

# ECUACIONES DE IONIZACION EN PLASMAS DE XENON.

O. Di Rocco y A. Sherar.

*Instituto de Física Arroyo Seco, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas,  
Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires, Pinto 399, 7000 Tandil.*

Se describen resultados de análisis de las ecuaciones de ionización-recombinación en plasmas colisionales, de interés para el estudio de descargas pulsadas. Mediante cálculo numérico, y utilizando un modelo sencillo para el plasma de la etapa "glow", se consigue una correlación de los tiempos de ionización dentro del 10-20 % respecto de valores experimentales obtenidos del estudio temporal de líneas espectrales del Xe [Ref. 1]. Las ecuaciones de las concentraciones iónicas  $N_1, N_2, N_3, \dots$ , electrónica  $N_e$ , y de la temperatura electrónica  $T_e$ , se resuelven partiendo de un estado de balance de Saha con un grado de ionización del 20%. Los valores de concentración y potencia de pico que se emplean en el cálculo corresponden a las condiciones que tienen lugar en una descarga pulsada, tomada como referencia experimental. El efecto de la magnetostricción sobre los valores medios de las concentraciones se tiene en cuenta mediante la hipótesis de "pinch" estacionario de Bennett. Se supone en primera aproximación que el "pinch" limita la fuga de partículas por difusión, pudiendo despreciarse entonces la interacción del plasma con las paredes. Los tiempos de ionización obtenidos al resolver las ecuaciones acopladas se comparan con los tiempos característicos de cada ecuación de ionización, calculado cada uno con  $T_e = \text{cte.}$ , y con resultados de mediciones de líneas espectrales con resolución temporal.

## DESCRIPCION DEL MODELO.

En plasmas suficientemente densos,  $N_e \cong 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , y para temperaturas relativamente bajas,  $T_e \cong 1 - 5 \text{ eV}$ , predominan los procesos de tipo colisional: excitación e ionización por impacto electrónico directo y recombinación de tres partículas.

Para este régimen, en las ecuaciones de evolución temporal de las concentraciones iónicas [Ref.2]:

$$\begin{aligned} dN_1 / dt &= \beta_{2,1} N_2 N_e^2 - \alpha_{1,2} N_1 N_e \\ dN_z / dt &= \alpha_{z-1,z} N_{z-1} N_e + \beta_{z+1,z} N_{z+1} N_e^2 \\ &\quad - \alpha_{z,z+1} N_z N_e - \beta_{z,z-1} N_z N_e^2 \end{aligned} \quad (1)$$

$z = 2, 3, \dots$

los coeficientes de ionización y recombinación son respectivamente [Ref. 3]:

$$\begin{aligned} \alpha_{z,z+1} &= \alpha_0 F_z (kT_e)^{-3} \exp(E_z / kT_e) \\ \beta_{z,z-1} &= \beta_0 (kT_e)^{-4.5} \end{aligned} \quad (2)$$

siendo:

$\alpha_0 = 3.29 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  y  $\beta_0 = 5.45 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  combinaciones de las constantes fundamentales (expresando energías y temperaturas en eV),

$E_z$ : el potencial de ionización del ión  $z$ , y

$F_z$ : un factor que depende de la estructura del ión blanco y del proyectil; en esta aproximación se

adopta  $F_z = 0.5$ .

Al considerar mecanismos de calentamiento sólo colisionales es posible despreciar la energía iónica, ya que la relación entre las masas de proyectiles y blancos limitan la eficiencia de la ecualización térmica para tiempos menores que algunos  $\mu\text{s}$ . Fenómenos magnetohidrodinámicos violentos, que no se considerarán, podrían calentar más rápidamente el gas de iones.

Se han incluido sólo procesos de un ionización simple ( $z \leftrightarrow z \pm 1$ ), lo que constituye una buena aproximación únicamente para las tres primeras ionizaciones [Ref. 4].

Además de las ecuaciones de tasas de cambio de las concentraciones, deben cumplirse las condiciones de neutralidad macroscópica del plasma y de conservación de la cantidad de iones. La primera relación permite calcular  $N_e$ , y la segunda completa el sistema de ecuaciones.

Por otra parte, para obtener la ecuación de  $T_e$  se considera la ecuación de conservación de la energía, que puede escribirse en la forma aproximada:

$$\begin{aligned} d((3/2) N_{\text{ekt}}) / dt &= W(t) - \\ &\quad - \sum_{z=1} \alpha_{z,z+1} N_z N_e E_z \end{aligned} \quad (3)$$

siendo  $W(t)$  la densidad volumétrica de potencia externa absorbida por el plasma.

Para analizar el proceso de ionizaciones sucesi-

vas a partir de  $T_e = 0.75$  eV, la potencia calefactora externa se representa por un pulso de forma triangular con pendientes  $A$  y  $-A$  (que corresponde solamente al 60% de la potencia entregada por el circuito de descarga).

El radio interno del tubo del experimento fue de 1.5 mm, y el radio medio de Bennet se ha estimado en 0.6 mm a partir de la intensidad de una línea del Xe, medida en distintos puntos de la sección transversal del tubo. Esta reducción del radio medio de confinamiento del plasma corresponde a un refuerzo de 6.25 sobre la presión inicial de llenado, de 60 mtorr, de lo que resulta una concentración total  $N_0$  de los  $10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ .

Por su parte, el cálculo de los tiempos característicos se basa en la independencia entre las sucesivas ionizaciones, y presupone que durante la ionización de todo el gas la temperatura electrónica se mantiene constante. Esta última condición proviene del desacople entre las ecuaciones de  $N_e$ ,  $N_{z=1,2,\dots}$  y la ecuación de  $T_e$ , necesario para definir tiempos característicos de único proceso.

Los respectivos tiempos de alcance del máximo de concentración de cada ión  $z$ , medidos desde un mismo origen, están dados por la expresión:

$$\tau_z(T_e) = \sum_{j=1}^z \frac{4}{\alpha_{jj+1}(T_e) N_0 (2j-1)} \quad (4)$$

donde  $z$  indica la especie que se ioniza y  $N_0$  la concentración de partículas pesadas, con la corrección debida al *pinch* de Bennett.

## RESULTADOS

Al resolver las ecuaciones en condiciones similares a las que se producen en una descarga pulsada de 4 MW de potencia de pico  $W_p$  en el primer semiperíodo  $T_D$  de la descarga (1  $\mu\text{s}$ ), se obtuvieron las curvas  $N_z(t)$  que se muestran en la fig.1 superpuestas al perfil de potencia disipada  $W(t)$  y a la potencia de ionización  $P(t)$ . Los picos descendentes en la curva de  $P(t)$  se deben al calentamiento del gas de electrones mientras la temperatura no es suficiente para que se desarrolle la próxima ionización, y cuando ya se ha agotado el ión anterior.

En la figura 3 se muestra la evolución de  $T_e(t)$  para tres valores distintos de la potencia de pico 3, 3.5 y 4 MW. Se observa que el valor de  $W_p$  influye en la duración de la primera ionización. Este

tiempo depende del valor de la pendiente  $A$ , más que del valor de  $W_p$ . Además depende de la concentración electrónica inicial  $N_e(0)$ , adoptada para el comienzo de los cálculos. En la descarga, dicha concentración se define durante la etapa de ruptura donde predominan otros procesos más rápidos que no están incluidos en el modelo del *glow*. Por esta razón se requiere  $N_e(0) \geq 0.1 N_0$ , aunque para mejorar la estabilidad del algoritmo (que también depende de  $A$ ) se ha utilizado  $N_e(0) = 0.2 N_0$ .

El la fig.4 se representan curvas  $N_e$  vs.  $T_e$ , para los mismos tres valores de  $W_p$ , en las que se puede apreciar que los aumentos de  $N_e$  y de  $T_e$  ocurren prácticamente por separado. Las curvas no dependen de la potencia instantánea, excepto cuando el pulso está en sus etapas finales.

Los tiempos de ionización ( $z = 1$  a 5) calculados con el código numérico descrito, ajustan dentro del 20% con los datos experimentales, mientras que el cálculo de tiempos característicos falla para iones con  $z > 1$  (ver tabla 1 y figura 2).

## CONCLUSIONES.

Mientras  $T_e \ll 1.225$  eV, la tasa de ionización, controlada por  $\alpha_{1,2}$  no es demasiada elevada y la potencia  $W(t)$  se aprovecha mayormente para calentar el gas de electrones, aumentando entonces  $T_e$ . Una vez que  $T_e$  llega a aproximadamente 1.225 eV (valor para el cual, en balance de Saha, predominaría netamente el Xe II) la tasa de ionización se hace importante respecto de la tasa de recombinación, y la mayor parte de la potencia se emplea para ionizar el gas neutro. Mientras esto ocurre,  $T_e$  se mantiene prácticamente constante, y durante la mayor parte de esta etapa las ecuaciones de  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_e$  se mantienen desacopladas.

Como según la ecuación (4),  $\tau$  depende de  $T_e$  a través de  $\alpha$ , el tiempo de la primera ionización se hace independiente del valor de pico de potencia externa en tanto  $T_e$  se mantenga constante y, como se observa en la Tabla 1, tanto el tiempo obtenido a partir del código numérico como el tiempo característico de la ecuación de  $N_1$  (para  $T_e = 1.225$  eV) se corresponden con el valor experimental. No ocurre lo mismo con las ionizaciones siguientes, pues, como muestra la solución de las ecuaciones acopladas, no ocurren a  $T_e$  constante, lo que explica las notables discrepancias entre los valores obtenidos para los tiempos característicos  $\tau_z$  y la solución de las ecuaciones.

El acuerdo entre la solución de las ecuaciones

acopladas y los valores experimentales resulta alentador por varios motivos:

a) el modelo es elemental en la descripción del blanco (iones sin estructura de niveles) y de los proyectiles (Función Distribución de Velocidades Electrónicas de Maxwell),

b) las correcciones por otros efectos se han hecho sólo en orden de magnitud (refuerzo de la concentración por efecto del "pinch" de Bennett, y valores medios para funciones de la posición, valor medio temporal para la resistencia)

c) los valores de  $N_e$  y  $T_e$  que resultan del cálculo (Ver Fig. 4) son compatibles en orden de magnitud con valores de la bibliografía [Ref. 5].

$z \rightarrow z+1$	$T_e$ (eV)	$\tau_c$ (ns)	$\tau_{cod}$ (ns)	$\tau_{exp}$ (ns)
1→2	1.225	223	230	200±50
2→3	1.95	1020	360	300±50
3→4	2.86	3150	500	600±50
4→5	3.82	13050	650	750±50

Tabla 1: Comparación de resultados de los distintos métodos de cálculo (tiempos característicos y código numerico) con valores experimentales de una descarga pulsada. Se indican las temperaturas electrónicas a las que predomina el ión  $z+1$  en equilibrio de Saha, para la que se calculan los tiempos característicos  $\tau_z$ .

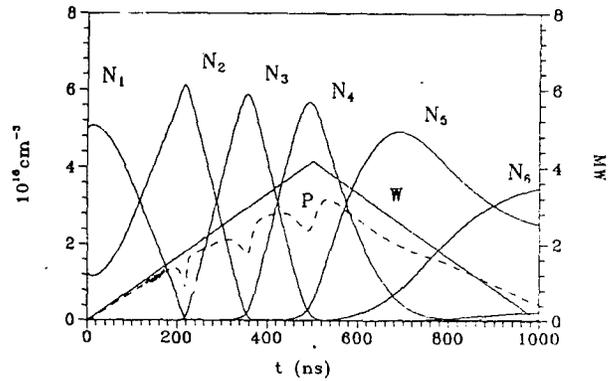


Figura 1: Evolución de las concentraciones iónicas de Xenón,  $N_z$ , debida a la aplicación del pulso triangular de potencia  $W(t)$  con 40 MWatt de valor de pico. La función  $P(t)$  representa la potencia empleada en ionización, mientras que la potencia restante  $W(t) - P(t)$  incrementa la temperatura electrónica.

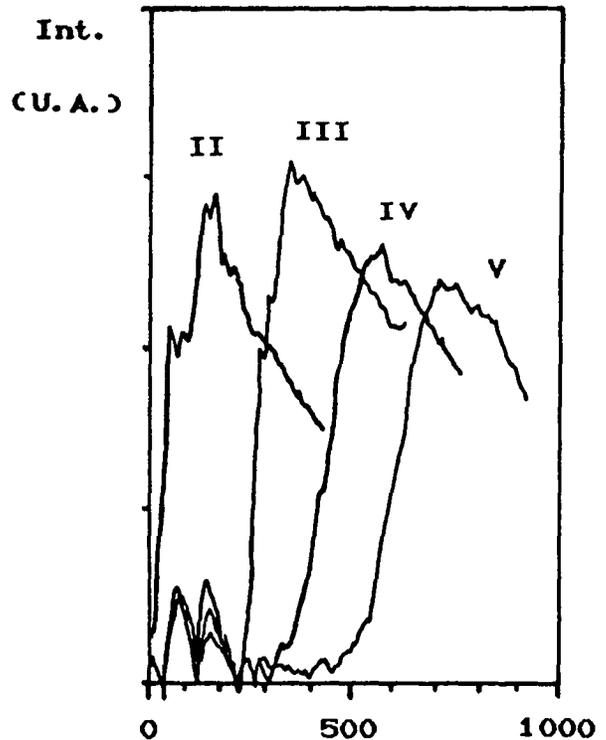


Figura 2: Emisión de líneas espectrales de cuatro iones de Xenón, obtenida en una descarga pulsada, de 900 Amp de corriente de pico y 4 Ohm de resistencia media.

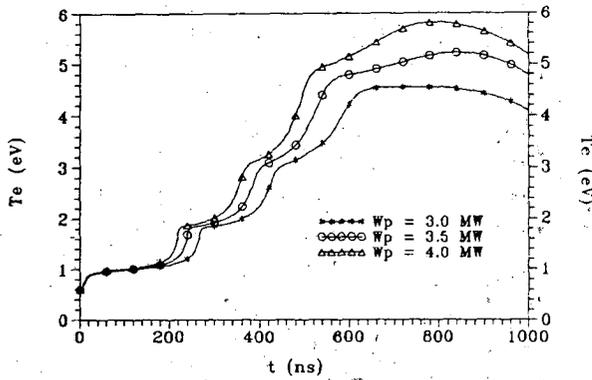


Figura 3: Evolución de la temperatura electrónica durante la ionización para tres valores de potencia de pico.

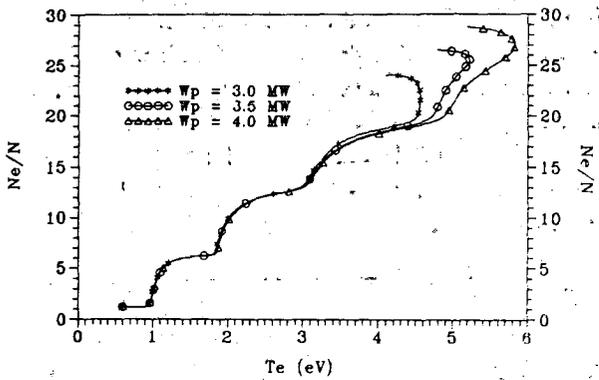


Figura 4: Relación entre la concentración y la temperatura electrónica con los mismos parámetros que la figura 3.

## BIBLIOGRAFIA

1. G. Bertuccelli, H.O. Di Rocco, H.F. Ranea Sandoval, A. Sherar; *Journal of Applied Physics*, Vol 69, pag, 7500 (1991).
2. Zel'dovich Raizer, "*Physic of Shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*", Academic Press, 1966;
3. S. Anders and A. Anders, *J.Phys. D. Appl. Phys.*, **21**, 213, (1988).
4. R.A. Phancuf, "*Experiments on electron-impact of excitation and ionization of ions*", Atomic Processes in electron-ion and ion-ion collisions, Ed. by F. Brouillard (Plenum Publ. Corp., 1986).
5. D. Bertuccelli, G. Bertuccelli, H.O. Di Rocco, *Physica Scripta*, **43**, 469, 1991.