

# Flujos de Partículas a la Salida de una Fuente de Plasma ECR

César Gutiérrez Tapia y Javier  
González Damián

ININ, Departamento de Física



MX0100214

## Resumen

La necesidad de procesar áreas grandes ha resultado en el desarrollo de fuentes de plasma con la importante propiedad de ser uniformes en estas áreas. También la continua disminución en el tamaño de los sustratos a procesar han estimulado el estudio de modelos que permitan predecir el control de la energía y la densidad de los iones y partículas neutras hacia el sustrato. Por otro lado, existen otras aplicaciones de las fuentes de plasma donde es muy necesario entender los efectos generados por los flujos energéticos de iones y neutros. Estos flujos además de otros efectos benéficos pueden mejorar la energía de activación para la formación y mejoramiento de los procesos de difusión en los diferentes materiales. En este trabajo, usando la aproximación cinética de deriva se describe un modelo para calcular los flujos azimutal y radial en la zona de procesamiento de materiales de una fuente de plasma tipo ECR. Los resultados obtenidos se comparan con resultados experimentales.

## 1 Introducción

Recientemente los métodos de procesamiento de materiales utilizando un plasma se han desarrollado intensamente convirtiéndose en métodos cada vez más importantes [1]. La necesidad de procesar áreas grandes ha resultado en el desarrollo de fuentes de plasma con la importante propiedad de ser uniformes en estas áreas. También la continua disminución en el tamaño de los sustratos a procesar han estimulado el estudio de modelos que permitan

predecir el control de la energía y la densidad de los iones y partículas neutras hacia el sustrato. Por otro lado, existen otras aplicaciones de las fuentes de plasma donde es muy necesario entender los efectos generados por los flujos energéticos de iones y neutros. Estos flujos además de otros efectos benéficos pueden mejorar la energía de activación para la formación y mejoramiento de los procesos de difusión en los diferentes materiales. El mejoramiento del bombardeo superficial por los flujos energéticos pueden mejorar procesos como el desgaste, calentamiento de las superficies, y defectos superficiales como las dislocaciones y vacancias [2].

En este trabajo, usando la aproximación cinética de deriva se describe un modelo para calcular los flujos azimutal y radial en la zona de procesamiento de materiales de una fuente de plasma tipo ECR. Los resultados obtenidos se comparan con resultados experimentales.

## 2 Ecuaciones básicas

En un plasma magnetizado, como el generado en una fuente de plasma ECR, el campo magnético aplicado es suficientemente intenso para satisfacer la condición [3]

$$\delta = \rho_L/L \ll 1, \quad (1)$$

donde  $L$  es la longitud característica del plasma y  $\rho_L$  es el radio de Larmor. Utilizando la condición (1), en [3] se describe un método para obtener la ecuación cinética de deriva,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_D + \mathbf{u}_D) \cdot \nabla \bar{f} + \left. \frac{d\mu}{dt} \right|_{cg} \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mu} \\ + \left[ e \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mu \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{e}{c} (\mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_D \right. \\ \left. + \mathbf{u}_D) \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right] \frac{\partial \bar{f}}{\partial U} = C, \end{aligned} \quad (2)$$

donde  $\bar{f}$  es la parte promediada de la función de distribución con respecto al ángulo de giro  $\gamma$ ,  $C$  es el término de colisiones,  $\phi$  es el potencial electrostático,  $\mathbf{A}$  es el potencial vectorial asociado al campo magnético externo,  $\omega_c$

es la frecuencia ciclotrónica,  $\mu$  es el momento magnético definido por  $\mu = mv_{\perp}^2/2B$ ,  $U$  es la energía total de la partícula

$$U = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \frac{mv_{\perp}^2}{2} = e\phi. \quad (3)$$

En este método, los flujos se expresan de la forma [3]

$$n\mathbf{V}_{\parallel} = \int v_{\parallel} \bar{f} d^3v, \quad (4)$$

$$n\mathbf{V}_{\perp} = n\mathbf{V}_D + n\mathbf{U}_D - \nabla \times \left( \frac{\mathbf{B}P_{\perp}}{m\omega_c B} \right), \quad (5)$$

donde se ha utilizado la notación

$$n\mathbf{V}_D = \int v_D \bar{f} d^3v, \quad (6)$$

$$n\mathbf{U}_D = \int \mathbf{u}_D \bar{f} d^3v, \quad (7)$$

$$P_{\perp} = \int \mu B \bar{f} d^3v. \quad (8)$$

Debido a que la longitud del reactor de las fuentes de plasma ECR típicas es mucho mayor que la longitud de Debye ( $L \gg \lambda_D$ ), la contribución del campo eléctrico se puede considerar pequeña. Por otro lado, debido a que en este tipo de fuentes de plasma el campo magnético aplicado es constante y que el tiempo de en que se realizan los procesos de interacción del sustrato con el plasma es grande comparado con el tiempo de recorrido de las partículas cargadas en el reactor, podemos reducir el problema al caso cuasi estacionario,

$$\left[ v_{\parallel} \frac{\mathbf{B}}{B} + \frac{\mu}{m\omega_c} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B} \right] \cdot \nabla \bar{f} = C. \quad (9)$$

### 3 Función de distribución paralela

Como resultado de que el régimen de trabajo en las fuentes de plasma ECR es a presiones bajas, podemos considerar que el término de

colisiones del lado derecho de (8) se puede escribir como la suma de un término de colisiones efectivas y un término fuente, de la forma [4]

$$S(z, \mu, U) = \frac{S_0 h(z) v_{\parallel}}{2kT_i} \exp\left(-\frac{U}{kT_i}\right), \quad (10)$$

donde  $h(z)$  representa la variación espacial de la tasa de ionización a lo largo del eje  $Oz$  y  $T_i$  es la temperatura de los iones. Esta función la podemos normalizar como

$$\int_0^L h(z) dz = L. \quad (11)$$

La cantidad de iones que nacen inmediatamente a la salida de la fuente de plasma tiene la forma

$$S_0 = n_0 n_n \langle \sigma v \rangle \frac{m_i^2}{2\pi kT_i}, \quad (12)$$

donde  $n_0$  es la densidad de electrones a la salida de la fuente,  $n_n$  la densidad de neutros,  $\langle \sigma v \rangle$  es la tasa de ionización y  $m_i$  es la masa de los iones [4]. Finalmente, sustituyendo (10) en (9), e integrando obtenemos

$$\bar{f} = \frac{n_0 n_n \langle \sigma v \rangle \Lambda(z) m_i^2}{4\pi (kT_i)^2} \exp(-U/kT_i), \quad (13)$$

donde la función  $\Lambda(z)$  tiene la forma

$$\Lambda(z) = \int dz' h(z') \exp[-(z-z')/\lambda]. \quad (14)$$

### 4 Cálculo de los flujos de iones

Primeramente calculamos el flujo paralelo, utilizando la función de distribución (13). De (4) obtenemos

$$n\mathbf{V}_{\parallel} = \frac{n_0 n_n \langle \sigma v \rangle \Lambda(z) \mathbf{B}}{2B}. \quad (15)$$

Análogamente, de (5) obtenemos

$$n\mathbf{V}_{\perp} = -\frac{n_0 n_n \langle \sigma v \rangle}{\omega_c B} \sqrt{\frac{\pi kT_i}{8m}} \mathbf{B} \times \nabla \Lambda(z). \quad (16)$$

De las expresiones (15) y (16) podemos ahora obtener la expresión para el flujo total de iones,

$$n\mathbf{V} = n\mathbf{V}_{\parallel} + n\mathbf{V}_{\perp}. \quad (17)$$

En coordenadas cilíndricas, las componentes de este flujo tienen la forma

$$nV_r = \frac{n_0 n_n \langle \sigma v \rangle \Lambda(z)}{2B} B_r, \quad (18)$$

$$nV_\theta = \sqrt{\frac{\pi k T_i}{2m}} \frac{n_0 n_n \langle \sigma v \rangle \Lambda(z)}{2B \omega_c \lambda} B_r, \quad (19)$$

$$nV_z = \frac{n_0 n_n \langle \sigma v \rangle \Lambda(z)}{2B} B_z. \quad (20)$$

## 5 Resultados

Para desarrollar los cálculos de los flujos paralelo y perpendicular hemos obtenido las expresiones para las componentes del campo magnético, a través de integrales elípticas, en una geometría cilíndrica y en el esquema de una fuente de plasma ECR (Fig. 1).

En la Fig. 2 se muestran las gráficas de los flujos azimutal y radial calculados en dependencia de la distancia longitudinal. Podemos observar que el flujo azimutal disminuye cuando nos alejamos del centro de la columna de plasma y al contrario, el flujo radial aumenta. De estas gráficas, es claro que el campo magnético juega un papel importante en el flujo radial lo que nos permite explicar cualitativamente la inhomogeneidad en la formación de las películas delgadas sobre un sustrato.

En la Fig. 3, se muestran las gráficas del flujo azimutal y del flujo radial calculados en dependencia de la distancia con respecto al punto  $r = 0$ . Podemos observar que el flujo azimutal disminuye por el aumento del campo magnético ocasionado por la presencia de corriente en la bobina de extracción ubicada a una distancia  $d = 62.2 \text{ cm}$  mientras que en la dirección radial el flujo radial aumenta. En el caso cuando no existe corriente en la bobina de extracción, la disminución del flujo azimutal es ocasionada por la pérdida de energía asociada al proceso de colisiones en la dirección perpendicular.

En la Fig. 4 se muestra una comparación de los flujos calculados con los flujos azimutales experimentales reportados [5]. De esta gráfica

podemos observar una buena correspondencia del perfil de los flujos calculados y los experimentales. La diferencia existente se puede explicar como resultado de los errores de medición. Esta situación se menciona explícitamente en [5] y el error mencionado consiste en la determinación del centro de la columna de plasma. Sin embargo podemos observar que los cálculos se encuentran en el orden de magnitud de los resultados experimentales. En la Fig. 5 mostramos la comparación de los flujos radiales calculados con los experimentales reportados [5, 6]. En este caso las diferencias entre los valores calculados y experimentales es mayor y esto se puede explicar a que el modelo propuesto en este trabajo no considera los efectos de ionización de neutros en la dirección radial, sin embargo, nuevamente nos encontramos en el orden de magnitud de los resultados experimentales.

## 6 Conclusiones

Se ha construido un modelo analítico para describir el flujo de partículas cargadas en el reactor de una fuente típica de plasma ECR. Este modelo además permite calcular la energía y la densidad promedios, los cuales son muy importantes para determinar la influencia del plasma en procesos como la formación de películas delgadas y la nitruración de aceros. Los resultados nos permiten observar que el modelo predice el efecto del gradiente de campo magnético en la inhomogeneidad en la formación de películas delgadas. Se propone una manera simple para el cálculo de las componentes azimutal y radial del campo magnético. Se obtiene una buena concordancia con los resultados experimentales reportados anteriormente.

## Referencias

- [1] E. Camps, O. Olea, C. Gutiérrez-Tapia, and M. Villagrán, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 3219 (1995).

- [2] O. A. Popov, *High density plasma sources*, Ed. Noyes Publications, New Jersey, 1998.
- [3] F. L. Hinton and R. D. Hazeltine, *Reviews of Modern Physics*, **48**, 239 (1976).
- [4] G. A. Emmert, R. M. Wieland, A. T. Mense and J. N. Davidson, *Phys. Fluids.*, **23**, 803 (1980).
- [5] K. Susuki, S. Okudaira, N. Sakudo, and I. Konemato, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **16**, 1979 (1977).
- [6] T. Nakano, N. Sadegui and R. A. Gottscho, *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 458 (1991).

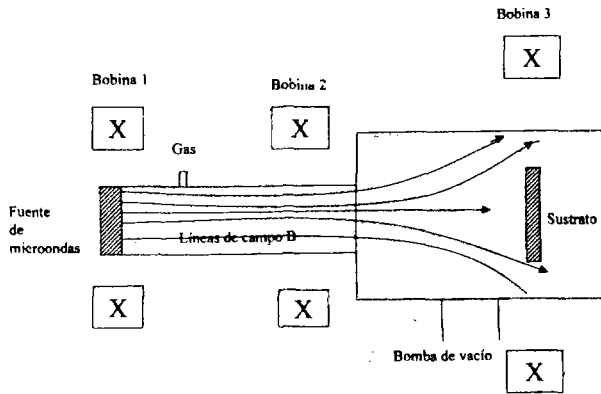


Figura 1 Esquema típico de una fuente de plasma ECR de campo magnético divergente.

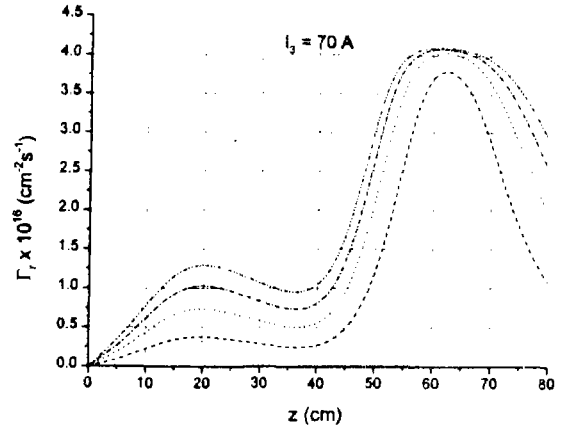
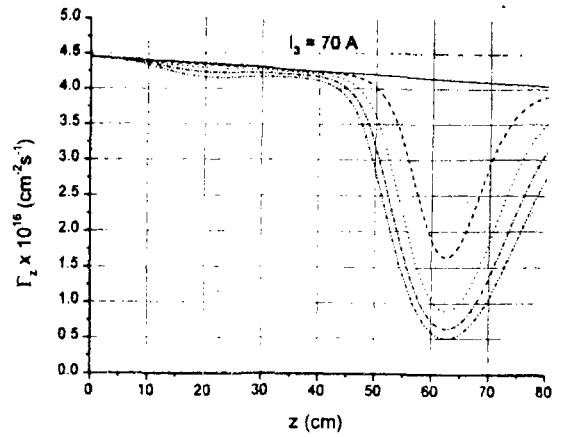


Figura 2 a) Flujo azimutal y b) Flujo radial calculados en dependencia de la distancia axial.

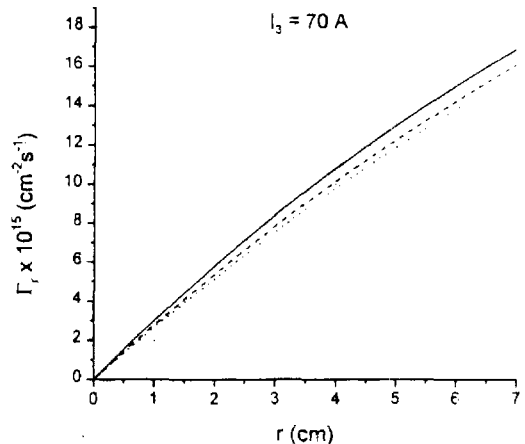
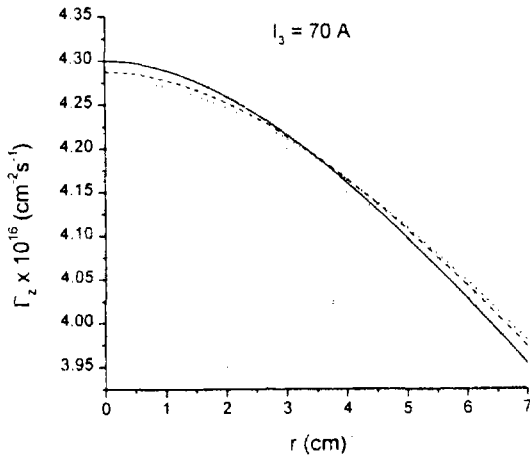


Figura 3. Flujo azimutal y Flujo radial en dependencia de la distancia radial.

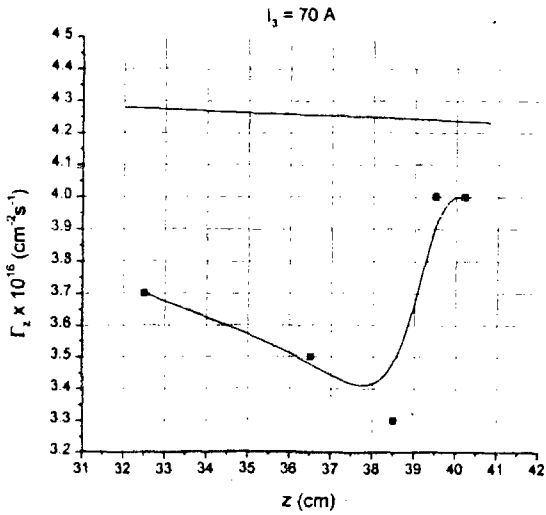


Figura 4 Comparación de los flujos calculados y los flujos experimentales tomados de Susuki et. al.

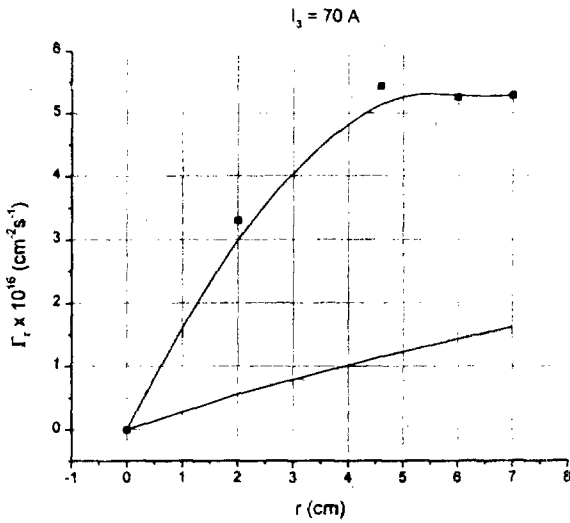


Figura 5 Comparación del flujo calculado y el flujo experimental tomados de Susuki et. al.