débiles medidas experimentalmente y mostradas en curvas de distribuciones de energía de electrones producidos al incidir partículas cargadas en el aluminio fueron reportadas por primera vez por N. B. Gornyi. Varios grupos han reportado la observación de estructuras similares debido al decaimiento de plasmones. Sin embargo no fue hasta 1976 que M. S. Chung y T. E. Everhart [3] realizaron un análisis cuantitativo teórico de electores secundarios influidos por el decaimiento de plasmones. Basado en este trabajo se presentan a continuación las expresiones teóricas más importantes.

La teoría de decaimiento de plasmones de volumen parte de la descripción de los electrones del cristal en el esquema de Bloch, en el cual los estados de un electrón están descritos por un índice de banda l y un vector de onda reducido \vec{k} . Se está interesado en el proceso en el cual una partícula cargada incidente con gran velocidad de momento inicial $\hbar\vec{k}_0$ y con energía E_0 interactúa con un electrón del cristal en un estado inicial $|l, \vec{k}\rangle$ provocando una transición a un nuevo estado $|l', \vec{k}'\rangle$. Después de la interacción, la partícula incidente tiene un momento final $\hbar\vec{k}_1$. Ambos estados, el

inicial y el final, de la partícula cargada incidente se pueden describir por ondas planas. Aplicando la regla de oro de Fermi y usando la RPA, la probabilidad de transición por unidad de tiempo para el proceso esta descrita por

$$W(l\vec{k} \rightarrow l'\vec{k}') = \frac{32\pi^3 e^4 |(l'\vec{k}' | l\vec{k})|^2}{\hbar \Delta^2 q^4 |\epsilon(\vec{q}, \omega)|^2} \times \delta_{\vec{k}', \vec{k} + \vec{q}} \delta(E_{l'\vec{k}'} - E_{l\vec{k}} - \hbar\omega). \quad (38)$$

en donde $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_1$, representa la transferencia de momento

$$(l'\vec{k}' | l\vec{k}) = \frac{1}{\Delta_0} \int_0 u_{l'\vec{k}'}^*(\vec{r}) u_{l\vec{k}}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (39)$$

En 38, Δ es el volumen del sólido, $E_{l'\vec{k}'}$ y $E_{l\vec{k}}$ son los valores propios de la energía del electrón de los dos orbitales de Bloch que toman parte en la transición, y $\epsilon(\vec{q}, \omega)$ es la constante dieléctrica longitudinal para los electrones de Bloch. También, $\hbar\omega$ es la energía perdida de la partícula incidente, i.e. $\hbar\omega = \hbar^2 K_0^2/2m - \hbar^2 K_1^2/2m = E_0 - E_1$

En 39 $u_{l\vec{k}}$ y $u_{l'\vec{k}'}$ son la parte periódica de las funciones de Bloch, de tal forma que $\langle \vec{r} | l\vec{k} \rangle = \Delta^{-1/2} \times e^{i\vec{r}\cdot\vec{k}} u_{l\vec{k}}(\vec{r})$. Δ_0 es la unidad de volumen y \int_0 implica una integración sobre esta unidad de volumen.

Las transiciones permitidas en 38 pueden suceder en la naturaleza, ya sean, de intra banda ($l' = l$) o interbanda ($l' \neq l$). Se deben tener los estados $|l, \vec{k}\rangle$ inicialmente ocupados y $|l', \vec{k}'\rangle$ desocupados. La ecuación 38 describe el mecanismo de excitación por decaimiento de plasmones y se puede observar que el factor q^{-4} implica que las transiciones que involucran transferencia de momento pequeño es fuertemente favorecido.

En el límite de q muy pequeñas y para metales NFE (electrones casi libres) como el aluminio, tomando las consideraciones apropiadas, se puede llegar a que la probabilidad por unidad de distancia para la creación de electrones por decaimiento de plasmones de volumen,

$$\frac{d(1/\lambda)}{dE} = \lambda_{ef}^{-1}(E_0, \theta_1) \int_0^\infty (F(E, \hbar\omega) \times \frac{1}{\pi} \left[\frac{\Gamma_v/2}{(\hbar\omega - \hbar\omega_p)^2 + (\Gamma_v/2)^2} \right] d(\hbar\omega), \quad (40)$$

en donde

$$\lambda_{ef}^{-1}(E_0, \theta_1) = \frac{2a_0 E_0}{\hbar\omega_p} \left[\ln \left(\frac{\theta_1^2 + \theta_E^2}{\theta_E^2} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \quad (41)$$

con $a_0 = \hbar^2/m_e^2$ el primer radio de Bohr y definiendo $\Gamma_v = \lim_{q \rightarrow 0} \hbar\omega_p \epsilon_2(q, \omega_p)$ (Γ_v muy pequeña). La Γ_v esta asociada con el amortiguamiento finito de los plasmones que debe existir en los sólidos.

En las ec. 40 y 41, $\lambda_{ef}(E_0, \theta_1)$ es el camino libre medio (MFP) efectivo para crear plasmones con longitud de onda grande, θ_1 es un pequeño limite superior de la integración, de tal manera que el vector de onda máximo de los plasmones considerados en 40, $q_1 = K_0(\theta_1^2 + \theta_E^2)^{1/2}$, es muy pequeño comparado con las dimensiones típicas Brillouin ($\sim 1^{-1}A$). De esta forma, se pueden caracterizar las transiciones de interbanda que causan decaimiento de plasmones.

Capítulo 4

Montaje Experimental

Experimentos con iones lentos y múltiplemente cargados sólo han sido posibles desde hace diez años y con la evolución de poderosas fuentes como el caso del Electron Cyclotron Resonance ECR. Los experimentos que se presentan en este trabajo se realizaron con un ECR de 14.5 Ghz en el laboratorio Ionenstrahl-Labor (Haz de Iones) del Instituto Hahn Meitner en Berlín. Esta fuente de iones provee de partículas con energías de hasta $20q$ keV, en donde q corresponde al estado de carga del ion extraído. Al final de la línea del haz fue instalado un sistema de desaceleración por lentes electrostáticas para reducir la energía de los proyectiles a valores de $5q$ eV.

Los experimentos se llevaron a cabo en una cámara de ultra alto vacío, la cual se presentará en detalle en las secciones siguientes, en donde la presión base en la cámara es del orden de 10^{-10} mbar. Este dispositivo experimental está provisto de sistemas para la preparación y verificación de la muestra. La superficie de la muestra fué controlada después de haber sido debidamente limpiada por sputtering y calentamiento.

La interacción de los iones Ne^{9+} con la muestra policristalina de aluminio causa la emisión de electrones que fueron medidos con un espectrómetro electrostático de placas paralelas, este dispositivo fue optimizado para medir electrones de energías bajas con una resolución de $\Delta E/E=5.2\%$ y a diferentes ángulos de incidencia y de detección.

1. Fuente de Iones

Los iones múltiplemente cargados son en nuestros días una herramienta esencial en varias disciplinas. A bajas energías nuevos géneros de colisiones atómicas abren un campo de interés y de desarrollo en la espectroscopia de rayos X, física atómica, interacción entre ion, fotones y superficie y también en tecnología de fusión así como en desarrollo de aceleradores de iones pesados. En todas estas áreas de la investigación se necesitan contar con una fuente de iones que proporcione un estado de carga alto y bien definido. Los requerimientos para estas fuentes son confiabilidad, sim-

plicidad, versatilidad, altos estados de carga, baja emitancia del haz, alta intensidad, corrientes del haz ajustables. Las fuentes del tipo ECR cumplen con todos estos requerimientos. A continuación se describirá el funcionamiento de estas fuentes.

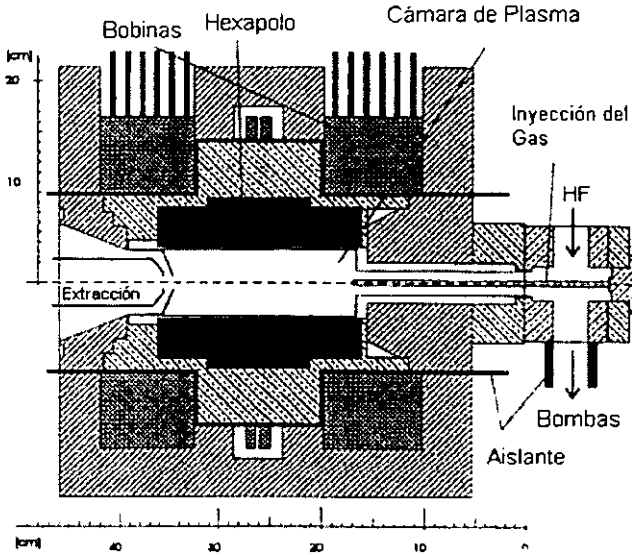


Fig. 11: Fuente de Iones ECR a 14.5 GHz.

El diseño de fuentes ECR para la producción de iones múltiplemente cargados ha alcanzado un cierto nivel de madurez en años recientes sin embargo, en contraste, el fenómeno físico que involucra el manejo de estas fuentes esta ligeramente comprendido. Esto se debe en gran parte a la gran dificultad de obtener resultados claros o que son más bien ambiguos en los parámetros del plasma dentro de la fuente ECR. Es por esto que los principios básicos presentados en esta tesis son un conjunto de hipótesis que son generalmente aceptadas por investigadores experimentales.

La fuente consta de una cámara de vacío de forma cilíndrica en donde encontramos un multipolo magnético, en este caso un hexapolo, figura 11. así como bobinas y cuenta con sistemas para la inyección de gas y micro ondas que ionizan al gas.

Se cree que los iones múltiplemente cargados son producidos dentro de la fuente de iones prin-

principalmente por una ionización escalonada por impacto de electrones energéticos. Para optimizar el grado de ionización la temperatura típica necesaria se encuentra entre 1 y 10 keV. Si la ionización del gas dentro de la cámara sucede más rápido que la recombinación, entonces se tiene un plasma, mezcla de todos los estados de carga de los iones y de electrones, en la cual la densidad relativa de los iones decrece cuando el estado de carga decrece. En la fuente el plasma está confinado por un campo magnético de configuración especial en donde un campo axial se produce por dos solenoides (espejo magnético). Otro campo magnético radial sobrepuesto es usualmente producido por un multipolo magnético permanente. Esta geometría permite una estructura mínima en B de manera que, el campo magnético se incrementa en todas direcciones desde el centro geométrico. Los electrones confinados en un campo magnético giran al rededor de las líneas de campo con una frecuencia del ciclotrón:

$$\omega_{hf} = \frac{e}{m} \cdot B \quad (42)$$

Además se introducen micro ondas dentro del plasma de esta forma los electrones pueden ser calentados por resonancia cuando la frecuencia de micro ondas sea equivalente a la frecuencia del ciclotrón. Cada vez que un electrón pase por la región de resonancia este puede ganar una energía de 1-2 keV. Para obtener energías de hasta varios cientos de keV se requiere de un muy buen confinamiento del plasma magnético. Los iones no son acelerados debido a su gran masa y son confinados electrostáticamente en el espacio carga del plasma de electrones. Cuando los electrones salen del plasma a través del cono del espejo magnético, los iones pueden ser entonces extraídos de la fuente aplicando un alto voltaje. En la siguiente figura se muestra un diagrama esquemático del ECRIS a 14.5 GHz.

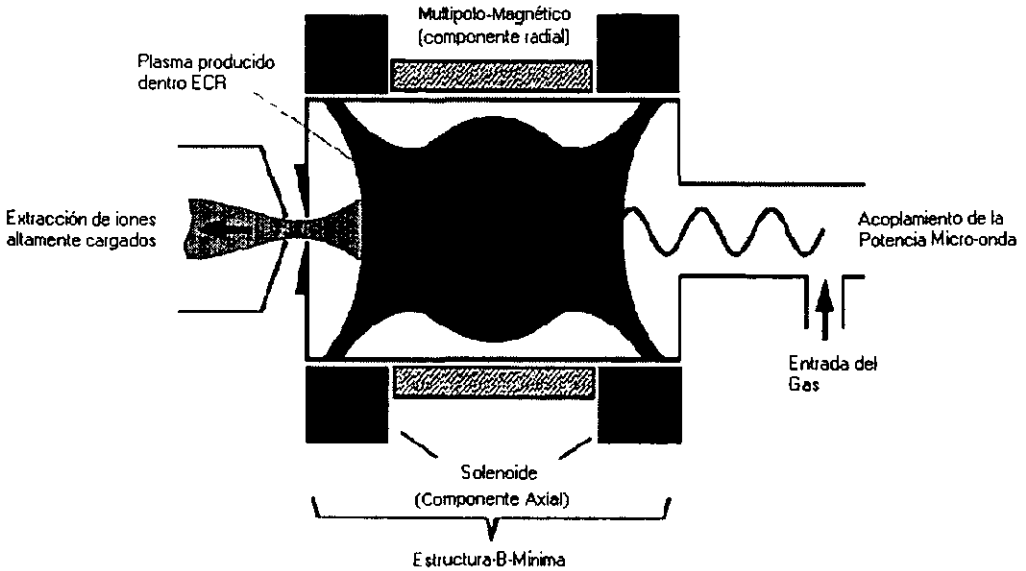


Fig.12: Diagrama Básico del funcionamiento de la fuente ECR.

El estado de carga mayor depende del tiempo de confinamiento de los iones y de la energía de los electrones. Este puede controlarse variando los parámetros de la fuente, como la presión del gas, la potencia de micro ondas y el campo magnético.

Los iones son extraídos de la cámara de plasma por un campo electrostático axial (5-20 kV) y los iones son separados en un analizador magnético dependiendo su momento y carga antes de ser dirigidos a la cámara de análisis.

Si es necesario extraer iones múltiplemente cargados con bajas energías cinéticas estos son frenados con un sistema de dos etapas. Como lo muestra la figura 13. siguiendo el esquema de líneas de campo simulado con el programa computacional SIMION. En primer lugar se aplica un voltaje negativo de 10-20 kV a la línea del haz, aislado de la cámara y de la fuente de iones, para acelerar

los iones y permitir su transporte. Antes de entrar en la cámara, los iones son desacelerados por medio de un sistema de lentes electrostáticas que permiten la operación del aparato conectado a tierra. El segundo paso consiste de un sistema de lentes Einzel instalado dentro de la cámara que permite obtener un haz focalizado ya que al momento de extraer los iones de la fuente, el haz presenta una dispersión espacial que se ve incrementada como función de la distancia. La distancia focal depende del voltaje aplicado a las lentes, el cual es se obtiene maximizando la corriente del haz en una caja de Faraday.

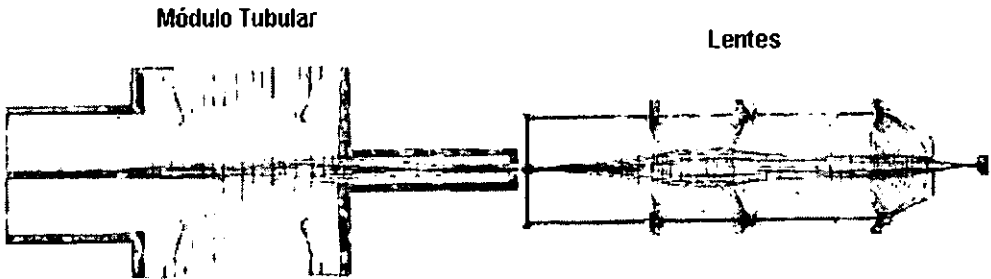


Fig.13: Dispositivo de frenado en dos etapas.

2. Cámara de Alto Vacío

La interacción entre iones múltiplemente cargados y cuerpo sólido exige un control máximo de los factores externos por lo que se debe de realizar en un cámara de ultra-alto vacío (UHV). Las medidas de los electrones emitidos por la muestra se efectuaron en la cámara UHV mostrada en la figura 14. a una presión base de 10^{-10} mbar. La cámara consta de dos partes esenciales: la parte superior de la cámara que funciona para la preparación y caracterización de la muestra y la parte inferior resguardada por un μ -metal para la medida, propiamente dicho, de los espectros de electrones.

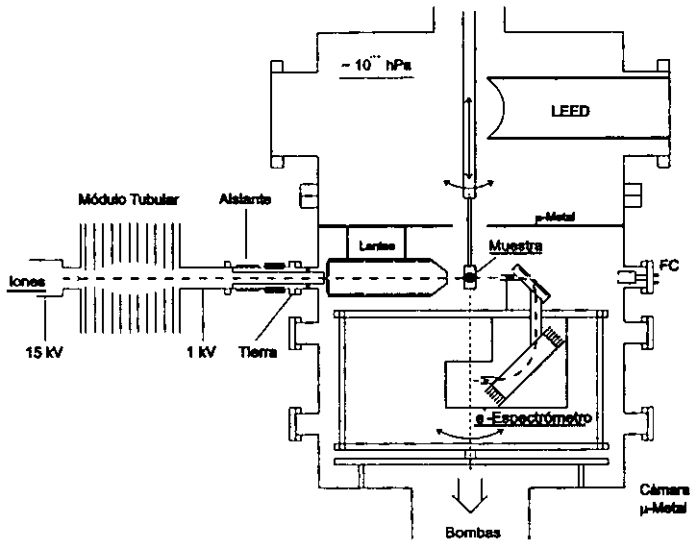


Fig.14: Diagrama Esquemático de la cámara experimental UHV.

La parte superior de la cámara, fig. 15. está equipada con un cañón de iones para el sputtering de la superficie, un sistema de difracción de electrones a bajas energías (LEED) para controlar la estructura cristalina de la muestra, un calentador y un cuadrupolo espectrómetro de masas. Para la preparación de la muestra se realizaron 2 ciclos de sputtering (3keV Ar^+) y de calentamiento. Se verifica la muestra con un patrón bien formado en el LEED o simplemente reconociendo estructuras características en el espectro de energías de electrones.

Montaje Experimental

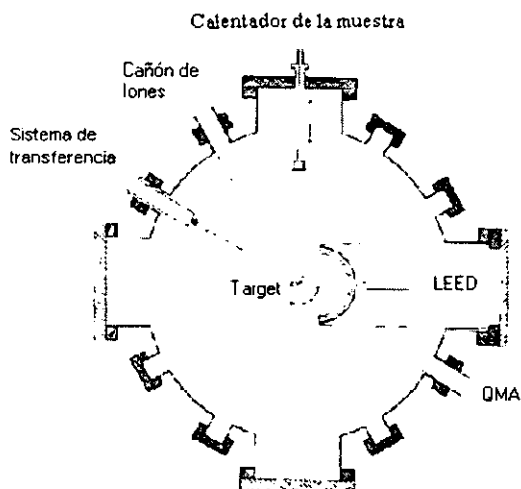


Fig.15: Parte superior de la cámara UHV, destinada a la preparación de la muestra.

La parte inferior de la cámara está destinada a la medición del espectro y últimas preparaciones del haz. Esta sección contiene el espectrómetro de electrones montado en una corona giratoria para fijar el ángulo de medición, un cañón de electrones para una espectroscopia tipo Auger de la muestra, una caja de Faraday que registra la intensidad del haz y el sistema de lentes Einzel. Una armadura de metal del tipo μ -metal dentro de la cámara reduce el campo magnético a algunos mili gauss en la vecindad del espectrómetro.

Después de ser acelerado y analizado en momento, el haz es controlado dentro de la cámara en donde es desacelerado y colimado a un diámetro ± 1 mm en la posición de la muestra. El diámetro del haz es determinado midiendo la corriente de los iones en un alambre que puede ser desplazado a lo largo de toda el área de la posición de la muestra. Los haces de iones de 1, 10 y 150 keV y corrientes típicas de 0.3, 1.5 y 10 nA respectivamente, se monitoriaron en la caja de Faraday.

El traslado de una sección de la cámara a otra, la preparación y la medición de la muestra se realizó por medio de 3 manipuladores electrónicos controlados por una computadora que permitía

fijar la altura, la horizontal, el ángulo azimutal y el ángulo de impacto.

3. Espectrómetro

3.1 Descripción

Los electrones emitidos por la interacción de los iones con la muestra son detectados por un multiplicador de electrones después de ser analizados por un espectrómetro electrostático de placas paralelas. El análisis de energía se realiza por una deflexión a 90° de los electrones en un campo eléctrico uniforme. Las placas del analizador tienen un tamaño de 56 por 165 mm y separadas por una distancia de 22mm. Las aperturas correspondientes de entrada y salida de los electrones separadas a una distancia de 73 mm tienen dimensiones de 0.4 mm de ancho y 10 mm de largo. El espacio entre las placas está rodeado por siete alambres de metal conectados con resistencias para construir un sistema de líneas de campo equipotenciales. Dos rejillas paralelas a la entrada del tubo son usadas como segmento de pre-acelerador para los electrones entrantes dotando de un voltaje positivo a la placa inferior del analizador.

Para evitar que electrones dispersados en la superficie de la cámara alcancen el multiplicador, el espectrómetro es encerrado cuidadosamente en una caja de metal, y las aberturas necesarias para la evacuación son protegidas por rejillas con potencial negativo. Además se coloca un sistema discriminador de rejillas enfrente del multiplicador de electrones. Los electrones de fondo con energías de algunos eV son usualmente suprimidos, considerando que los electrones hayan pasado las rejillas. Cuando se desea detectar electrones con velocidades bajas y la discriminación no es posible el voltaje del discriminador se hace variar mientras que el voltaje de deflexión se mantiene constante. De manera que durante la medición de la sección transversal la tasa de conteo de los electrones de fondo es de algunos cps, mientras que para electrones regulares es de $10-10^4$ cps.

Montaje Experimental

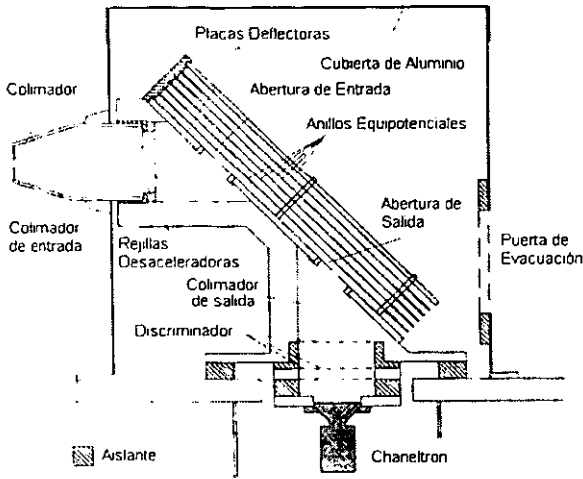


Fig.16: Diagrama esquemático del espectrómetro

Debemos mencionar que la presencia de cualquier campo magnético o eléctrico por pequeños que sean en la cámara de dispersión, especialmente en el espectrómetro, deflejarán los electrones de bajas velocidades teniendo como consecuencia una disminución en la tasa de conteo. Estos molestos campos eléctricos son producidos por alguna capa aislante cargada, metales o huellas digitales por ejemplo. Por esto el analizador fue construido de tal forma que ningún material aislante pueda ser visto por los electrones, y por otro lado las superficies metálicas del analizador están chapeadas en oro. El campo magnético de la tierra fue reducido, como lo mencionamos antes, hasta un valor de 3 mOe (mili-Gauss) utilizando un metal del tipo μ -metal en el interior de la cámara de medición.

Se construyó una fuente de electrones mono-energética de simetría cilíndrica para calibrar el espectrómetro. Esta fuente de electrones consiste de un tubo previsto de un filamento eléctricamente calentado y que fue fijado a un voltaje negativo. Los electrones mono-energéticos de la fuente se utilizaron para medir la proporción del voltaje de deflexión con la energía de los electrones que entran al espectrómetro.

Para registrar electrones se utiliza un multiplicador sin ventanas pasando a través de la apertura de salida del analizador. Una ganancia de alrededor 5×10^5 se obtiene con un voltaje de 3 kV. La dependencia en la energía de la eficiencia del multiplicador se midió variando por una parte el voltaje que se aplica en los extremos del chaneltron y por otra la energía de los electrones. Se encontró que la eficiencia es constante dentro de un 4% para electrones con energías de 350 eV hasta de 1.3 keV.

El espectrómetro de electrones está montado dentro de la cámara de medición sobre un anillo móvil que puede ser manipulado desde el exterior. De esta forma los electrones expulsados pueden ser detectados en un intervalo angular de 18° - 155° con respecto al haz de iones.

Se utiliza un analizador de multicanal (MCA) trabajando en modo de multiescala que permite la adquisición automática de datos. Los pulsos del multiplicador de electrones se amplifican y cuentan en un canal designado del MCA. El conteo para cada canal se normaliza a la corriente de los iones recolectados en la caja de Faraday. Este arreglo permite una adquisición automática del espectro de energía, tomando en cuenta la posible fluctuación del haz de iones. Las ventanas del MCA en calibración de mediciones se lograron por medio de un generador de pulsos (PG) conectado alternativamente con el ADC.

3.2 Mediciones

Se midió la sección transversal para la producción de electrones a energías tan bajas como 1 eV. Como lo mencionamos anteriormente estos electrones son afectados por campos eléctrico y magnético externos. Para disminuir estos efectos los electrones fueron acelerados. El voltaje ideal de aceleración se encontró que era de 3 V en donde la sección transversal se mantenía constante. Para electrones de bajas energías las secciones transversales aumentaban debido al efecto de focalizador del voltaje de aceleración. Este efecto fue reducido con las rejillas paralelas mencionadas anteriormente. El error en las mediciones de la sección transversal para bajas energías fue determinado a partir de la reproducibilidad de los datos y los valores de las secciones transversales. Los errores estimados son de 50, 15 y 5 % para electrones con energías de 1, 5 y 10 eV, respectivamente.

Una dificultad adicional se asocia con la posible pérdida de electrones por colisiones con el

gas residual en el espectrómetro. Esta cantidad se determinó midiendo la disminución relativa de la tasa de conteo de los electrones con el incremento de la presión para varias energías de los electrones. La proporción de la tasa de conteo de electrones con respecto a la presión del gas se graficó como función de la presión. Se eligió una escala logarítmica en el eje de las ordenadas ya que la absorción depende de la presión siguiendo una función exponencial. En esta representación las curvas mostraron una disminución lineal con el incremento de la presión. La disminución es más notable para las energías de los electrones más bajas. Los datos se obtuvieron a presiones muy bajas, en el intervalo en que la pérdida de electrones fuera entre 20% y 30% y al final se corrigieron los valores obtenidos extrapolando a cero.

La segunda derivada de la sección transversal se calcula partiendo del espectro normalizado utilizando la siguiente ecuación:

$$\frac{d^2\sigma}{dE \cdot d\Omega} = \frac{Z}{n_p \cdot N \cdot l \cdot \eta \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta E} \quad (43)$$

en donde Z es el número de los electrones contados, n_p es el número de los iones recolectados, N es el número de las moléculas por unidad de volumen, l es el largo efectivo del haz de iones observado por el espectrómetro, η es el producto de la transmisión espectral, la transparencia de las cinco rejillas de y la eficiencia del multiplicador, $\Delta\Omega$ es el ángulo sólido efectivo, ΔE es el intervalo de la energía efectiva del electrón aceptada por el espectrómetro. La expresión anterior depende de la energía E tal que $\Delta E = A(E + eU_a)$ en donde A es la resolución del espectrómetro y U_a es el voltaje de preaceleración. Y aún mas depende del ángulo Ψ : $l = l_o / \sin \Psi$, con $l_o = l(90^\circ) = 3.3mm$, siendo l el ancho de la muestra.

La manipulación de las variables del espectrómetro, manejo, obtención y evaluación de los espectros se realizó por medio de un programa computacional llamado **BEN**, el cual corresponde a un trabajo doctoral realizado en el laboratorio Ionen-Strahl-Labor del Instituto Hahn Meitner.

Capítulo 5

Resultados Experimentales

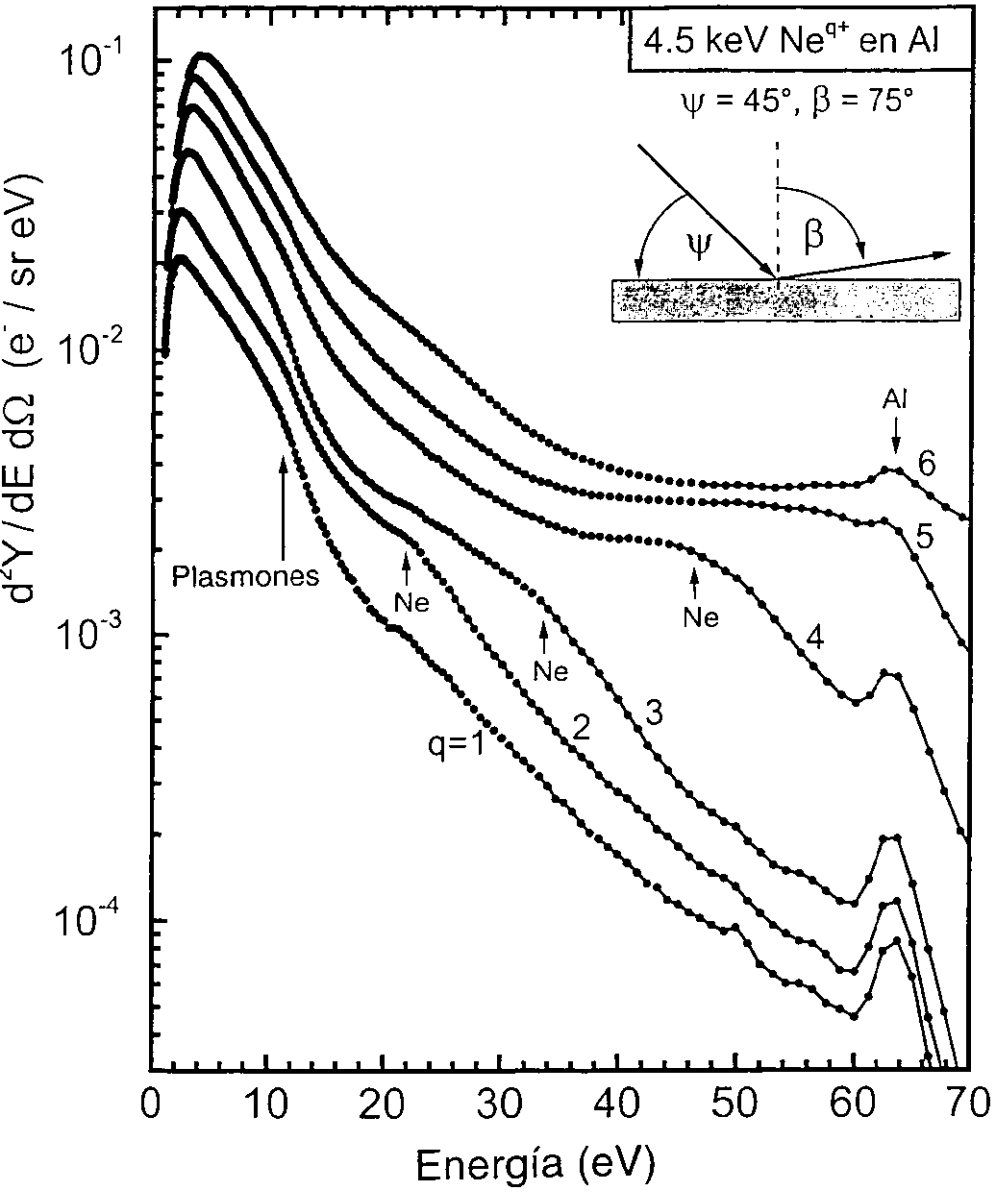
1. Obtención de los Espectros

Los espectros de emisión de electrones se obtuvieron a ángulos β entre 5° y 75° con respecto a la superficie de la muestra usando un haz de iones Ne^{q+} de $q=1-6$ de energía de 4.5 keV incidiendo sobre una superficie metálico-cristalina de Al a ángulos Ψ de $15^\circ-75^\circ$. La gráfica 1 muestra resultados experimentales correspondientes a la emisión de electrones $N(E) = d^2\sigma/d\Omega dE$ con un ángulo de incidencia de 45° y a un ángulo de observación de 15° con respecto a la superficie de la muestra. En el trabajo nos avocaremos únicamente a dar una breve descripción de este espectro.

En la introducción y en la teoría se presentaron los procesos que ocurren cuando un átomo hueco entra en el sólido; estos van desde la captura y pérdida de electrones hasta el apantallamiento de la nube de electrones que sucede durante su movimiento dentro del sólido. Diferentes mecanismos contribuyen a la emisión de electrones debida a la interacción de iones múltiplemente cargados con un sólido: (i) pérdida de los electrones previamente capturados en estados de Rydberg, (ii) auto ionización de los electrones capturados, en capas superiores (arriba de la superficie), (iii) desprendimiento de electrones en la superficie, (iv) procesos Auger de bajos (low-laying) orbitales y (v) colisiones binarias proyectil-electrón por debajo de la superficie. Las intensidades de los electrones por debajo de la superficie se incrementan por una avalancha de electrones secundarios.

Las incertidumbres absolutas de la producción de electrones son de $\pm 30\%$, y las incertidumbres relativas son de $\pm 20\%$ con respecto a la variación del estado de carga incidente. El espectro de electrones para cada estado de carga muestra un máximo en energías bajas y se espera alrededor de los 2 eV (7) y de hecho se observa para Ne^+ , pero se ve recorrido para estados de carga mayores alcanzando un valor de 4 eV para una $q=6$, este hecho fue corroborado en el presente estudio.

Una de las características principales del espectro de la gráfica 1 es el incremento de la emisión de electrones con el aumento en el estado de carga q .



Gráfica 1. Espectro (doble diferencial) de la emisión de electrones por el impacto de Ne^{q+} a 4.5 keVs con $q=1$ a 6 en Al. El ángulo de incidencia, como lo muestra el esquema, es de $\psi=45^\circ$ y el ángulo de medición es de $\beta=75^\circ$.

En principio, es de esperarse, que para Ne^{q+} con $q=1$ los electrones sean expulsados principalmente por intercambio de energía cinética, en donde el proyectil le transfiere su energía a los electrones del Al al incidir con este. [8] Sin embargo, este incremento de la intensidad de electrones al aumentar el estado de carga se debe a la emisión de electrones por energía potencial. Como se explico en la teoría de iones múltiplemente cargados, la emisión de electrones es causado principalmente por procesos dieléctricos por arriba y por debajo de la superficie. Por arriba de la superficie, las transiciones auto-ionizantes en los estados de Rydberg dan lugar a electrones con energías de alrededor de unos cuantos eV, mientras que los electrones provenientes de transiciones L-Auger se originan por debajo de la superficie y corresponden a electrones más energéticos.

En principio, las transiciones L-Auger en la red atómica del Al dan lugar a un pico pronunciado cerca de 63 eV. [6] Las vacancias en las capas L del Al son producidas por colisiones binarias con el proyectil de Ne hueco. [18] Los electrones L-Auger de los proyectiles Ne^{q+} para $q=2,3$ y 4 deben de corresponder a energías de 22,34 y 46 eV respectivamente. El incremento en la emisión de electrones con el aumento del estado de carga puede ser explicado en principio con la ayuda de la tabla I, la cual muestra como la energía liberada por transiciones electrónicas en la capa L del Ne que aumenta directamente con el número de vacancias 2p de éste. Esta tabla está basada en cálculos obtenidos mediante la teoría funcionales de densidad, Kurz.[30]

Número de vacíos 2p	1	2	3	4	5	6
Energía de Transición (eV)	12.8	23.6	33.4	45.6	56.7	68.8

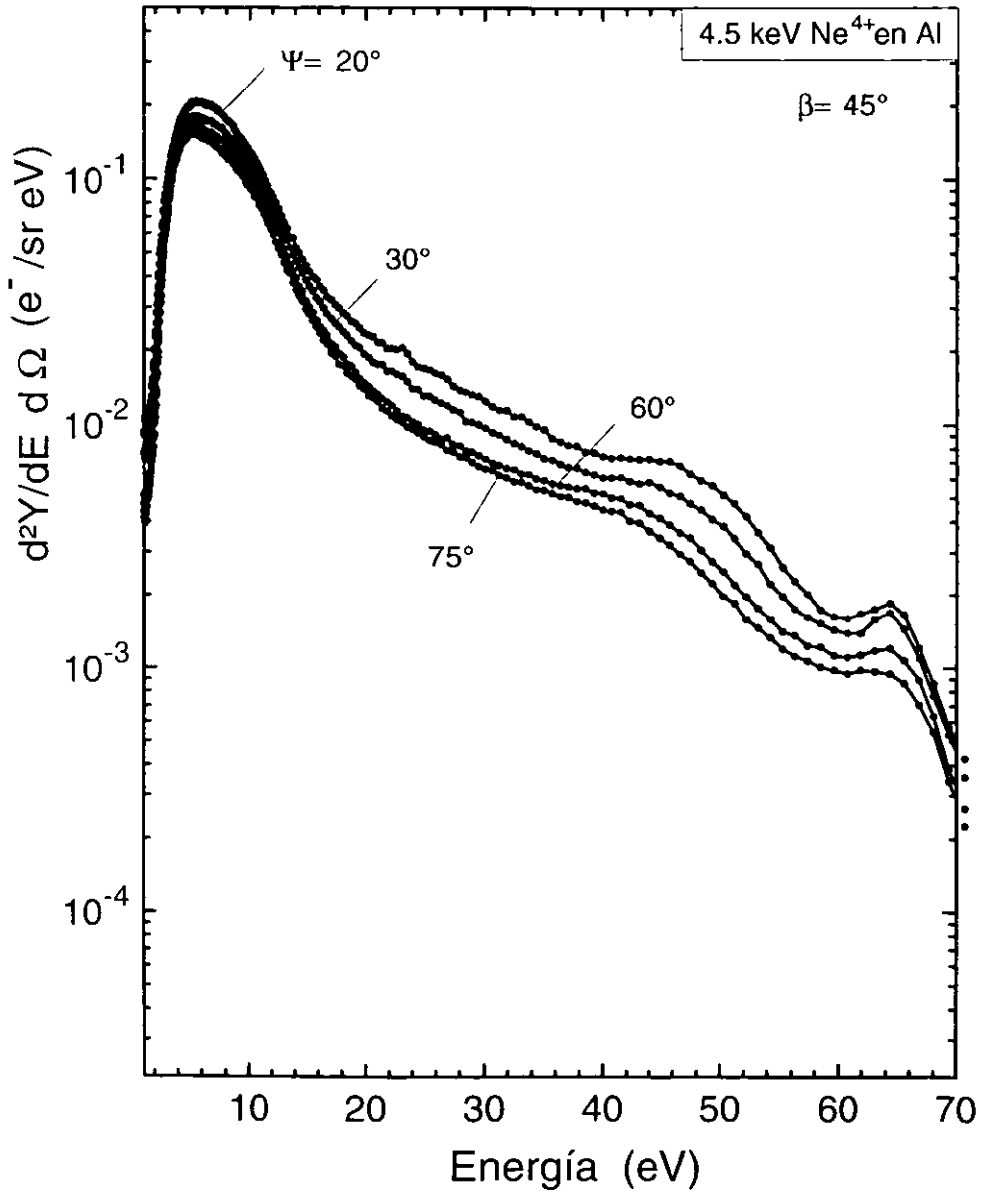
Tabla I. Energía de Transición de electrones de la base de la banda de conducción de Al al nivel 2p de un átomo hueco que contiene un número 2p de vacíos.

Por otro lado en la gráfica 2 mostraremos el conjunto de espectros de electrones con un ángulo de observación $\beta=45^\circ$ fijo y distintos ángulos de incidencia Ψ del haz de iones Ne^{4+} . Es importante remarcar que este espectro muestra una mayor intensidad que del mostrado en la gráfica 1 para

$\beta=75^\circ$. Esto se debe a que existe una dependencia de la intensidad de electrones con el coseno del ángulo β . También de la gráfica 2 observamos que la intensidad electrónica aumenta cuando el ángulo de incidencia Ψ disminuye. Es probable que esto se deba a que el tiempo de interacción de los iones con la superficie es mayor.

Finalmente como parte esencial de nuestro trabajo es importante remarcar que las estructuras características del decaimiento de plasmones se aprecian difícilmente en este espectro, las cuales se esperan para energías de 11 eV (Graf. 3), es preciso manipular los valores de emisión para facilitar el análisis respectivo. Este método se mostrará en el siguiente capítulo.

En trabajos previos se considera la excitación por transferencia de energía potencial como el mecanismo principal para la producción de plasmones por iones lentos y pesados, tal y como lo describe la teoría de producción de plasmones asistida por captura de electrones en la sección 3.2. Este mecanismo involucra la captura de electrones de valencia en la capa L de los proyectiles Ne, la cual provee la energía para la producción de plasmones. Sin embargo, es muy probable que otros mecanismos para la creación de plasmones puedan ser considerados, tales como electrones energéticos producidos directamente en colisiones al igual que electrones Auger pueden excitar plasmones cuando viajen estos a través del sólido.



Gráfica 2. Espectro de la emisión de electrones correspondientes al impacto de iones Ne^{4+} a 4.5 keVs con un ángulo de medición $\beta=75^\circ$ y con diferentes ángulos de incidencia $\Psi=20^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ y 75° .

2. Análisis Espectral

Primeramente es necesario incrementar la visibilidad de la sección del espectro correspondiente al decaimiento de los plasmones, ya que esta parte se encuentra inmerso en un enorme bloque de emisión de electrones correspondiente a otros procesos. A fin de distinguir la intensidad del decaimiento de plasmones de los demás procesos se deriva el espectro de emisión $N(E)$ [1]. Antes de evaluar la derivada dN/dE , se aplica una transformada de Fourier para suavizar la curva y la cual no afecta significativamente la resolución de nuestro experimento. Para dichos cálculos se utilizó el programa computacional ORIGIN, el cual permite exportar e importar archivos en ASCII.

Para justificar los principios de este procedimiento se presenta la figura 17. La energía ϵ_p liberada por el decaimiento de plasmones está determinada por la función Lorentziana $L(E_p, \bar{E}_p, \Gamma_p)$ en donde la energía de plasmones es $\bar{E}_p = \hbar\omega_p$ y de ancho de decaimiento Γ_p . En la figura 17 a), la función representada por la curva "Distribución Inicial" está normalizada a unidad de área. La distribución de energía de los electrones excitados de la banda de conducción se obtiene con una convolución sobre la densidad de estados normalizada $D(E) = N\sqrt{E}$ para $E \leq E_f$. , E_f es la energía de Fermi ($E_f = 12.525$ eV para el Al), con el factor de normalización $N = E_f^{-1/2}$ la integral de la función $D(E)$ se obtiene como $2E_f/3$. La convolución se crea por la integración.

$$F(\epsilon) = \int_0^{E_f} L(\epsilon + U - E, \bar{E}_p, \Gamma_p) D(E) dE$$

En donde U es el potencial escalón en la superficie (15.5eV para el aluminio) y ϵ es la energía del electrón fuera del sólido influida por el decaimiento del plasmón. El resultado de la convolución está representado por el curva llamada convolución en la figura 17 b) cuya integral permanece constante e igual a $2E_f/3$.

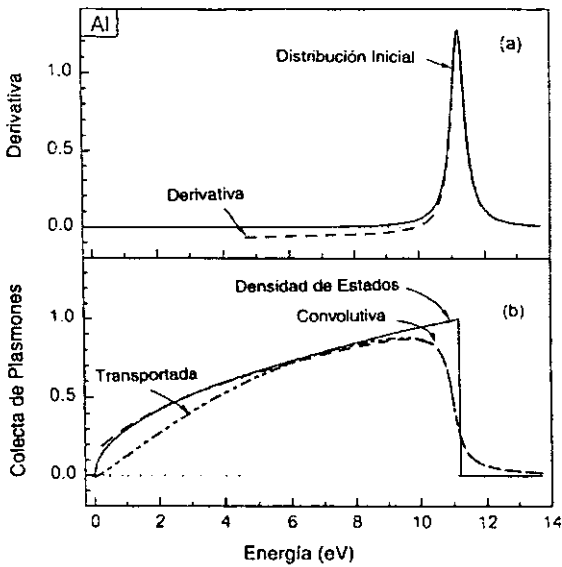
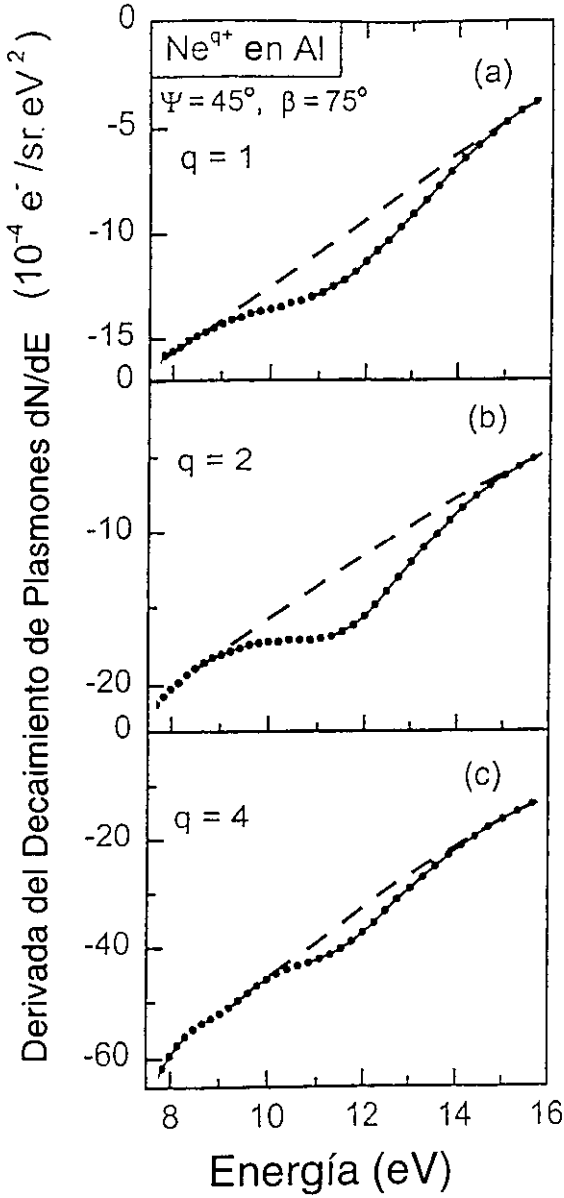


Fig. 17. Método para determinar la emisión de electrones por decaimiento de plasmones.

El punto crucial del presente método es el hecho de que la derivada de $F(\epsilon)$, también dada en la figura 17 a), reproduce de manera muy aproximada la distribución de energía inicial de los electrones por decaimiento de plasmones. De esta forma, la intensidad de los electrones debido al decaimiento de plasmones se obtiene de la integral de la curva "Derivada" multiplicada por $2E_f/3$. Se debe notar que ese factor es independiente de la forma de la distribución de energía inicial. Para explicar el transporte de electrones se deben de tomar efectos de atenuación y refracción. Esto se ve representado en la curva llamada "Transporte" en la figura 17b. Cuando esta curva se normaliza a la curva "Convolutiva" cerca del valor E_f , los efectos por transporte son muy pequeños. Se observa que la densidad de estados de la banda de conducción se deforma por la presencia de una partícula cargada. Para estados de carga bajos, los posibles efectos de una distorsión de la densidad de estados son relativamente pequeños. Sin embargo se espera que estos efectos se puedan incrementar por el aumento de carga del proyectil y se debe de tomar en cuenta que la sustracción del fondo involucra

incertidumbres que afectan principalmente la parte izquierda de la a curva derivativa. Es de notar que la forma de la curva ajustada se mantuvo constante mientras la carga del proyectil variaba.

Los resultados de la aplicación de este metodo se muestran en las gráficas 3 en donde se observa la derivada dN/dE por el impacto de Ne^{q+} con $q=1,2$ y 4 , y un ángulo de incidencia Ψ de 45° relativos a la normal de la superficie y con un ángulo de observación β de 75° . Las derivadas aquí mostradas dan evidencia de estructuras cerca de los 11 eV las cuales pueden ser atribuidas a los plasmones de volumen. La intensidad de los electrones debida al decaimiento de plasmones es aproximadamente proporcional al área entre la curva derivativa y la línea punteada que representa la emisión de fondo debida a otros procesos de decaimiento y se obtiene que para $q=2$ la emisión por plasmones se ve incrementada, sin embargo disminuida para $q=4$.



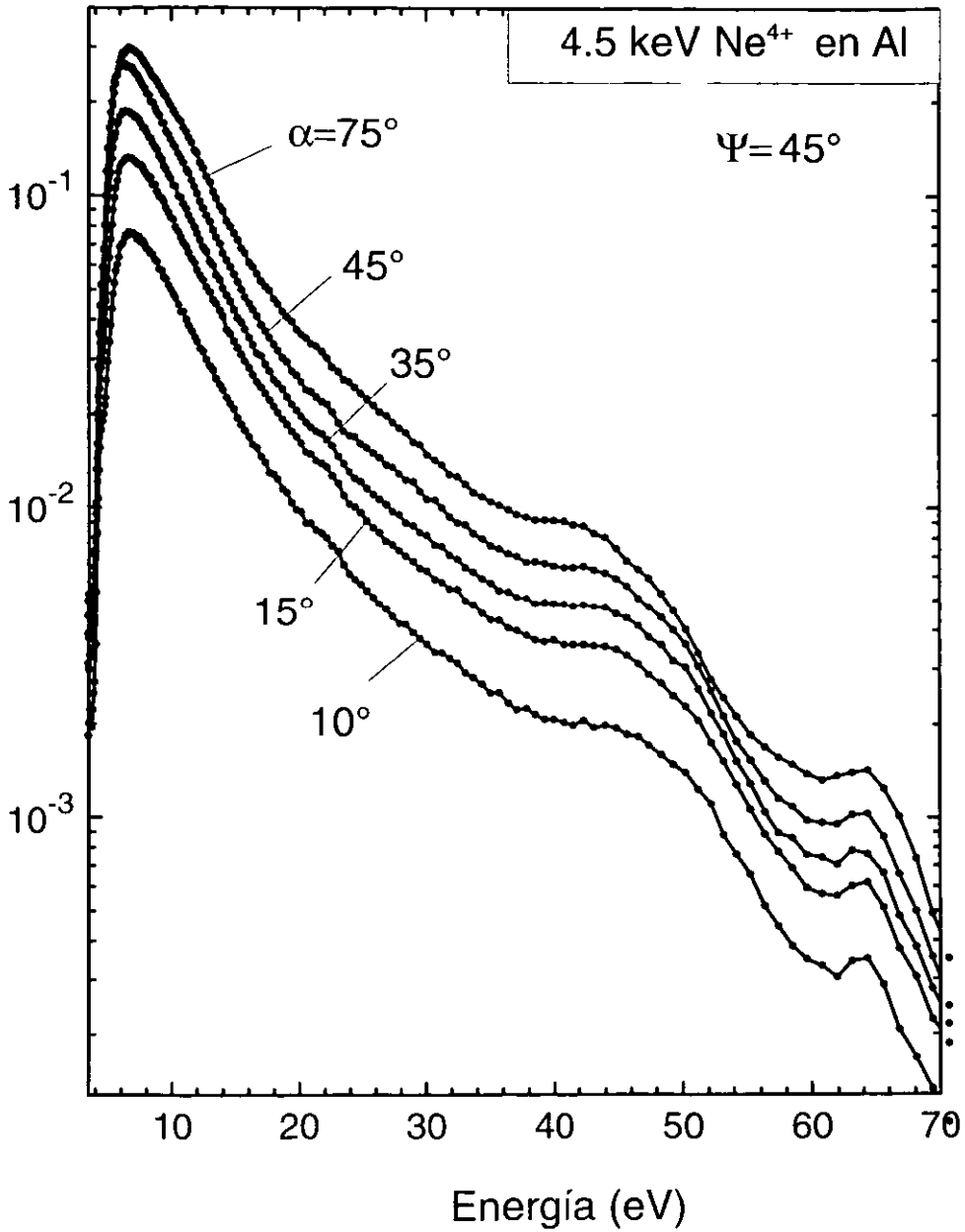
Gráfica 3. Derivada dN/dE de la doble diferencial de la emisión de electrones (Gráfica 1). Los resultados a), b) y c) corresponden al impacto de iones Ne^{q+} a 4.5 keVs con $q=1, 2$ y 4 respectivamente. El ángulo de incidencia es de $\Psi=45^\circ$ y el ángulo de medición es de $\beta=75^\circ$.

3. Dependencia Angular

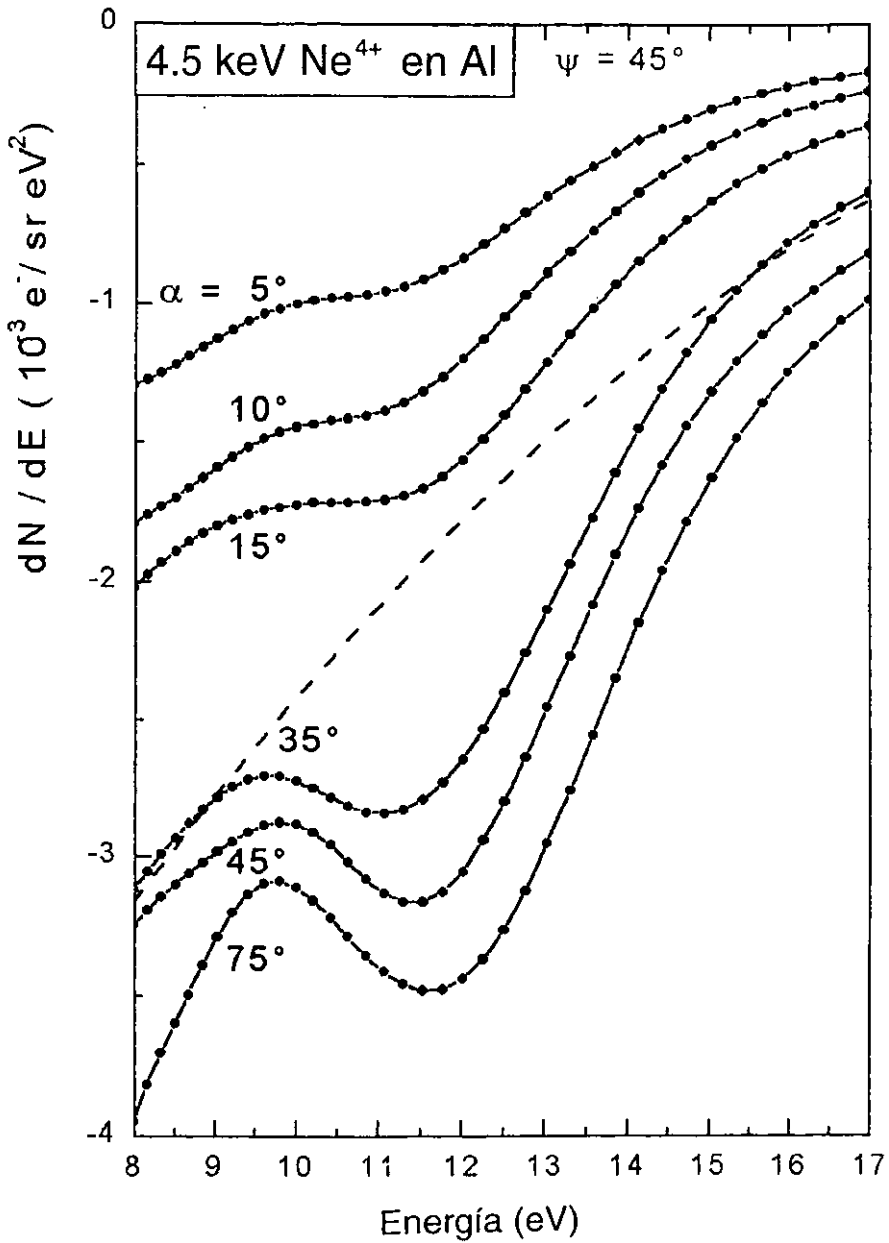
Como lo mencionamos se tomaron varios espectros para distintos ángulos. Para el caso de iones de Ne^{4+} a 4.5 keV se realizaron para ángulos α ($\alpha = 90 - \beta$) de medición relativos a la superficie y con un ángulo de incidencia fijo a 45° , estos resultados se muestran en la gráfica 4a. Para cada uno de estos espectros se realizó un análisis de las derivadas de los espectros similar a la de la sección anterior. Los resultados se muestran en la gráfica 4b. El análisis de la dependencia angular es crucial por varias razones. En primer lugar, se sabe de antemano que los electrones originados en el volumen del sólido exhiben una dependencia angular de forma coseno de β [31]. Por otro lado, en el caso de electrones originados de la superficie se espera que exhiban un comportamiento isotrópico. De aquí que la dependencia angular observada de los electrones debidos al decaimiento de plasmones nos dé información acerca del sitio en donde los plasmones se formaron.

Las gráficas 5 y 6 muestran los resultados obtenidos a partir de los espectros originales y el análisis para la emisión de electrones producidos por decaimiento de plasmones.

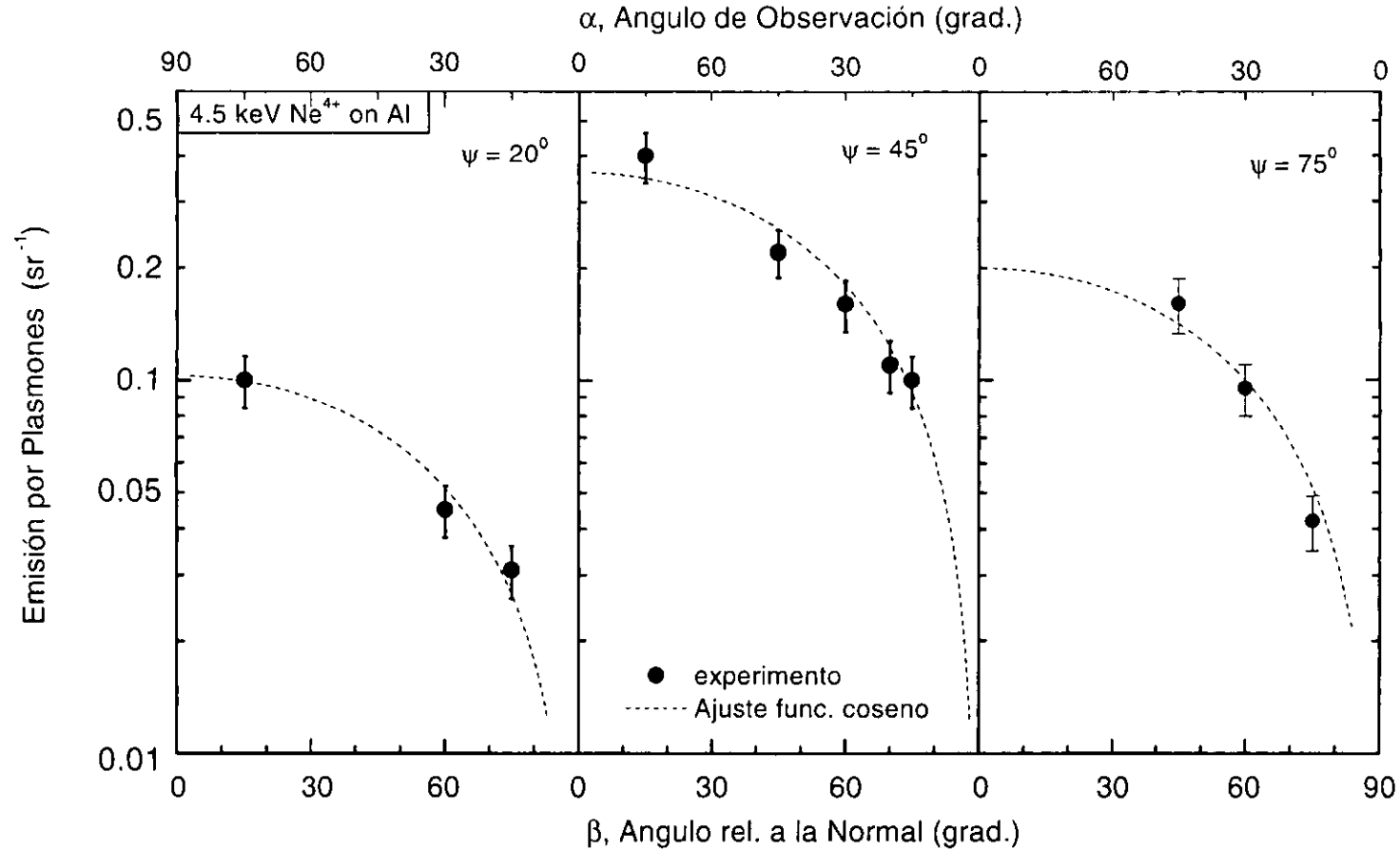
Es importante mencionar que este procedimiento produce datos absolutos para la emisión de electrones. Los resultados siguen de una forma estrecha una función tipo coseno β normalizada, lo que muestra que los plasmones son producidos dentro del sólido. En esta gráfica se observa el estudio de la emisión de plasmones por interacción de iones Ne^{4+} incidiendo a diferentes ángulos. Se observa que la emisión de electrones por decaimiento de plasmones es relativamente pequeña para ángulos rasantes sobre la superficie y esta alcanza un máximo para $\Psi = 45^\circ$. Estas observaciones se pueden interpretar suponiendo que para ángulos pequeños el átomo hueco incidente está parcialmente neutralizado enfrente de la superficie por efecto Auger. Para este caso, el ion incidente pierde su capacidad para excitar plasmones de volumen. Para ángulos grandes los iones penetran más el metal de tal forma que electrones secundarios y los electrones por decaimiento de plasmones se atenúan.



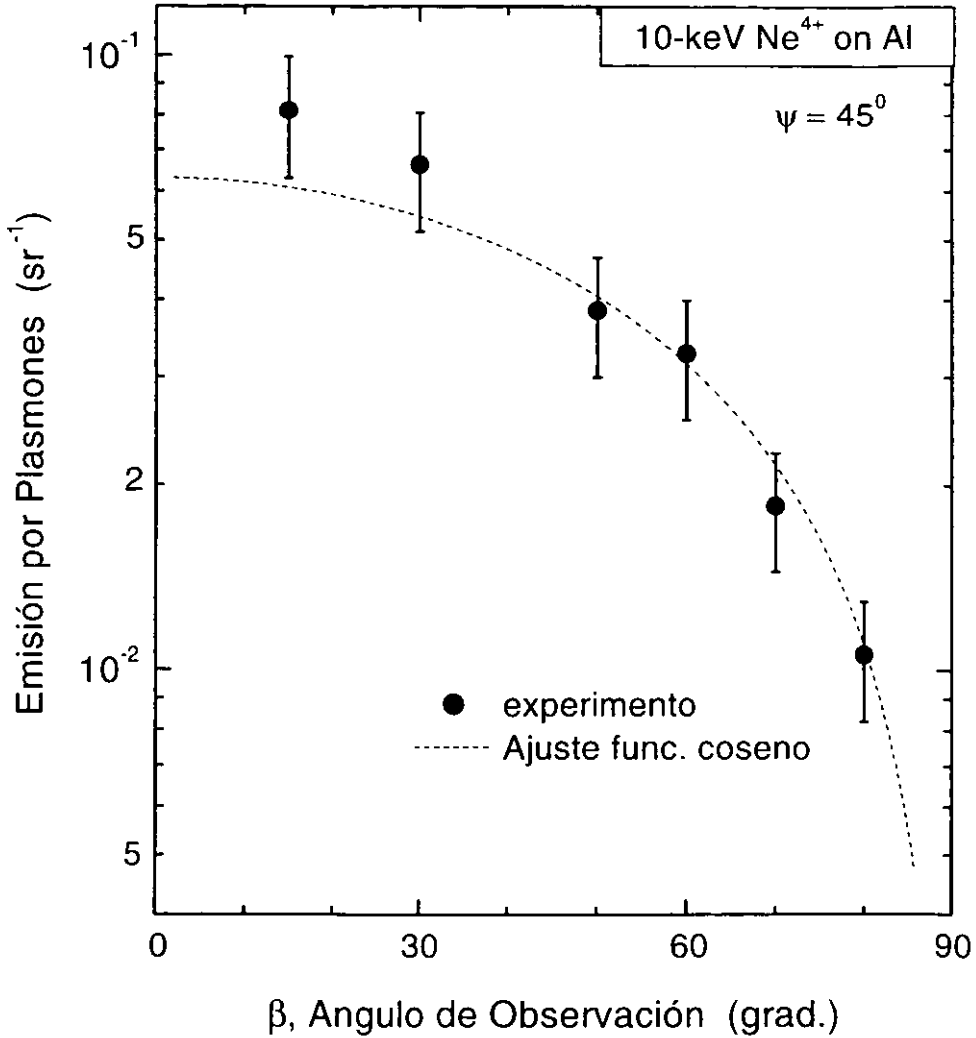
Gráfica 4 a. Espectro de la emisión de electrones correspondientes al impacto de iones Ne^{4+} a 4.5 keVs con un ángulo fijo de incidencia $\Psi = 45^\circ$ y diferentes ángulos de medición α .



Gráfica 4b. Derivada dN/dE de la doble diferencial de la emisión de electrones correspondientes al impacto de iones Ne^{4+} a 4.5 keVs. El ángulo de incidencia es de $\Psi=45^\circ$ y varios ángulos de medición. Para el ángulo de medición de 35° se observa el ajuste de recta correspondiente a la energía de fondo.



Gráfica 5. Distribución angular de electrones producidos por el decaimiento de plasmones obtenido por impacto de 4.5 keV Ne⁴⁺ en Al. Se muestran los ángulos relativos a la normal y la superficie. Los resultados experimentales, para ángulos de incidencia de 20°, 45° y 75°, se comparan con funciones coseno normalizadas. (líneas punteadas)



Gráfica 6. Distribución angular de electrones producidos por el decaimiento de plasmones obtenido por impacto de iones 10 keV Ne⁴⁺ en Al. Se muestran los ángulos relativos a la normal y la superficie. Los resultados experimentales, para un ángulo de incidencia de 45°. Se comparan con funciones coseno normalizadas. (líneas punteadas)

Capítulo 6

Discusión y Conclusión

Primeramente hemos observado en la sección 5.1 que la emisión de electrones por decaimiento de plasmones está relacionada con el estado de carga de los iones incidentes. Es de esperarse que así como la energía potencial del proyectil aumente junto con el estado de carga, la emisión de electrones por decaimiento de plasmones también aumente. Sin embargo sabemos por la gráfica 3 que esto no se cumple. Para explicar este suceso, hay que observar que debido a la conservación de energía, la energía necesaria para excitar un plasmón debe de ser cercana a la energía potencial liberada por el proyectil. La energía liberada es igual a la suma de la energía de transición dada en la tabla I, más la energía inicial de los electrones por arriba de la banda de conducción. Esta energía es del orden de 5eV [30]. La excitación de un plasmón de volumen requiere energías de entre 15-20 eV [8] la cual se ajusta de manera resonante para el caso del Ne con una sola vacancia en el orbital 2p. (ver tabla I) Esto es consistente con lo que se observa en la gráfica 3. en donde la energía del decaimiento del plasmón es significativa para un ion Ne^+ . De esta misma forma, para Ne^{2+} , se presenta condiciones de resonancia ya que la energía del orbital 2p se ve reducida por efectos de átomos vecinos de la red [18]. Cuando ocurre que más de dos vacancias en el orbital 2p, es improbable que la condición de resonancia se mantenga. Sin embargo, hay evidencia de producción de plasmones para iones incidentes con cargas mayores a 2. Esto se debe al hecho de que el orbital 2p se llena exitosamente en el sólido [18]. Al final del llenado del ion por procesos de cascada, cuando los proyectiles Ne conservan una o dos vacancias 2p, las condiciones de resonancia se pueden volver a dar y una producción asistida por captura de electrones puede ser posible.

El principal objetivo de este experimento es resaltar mecanismos de la excitación de plasmones por iones Ne^{q+} múltiplemente cargados en Al. El punto más importante presentado a través de todo el experimento, es que la producción de plasmones por iones múltiplemente cargados tiene lugar en unas cuantas capas atómicas por debajo de la superficie, esto debido a que la energía de los electrones por decaimiento de plasmones presenta una distribución coseno β (ángulo de

observación). Consecuentemente, los electrones inducidos por el decaimiento de plasmones pueden ser amortiguados al momento de escapar del sólido. Por ejemplo, usando el modelo de cascada para el llenado de los átomos por hueco, se puede estimar que iones incidentes Ne^{6+} a 4.5 keV con un ángulo de incidencia de 45° alcanzan una profundidad promedio de 25 a.u. antes de que el orbital 2p se llene excepto por una vacancia.[18,19] La profundidad de escape de electrones con energías de 15 eV es de alrededor de 20 a.u.[34] de tal forma que la intensidad del electrón expulsado del sólido está amortiguada. Este amortiguamiento es una razón significativa por el cual podría desaparecer la característica estructura debida a los plasmones de volumen. Ver fig. 18.

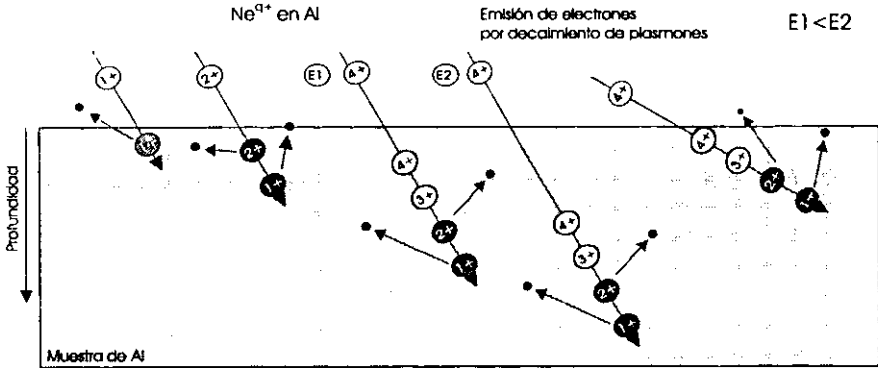


Fig. 18: Diagrama esquemático de la emisión de electrones por decaimiento de plasmones con dependencia en carga, energía y ángulo de incidencia.

Por otro lado en la gráfica 6 se muestra una distribución angular para iones incidentes de 10 keV. En esta gráfica podemos comparar los valores absolutos por decaimiento de plasmones con los encontrados en la gráfica 5 para iones con energías de 4.5 keV. Es notable que estos valores para iones de 10 keV sean casi de un orden superior que los de la gráfica 6. De lo anterior podemos concluir que a mayor energía los iones recorren mayor distancia dentro del sólido y los electrones expulsados se verán atenuados una vez más. En la figura 18 mostramos como, el ángulo de incidencia, la energía inicial y estado de carga del proyectil son factores importantes para la medición de energía de electrones provenientes del sólido ya sean por decaimiento de plasmones u otros mecanismos. Recordemos también de la sección anterior que para ángulos razantes la producción de plasmones

se ve disminuida, aunque no por efectos de atenuación si no por efectos de energía potencial.

En trabajos previos se considera la excitación por transferencia de energía potencial como el mecanismo principal para la producción de plasmones por iones lentos y pesados, tal y como lo describe la teoría de producción de plasmones por captura de electrones en la sección 3.2. Este mecanismo involucra la captura de electrones de valencia en la capa L de los proyectiles Ne, la cual provee la energía para la producción de plasmones. Sin embargo, es muy probable que otros mecanismos para la creación de plasmones puedan ser considerados, tales como electrones energéticos producidos directamente en colisiones al igual que electrones Auger pueden excitar plasmones cuando viajen estos a través del sólido.

En conclusión, este trabajo muestra resultados que dan una clara evidencia de la excitación de plasmones en espectros de emisión de electrones producidos por iones múltiplemente cargados. Los espectros muestran estructuras con energías de 11 eV representativas del decaimiento de plasmones de volumen los cuales son excitados por átomos con huecos al momento en que estos alcanzan el último paso del llenado de cascada. Finalmente se demostró que para lograr condiciones de resonancia con iones múltiplemente cargados, los proyectiles deben de penetrar algunas capas atómicas dentro del sólido. Esto puede ser utilizado para explorar la posibilidad de crear plasmones a una profundidad seleccionada dependiendo del ion, de su estado de carga, de su energía y del ángulo de incidencia con respecto a la superficie. Es importante remarcar que no se han presentado en otros trabajos mecanismos de producción de plasmones por iones múltiplemente cargados por lo que considero que la actual investigación es de considerable importancia, a pesar de su exclusiva incursión experimental, para el entendimiento de plasmones en posteriores estudios en el área del estado sólido.

Referencias

- [1] D. Pines, Elementary excitations in solids (W.A. Benjamin, Inc., New York, 1964).
- [2] P. M. Echenique, F. Flores and R. H. Ritchie, in Solid State Physics: Advances in Research and Applications. edited by H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic, New York, 1990), Vol.43, p. 230.
- [3] M. S. Chung and T. E. Everhart, Phys. Rev. B15, 4699 (1977).
- [4] M. Rösler, Scan. Micr. 8, 3 (1994).
- [5] T. E. Everhart, N. Saeki, R. Sjimizu, and T. Koshikawa, J. of Appl. Phys. 47, 2941 (1976).
- [6] C. Benazeath, N. Benazeth, and L. Viel, Surf. Sci. 78, 625 (1978).
- [7] D. Hasselkamp and A. Schramann, Surf. Sci. 119, L388 (1982).
- [8] R. A. Baragiola and C. A. Dukes, Phys. Rev. Lett. 76, 2547 (1996).
- [9] A. A. Almulhem and M. Girardeau, Surf. Sci. 210, 138 (1989).
- [10] R. C. Monreal, Surf. Sci. 388, 231 (1997).
- [11] D. Niemann, M. Grether, M. Rösler, and N. Stolterfhot, Phys. Rev. Lett. 80, 3328 (1998).
- [12] D. Niemann, M. Grether, A. Spieler, and N. Stolterfhot, C. Lemell, F. Aumayr, and HP Winter, Phys. Rev. A56, 4774 (1997).
- [13] J. Burgdörfer, P. Lerner and F.W. Meyer, Phys. Rev. A 44, 5674 (1991).
- [14] J. Burgdörfer, Review of Fundamental Processes and Applications of Atoms and Ions, edited by C.D. Lin (World Scientific, Singapore, 1993), p.517.
- [15] M.H. Chen y B. Craseman, Phys. Rev. A 12, 959 (1979).
- [16] D. Pines, Physica 26, S106 (1960).
- [17] H. Ehrenreich, in Optical Properties of Solids, edited by J. Tauc (New York, 1966)
- [18] N. Stolterfhot, A. Arnau, M. Grether, R. Köhrbrück, A. Spieler, R. Page, A. Saal, J. Thomashewiski, y J. Bleck-Neuhaus, Phys. Rev. A 52, 445 (1995).
- [19] M. Grether, D. Niemann, A. Spieler y N. Stolterfot, Phys. Rev. A 56, 3794 (1997).
- [20] N. Stolterfhot, Physics Reports (Review Section of Physics Letters) 146, No. 6 (1987) 315-424. North Holland, Amsterdam.

- [21] D. Chattarji, *The Theory of Auger Transitions*, Acadamec Press, New York, 1976.
- [22] D. Pines, *Physica* 26. Congress on Many Particles Problemes, Utrecht S103-123 (1960).
- [23] D. Niemann, M. Grether, M. Rösler, and N. Stolterfot, *Nucl. Instr Methods B* 135, 460 (1998).
- [24] N. Stolterfhot, *Z. Physk.* 248, 81 (1971).
- [25] R. Geller, B. Jacquot, P. Sortais, *Nucl. Instr. Methods A*243, 244 (1986).
- [26] *Introduction to Modern Physics*, Richtmyer and Kennard, McGraw-Hill (New York 1942).
- [27] R. Monreal y N. Lorente, *Phys. Rev.* B52, 4760 (1995).
- [28] H. Raether, *Springer Tracts Mod. Phys.* 38, 84 (1965).
- [29] K. D. Sevier, *Low Energy Spectrometry*, Chap 8. (Interscience, New York, 1972).
- [30] H. Kurz et al., *Phys. Rev. A* 48, 2182 (1993).
- [31] P. Sigmund y S.Tougard, *Inelastic Particle-Surface Collisions*, editado por E. Taglauer y W. Heiland, *Springer Series in Chemical Physics* Vol. 17 (Springer, New York, 1981).
- [32] J. C. Fuggle y N. Martensson, *Core-Level Binding Energies in Metals*, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* 21, 275 (1980).
- [33] A. Arnau, R. Kohrbruck, M. Grether, A. Spieler y N. Stolterfoht, *Phys. Rev. A* 51, R3399 (1995).
- [34] C. Tung y R. Ritchie *Phys. Rev. B* 16. 4302

Anexo I.

Tipo de Tasa	Capa L	Capa K
Captura	$\Gamma_{Ln}^c = \sigma_{Ln} n_c v_p$ $n_c = 0.009 a.u.$	
Auger	$\Gamma_{Ln} = (8 - n)\Gamma_L$ $\Gamma_{Ln} = 0.67 \times 10^{-3} a.u.$	$\Gamma_{Kn} = (n - 1.3)\Gamma_K$ $\Gamma_{Ln} = 1.4 \times 10^{-3} a.u.$
Atenuación	$\Gamma_L^a = v_l/\lambda_L^a$ $\lambda_L^a = 8 a.u.$	$\Gamma_K^a = v_l/\lambda_K^a$ $\lambda_K^a = 30 a.u.$
Atenuación por Formación	$\Gamma_L^b = v_l/\lambda_L^b$ $\lambda_L^b = 17 a.u.$	$\Gamma_K^b = v_l/\lambda_K^b$ $\lambda_L^b = 80 a.u.$

Tabla 1. Resumen de las tasa usadas en el análisis. Los datos se aplican para el número n de electrones en la capa L del Ne viajando en el interior del sólido Al. (Resultados tomados de la literatura[15])