

# Emisión electrónica en el continuo de un átomo neutro utilizando proyectiles $H^0$ y $H^+$ sobre He y Ar

M. E. GALASSI\*, J. REVELLI\*\*, J. FIOLE\*° y G. BERNARDI\*°

\* Grupo de Colisiones Atómicas, Instituto de Física Rosario (CONICET-IFIR-UNR), Av. Pellegrini 250, (2000) Rosario

\*\* FAMAF - UNCórdoba, Haya de la Torre y Medina Allende, (5010) Córdoba

\*° Grupo de Colisiones Atómicas, Centro Atómico Bariloche, (8400) S.C. de Bariloche  
e-mail: galassi@unrctu.edu.ar

En el presente trabajo se ha estudiado experimentalmente la emisión de electrones en el continuo de un átomo neutro ( $H^0$ ) producida por dos procesos colisionales distintos, utilizando proyectiles  $H^+$  y  $H^0$  sobre blancos de He con energía incidente de 70 keV, y Ar con energía incidente de 100 keV. En el caso de impacto con  $H^+$  el proceso es el de transferencia de carga con ionización, mientras que para proyectiles  $H^0$  corresponde a la ionización del átomo blanco.

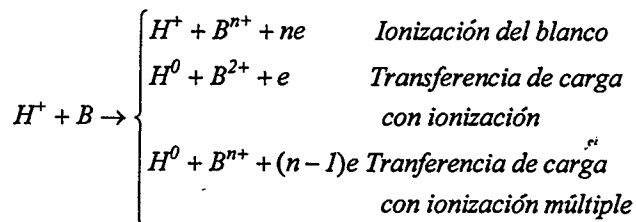
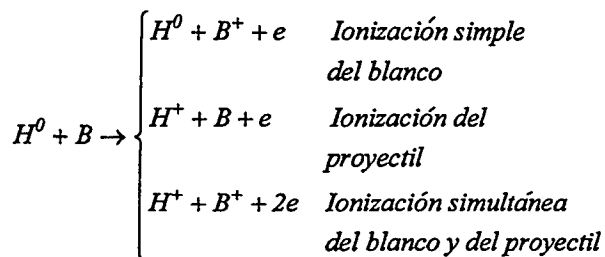
Se midieron espectros de emisión de electrones en la dirección del proyectil y con velocidades cercanas a la de incidencia, utilizando coincidencias entre electrones emitidos y proyectiles  $H^0$  salientes de la colisión. Para ambos procesos se observa un pico de electrones centrado en la velocidad del proyectil. Fuera de un rango restringido de velocidades del electrón respecto del proyectil, los picos muestran diferencias indicando que estos dependen del mecanismo particular de colisión y no sólo de la interacción electrón -  $H^0$  en el estado final.

In the present work we have studied experimentally the electron emission to the continuum of a neutral atom ( $H^0$ ) produced by two different scattering processes, using  $H^+$  and  $H^0$  projectiles on He, at 70 keV impact energy, and Ar, at 100 keV impact energy. For the case of  $H^+$  impact the process is transfer ionization, whereas for  $H^0$  projectiles it correspond to single target ionization.

We have measured energy distributions of electrons ejected into the forward direction with velocities closes to the incident velocity, employing the method of coincidences between emitted electrons and outgoing  $H^0$  projectiles. For both processes the spectra show a cusp shape peak centred at the proyectil velocity. Outside a small velocity range these peaks show a different shape, indicating that they depend on the particular colission mechanism and not only on the electron- $H^0$  final-state interaction.

## I. INTRODUCCIÓN

En general, el principal mecanismo que conduce a la emisión electrónica tanto en el caso de incidencia con proyectiles neutros como cargados corresponde a la ionización de un único electrón. Sin embargo, dependiendo de la energía y el estado de carga del proyectil incidente, otros mecanismos pueden tornarse importantes. Algunos de los procesos que contribuyen a la emisión electrónica para colisiones de  $H^0$  y  $H^+$  sobre blancos gaseosos son:



donde con  $B$  se ha simbolizado al blanco de la colisión.

Los espectros de ionización a energías incidentes altas e intermedias, para un ángulo de emisión igual a  $0^\circ$  respecto a la dirección de incidencia, muestran tres estructuras características: a) una estructura suave denominada pico binario y centrada en una velocidad igual al doble de la del proyectil, b) un pico centrado en un valor de velocidad igual a la del proyectil (correspondiente a captura al continuo para incidencia con proyectiles  $H^0$  y transferencia de carga con ionización para proyectiles  $H^+$  cuando se estudia el canal de salida electrón -  $H^0$  y c) una estructura aguda en la región de bajas velocidades denominado pico de electrones blandos.

En particular, nosotros estamos interesados en el estudio de la emisión electrónica por transferencia de carga con ionización y en el proceso de ionización al

hacer incidir un proyectil neutro. Para tal fin, se realizaron mediciones de emisión electrónica utilizando proyectiles  $H^0$  y  $H^+$  con energías incidentes de 70 keV sobre He y 100 keV sobre Ar, en coincidencias con proyectiles  $H^0$  salientes de la colisión. De este modo fue posible comparar y discutir dos mecanismos colisionales distintos pero que conducen, en el estado final, a un electrón en el continuo de un proyectil neutro.

## II. DISPOSITIVO Y TÉCNICA EXPERIMENTAL

Un esquema simple del dispositivo experimental se muestra en la figura 1. Consta de tres partes principales: a) acelerador de iones, b) línea de transporte del haz (pre y post colisional) y c) cámara de colisiones y analizador de electrones.

Los iones son producidos por un acelerador tipo Cockcroft-Walton de la División Colisiones Atómicas del Centro Atómico Bariloche. La fuente de alta tensión (que

cubre un rango entre 20 y 300 kV) consiste en un transformador de alta tensión y un sistema rectificador doblador de tensión. La fuente de iones es del tipo de radiofrecuencia y permite obtener haces de  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $He^{++}$ ,  $H_2^+$  y  $H_3^+$ . El haz es focalizado y acelerado por un conjunto de electrodos alimentados por tensiones escalonadas, provistas por un divisor resistivo a partir de la alta tensión.

Una vez que los iones alcanzan la base de la columna de aceleración, a potencial de tierra, se tiene disponible un haz a la energía seleccionada. A continuación es deflectado  $90^\circ$  en dirección horizontal por un electroimán, que también cumple la misión de seleccionar las componentes del haz de acuerdo a su relación carga / masa. A la salida de dicho imán se halla conectada la línea de transporte del haz (ver figura 1). Esta cumple las funciones de colimar el haz de iones y permite obtener haces neutros a través de una cámara de intercambio de carga.

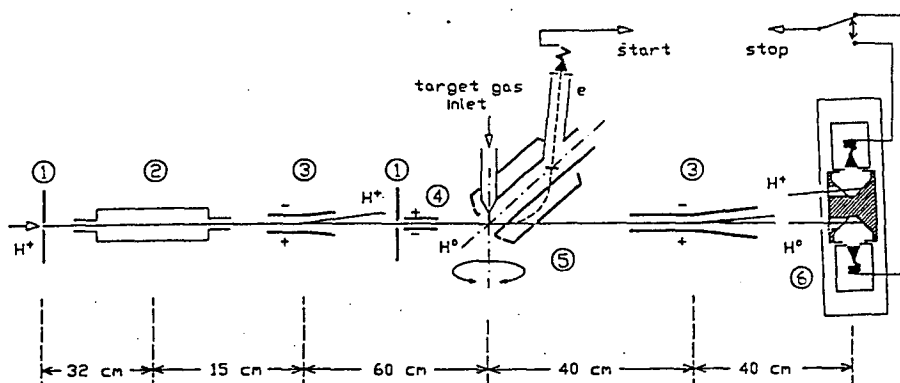


Fig. 1. Representación esquemática del dispositivo experimental. (1) colimadores, (2) cámara de intercambio de carga, (3) deflectores electrostáticos, (4) deflector de electrones, (5) analizador de electrones y (6) detector de proyectiles

Una vez que el haz ha sido preparado adecuadamente, ingresa a la cámara de colisiones donde se encuentra montado el espectrómetro de electrones. El gas que se utiliza como blanco de la colisión es introducido a la cámara a través de una aguja hipodérmica de 0.25 mm de diámetro interior. El haz intersecta el gas blanco en una pequeña región de colisiones ubicada en el foco de entrada del espectrómetro, el cual analiza en energía a los electrones emitidos como resultado de la colisión. La densidad del blanco es lo suficientemente baja como para asegurar un régimen de colisión única, es decir, donde se están observando electrones emitidos como resultado de colisiones individuales de un proyectil y un átomo del blanco. La cámara de colisiones posee una trampa de aire líquido de forma anular y está evacuada por una bomba difusora de velocidad nominal igual a 1500 l/seg, lo cual asegura una presión en la cámara que no excede los  $10^{-5}$  torr.

El analizador, del tipo coaxial cilíndrico, está montado sobre una pieza de sección cónica de eje

vertical. El conjunto está ubicado en la tapa superior de la cámara de colisiones y puede rotar en torno a un eje vertical, lo que permite seleccionar el ángulo de emisión. En la figura 2 se muestra un esquema del mismo [1].

Los electrones producidos por la interacción del haz con el blanco en el foco de entrada del analizador (ubicado en la intersección del haz, el eje del analizador y el eje vertical de rotación) ingresan a la región comprendida entre el cilindro interior, el cual se encuentra a potencial de tierra, y el exterior polarizado negativamente. Este potencial es elegido de acuerdo al valor de energía de los electrones emitidos que quiera ser analizada.

Los electrones deflectados en el campo radial del analizador se focalizan nuevamente sobre el eje del mismo. En este punto, o foco imagen, se ubica un diafragma  $O_1$  que básicamente determina la resolución en energía del analizador. Seguidamente los electrones atraviesan una región eléctricamente blindada hasta alcanzar un diafragma de salida  $O_2$ , el cual determina la aceptación o resolución angular, siendo detectados por un

multiplicador de electrones tipo channeltron.

Para obtener espectros en los cuales no se discriminan las contribuciones que provienen de procesos colisionales distintos (espectros singles), se contabiliza el número de electrones detectados para una dada energía y ángulo de emisión correspondientes a una cantidad de carga prefijada colectada en la copa de Faraday. En esta forma el espectro se independiza de las posibles fluctuaciones en la intensidad del haz de proyectiles. A través de un sistema electrónico controlado por una computadora es posible obtener espectros en función de la energía (barriendo en forma escalonada la tensión del analizador) para un ángulo fijo de emisión. También pueden obtenerse espectros angulares para una energía fija de emisión modificando el ángulo de observación mediante un motor (stepping motor).

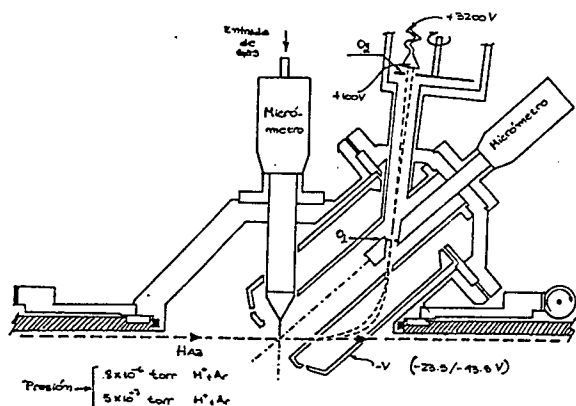


Fig. 2. Analizador de electrones.  $O_1$  y  $O_2$  diafragmas.

Las mediciones en las que se obtienen espectros de emisión electrónica en coincidencias con un estado de carga particular del proyectil salientes de la colisión son realizadas de un modo diferente. En este caso, para cada energía de emisión (a un ángulo fijo), se mide un espectro de tiempos. Los electrones detectados se utilizan como señales de start para un conversor de tiempo en amplitud (TAC). Este queda habilitado hasta que el detector de proyectiles correspondiente genera una señal de stop si un proyectil llega al mismo. El tiempo transcurrido entre start y stop es traducido por el TAC en un pulso cuya amplitud es proporcional a dicho intervalo. Estos pulsos son enviados a una tarjeta multicanal donde cada canal representa una amplitud de pulso, es decir, corresponde a un valor de intervalo de tiempo determinado. Dado que los eventos que provienen de un proceso en el cual un electrón y un  $H^0$  se producen en la colisión (por ejemplo en un proceso de transferencia de carga con ionización) tienen cierta correlación temporal, producen un pico en el espectro de tiempos. Los electrones generados por otros procesos en los cuales no se obtiene  $H^0$  no tendrán una correlación temporal fija y darán lugar a una distribución aleatoria en el espectro de tiempos. Restando este fondo de coincidencias casuales, se obtiene el número de cuentas correspondientes al proceso de interés.

### III. ANÁLISIS DE RESULTADOS

Se determinaron espectros de emisión electrónica, en la dirección de incidencia, provenientes de la colisión de proyectiles  $H^0$  y  $H^+$  con energía igual a 70 keV (velocidad 1.67 u.a) sobre blancos de He y 100 keV (velocidad 2 u.a.) sobre Ar.

En las figuras 3 y 4 se muestran espectros medidos sin coincidencias (o singles) superpuestos a espectros en coincidencias ( $e, H^0$ ) para los casos  $H^0 + He$  y  $H^0 + Ar$  respectivamente. En ambos espectros singles se observan picos centrados en un valor de energía correspondiente a una velocidad de los electrones igual a la del proyectil incidente. Estos picos fueron inicialmente atribuidos al proceso de pérdida electrónica al continuo (ELC) [2] correspondiente a los canales  $H^0 + He \rightarrow H^+ + He + e$  y  $H^0 + Ar \rightarrow H^+ + Ar + e$ . Este mecanismo implica que el electrón inicialmente ligado al proyectil es ionizado por una interacción débil con el blanco y viaja, en el estado final, con velocidades pequeñas respecto al  $H^+$  saliente. Los resultados teóricos predicen para este estado del electrón en el continuo del campo coulombiano del  $H^+$  una sección eficaz doblemente diferencial que diverge cuando la velocidad del electrón es igual a la del proyectil [2] (experimentalmente el pico resultante es finito debido a la aceptación finita del espectrómetro de electrones). Sin embargo, mediciones posteriores en coincidencias demostraron que también se obtiene un pico de emisión en el caso de incidencia con proyectiles neutros y que permanecen neutros luego de la colisión [3, 4]. La presencia de un pico de captura al continuo en el caso de proyectiles neutros salientes de la colisión, causó un gran impacto ya que la interacción coulombiana de largo rango no está presente en el estado final.

Como puede observarse en las figuras 3 y 4, el espectro medido en coincidencias presenta una clara simetría en torno al máximo en ambos casos. Es destacable también que el pico de ECC decae más rápidamente al alejarse del máximo que el correspondiente al espectro sin coincidencias, donde están sumadas las contribuciones tanto de ECC como de ELC. Esto permite deducir que el pico de ECC decae más fuertemente que el de ELC, si bien este canal no fue medido en forma separada.

Barrachina [5] ha desarrollado un modelo que predice la existencia de estos picos. En éste se asume que la formación del pico está relacionada a la interacción final proyectil-electrón y no al mecanismo particular que dió lugar a la emisión de dicho electrón. Bajo este formalismo, se ha encontrado que la divergencia en el espectro de emisión de electrones para una velocidad igual a la del proyectil no sólo se produce para el caso de interacciones coulombianas entre el proyectil y el electrón emitido, sino también para interacciones de tipo dipolares. De este modo, la presencia del pico de ECC podría ser atribuida a una interacción dipolar entre el electrón y el proyectil  $H^0$  en estados excitados.

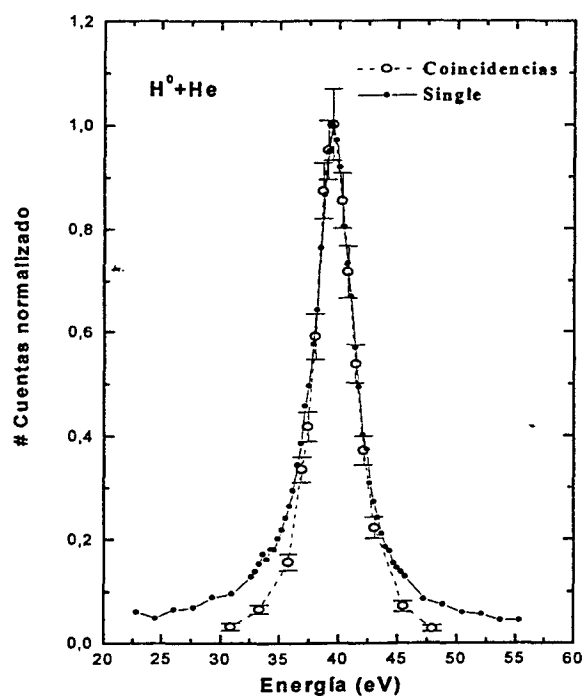


Fig. 3. Espectro de emisión electrónica medido en coincidencias (círculos abiertos) y single (círculos negros) para colisiones  $H^0+He$  (77 KeV).

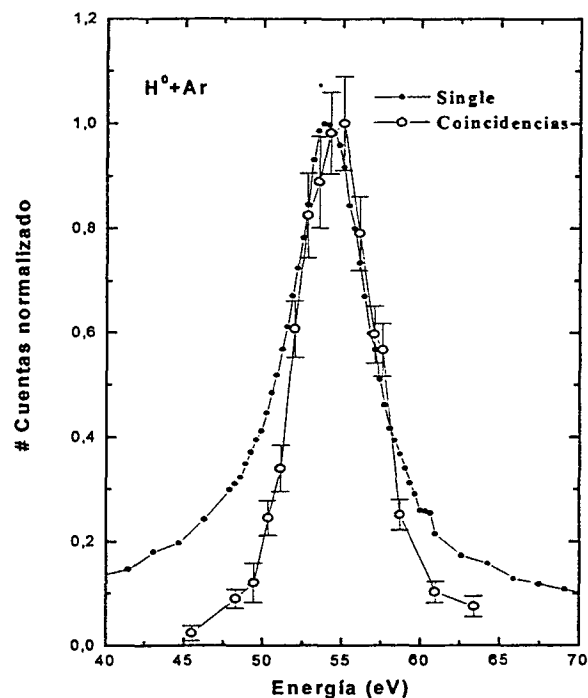


Fig. 4. Espectro de emisión electrónica medido en coincidencias (círculos abiertos) y single (círculos negros) para colisiones  $H^0+Ar$  (100 KeV).

En las figuras 5 y 6 se muestran espectros correspondientes a las colisiones  $H^+ + He$  y  $H^+ + Ar$  sin coincidencias y en coincidencias ( $e, H^0$ ). En este caso el proceso estudiado es el de transferencia de carga con ionización (TI), el cual contribuye en pequeña medida a la formación del pico, principalmente debido al proceso de captura al continuo del  $H^+$  para ionización única del blanco [6]. Si se observan las figuras correspondientes al espectro single se encuentra que ambas presentan una marcada asimetría, obteniéndose un mayor número de cuentas hacia menores energías del electrón. Tradicionalmente se atribuyó esta asimetría a la presencia del campo coulombiano del blanco residual, el cual distorsionaría la función de onda del electrón en el continuo del proyectil. En el espectro en coincidencias correspondiente al canal  $H^+ + He \rightarrow H^0 + He^{++} + e$  se observa también asimetría. Sin embargo, en el caso de la colisión  $H^+ + Ar \rightarrow H^0 + Ar^{++} + e$ , el espectro de coincidencias presenta una notable simetría en torno al máximo, a pesar que el blanco residual luego de la colisión está cargado y podría esperarse que distorsione la función de onda electrónica. Esto pone en duda la interpretación tradicional que se ha dado a la asimetría del pico de ECC con  $H^+$  mencionada más arriba.

Finalmente, en las figuras 7 a) y b) se comparan los espectros en coincidencias correspondientes a TI con proyectiles  $H^+$  y ECC con proyectiles  $H^0$ . Si bien en ambos casos el electrón emitido se encuentra en el continuo de un átomo neutro  $H^0$ , se observa que los espectros son similares sólo en un entorno restringido en torno al máximo. Podría concluirse entonces que el

esquema de interacción del estado final que predice un pico que sólo depende de la interacción electrón -  $H^0$  a la salida de la colisión, es aplicable al caso de electrones de velocidades suficientemente pequeñas respecto al proyectil.

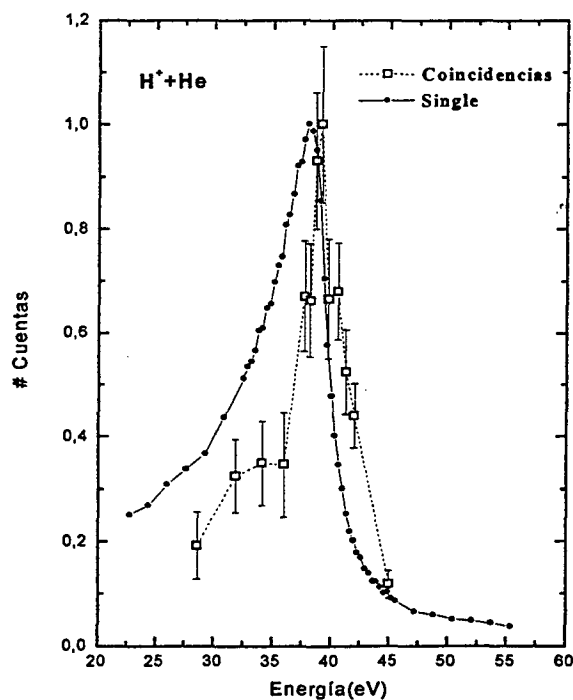


Fig. 5. Espectro de emisión electrónica medido en coincidencias (cuadrados abiertos) y single (círculos negros) para colisiones  $H^+ + He$  (77 KeV).

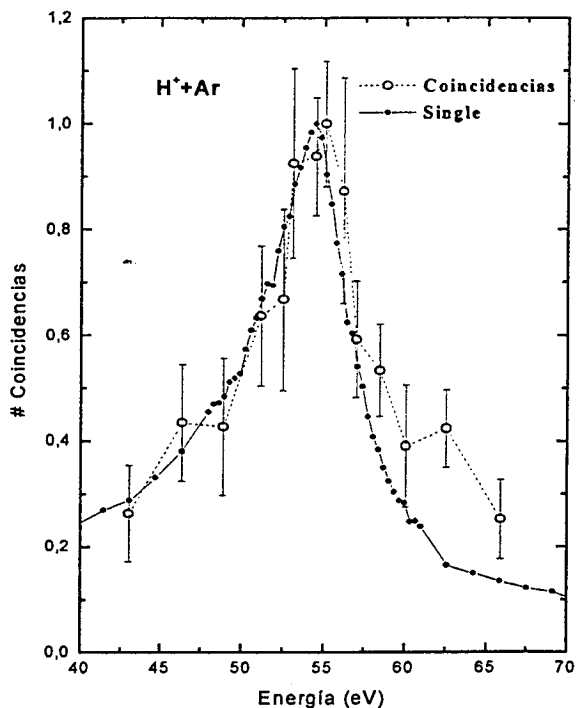


Fig. 6. Espectro de emisión electrónica medido en coincidencias (círculos abiertos) y single (círculos negros) para colisiones  $H^+ + Ar$  (100 KeV).

En consecuencia, las diferencias que se observan en las colas de los picos pueden atribuirse a los diferentes mecanismos de colisión que conducen a ese estado final para cada tipo de proyectil incidente. Además, dado que un pico de este tipo en la sección eficaz de emisión indicaría una interacción dipolar entre el electrón y el  $H^0$ , es necesario que el proyectil no se encuentre en el estado fundamental. En ese caso las diferencias observadas en ambos picos podrían atribuirse a que ambos procesos colisionales producen una población diferente de  $H^0$  en estados excitados en el estado final.

#### IV. CONCLUSIONES

En el presente trabajo se realizaron mediciones de la emisión de electrones producida por impacto de proyectiles  $H^+$  y  $H^0$  con energías incidentes de 70 keV sobre un blanco de He y de 100 keV sobre un blanco de Ar. Se obtuvieron espectros de electrones emitidos en la dirección del proyectil y con velocidades cercanas a la de incidencia, es decir, que viajan en el continuo del proyectil saliente de la colisión. Las mediciones comprendieron tanto espectros sin coincidencias como mediciones en coincidencias entre electrones y proyectiles  $H^0$  en el canal de salida. Estas últimas mediciones permitieron aislar el canal de ionización del blanco para incidencia con  $H^0$  y el de transferencia con ionización para incidencia con  $H^+$ , siendo en este último caso las primeras mediciones detalladas que se obtienen para este proceso. En esta forma fue posible comparar los espectros de electrones emitidos en el continuo de un

átomo neutro  $H^0$ , pero que provienen de procesos colisionales distintos.

Los espectros muestran similitud en un rango limitado en torno al máximo, lo que indicaría que para electrones de velocidad suficientemente pequeña respecto al proyectil, la emisión está determinada por la interacción electrón- $H^0$  en el canal de salida y es independiente del mecanismo particular que conduce a ese estado final como predice la llamada teoría de interacción del estado final. Sin embargo, picos como los observados para electrones en el continuo de un átomo de  $H^0$  son posibles si la interacción es de tipo dipolar y en ese caso el átomo debe estar en un estado excitado al final de la colisión. Se podría pensar entonces que, si bien el estado del electrón en el canal de salida estaría determinado por la interacción con el  $H^0$  saliente, el mecanismo particular de colisión que conduce a ese estado define la población de estados excitados del proyectil conduciendo por lo tanto a espectros de emisión diferentes.

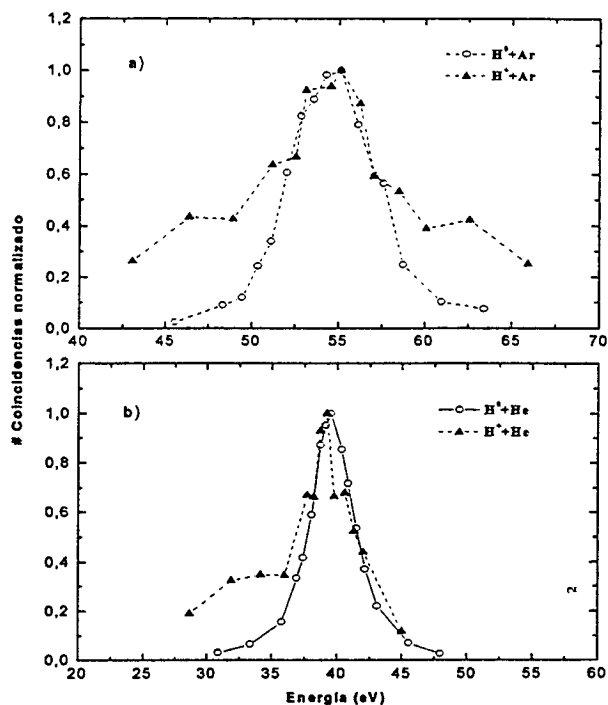


Fig. 7. Comparación entre espectros electrónicos medidos en coincidencias ( $e, H^0$ ) para incidencia de  $H^0$  (círculos abiertos) y  $H^+$  (triángulos) sobre a) Ar y b) He

#### V. REFERENCIAS

- 1- G. Bernardi, S. Suárez, D. Fregenal, P. Focke y W. Meckbach, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1761 (1996).
- 2- F. Drepper y J.S. Briggs, J. Phys. B **9**, 2063 (1976).
- 3- L. Sarkadi, J. Pálinkás, A. Köver, D. Berényiy y T. Vajnai, Phys. Rev. Lett. **62**, 527 (1989).
- 4- P. Focke, G. Bernardi, D. Fregenal, R.O. Barrachina y W. Meckbach, J. Phys. B **31**, 289 (1998).
- 5- R.O. Barrachina, Nucl. Instrum. And Methods **124**, 198 (1997).
- 6- W. Meckbach, I.B. Nemirovski y C.R. Garibotti, Phys. Rev. A **24**, 1793 (1981).