

# FORMACIÓN DE POSITRONIO EN COLISIONES POSITRÓN-ÁTOMO (ION)

O. A. Fojón, R. D. Rivarola,

*Instituto de Física Rosario, CONICET-UNR y Escuela de Ciencias Exactas y Naturales, Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, Universidad Nacional de Rosario.*

R. Gayet,

*Laboratoire des Collisions Atomiques, Université de Bordeaux I, Talence, France.*

J. Hanssen

*Laboratoire de Physique Moléculaire et des Collisions, Institute de Physique Rue Arago, Technopole 2000, Metz, France.*

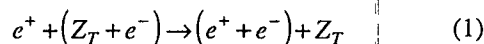
Analizamos teóricamente la formación de positronio en estado fundamental mediante captura electrónica en colisiones de positrones sobre átomos (iones) hidrogénicos y de helio. Obtenemos la amplitud de transición utilizando el modelo denominado Coulomb Born Approximation. Calculamos secciones eficaces totales y diferenciales. El rango energético varía desde algunos eV hasta centenas de eV. Comparamos nuestros resultados con los datos experimentales disponibles hasta el momento.

## I. INTRODUCCIÓN

En este trabajo estudiamos la formación de átomos positronio en estado fundamental mediante captura electrónica en colisiones de positrones sobre átomos (iones) hidrogénicos y átomos de helio en estado fundamental. Una diferencia esencial entre estas relaciones y las que involucran proyectiles pesados (como el caso  $H^+ + H$ ) es que en las últimas es posible realizar un tratamiento semiclásico del problema (en términos de una trayectoria clásica para el proyectil) en todo el rango de energías de impacto excepto las muy bajas. Esto no es posible en el caso de proyectiles livianos como el positrón. La desviación del positrón es presumiblemente muy sensible a la interacción positrón-núcleo del blanco y, por lo tanto, influenciará marcadamente la reacción de captura electrónica. Debido a esto, se deben obtener las amplitudes de transición cuánticas correspondientes al problema de tres cuerpos. En las reacciones que estamos interesados intervienen dos partículas livianas y una pesada. Se puede aplicar, entonces, el formalismo de Dodd and Greider<sup>1</sup> para obtener las correspondientes amplitudes del proceso de transferencia de carga. En este trabajo usaremos una aproximación denominada Coulomb Born Approximation (CBA) obtenida con el mencionado formalismo. Con esta aproximación obtendremos secciones eficaces totales y diferenciales para reacciones que involucren blancos hidrogénicos y átomos de helio.

## II. APROXIMACIÓN CBA

Consideremos la reacción de captura electrónica



donde un positrón  $e^+$  impacta sobre un blanco hidrogénico de masa  $M_T$  y carga  $Z_T$ . Definimos coordenadas como en la Fig. 1 y las cantidades

$$\mu_\alpha = \frac{M_T + 1}{M_T + 2} \quad (2)$$

$$\mu_\beta = \frac{2M_T}{M_T + 2} \quad (3)$$

$$m_\alpha = \frac{M_T}{M_T + 1}; \quad m_\beta = 1/2 \quad (4)$$

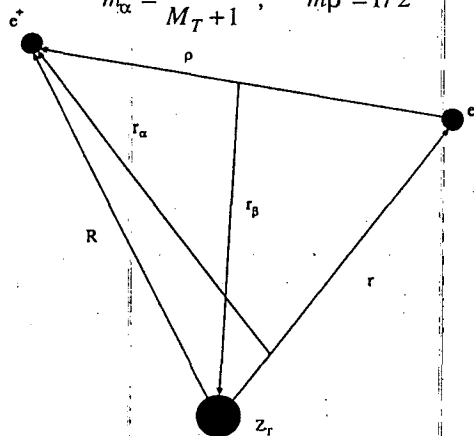


Fig. 1: Coordenadas utilizadas.

En el canal de entrada consideramos los Hamiltonianos

$$\mathcal{H}_\alpha = H_\alpha + h_\alpha \quad (5)$$

$$H_\alpha = -\frac{1}{2\mu_\alpha} \nabla_{r_\alpha}^2 + \frac{Z_T - 1}{r_\alpha} \quad (6)$$

$$h_\alpha = -\frac{1}{2m_\alpha} \nabla_r^2 - \frac{Z_T}{r} \quad (7)$$

La interacción correspondiente entre  $e^+$  y  $(Z_T + e^-)$  es

$$v_\alpha = \frac{Z_T}{R} - \frac{1}{\rho} - \frac{Z_T - 1}{r_\alpha} \quad (8)$$

En forma similar, en el canal de salida tenemos

$$\mathcal{H}_\beta = H_\beta + h_\beta \quad (9)$$

$$H_\beta = -\frac{1}{2\mu_\beta} \nabla_{r_\beta}^2 \quad (10)$$

$$h_\beta = -\frac{1}{2m_\beta} \nabla_\rho^2 - \frac{1}{\rho} \quad (11)$$

$$v_\beta = \frac{Z_T}{R} - \frac{Z_T}{r} \quad (12)$$

Utilizamos los autoestados  $\Phi_{\alpha,\beta}$  de  $\mathcal{H}_{\alpha,\beta}$  con la misma energía  $E$  en el centro de masa del sistema

$$E = \frac{k_\alpha^2}{2\mu_\alpha} + \varepsilon_i = \frac{k_\beta^2}{2\mu_\beta} + \varepsilon_f \quad (13)$$

con  $k_\alpha(k_\beta)$  y  $\varepsilon_i(\varepsilon_f)$  el vector de onda y la energía del estado ligado en el canal de entrada (salida). Por lo tanto, tenemos

$$\mathcal{H}_{\alpha,\beta} \Phi_{\alpha,\beta} = E \Phi_{\alpha,\beta} \quad (14)$$

$$\Phi_\alpha = \phi_i(r) \mathcal{F}_\alpha(r_\alpha) \quad (15)$$

$$\Phi_\beta = \phi_f(\rho) \exp(-ik_\beta \cdot r_\beta) \quad (16)$$

$$H_\alpha \mathcal{F}_\alpha = \frac{k_\alpha^2}{2\mu_\alpha} \mathcal{F}_\alpha \quad (17)$$

donde  $\mathcal{F}_\alpha$  es la función de onda Coulombiana del  $e^+$  en el campo creado por una carga  $(Z_T - 1)$

$$\mathcal{F}_\alpha(r_\alpha) = N_{v_\alpha} \exp(ik_\alpha \cdot r_\alpha) \cdot {}_1F_1(-iv_\alpha, 1, i(k_\alpha r_\alpha - k_\alpha \cdot r_\alpha)) \quad (18)$$

con

$$N_{v_\alpha} = \exp\left(\frac{\pi v_\alpha}{2}\right) \Gamma(1 - iv_\alpha) \quad (19)$$

y  $v_\alpha = (Z_T - 1)/v$  siendo  $v$  la velocidad de impacto del positrón. El elemento de matriz  $T$  en la aproximación CBA puede obtenerse dentro de un formalismo de Dodd y Greider y resulta

$$T_{\alpha\beta}^{+,-CBA} = \langle \Phi_\beta | v_{\beta,\alpha} | \Phi_\alpha \rangle \quad (20)$$

Obtenemos la sección eficaz diferencial (DCS) y total (TCS) mediante

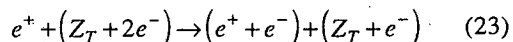
$$d\sigma/d\Omega = \frac{1}{4\pi^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \mu_\alpha \mu_\beta |T_{\alpha\beta}|^2 \quad (21)$$

y

$$\sigma = \int d\Omega (d\sigma/d\Omega) \quad (22)$$

respectivamente.

Consideremos ahora la reacción



Antes de aplicar el modelo CBA a este proceso, hacemos las dos siguientes aproximaciones. Primero, suponemos que durante la colisión un electrón es capturado (electrón activo) mientras que el otro (electrón pasivo) permanece "congelado". Segundo, utilizamos una aproximación de electrón independiente para el estado inicial. Con estas suposiciones y promediando sobre las coordenadas del electrón pasivo reducimos el problema a uno monoeléctrico. Luego, el elemento de matriz  $T^{CBA}$  resulta

$$T_{\alpha\beta}^{-CBA} = \langle \Phi_\beta | V_S(R) - \frac{1}{\rho} | \Phi_\alpha \rangle \quad (24)$$

con

$$\Phi_\alpha = \phi_i(r) \mathcal{F}_\alpha(r_\alpha) \quad (25)$$

donde ahora  $\phi_i$  es la función ligada inicial del electrón activo en la aproximación de electrón independiente y  $\mathcal{F}_\alpha$  es la función de onda de Coulomb del  $e^+$  en el campo de una carga  $(Z_T - 2)$ .  $V_S(R)$  es el potencial estático entre el carozo "congelado" y  $e^+$  dado por

$$V_S(R) = \frac{1}{R} (1 + \exp(-2Z_T R) (1 + Z_T R)) \quad (26)$$

con las condiciones asintóticas

$$V_\infty = \lim_{R \rightarrow +\infty} V_S(R) = \frac{1}{R} \quad (27)$$

$$V_0 = \lim_{R \rightarrow 0} V_S(R) = \frac{2}{R} \quad (28)$$

El potencial  $V_S(R)$  tiene en cuenta la influencia del electrón pasivo sobre el proceso de transferencia de carga. El uso de  $V_0$  sería equivalente a una aproximación de Jackson-Schiff para carga  $Z_T = 2$ .

### III. RESULTADOS

Obtenemos resultados de CBA con blancos de helio. Utilizamos  $Z_T = 1.6875$  y energía de ligadura de Hartree-Fock  $\epsilon_i = -0.91795$  au. También mostramos resultados CBA para reacciones con blancos hidrogénicos. Comparamos nuestros resultados con datos experimentales de Ref. (2).

En la Fig. 2 presentamos DCS por electrón a energía de impacto del positrón  $E = 100$  eV para la reacción  $e^+ + He$ . Mostramos DCS calculadas usando los potenciales estáticos  $V_S, V_0$  y  $V_\infty$  para analizar el efecto producido por el electrón pasivo. El cálculo de  $V_\infty$  es equivalente a considerar el electrón pasivo ubicado sobre el núcleo blanco mientras que en el caso de  $V_S$  se tiene en cuenta su distribución espacial. También incluimos DCS para la reacción  $e^+ + He$  a  $E = 100$  eV donde, evidentemente, no hay influencia de electrón pasivo.

En la Fig. 3 presentamos TCS para la reacción  $e^+ + He$ . Vemos que las TCS de CBA obtenidas con  $V_S$  y  $V_\infty$  no difieren demasiado entre sí mientras que difieren bastante de las correspondientes a  $V_0$ . Este hecho parece de alguna manera refrenado por el cálculo de las DCS (ver Fig. 2), dado que para estas distribuciones angulares el resultado calculado con  $V_S$  se parece más (en valor absoluto y comportamiento cualitativo), en general, al obtenido con

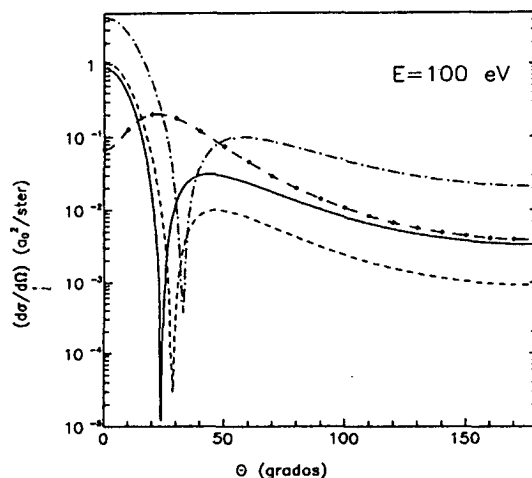


Fig. 2: Sección eficaz diferencial CBA a  $E = 100$  eV. —  $e^+ + He$  por electrón con  $V_S$ ; - - -  $e^+ + He$  por electrón con  $V_\infty$ ; - \* - \* -  $e^+ + He$  por electrón con  $V_0$ ; - - - -  $e^+ + He^+$ .

$V_\infty$  que con  $V_0$ . Calculamos también TCS con la aproximación Brinkman-Kramers (BK) para blancos de Helio así como TCS con CBA para la reacción  $e^+ + He^+$ . Se observa que la sección total para esta última es mayor que las dadas por CBA para el caso de helio. Hemos verificado en un cálculo independiente, que el factor del continuo distorsionante introduce implícitamente estados intermedios del continuo positrón-blanco que favorecen el proceso de captura. Dichos estados, no aparecen en el caso del Helio pues la carga neta del blanco es nula. Los resultados CBA para energías menores que 100 eV muestran un acuerdo bastante bueno con los datos

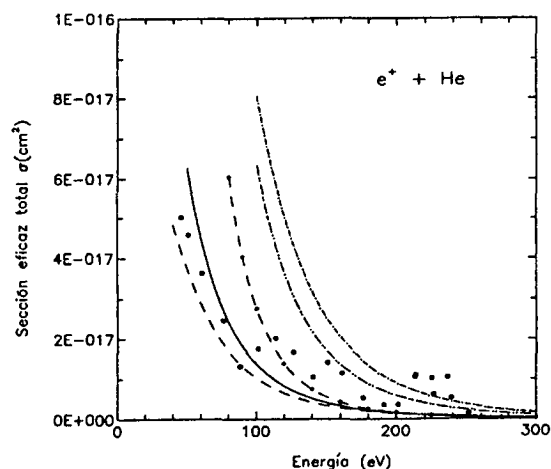


Fig. 3: Sección eficaz total. — CBA para  $e^+ + He$  con  $V_S$ ; - - - CBA para  $e^+ + He$  con  $V_\infty$ ; - \* - \* - CBA para  $e^+ + He$  con  $V_0$ ; - - - - CBA para  $e^+ + He^+$ ; - - - - BK para  $e^+ + He$ ; ; Experimentos de Ref. 2.

experimentales. Para energías mayores, los resultados teóricos subestiman a los experimentales aunque los mismos presentan una gran dispersión en este rango energético. Por otra parte, las TCS dadas por BK, sobreestiman marcadamente los experimentos, evidenciando el importante rol jugado por la interacción positrón-blanco residual en la reacción de captura.

En todos los resultados teóricos presentados no hemos incluido la captura a estados excitados lo

cual podría modificar apreciablemente las secciones. Dichos trabajos se encuentran actualmente en preparación.

#### REFERENCIAS

1. L. Dodd and K. Greider. Phys. Rev. **146**, 675 (1966).
2. Diana L, Coleman P., Brooks D, Pendleton P. and Norman D. Phys. Rev. **A34**, 2731 (1986).