

BREMSSTRAHLUNG ATOMICO EN COLISIONES ION-ATOMO (STRIPPING)

F. Gaioli, M. Pacher, J. Miraglia

*Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)
CC 67, Suc. 28, 1428 Buenos Aires*

Se estudia el bremsstrahlung atómico (AB) producido en colisiones ion-átomo a altas energías (no relativistas) de colisión incluyendo efectos de retardación. Los estados mecánicos del sistema se describen con la aproximación eikonal simétrica y funciones de onda electrónicas de Hartree-Fock para el cálculo del factor de forma de cada átomo. Se presentan espectros en energía del fotón para colisiones de protones contra gases nobles, Ne, Ar, Kr y Xe. Se estudia la contribución de cada capa del átomo de estos espectros, correspondiendo la capa más baja (1s) a la región de rayos-X duros, y las capas superiores a energías del fotón menores.

Cuando iones atraviesan la materia en sus diferentes estados se observa emisión de radiación espontánea. Esta se divide en dos clases: radiación característica y radiación continua. La primera se individualiza por tener picos agudos excitados por el proyectil. La segunda, tiene que ver con la dinámica de la colisión y tiene como perturbación a la interacción de todas las partículas, tanto del blanco como del proyectil, con el campo de radiación. A diferencia de la radiación característica, sus espectros son suaves, y se los puede interpretar en términos de recombinación de dos partículas¹ para el caso de la captura simple y de bremsstrahlung² para los procesos directos.

En este trabajo presentamos resultados correspondientes a colisiones de iones (núcleos desnudos) y átomos neutros, en las cuales los estados electrónicos inicial y final del átomo blanco son iguales, esto es, atomic bremsstrahlung (AB). La radiación emitida se puede interpretar de la siguiente manera: cuando el proyectil se aproxima al blanco, la nube electrónica se deforma y vuelve a su estado original, emitiéndose radiación, ya que los electrones fueron acelerados. Si se consideran átomos multielectrónicos, la nube electrónica se puede separar en capas y se puede estudiar la contribución de cada capa al espectro total. Lo que se observa es que para energías bajas (por ej. ultravioletas duros o X blandos) del fotón emitido, la contribución principal se debe a electrones de las capas externas.

A medida que la energía del fotón aumenta, la contribución de las capas externas se vuelve despreciable, ganando importancia las internas. Esto es, aumentando la energía del fotón, se van "viendo" las capas del átomo en el espectro de emisión de radiación de la colisión hasta llegar a la capa K. Para energías aún superiores (X duros por ejemplo), incluso la contribución de la capa K se vuelve des-

preciable, siendo dominante el bremsstrahlung entre ambos núcleos³. Esta forma de interpretar los espectros fue llamada por Amusia⁴ "stripping" y ha sido estudiada por él en el contexto de colisiones electrón-átomo.

Hemos calculado los espectros de emisión por medio de un cálculo perturbativo a primer orden para el campo de radiación y funciones de onda eikonales para los estados mecánicos del sistema, utilizando estados de Hartree-Fock para los electrones del átomo blanco. La teoría es una generalización del caso de dos electrones en la capa K desarrollada anteriormente², donde los espectros pueden obtenerse luego de una integración numérica.

Por otro lado, para valores pequeños de Z_p/v donde Z_p y v son la carga y la velocidad del proyectil respectivamente, la sección eficaz diferencial en energía del fotón (ω) de bremsstrahlung atómico puede escribirse como⁵:

$$\frac{d\sigma^{AB}}{d\omega} = \frac{16 Z_p^2 N^2}{3 c^3 v^2 \omega} I$$

donde

$$I = \int_{\omega/v}^{\infty} ds |G(\vec{s})|^2 / s, \quad G(\vec{s}) = \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \exp(i \vec{s} \cdot \vec{r}),$$

siendo $\rho(\vec{r}) = |\phi(\vec{r})|^2$ la densidad electrónica.

Como puede verse, la integración se realiza desde ω/v hasta ∞ , donde ω/v es el momento transferido mínimo del proyectil. Si ω es muy grande, se considera únicamente el factor de forma de la capa K en $G(\vec{s})$, siendo los demás despreciables. Si ω es más pequeño, hay que incluir la capa L y así sucesivamente. Si se considera esto, se puede hallar

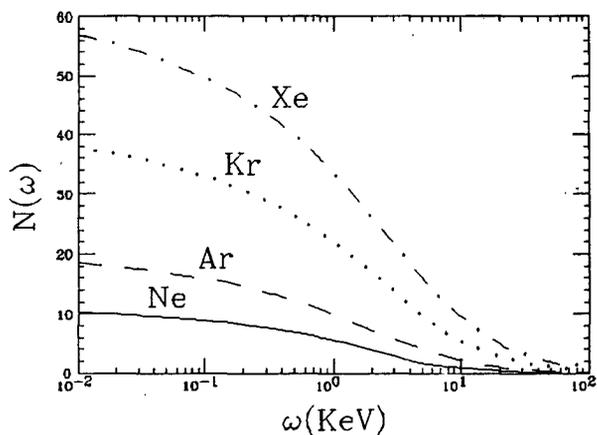


Fig. 1: Secciones eficaces de diferentes átomos para un protón que incide con U=60 UA

una expresión aproximada de I para energías grandes de colisión y obtener

$$\frac{d\sigma_{AB}}{d\omega} = \frac{16 z_p^2 N^2}{3 c^3 v^2 \omega} \frac{1}{2} \ln \frac{4 v^2 / 2}{\omega},$$

donde N es la cantidad de electrones hasta la capa considerada. Como puede observarse, en este límite, se pierde toda información de la estructura electrónica del blanco y queda la fórmula usual de bremsstrahlung proyectil-electrón. Esto nos sugiere que podemos dividir la sección eficaz calculada numéricamente por el factor que resulta de despejar N^2 e interpretar los espectros normalizados de esta manera como la cantidad de electrones (hasta una cierta capa) que contribuyen a una energía del fotón determinada:

$$N(\omega) = \left[\frac{d\sigma_{AB}/d\omega}{\frac{16 z_p^2}{3 c^3 v^2 \omega} \frac{1}{2} \ln \frac{4 v^2 / 2}{\omega}} \right]^{1/2}$$

En la figura 1 mostramos las secciones eficaces $N(\omega)$ obtenidas para los átomos de Ne, Ar, Kr y Xe para el caso de un protón incidiendo con una velocidad de 60 en unidades atómicas. Vemos, además, que todas las gráficas para energías del fotón pequeñas convergen al valor del número de electrones correspondientes a cada átomo. Para energías mayores, $N(\omega)$ decrece, lo que interpretamos como que las capas superiores se vuelven transparentes y por consiguiente comenzamos a ver los electrones internos. Para poner de manifiesto esto, mostramos en la figura 2 para el átomo de Xe, un análisis capa por capa. En la parte superior (2.a) tenemos el factor de forma total y de cada capa y en la parte inferior (2.b) mostramos $N(\omega)$. Se aprecia que a energías altas del fotón la capa que más contribuye es la K y a medida que bajamos en la escala de

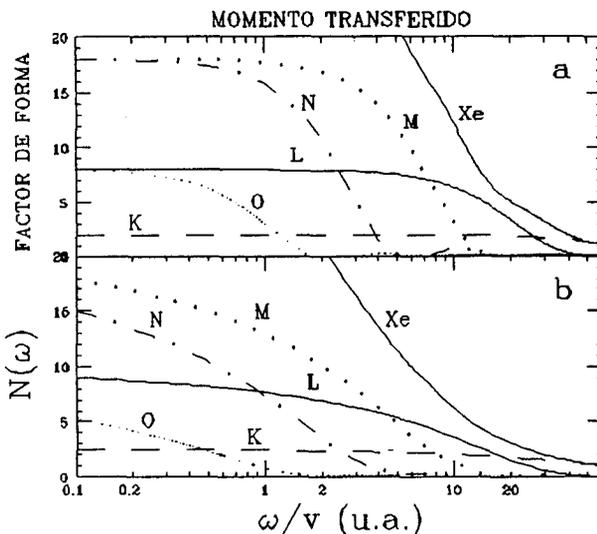


Fig. 2: Análisis capa pos capa para el átomo de Xe

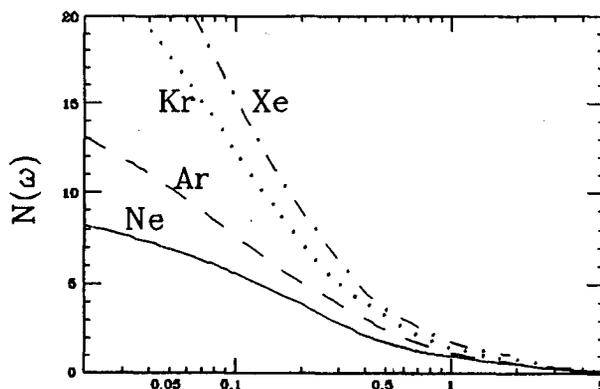


Figura 3: Ley de escala para la contribución de la capa K

energías van contribuyendo las demás. En el otro extremo de escala, ($\omega \rightarrow 0$) todos los electrones contribuyen, y como cada capa tiende a dar el número de electrones que posee, la contribución de cada una de ellas es proporcional a este número.

Por último, para valores de energía del fotón tales que sólo la capa K contribuye, se puede encontrar una ley de escala aproximada que se puede expresar en términos del parámetro $\eta = \omega^2 / 4 Z_v^2 V^2$. En la figura 3, mostramos para los casos de la figura 1, la verificación de esta ley de escala. Vemos que las curvas convergen a medida que la energía del fotón aumenta. Por otro lado, se ve que la ley es válida solamente para la capa K.

REFERENCIAS

1. M. C. Pacher, A. D. González and J. E. Miraglia, Phys. Rev. A35, 4108 (1987).
2. A. D. González, M. C. Pacher and J. E. Miraglia, Phys. Rev. A 37, 4974 (1988).
3. M. C. Pacher and J. E. Miraglia, Phys. Rev, A 39, 2905 (1989).
4. M. Ya Amusia, N. B. Avdonina, L. V. Chernysheva and M. Yu Kuchiev, Jour. Phys. B 18 L791 (1985).
5. Scaling laws and polarization of atomic and nuclear bremsstrahlung, M. C. Pacher and J. E. Miraglia, enviado a Phys. Rev. A (1989).