

ANÁLISIS DE LA EMISIÓN DE ELECTRONES BLANDOS EN COLISIONES ION-ÁTOMO A ENERGÍAS ALTAS E INTERMEDIAS

W. R. Cravero, C. R. Garibotti, G. Gasaneo

Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica y

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), (8400) S. C. de Bariloche, Río Negro, Argentina.

En este trabajo analizamos la emisión de electrones de baja velocidad producidos en la ionización de átomos de Helio por impacto de iones desnudos a energías altas e intermedias. Utilizamos para el análisis dos métodos de parametrización; uno basado en un desarrollo de la sección eficaz doble diferencial (SEDD) en polinomios de Legendre, y otro, introducido recientemente, basado en un desarrollo de la SEDD en potencias de la velocidad de emisión con coeficientes que son funciones angulares. En ambos casos los coeficientes son determinados a partir de datos experimentales y calculados usando una teoría de ionización de onda distorsionada (CDW-EIS).

We have analyzed low velocity electron emission in atomic Helium ionization by high and intermediate energy ion impact. For this analysis we use two parameterization methods already employed in electron capture to the continuum (ECC) processes. One of these methods is based in an expansion of the doubly differential cross section (DDCS) in Legendre polynomials. The other implies an expansion of the DDCS in powers of the emission velocity with coefficients that depend on the emission angle. In both cases the expansion parameters are determined from available experimental data and calculated using the Continuum Distorted Wave- Eikonal Initial State theory (CDW-EIS).

I. INTRODUCCIÓN

El espectro de ionización en colisiones ion-átomo a energías altas e intermedias muestra tres estructuras características:

a) Una estructura suave denominada esfera binaria, cuya posición está determinada por la conservación de la energía y el momento en una colisión binaria entre el proyectil y el electrón activo del blanco.

b) Una estructura aguda centrada en la velocidad del proyectil debida a la transferencia de electrones a estados del continuo del potencial del proyectil (Pico de Captura al Continuo).

c) Otra estructura aguda en el espectro de bajas velocidades de emisión, denominada Pico de Electrones Blandos.

Esta última estructura se origina en colisiones "suaves" que involucran parámetros de impacto grandes, en las que el electrón activo, inicialmente ligado al átomo blanco, es enviado a un estado del continuo del blanco de baja velocidad. En esta descripción, la ionización puede pensarse como una extensión del proceso de excitación del blanco a estados de energía positiva.

El Pico de Captura al Continuo y la Esfera Binaria han sido extensamente estudiados teórica y experimentalmente. No ha sucedido lo mismo en el caso de la emisión de electrones blandos, debido probablemente a dos razones: por un lado los electrones de baja velocidad son muy difíciles de detectar y medir en forma precisa, y por otro lado se suponía hasta hace poco tiempo que la primera aproximación de Born proveía una descripción adecuada en la región de baja velocidad. Esta aproximación muestra una divergencia $1/\nu$ en la sección eficaz doble diferencial (SEDD) en el límite de la velocidad del electrón emitido $\nu \rightarrow 0$, originada en la normalización de la función de onda electrónica del estado final, y que resulta en un espectro de emisión con simetría atrás-adelante.

Sin embargo recientemente se ha obtenido evidencia experimental de una fuerte asimetría en la emisión de electrones blandos (que no puede ser explicada por la primera aproximación de Born), y que tiene su origen en la interacción post-colisional entre el electrón emitido y el proyectil¹.

La necesidad de contar una información detallada del espectro de electrones de baja velocidad, torna conveniente la introducción de algún tipo de parametrización que facilite la descripción y la comparación con otros procesos relacionados como la fotoionización o la excitación a estados Rydberg². Contamos para ello con la experiencia acumulada

en el estudio y caracterización de los picos de captura al continuo y de pérdida electrónica al continuo. Para estos procesos se han propuesto dos parametrizaciones diferentes, que si bien son teóricamente equivalentes, difieren en su implementación práctica en los casos mencionados.

En la próxima sección presentamos las dos parametrizaciones mencionadas y discutimos su aplicación al caso del pico de electrones blandos. En la sección III mostramos los resultados obtenidos en la parametrización de datos teóricos y experimentales de ionización de Helio por impacto de H^+ y O^{8+} a 1 MeV de energía de incidencia¹.

II. LAS EXPANSIONES DE LA SEDD

A. EXPANSIÓN EN POLINOMIOS DE LEGENDRE

Como hemos mencionado, dos métodos diferentes de expansión han sido utilizados para el estudio del pico de Captura al Continuo. Uno consiste en una expansión angular de la SEDD (diferencial en la velocidad y el ángulo de emisión) en polinomios de Legendre con coeficientes que dependen del estado inicial del electrón y de la velocidad respecto del proyectil². En un trabajo reciente hemos empleado esta expansión para estudiar la forma del pico de electrones blandos⁴:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \beta_0(i, \nu, V) \left[1 + \sum_{L=1}^{\infty} \alpha_L(i, \nu, V) P_L(\cos \vartheta) \right] \quad (1)$$

donde β_0 es proporcional a la sección eficaz simplemente diferencial (SED) y α_L son los parámetros relativos de asimetría.

Naturalmente, para extraer los parámetros a partir de datos experimentales es necesario trincar la serie. En ref.⁴ encontramos que el error de los parámetros crece con el orden L y depende sobre todo del error experimental de la SEDD y del número de ángulos a que se mide la emisión. Como consecuencia de esto sólo es posible determinar con precisión unos pocos coeficientes del desarrollo, y por lo tanto la utilidad de la expansión dada por la Ec.(1) resulta condicionada a la rápida convergencia de la serie.

Desde el punto de vista teórico, la convergencia de esta expansión ha sido probada en el límite de $\nu \rightarrow 0$ para la primera aproximación de Born, donde sólo los dos primeros coeficientes pares resultan distintos de cero⁵. Como nos interesa dar

cuenta de la asimetría observada que no puede ser descrita por la primera aproximación de Born, calculamos los parámetros de asimetría hasta $L = 9$ para la ionización de Helio por impacto de H^+ y O^{8+} , utilizando la aproximación *Continuum distorted Wave-Eikonal initial State* (CDW-EIS)⁶. Esta teoría de onda distorsionada tiene en cuenta la interacción coulombiana de largo alcance entre el electrón activo y el proyectil tanto en el canal de entrada como en el de salida.

Una vez calculada la SEDD los parámetros de asimetría se obtienen mediante la proyección en la base de polinomios de Legendre:

$$\alpha_S(\nu) = \frac{(2S+1) \int P_L(\cos \vartheta) \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} d\Omega}{\int \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} d\Omega} \quad (2)$$

El resultado del cálculo, Fig. 1 a 3 muestra que la expansión converge rápidamente para velocidades de emisión correspondientes a energías menores que 10 eV, los que se encuentra dentro de las posibilidades de medición de nuestro laboratorio. Vemos que aún para energías de incidencia de 100 KeV la convergencia es satisfactoria, si bien se observa un cambio en la importancia de los distintos coeficientes. Vale la pena mencionar que para velocidades de emisión aún menores que las mostradas, la expansión tiende a reducirse a sólo tres términos distintos de cero⁷.

B. EXPANSIÓN EN FUNCIONES ANGULARES

Recientemente R. Pregliasco propuso otra parametrización para el pico de Captura al Continuo, utilizando una serie de potencias en ν con funciones angulares como coeficientes⁸:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{d\sigma}{dE} \left(\sum_{n=1}^{\infty} a_n(\vartheta) \nu^n \right) \quad (3)$$

Este método logra describir la forma del pico a partir de la información contenida en las alas del mismo y evitando la proximidad de la cúspide, la cual resulta extremadamente sensible a la resolución del equipo experimental.

Utilizaremos ahora este método para el estudio de la emisión de electrones blandos. Nuevamente debemos trincar la serie para obtener los coeficientes a partir de SEDD experimentales. Resulta oportuno mencionar que si comparamos ambas parametrizaciones en su forma de serie infinita, es-

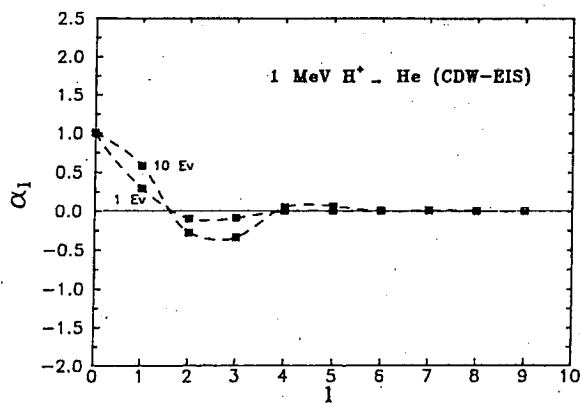


Fig. 1: Convergencia de la expansión en polinomios de Legendre de la SEDD (cálculos usando CDW-EIS). Las líneas punteadas son para guiar el ojo.

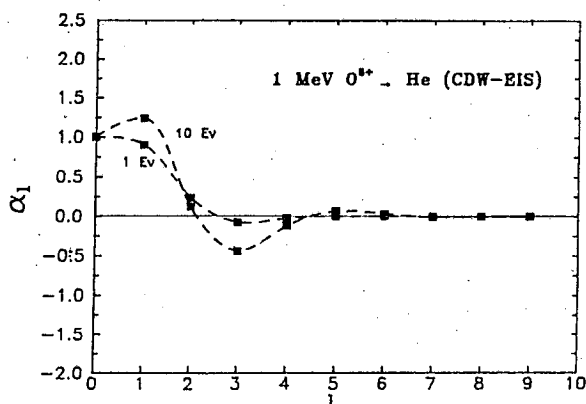


Fig. 2: Convergencia de la expansión en polinomios de Legendre de la SEDD (cálculos usando CDW-EIS). Las líneas punteadas son para guiar el ojo.

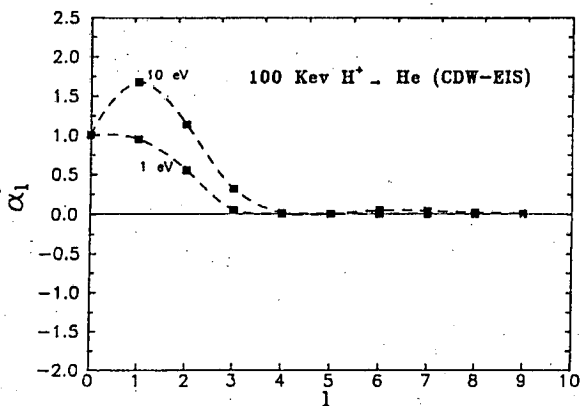


Fig. 3: Convergencia de la expansión en polinomios de Legendre de la SEDD (cálculos usando CDW-EIS). Las líneas punteadas son para guiar el ojo.

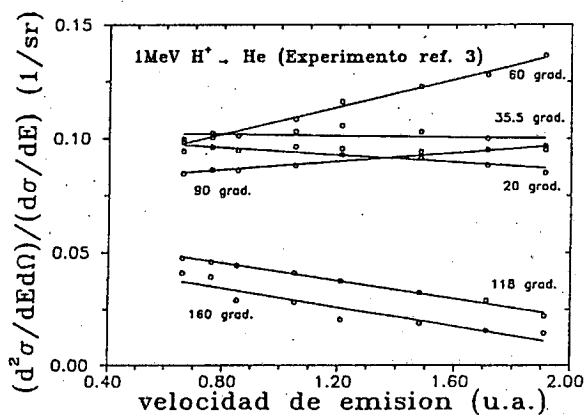


Fig. 4: Fiteo lineal de los cocientes SEDD/SED experimentales para distintos ángulos.

tas resultan equivalentes si se cumplen dos condiciones: las funciones angulares de la expansión de Pregliasco deben ser desarrollables en polinomios de Legendre y los coeficientes α_l de la expansión estandar deben ser desarrollables en potencias de v . Para que esta equivalencia formal se mantenga cuando utilizamos las series truncadas los desarrollos arriba mencionados deben converger rápidamente.

Para encontrar el número de términos necesarios en la Ec.(3), calculamos los cocientes SEDD/SED utilizando CDW-EIS. De la Fig. 4 se ve que estos cocientes pueden ser aproximados por una función lineal v , por lo que sólo dos términos son necesarios:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{d\sigma}{dE} (b(\vartheta) + a(\vartheta) v) \quad (4)$$

Para otros proyectiles y energías de incidencia se observa un comportamiento similar.

III. RESULTADOS

En esta sección ejemplificamos el uso de ambas parametrizaciones para la emisión de electrones blandos de átomos de Helio por impacto de H⁺ H⁸⁺

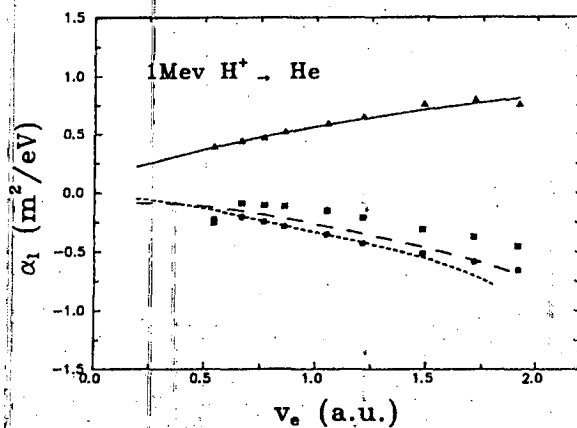


Fig. 5: Parámetros de asimetría relativos: línea llena: α_1 (CDW-EIS); línea de trazos: α_2 (CDW-EIS); línea punteada: α_3 (CDW-EIS); triángulos: α_1 experimental; cuadrados: α_2 experimental; círculos: α_3 experimental.

a 1 MeV de energía. En las Figs. 5 y 6 se muestran los parámetros de asimetría α_L experimentales y teóricos. La dependencia con la velocidad de emisión para velocidades pequeñas resulta ser lineal en acuerdo a lo hallado por el método de Pregliasco. Se observa que el parámetro α_1 no tiende a anularse para $v \rightarrow 0$ como predice la primera aproximación de Born, lo que indica la existencia de una asimetría en la emisión. En las Figs. 7 y 8 se muestra la dependencia angular de las funciones angulares $a(\vartheta)$ y $b(\vartheta)$. El parámetro $b(\vartheta)$ determina la parte divergente del pico y crece para ángulos pequeños, man-

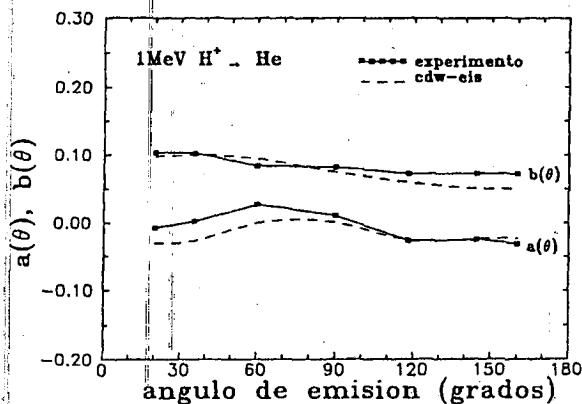


Fig. 7: Parametrización en funciones angulares.

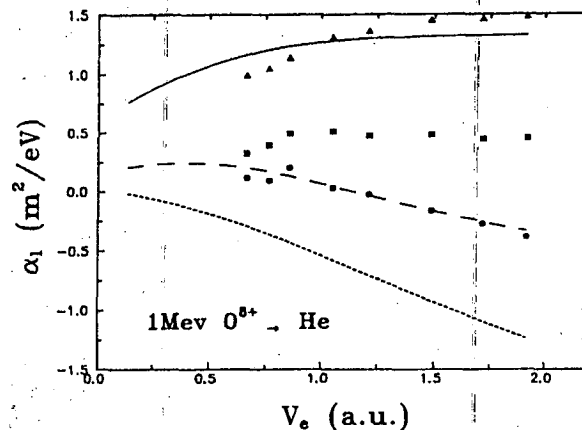


Fig. 6: Parámetros de asimetría relativos: línea llena: α_1 (CDW-EIS); línea de trazos: α_2 (CDW-EIS); línea punteada: α_3 (CDW-EIS); triángulos: α_1 experimental; cuadrados: α_2 experimental; círculos: α_3 experimental.

teniéndose prácticamente constante para ángulos grandes. Estos efectos aumentan con la carga del proyectil. En tanto la función $a(\vartheta)$ muestra un incremento a ángulos intermedios posiblemente generado por los electrones binarios. Las funciones angulares calculadas usando CDW-EIS siguen la tendencia general de las funciones experimentales. Puede verse que las funciones angulares varían en forma relativamente suave con el ángulo, lo que asegura su desarrollo en función de unos pocos polinomios de Legendre.

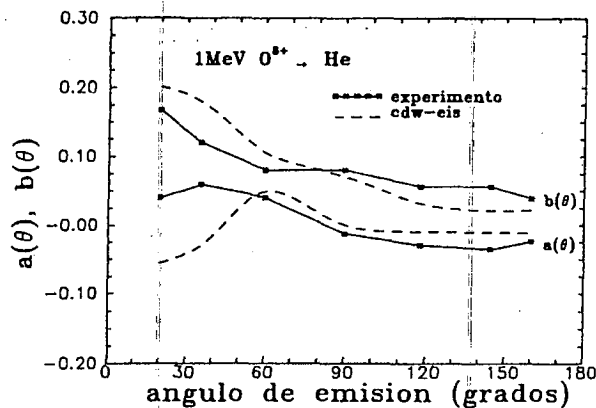


Fig. 8: Parametrización en funciones angulares.

IV. CONCLUSIONES

Dos conclusiones podemos extraer de los resultados obtenidos en el análisis de la emisión de electrones blandos en Colisiones ion-átomo. En primer lugar observamos que tanto los cálculos teóricos realizados como los datos experimentales analizados confirman la existencia de una asimetría en la distribución angular de la emisión. La asimetría crece con la carga del proyectil, mostrando que su origen se encuentra en la interacción post-colisional entre el electrón emitido y el proyectil.

En segundo lugar vemos que los dos métodos de descripción utilizados para el caso de captura al continuo resultan igualmente útiles para la descripción de la emisión de electrones blandos.

REFERENCIAS

1. S. Suárez, C. R. Garibotti, W. Meckbach and G. Bernardi, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 418 (1993).
2. O. Schöller, J. Briggs and R. Dreizler, *J. Phys.* **B19**, 2505 (1986); V. Rodríguez and J. Miraglia, *J. Phys* **B25**, 2037 (1992).
3. J. Pedersen, P. Hvelplund, A. Petersen and P. Fainstein. *J. Phys.* **B24**, 4001(1991).
4. C. R. Garibotti and W.R. Cravero. *Phys. Rev. A.* (1993). Aceptado para su publicación.
5. J. Burgdörfer. *Phys. Rev.* **A33**, 1578 (1986).
6. D.S.F. Crothers and J. F. Mac Cann. *J. Phys.* **B16**, (1983); P.D. Fainstein, V. H. Ponce y R. D. Rivarola. *J. Phys.* **B23**, 1481(1990).
7. W. R. Cravero and C. R. Garibotti. Para publicarse.
8. R. G. Pregliasco, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Buenos Aires (1993).