

EMISION DE ELECTRONES EN COLISIONES DE
IONES DE ENERGIA INTERMEDIA SOBRE ATOMOS

C.R. Garibotti

Centro Atómico, 8400 Bariloche, Argentina

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

El objetivo de este artículo es analizar los procesos que participan en la emisión electrónica producida en la colisión de iones pequeños desnudos (H^+ y He^{++}) de energías intermedias (50 a 200 keV/amu) contra blancos gaseosos livianos. La motivación se origina en que estas son las condiciones en que opera nuestro laboratorio en Bariloche. Vamos a discutir en particular el caso de blancos de He, dado que permite canales adicionales al de simple ionización directa presente en blancos de H. Es el blanco atómico más simple de usar experimentalmente, y las evaluaciones teóricas basadas en técnicas asociadas a un problema de tres cuerpos le pueden ser aplicadas, al menos parcialmente. Por otro lado el He tiene sus electrones en una sola capa no presenta problemas asociados con la distinción de emisión de capas internas o externas y en particular con la emisión Auger. Los posibles canales en una colisión de un ion desnudo A^{z+} con He son

captura simple	σ_c	$A^{z+} + He \rightarrow A^{(z-1)+} + He^+$
doble captura	σ_{dc}	$A^{z+} + He \rightarrow A^{(z-2)+} + He^{++}$
transferencia de		
carga con ionización	σ_{T1}	$A^{z+} + He \rightarrow A^{(z-1)+} + He^{++} + e^-$
ionización directa		
única	σ_T	$A^{z+} + He \rightarrow A^{(z-1)+} + He^+ + e^-$
doble	σ_{D1}	$A^{z+} + He \rightarrow A^{z+} + He^{++} + 2e^-$

SECCIONES EFICACES TOTALES

Estos procesos para iones H^+ y He^{++} incidentes han sido medidos en diferentes laboratorios (1,2,3,4,5). En la figura 1 están graficadas las secciones eficaces totales de ionización directa única (1). La de $H^+ - He$ tiene su máximo en 90 keV/amu y la de $He^{++} - He$ en el entorno de 140 keV/amu; y en una energía próxima a 50 keV la σ_c de He^{++} y Li^{3+} se hacen comparables con la σ_T de H^+ . Esto es consecuencia de que a bajas energías la

importancia relativa del canal de captura crece con la carga del proyectil (Z_p), pero sobre todo muestra que la σ_c a baja energía depende poco de Z_p , este efecto ha sido denominado "saturación"

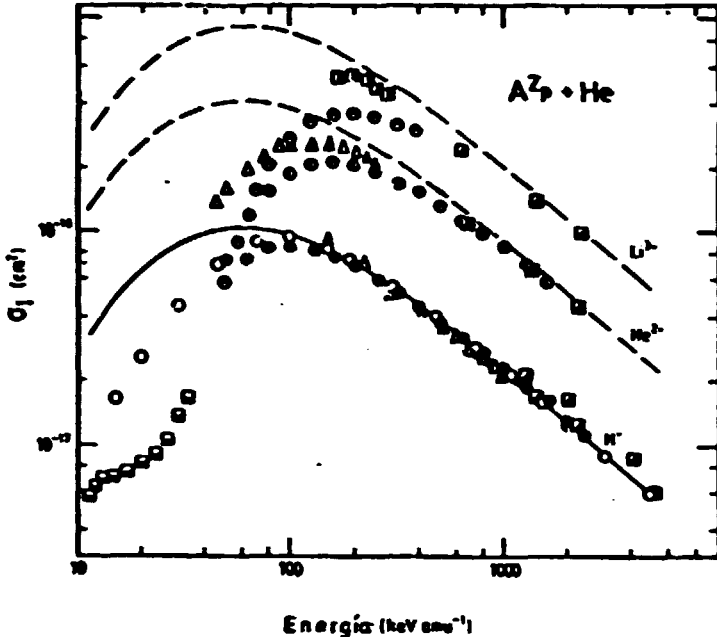


Fig. 1. σ_T para H^+ , He^{++} y Li^{3+} sobre He. (1). Puntos: Resultados experimentales; —: Aproximación de Born; - -: la misma escalada con Z_p .

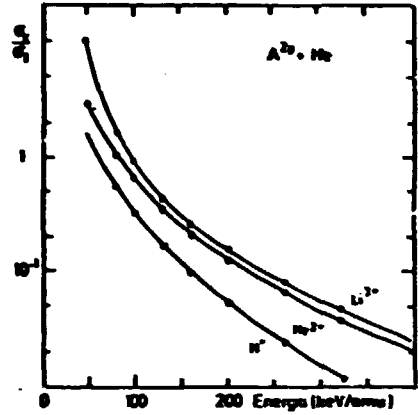


Fig. 2. Cociente σ_c/σ_T para H^+ , He^{++} y Li^{3+} sobre He.

El dominio de la sección eficaz de captura como mecanismo de extracción de electrones del blanco, en la colisión a bajas energías es evidente en el gráfico 2 donde se representa el cociente σ_c/σ_T , y como se observa en los gráficos 3 la importancia de la σ_c crece notablemente con Z_p (1).

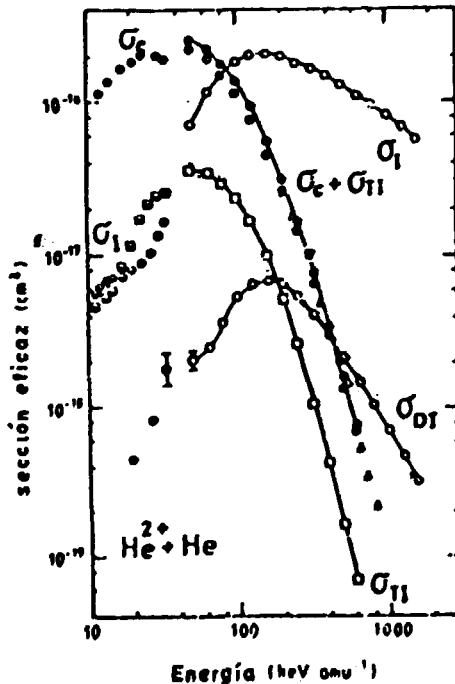
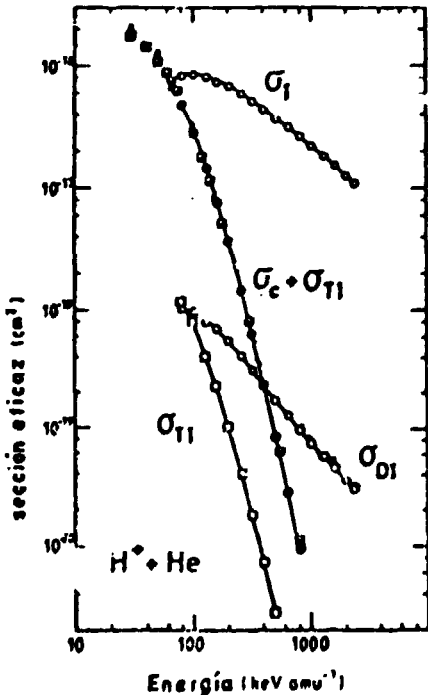


Fig. 3. σ_T , σ_c , σ_{T1} y σ_{D1} para H^+ y He^{++} sobre He, respectivamente. (1).

La importancia relativa de los distintos procesos está más claramente expresada en el gráfico 4 donde representamos los cocientes σ_{T1}/σ_1 y σ_{D1}/σ_1 para diversos proyectiles. Para H^+ -He la contribución de σ_{D1} a la emisión electrónica es del orden del 1% de σ_1 , sobre todo el rango energético de 50 a 500 keV/amu, mientras que σ_{T1} solo da una contribución significativa (menor que el 5%) en energías entre 50 y 100 keV/amu. Para He^{++} -He, σ_{D1} mantiene una contribución casi constante cercana al 3%, en cambio σ_{T1} depende fuertemente de la energía, llegando a valer un 50% de σ_1 en 50 keV/amu o sea aporta el 34% del total de electrones emitidos. La emisión electrónica total está dada por la suma $\sigma_1 + \sigma_{T1} + \sigma_{D1}$.

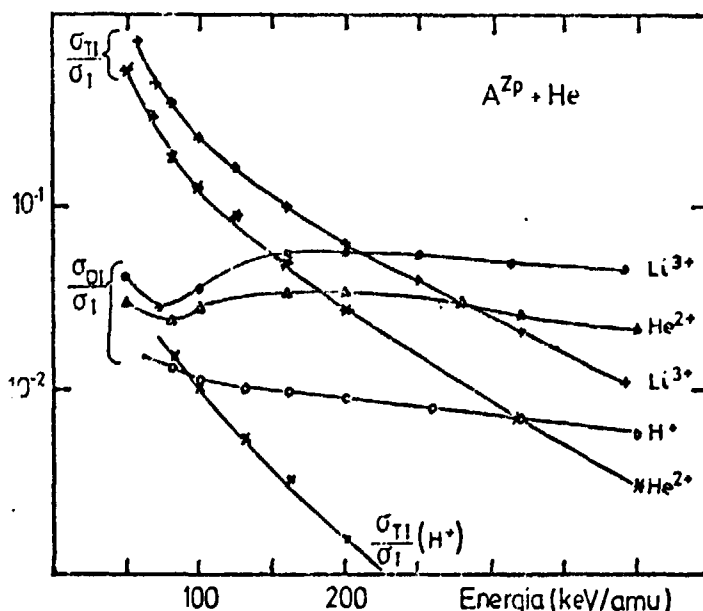


Fig. 4. Cocientes σ_{T1}/σ_1 y σ_{D1}/σ_1 para H^+ , He^{++} y Li^{3+} sobre He.

Observamos que ya en el análisis de las secciones eficaces totales de emisión electrónica, en el rango energético considerado, se plantean dos problemas:

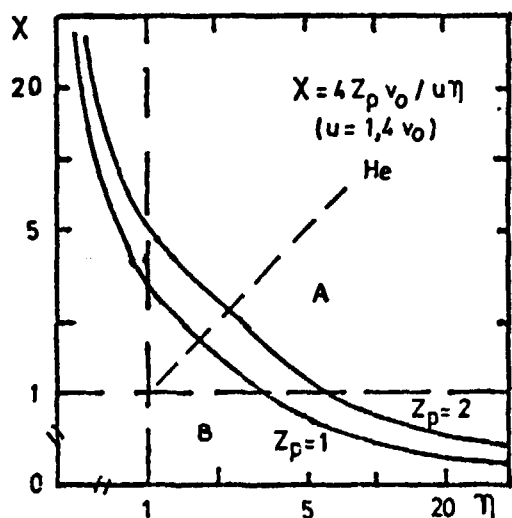
- El efecto de "saturación" por el cual cuando la carga del proyectil crece las σ_1 tienden a un valor constante.
- La apertura de canales competitivos con la ionización directa única.

La acción de estos dos fenómenos producen notables dificultades en la interpretación de los resultados experimentales y en particular en la extensión de los métodos perturbativos para describir este rango de energías incidentes. Usualmente el efecto de saturación ha sido interpretado como debido a que para proyectiles de alto Z_p , la primera aproximación de Born falla y σ_1 no escala como el Z_p^2 predicho por esta.

Para lograr una descripción más clara de la ionización única es conveniente introducir los parámetros de Bohr (3)

$$X = 2Z_p v_0 / V \quad Y \quad \eta = 2V / u \quad (1)$$

donde V es la velocidad del ion, v_0 la velocidad de Bohr y u es la velocidad del electrón en la órbita del blanco. Para un blanco dado (u fija) estos dos parámetros están relacionados $X = 4Z_p v_0 / u \eta$. En la figura 5 representamos algunas de curvas para el caso que el blanco sea He.



Cuando $X \gg 1$ el electrón está bien localizado y puede usarse una descripción clásica, en cambio si $X \ll 1$ debe usarse descripción cuántica y como la interacción es débil y de corta duración sirve un método perturbativo. Para $\eta \gg 1$ puede desprejarse la energía de la ligadura frente a la de impacto, pero para $\eta \ll 1$ se forma una quasi molécula y es necesaria una descripción en orbitales moleculares. (6)

◀ Fig. 5. Relación entre los parámetros de para H^+ y He^{++} sobre He.

Para el caso en que $\eta > 1$, Bohr obtiene, para σ_i y átomos blancos con un solo electrón activo (6),

$$\sigma_i = 4\pi a_0^2 Z_p^2 \left(\frac{v_0}{V}\right)^2 \frac{m v_0^2}{2I} \left\{ [X/\eta]^{-1} + \delta \ln [\eta^2 [X]^{-2}] - 1/\eta^2 \right\} \quad (2)$$

donde I es el potencial de ionización, a_0 es el radio de Bohr, $[]$ se indica que el valor del paréntesis es el argumento si este es mayor que uno, y si no es directamente uno, y δ es un parámetro que depende del blanco ($\delta = 0.45$ para He y $\delta = 0.28$ para H). Resulta claro que ya esta expresión propone desviaciones de la escala Z_p^2 de Born. En efecto, para $\eta > X > 1$ (zona A en la figura 5); situación que para Z_p grandes corresponde a V moderadas, pero que para Z_p chicos puede obtenerse disminuyendo V :

$$\sigma_i \sim Z_p^2 \left\{ 1 + 2\delta \ln (v^2 / (Z_p v_0 u)) - (u/2v)^2 \right\} \quad (3)$$

Mientras que para $X < 1$ (zona B en la figura 5) que corresponde a Z_p chico o altas V recuperamos la dependencia Z_p^2 :

$$\sigma_i \sim Z_p^2 \left\{ 1 + 2\delta \ln (2V/u) - (u/2V)^2 \right\} \quad (4)$$

De modo que la fórmula obtenida por Bohr en 1948 ya prevee

desviaciones del comportamiento Z_p^2 que dependen de la relación $\chi \sim Z_p/V$ aunque se debe recordar que es solo válida si $\eta=2V/u > 1$ o sea cuando el ión se mueve con una velocidad mayor que la del electrón y los efectos moleculares no son importantes.

Otra evidencia explícita que los efectos de saturación dependen de la relación V/Z_p y no exclusivamente de Z_p está dada por el análisis de Gillespie (7). A partir de la ecuación de Bethe, la cual representa una aproximación al primer orden de Born completo para velocidades asintóticas y protones incidentes (8):

$$\sigma_{iB} = 4\pi a_0^2 \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 \left\{ M \left[\ln \frac{v^2}{c^2 - v^2} - \left(\frac{v}{c}\right)^2 \right] + \epsilon + \gamma \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 \right\} \quad (5)$$

Aquí c es la velocidad de la luz y los coeficientes dependen del blanco y son $M=0.49$, $\epsilon=5.52$ y $\gamma=-1.21$ para blancos de He; $M=0.283$, $\epsilon=4.04$ y $\gamma=-0.662$ para H (9). Comparando esta expresión con los datos experimentales, se observa que estos pueden interpolarse por la relación (7)

$$\sigma_E = Z_p^2 f(v_R) \sigma_{iB}(v) \quad (6)$$

donde:

$$v_R = v / (Z_p^{1/2} v_0)$$

$$f = e^{-\lambda/v_R^2}$$

Esta función con $\lambda=1$, ajusta los valores experimentales, correspondientes a la ionización de H, con una precisión mejor del 25%, para iones incidentes con $Z_p > 1/2 Z$, siendo Z la carga nuclear del ión. Esto se muestra en la figura 6, donde están separados los datos correspondientes a iones total y parcialmente desnudos (7). Para la ionización de He, σ_E con $\lambda=2$, se compara la Ec. 6 con los datos en la figura 7 (10).

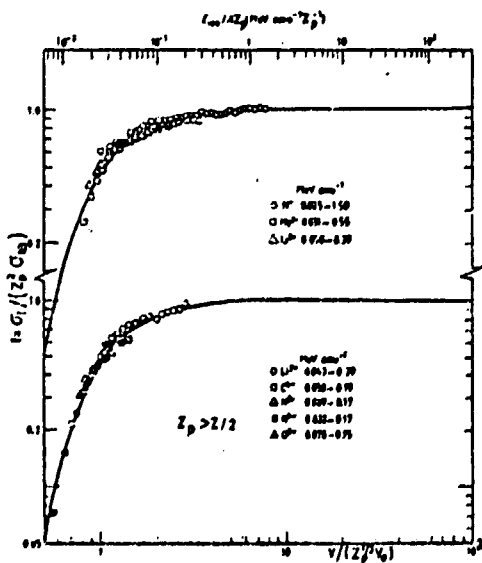


Fig. 6. Ajuste de la Ec. 6 con los datos, para iones desnudos y parcialmente cubiertos sobre H. (6).

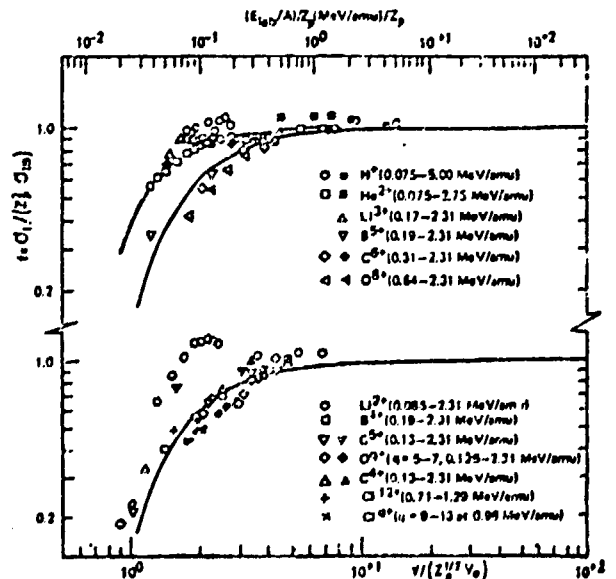


Fig. 7. Ajuste de la Ec. 6 con los datos, para iones desnudos y parcialmente cubiertos sobre He. (10).

Los datos para $Z_p > 3$ se ajustan dentro del 30% para $v_R > 1,2$, en cambio hay grandes discrepancias para $Z_p = 1$ y 2, en estos casos resultaría necesario un valor mayor de $\lambda = 2$ para lograr un ajuste. Para grandes velocidades reducidas V_R la σ_e tiende a la de Born-Bethe, mientras que para $E/Z_p > 300$ ke²/amu (donde E es la energía en laboratorio por amu) se comienzan a observar desviaciones de comportamiento Z_p^2 . Para V fija y Z_p creciente tiene un máximo en $Z_p = (V/v_0)^2$ y luego decrece exponencialmente. Este es un comportamiento más drástico que un efecto de saturación, el cual supone que σ_e tienda a un límite finito para $Z_p \rightarrow \infty$. Aún cuando en teorías como la "Symmetric Eikonal" (11) σ_e tiene un máximo y después decrece, no hay aún datos experimentales que permitan una conclusión.

Debemos entonces concluir que el comportamiento de σ_e depende de la relación entre la carga del proyectil y su velocidad, sea esta expresada mediante el parámetro de Bohr o la velocidad reducida V_R . Estas cantidades miden esencialmente la relación entre la energía cinética y potencial del proyectil. De este modo el análisis de las desviaciones de un comportamiento perturbativo pueden ser estudiadas considerando iones de alta velocidad y carga o de velocidad y carga pequeñas. Consideramos que de este modo se proyecta una posibilidad muy interesante para el uso de aceleradores de energía intermedia, en el estudio de una región del espectro electrónico donde las teorías perturbativas se encuentran en su límite de aplicabilidad, y resultan muy sensibles a la descripción que introducen de los estados asintóticos del sistema.

DOBLE IONIZACIÓN:

Como hemos dicho, hay dos canales más que aportan electrones en la colisión ión-átomo: la TI y la DI. Esencialmente la TI puede considerarse como un caso particular de la DI donde el movimiento de uno de los electrones está mejor definido que en el caso general, ya que se emite con velocidad cercana a la del ión. Hay varios procesos físicos que pueden dar origen a la TI (12): la autoionización de la cuasi-molécula formada durante la colisión; una captura doble seguida por autoionización, o por pérdida electrónica al continuo del proyectil; una captura simple más ionización directa. Los dos primeros procesos pueden dominar a bajas energías (< 100 ev/amu), donde hay una probabilidad de formación de estados moleculares, el tercero contribuiría para energías intermedias (~100 keV/amu) y el cuarto dominaría a altas energías. Para la evaluación de la doble ionización a energías intermedias y altas (4º proceso) se propusieron dos mecanismos (13):

a) Reordenamiento: para altas V/Z_p se supone que un electrón se extrae inmediatamente debido al impacto del ión y el otro relaja más lentamente de su estado correlacionado del He a un conjunto de estados hidrogenoides del He⁺ que contienen estados del continuo, de forma que la probabilidad de transición de este segundo electrón puede escribirse en la aproximación súbita ("shake off"):

$$\langle \psi_{He^+}^f / \psi_{He}^i \rangle \quad (7)$$

Donde ψ_{He}^i es el estado inicial en el He y ψ_{He}^f es una función del continuo del He⁺⁺ final, es decir se desprecia la correlación final entre los electrones. Multiplicando por la amplitud de ionización del primer electrón a_1 (1), que, dada las V grandes, se evalúa en primera aproximación de Born. El elemento de matriz (7) es independiente de V y Z_p de modo que la sección eficaz propuesta para este proceso es:

$$\sigma_R = \text{constante} \cdot \sigma_I \quad (8)$$

Sin embargo como en la primera ionización simple el e^- sale con baja velocidad va a interactuar fuerte con el otro electrón y habría que usar una función de onda del continuo del He para el 2º electrón y esto disminuiría esta σ_R .

b) Mecanismo directo: ("two step") Para menores valores de V/Z_p la interacción del ión con los electrones es más intensa y existe una probabilidad de que ambos electrones se ionicen simultáneamente y la correlación entre ellos debería ser menor. De este modo valdría un modelo de electrones independientes. Si $P(\rho)$ es la probabilidad de emitir un electrón cuando el ión incide con un parámetro de impacto ρ , la sección eficaz de ionización doble es:

$$\sigma_D = 2\pi \int_0^\infty \rho P^2(\rho) d\rho \quad (9)$$

Usando la primera aproximación de Born para $P(\rho)$ resulta (14).

$$\sigma_D = \text{constante} (Z_p V)^4 \quad (10)$$

En principio las amplitudes de estos dos mecanismos podrían interferirse y este argumento se avanzó para explicar las diferencias observadas entre las $\sigma_{D,I}$ medidas con protones y antiprotones incidentes (15).

Recientemente se mostró que el modelo de electrones independientes, a través del mecanismo directo, es suficiente para explicar los resultados experimentales y no es necesario introducir mecanismos adicionales (16). Esencialmente el problema reside en que la primera aproximación Born no describe bien la $P(\rho)$ para bajos parámetros de impacto ρ , que son los que más influyen en la integral de Eq(9) y allí $P(\rho)$ no varía como Z_p^2 sino que satura (11).

Esta descripción permite explicar los valores de $\sigma_{D,I}$ para 0.3×10^{-11} en $A^{+2} + He$, correspondiente este rango a las observaciones de Ref. (17).

Si bien no hay aún una descripción completa del proceso es interesante destacar que como σ_I las $\sigma_{D,I}$ y σ_T dependen también de la relación V/Z_p , esto está claramente indicado en los datos experimentales mostrados en la fig. 8 (3).

De modo que podemos concluir que efectos físicos análogos pueden obtenerse para relaciones equivalentes Z_p/V , también en el caso de DI y TI.

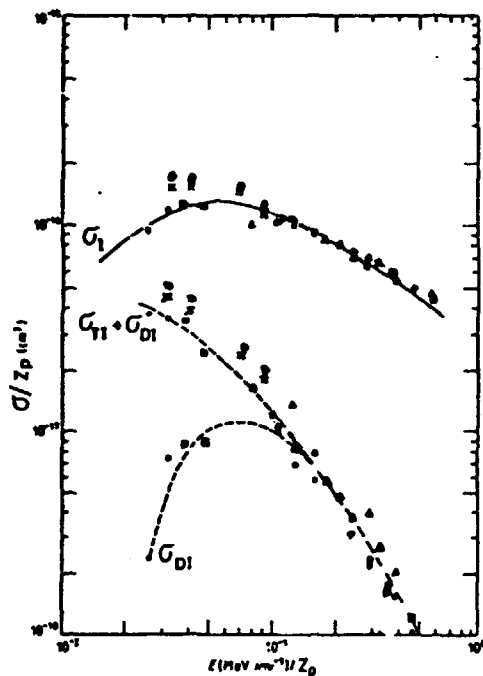


Fig. 8. Dependencia de σ_I , σ_T , y σ_{DI} , con $E/Z_p \sim v_R^2$ para diversos proyectiles desnudos sobre He.(3) ;

* : Ref.16; o :Ref. 17.

SECCIONES SIMPLEMENTE DIFERENCIALES EN ENERGIA O ANGULO DE EMISION DEL ELECTRON

Mientras que se mantiene muy activa la discusión sobre la dependencia en Z_p y V de σ_I , σ_{DI} y σ_T totales, se ha abierto recientemente la misma discusión para las secciones doblemente diferenciales. Sin embargo ha quedado pendiente el estudio de secciones simplemente diferenciales: $d\sigma/dE$ y $d\sigma/d\Omega$.

Estas han sido detalladamente estudiadas para el proceso H^+ -átomo (4,18) pero para el caso He^{++} -átomo los datos disponibles se refieren a 1979, utilizando blanco de argón (5), de forma que la información disponible es reducida. Esto abre un interesante campo de investigación experimental, donde las posibles líneas simples a explorar en espectros copia electrónica son nuevamente la competencia entre los procesos de SI, DI, y TI para proyectiles de He^{++} , o desnudos en general, sobre He, y por supuesto canales más complicados para iones portantes de electrones. Por el momento sólo disponemos de estudios teóricos que preveen el tipo de comportamientos a esperar. Los mismos han analizado la sección de ionización simple utilizando el método de la eikonal simetrizada (SE) y la trayectoria Monte Carlo clásica (CTMC) para la colisión de iones desnudos contra $H:(X^{Z_p^{++}}+H)$ (11). La SE mejora para altos valores de $\eta = 2V/u$ y empeora para $X = Z_p/V$ grandes, ya que es una aproximación de alta energía, en cambio el CTMC se supone razonable para $2 \ll \eta \ll 6$ y en principio su validez no depende fuertemente de X . En las figuras 9a y 9b mostramos las $d\sigma/dE$ y $d\sigma/d\Omega$ respectivamente para $V = 2$ y 5 u.a.(11). Los puntos

experimentales para H^+-H corresponden a Rudd et al. (19).

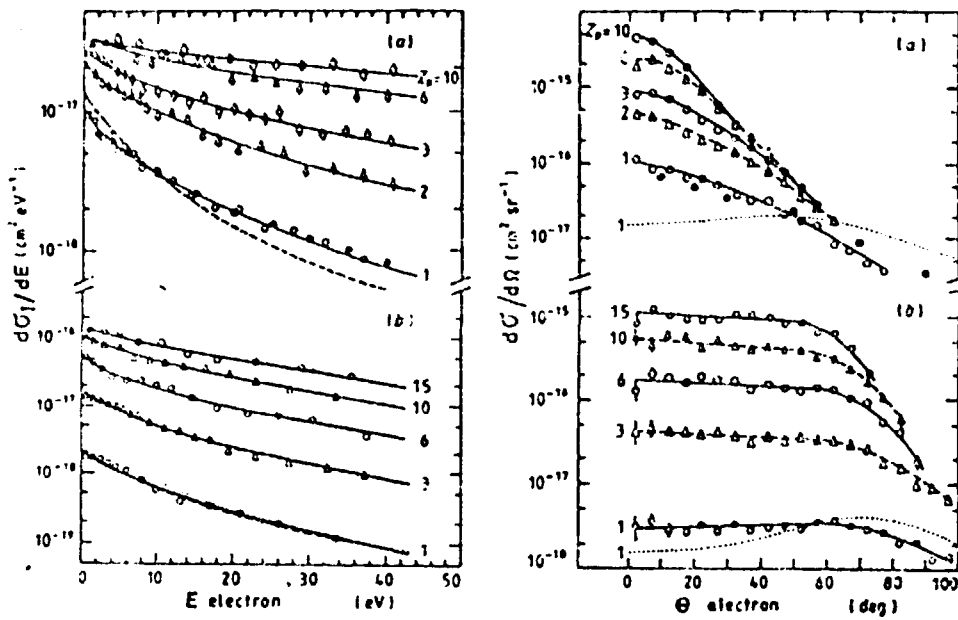


Fig. 9. Secciones simple diferenciales, en la aproximación CTMC, para iones de carga Z_p sobre H. a) $V=2$ u.a. b) $V=5$ u.a. (11)

En la figura 10 se representan los cocientes (11)

$$\frac{d\sigma/dE(Z_p)}{Z_p^2 d\sigma/dE(Z_p=1)} \quad \text{y} \quad \frac{d\sigma/d\Omega(Z_p)}{Z_p^2 d\sigma/d\Omega(Z_p=1)} \quad (8)$$

resultante de las Figs. 9 a y 9 b para CTMC, respectivamente. Se observa que las $d\sigma/dE$ desvían su comportamiento de la regla Z_p para valores chicos de la velocidad del electrón emitido y este efecto es más relevante a $V=2$ que a $V=5$. Parece razonable pensar

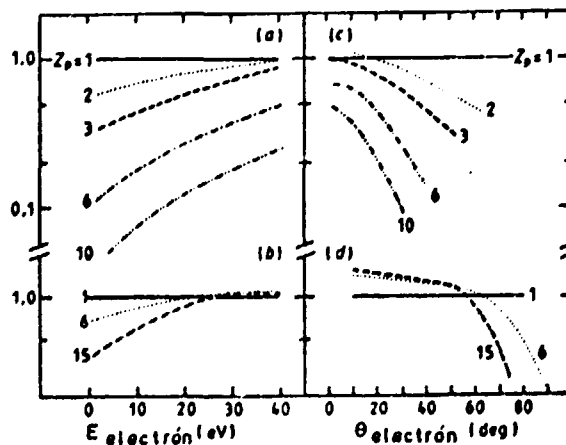


Fig. 10. Cocientes según la Ec. 8, resultantes de las curvas de la Fig. 9: a) y c) $V = 2$ u.a.; b) y d): $V = 5$ u.a..

que los electrones que se emiten con baja velocidad respecto del blanco van a ser menos influenciados por las variaciones de carga del proyectil que aquellos, que al ser emitidos con alta velocidad, están más equidistantes de los iones y dependen de la relación de sus cargas. Para $V=2$ sólo para valores muy grandes de la energía del electrón el cociente parece tender a 1, la tendencia es rápida para $V=5$.

Notemos que la primera aproximación de Born, que predice el comportamiento Z_p^2 , describe bien la colisión a grandes parámetros de impacto del ión, los cuales contribuyen relativamente más cuanto mayor sea V . La fig. 9b muestra que las mayores desviaciones se presentan a grandes ángulos de emisión electrónica y menores V .

Las distribuciones angulares no muestran dependencia Z_p^2 para ninguna de las dos velocidades consideradas. Observamos que al crecer la carga hay mayor posibilidad de que el electrón sea arrastrado por el ión preferentemente en la dirección hacia adelante, conclusión que parece razonable.

Si bien estos argumentos no justifican cuantitativamente la desviación del comportamiento Z_p^2 hay que notar que las secciones eficaces totales de ionización experimentales para He^{++} y Li^{3+} como mostrado en figura 1 para $v=2$ (100 keV/amu), son un factor 1.44 y 3.36 superiores a las correspondientes a H^+ , y no 4 y 9 como previsto por la regla Z_p^2 . Como la contribución más importante en:

$$\sigma_t = \int \frac{d\sigma}{dE} dE \quad (9)$$

proviene de valores reducidos de la energía electrónica parece razonable imputar a este rango del espectro el efecto de saturación. Las secciones eficaces simplemente diferenciales dependen de una variable ($\epsilon_e \theta_e$) adicional a los parámetros Z_p y V que aparecen en las secciones totales. Sin embargo sería interesante analizar leyes de escala para las mismas.

SECCIONES DOBLEMENTE DIFERENCIALES

Estas contienen una información más completa que las secciones integradas y por lo tanto proveen mayor información sobre los mecanismos de colisión. Claramente la esquematización de los datos se complica ya que las variables de emisión electrónica se agregan a las del proyectil. Las mediciones realizadas son relativamente escasas y hasta recientemente se limitaron a las efectuadas con H^+ como proyectil sobre distintos blancos por el grupo de Nebraska (4,19) y con He^{2+} sobre argón por Toburen y Wilson (5), en un rango intermedio de energías.

En las fig. 11 se muestran, para $V=3,466$ ua (He^{++} de 1,2 MeV) y $V=4,475$ ua (He^{++} de 2 MeV) en la ionización de Ar por H^+ y He^{++} , y donde los datos correspondientes a H^+ han sido multiplicados por 4.(5) Es evidente el pico de captura electrónica al continuo (ECC) a pequeños ángulos de emisión v para velocidades del electrón iguales al del ión, (en 163 eV para 1,2 MeV y en 272 eV para 2 MeV) y su fuerte dependencia con la carga del proyectil. Interpretado como producido por un proceso de captura, y usando una primera aproximación de alta energía la

emisión electrónica en su entorno debería depender de Z_p^2 (20).

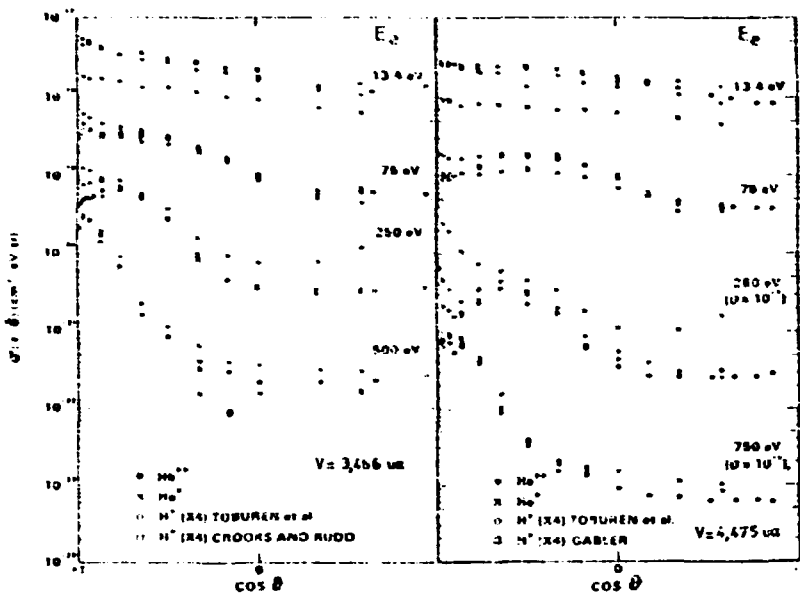


Fig. 11. Distribuciones angulares de electrones emitidos, con energía E_e , para H^+ y He^+ sobre Ar . Las velocidades del ión son las indicadas. (5).

Este efecto resulta más claro si hacemos el cociente,

$$R = \frac{d\sigma/dE d\Omega |_{He^{++}}}{4 d\sigma/dE d\Omega |_{H^+}} \tag{10}$$

A partir de los datos presentados en las Figs. 11; y con un gran margen de error debido a la interpolación, podemos evaluar estos cocientes y los representamos en las Figs. 12. Estos gráficos solo podemos considerarlos indicativos debido al error y a la escasez de energías disponibles, pero sugieren que la relación Z_p^2 vale; para E grandes; para E chicos en ángulos pequeños; para todo E en un rango estrecho de ángulos intermedios y que hay una dependencia mucho más débil que Z_p^2 para ángulos grandes.

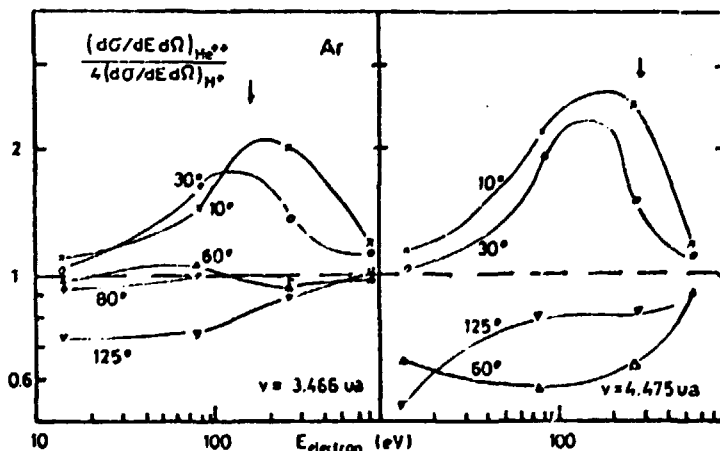


Fig. 12. Cocientes según la Ec. 10 de los datos de la Fig. 11.

Esencialmente estos comportamientos son los que resultan de la aproximación CTMC mencionada antes (11). Además la influencia del ECC se extiende sobre un rango ancho de E y hasta ángulos

relativamente grandes (30°). Estos experimentos corresponden a valores del parámetro de Bohr χ comprendidos entre 0.44 y 1.15, y por lo tanto las aproximaciones perturbativas serían razonables. En realidad la escasez de datos para grandes ángulos impide utilizar concluyentemente este experimento.

Dos experimentos orientados a observar estas desviaciones ha sido realizado recientemente. En el primero se utilizó iones MO^{q+} de 25 MeV/amu sobre He (21) y en el segundo se usaron iones de C^{4+} , O^{8+} y Ne^{10+} de 5 MeV también sobre He (22).

En las figs. 13 y 14 se representan los cocientes:

$$\frac{d\sigma/dE d\Omega |z_p^+}{z_p^2 d\sigma/dE d\Omega |H^+} \tag{11}$$

donde la sección eficaz para H^+ fue evaluada utilizando las funciones de Hartree Slater en el estado inicial y en el continuo final (23).

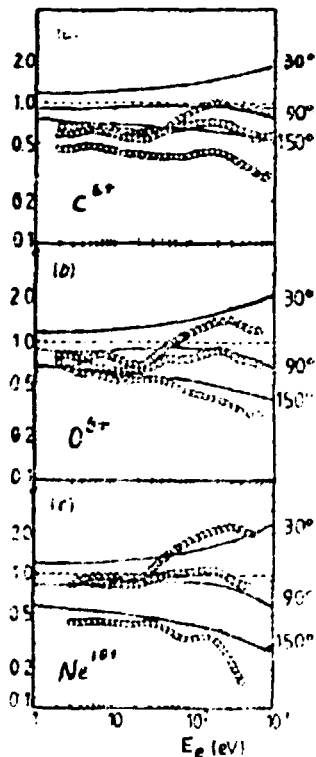


Fig.13. Cocientes según la Ec.11 para $C(6+)$, $O(8+)$ y $Ne(10+)$ de 5 Mev/amu ($V= 14, 15$ ua) sobre He. (25)

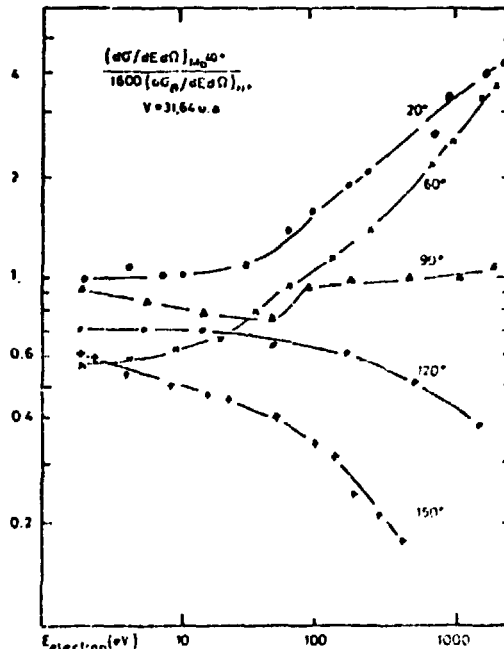


Fig.14. Cocientes según la Ec. 11 para $Mo(40+)$, de 25 Mev/amu, sobre He. (21).

Los valores de χ para C^{4+} , O^{8+} , Ne^{10+} son 0.849, 1.13 y 1.413 respectivamente, mientras para el caso del Mo^{40+} es $\chi = 2.53$. De modo que se debe esperar un orden creciente en las desviaciones relativas a la primera aproximación de Born. Esto es claro en las figs. 13 y 14. Como discutido anteriormente las desviaciones son más marcadas a grandes ángulos.

Estos experimentos cubren una parte relativamente reducida del espectro electrónico ya que se consideran ángulos superiores a 20°, y el pico de ECC está ubicado a 13,62 keV para los proyectiles de 25 MeV/amu y a 2,72 KeV para los de 5 MeV/amu, o sea fuera del rango analizado. En la fig. 13 se observa un corrimiento del conjunto de datos de C^{4+} y O^{8+} , que puede deberse a la normalización.

Recientemente se ha medido en Bariloche los espectros de

electrones emitidos en la colisión de H^+ y He_3^{2+} de 50 y 100 keV/amu contra He gaseoso. (24). En la figura 15 mostramos el cociente R, definido en Ec.10, de los valores experimentales. Los resultados han sido discutidos por Bernardi y Suárez en este mismo Encuentro.

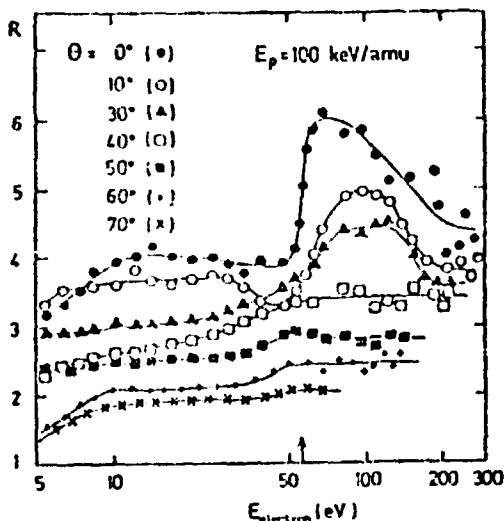


Fig. 15. Cocientes según la Ec. 10, para H^+ y He_3^{++} de 100 keV/amu, sobre He. (24).

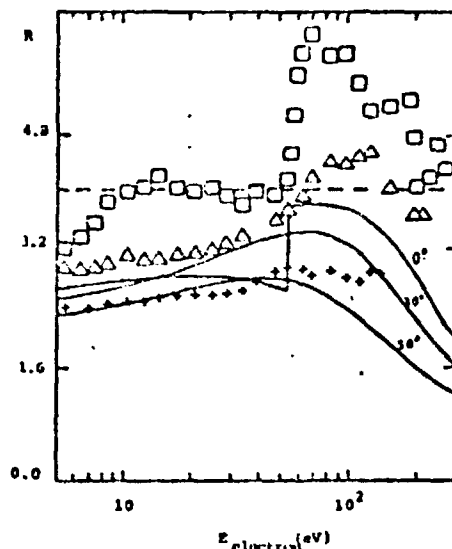


Fig.16. Comparación de los resultados de la aproximación CDW-EIS con los valores experimentales de Fig. 15. (26).

Debemos notar que, en este caso, usamos la $d\sigma/dE d\Omega/dH^+$ experimental que difiere fuertemente de la primera aproximación de Born (B1), a 100 keV/amu, de modo que estamos confrontando la validez de la escala Zp^2 directamente en los datos. Para Mo^{40+} , $V=31,64$ ua y la B1 coincide con los datos, en cambio para H^+ de 5 MeV (Fig.13), aun cuando $V=14,15$ ua, hay diferencias entre la B1 y los datos para ángulos y velocidades del proyectil pequeñas (23). Obviando estas correcciones, la comparación de la Fig. 15 con las Figs. 13 y 14 muestra claramente la similitud de la situación. Mientras que B1 prevee que el aumento con Zp^2 es isotrópico, los resultados experimentales tienen una fuerte dependencia con el ángulo de emisión. Las desviaciones respecto a un incremento isotrópico crecen con el valor de X (para He^{++} , $X=2$). Se manifiesta efectivamente un efecto de "enfoco coulombiano" por parte del proyectil, que provoca un aumento relativo en el espectro electrónico a pequeños ángulos en detrimento de la distribución a grandes ángulos, separándose de la isotropía prevista por B1. Esta describe el electrón a través de funciones de onda centradas en el blanco y por lo tanto viola la simetría de dos centros impuesta por el problema. La aproximación CDW-EIS introduce esta simetría y logra dar una descripción de las desviaciones. Las líneas continuas en la Fig.13 son resultados de esta teoría (25). Si bien la misma es una formulación de alta energía logra describir los comportamientos experimentales a 100 keV/amu, como muestran las

líneas continuas en la Fig. 16 que son resultados de la CDW-EIS (26). Dos efectos adicionales son claros en la Fig. 15:

- a) el incremento con Z_p en el lado de alta energía del pico de ECC, que difiere del comportamiento Z_p^3 simétrico esperado en un proceso de captura.
- b) La falta de isotropía del pico de electrones blandos, a pequeña velocidad relativa al blanco.

La principal conclusión a la que nos conduce el análisis realizado, de las secciones eficaces totales, simple y doble diferenciales de emisión electrónica, es que las desviaciones respecto a la aproximación perturbativa dependen de la relación V/Z_p y que por lo tanto pueden ser apropiadamente investigadas utilizando iones de reducida energía y carga, provenientes de aceleradores de energía intermedia.

REFERENCIAS

1. M. Shah y H. Gilbody, J. Phys. B, 18, 899 (1985)
2. M. Shah y H. Gilbody, J. Phys. B, 14, 2831 (1981); 15, 413 (1982); 15, 3441 (1982); 16, L449 (1983); 16, 4395 (1983).
3. H. Knudsen et al, J. Phys. B, 17, 3545 (1984); Phys. Rev. A 23, 597 (1981).
4. M. Rudd y T. Jorgensen Phys. Rev. 131, 666 (1963)
5. L. Toburen y W. Wilson Phys. Rev. 19, 2214 (1979)
6. M. Knudsen, Proc. 12th ICPEAC, Ed. S. Datz, Inv. papers (North Holland) 65 (1982)
7. G. Gillespie, J. Phys. B 15, L729 (1982)
8. M. Inokuti, Rev. Mod. Phys. 43, 297 (1971)
9. Y. Kim y M. Inokuti, Phys. Rev. A 3, 665 (1978)
10. G. Gillespie, Phys. Lett. 3A, 327 (1983)
11. C. Reinhold, C. Falcon y J. Miraglia, J. Phys. B 20, 3737 (1987)
12. J.A. Tanis et al, Nucl. Inst. Meth. B23, 167 (1987)
13. M. Mittleman Phys., Rev. Lett. 16, 498 (1966)
14. J. Mc Guire Phys., Rev. Lett. 49, 1153 (1982)
15. L. Andersen et al., Phys. Rev. Lett. 57, 2147 (1986)
16. A. Salin, Phys. Rev. 36, 5471 (1987)
17. J. Mc Guire, A. Muller, B. Schuch, W. Groh y E. Salzborn Phys. Rev. A 35, 2479 (1987)
18. M. Rudd, L. Toburen y N. Stolterfoht, Atomic Data and Nucl. Data Tables, 18, 413 (1976); 23, 405 (1979)
19. M. Rudd, C. Sauter y C. Bailey, Phys. Rev. 20, 151 (1966)
20. K. Dettman, K. Harrison y M. Lucas J. Phys. B, 7, 269 (1974)
21. N. Stolterfoht et al, Europhys. Lett. 4, 899 (1987)
22. H. Platten et al, Proc. 15th ICPEAC (North-Holland, 1987)
23. S. Manson et al, Phys. Rev. A 12, 60 (1975)
24. G. Bernardi, S. Suárez, C. Garibotti y W. Meckbach, Phys. Rev. Lett., enviado a publicación (1988)
25. P. Fainstein, V. Ponce y R. Rivarola, J. Phys. B 21, 287 (1988)
26. P. Fainstein, G. Bernardi, C. Garibotti y S. Suárez, Europhysics Lett., enviado a publicación (1988)