Energía promedio de los iones a la salida de una fuente de plasma tipo ECR

César Gutierrez Tapia[1] y Javier González Damián[2]

[1] Departamento de Física, ININ,
[2] Facultad de Ciencias, UAEM.

Resumen

En este trabajo se describe el cálculo de la energía promedio de los iones en la zona de extracción de una fuente de plasma de plasma tipo ECR considerando la presencia de un sustrato metálico. Esta zona se caracteriza por la existencia de un campo magnético divergente. Se muestra que la energía promedio es función tanto de la distancia entre la salida y el sustrato como del valor del campo magnético externo.

1 Introducción

A finales de los setenta Susuki *et al.* [1] demostró que las fuentes de plasma generado en la resonancia electrón ciclotrónica (ECR) podían ser operadas a baja presión de neutros ($10^{-4} - 5 \times 10^{-3}$ Torr) con altas densidades de plasma ($10^{11} - 10^{12}/cm^3$) manteniendo bajo el potencial del plasma, también señalado por J. Asmussen *et. al.* [2]. Bajo estas condiciones, los iones se convierten en una fracción importante de las especies químicamente activas en la descarga y su trayectoria libre media es mayor que el ancho de la longitud de Debye iónica. La fuente de plasma ECR más comunmente utilizada es la de campo magnético divergente [3]. Este tipo de fuentes de plasma fué la utilizada por Susuki [1] en sus primeros experimentos y se convirtio en la fuente de plasma de alta densidad que muchos investigadores utilizan para investigar los procesos de grabado y depósito de películas delgadas.

La magnitud y perfil del campo magnético a lo largo del eje Oz en un sistema de coordenadas cilíndrico se pueden variar al controlar la corriente en las bobinas. Un perfil típico del campo magnético para una fuente de plasma de campo divergente se muestra en [4]. La presencia de un campo magnético axial divergente produce problemas en algunas aplicaciones: la no uniformidad en la densidad que se presenta en la zona de la descarga la cuale se transfiere a lo largo de las líneas de campo magnético hacia el sustrato y además, la divergencia en las líneas de campo magnético cortan la superficie del sustrato en angulos diferentes dependiento de la posición radial por lo que los iones acarreados por los electrones mientras se difunden a lo largo de las líneas de campo magnético golpean el sustrato con diferentes ángulos [5].

Por lo anterior, es importante desarrollar un modelo teórico que nos permita describir el comportamiento de las partículas cargadas a la salida de una fuente de plasma ECR en presencia de una divergencia de las líneas de campo magnético. Primeramente, partiendo de la ecuación de Boltzmann y utilizando un término fuente de iones propuesto por Emmert *et al.* [6], obtenemos la ecuación cinética que permita calcular la función de distribución de los iones en presencia de un gradiente de campo magnético y un sustrato metálico con un cierto potencial. Posteriormente, obtenemos la energía promedio de los iones en función del campo magnético aplicado y de la posición a lo largo del eje Oz.

2 Ecuación cinética

La ecuación de Boltzmann con un término fuente de iones tiene la forma

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{v}\cdot\frac{\partial f}{\partial \vec{r}}-\frac{q}{m}\frac{\partial \phi}{\partial \vec{r}}\cdot\frac{\partial f}{\partial \vec{v}}+\frac{q}{mc}\left(\vec{v}\times\vec{B}\right)\cdot\frac{\partial f}{\partial \vec{v}}=-\nu f+S\left(\vec{r},\vec{v}\right). \tag{1}$$

Consideremos el movimiento a lo largo de las líneas de campo magnético $\left(\widehat{z}=\vec{B}/B\right)$ en condiciones de equilibrio y un término de colisiones con una frecuencia efectiva ν . De aquí obtenemos que la expresión anteriór se reduce como

$$v_{\parallel}\frac{\partial f}{\partial z}-\frac{q}{m}\frac{\partial \phi}{\partial z}\frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}}=-\nu f+S\left(z,\mu.E\right). \tag{2}$$

Introducimos una función de distribución en el sistema de coordenadas (z,μ,E) de la forma

$$g\left(z,\mu,E\right)=\frac{f\left(z,v\right)}{mv_{\parallel}}, \tag{3}$$

donde

$$E=\frac{1}{2}mv_{\parallel}^{2}+\mu B(z)+q\phi(z). \tag{4}$$

Aquí $\mu=mv_{\perp}^{2}/2B$ es el momento magnético. La ecuación (2) se puede expresar mediante la forma

$$\frac{d}{dz}\left[mv_{\parallel}g\left(z,\mu,E\right)\right]=-m\nu g\left(z,E\right)+S_{1}\left(z,E\right), \tag{5}$$

donde

$$S_{1}\left(z,E\right)=\frac{S\left(z,\mu,E\right)}{v_{\parallel}}. \tag{6}$$

La ecuación (5) representa la variación de la función de distribución de los iones, a lo largo de las líneas de campo magnético.

3 Término fuente de iones

Debido a que en la dirección paralela del campo magnético las colisiones son pocas, la variación de la trayectoria libre media de las colisiones se puede considerar que es constante y que es proporcional a la velocidad paralela $\left(\lambda = v_{\|}/\nu\right)$. Con esto, la expresión (5) toma la forma

$$\frac{d}{dz}\left(mv_{\|}g\right) = -\frac{mv_{\|}g}{\lambda} + S_1\left(z, \mu, E\right). \tag{7}$$

Integrando la ecuación anterior, obtenemos

$$g\left(z, \mu, E\right) = \frac{1}{mv_{\|}} \int_0^L S_1\left(z', \mu, E\right) \exp - \left(\frac{z - z'}{\lambda}\right) dz'. \tag{8}$$

Considerando el término fuente propuesto por Emmert [6]

$$S_1\left(z, \mu, E\right) = \frac{S_0 h\left(z\right)}{2kT_i} \exp\left(\frac{q\phi(z) - E}{kT_i}\right), \tag{9}$$

donde S_0 es la cantidad de iones que llegan al sustrato localizado a una distancia L y $h\left(z\right)$ representa la variación espacial de la taza de ionización con respecto al sustrato, la cual esta normalizada de la forma

$$\frac{1}{L}\int_0^L h\left(z'\right) dz' = 1. \tag{10}$$

En nuestro caso consideramos el valor positivo de la velocidad en el término fuente propuesto por Emmert et. al., ya que nos interesa el comportamiento de lo iones en la dirección hacia el sustrato. Debido a la pequeñéz de la masa de los electrones, colisionan en un tiempo característico mucho menor que el tiempo que utilizan los iones para ir de la salida de la fuente hasta el sustrato,con lo cual la densidad electrónica se puede aproximar por medio de una distribución de Boltzmann

$$n_e\left(z\right) = n_o \exp\left(\frac{e\phi(z)}{kT_e}\right), \tag{11}$$

donde n_o es la densidad electrónica a la salida de la fuente de plasma $(z = 0)$ y T_e es la temperatura electrónica que se considera homogenea.

Para determinar la cantidad S_0, utilizamos la condición de que en el sustrato las corrientes de iones y electrones debe ser iguales, con lo cual obtenemos

$$S_o = \frac{n_o}{ZL}\left(\frac{kT_e}{2\pi m}\right)^{1/2} \exp\left(e\phi_w/kT_e\right), \tag{12}$$

donde $\phi_w = \phi(L)$ es el potencial del sustrato y $Z = q/e$.Sustituyendo la ecuación (12) en (9) obtenemos el término fuente de iones considerado en el presente trabajo

$$S_1(z,\mu,E) = \frac{h(z)}{T_i}\frac{n_o}{ZL}\left(\frac{T_e}{8k\pi m}\right)^{1/2}\exp\left(\frac{q\phi(z)-E}{kT_i}+\frac{e\phi_w}{kT_e}\right). \tag{13}$$

4 Energía promedio de los iones.

La energía promedio se define como

$$\langle E\rangle = \int_{\infty}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty}\int_{\infty}^{\infty} Ef(z,\vec{v})\,d\vec{v}. \tag{14}$$

En un sistema de coordenadas cilíndrico en el espacio de velocidades, donde

$$\begin{aligned} v_x &= v_\parallel, \\ v_y &= v_\perp\cos\theta, \\ v_z &= v_\perp\sin\theta, \end{aligned} \tag{15}$$

la expresión (14) se expresa como

$$\langle E\rangle = 2\pi\int_0^\infty\int_0^\infty\int_0^{2\pi} Efv_\perp dv_\parallel dv_\perp d\theta. \tag{16}$$

Integrando respecto del ángulo y considerando que $dv_\perp^2 = 2v_\perp dv_\perp$ obtenemos

$$\langle E\rangle = \pi\int_0^\infty\int_0^\infty Efdv_\parallel dv_\perp^2. \tag{17}$$

Esta última expresión en el sistema de coordenadas μ, E se expresa como

$$\langle E\rangle = \frac{2\pi B(z)}{m_i}\int_0^\infty\int_0^{E/B_0}\frac{E}{v_\parallel}fd\mu dE, \tag{18}$$

donde $B_0 = B(z=0)$.

Utilizando la expresión para la función de distribución $g(z,\mu,E)$ obtenemos

$$\langle E\rangle = 2\pi B(z)\int_0^\infty\int_0^{E/B_0} d\mu dE\frac{E}{m_i v_\parallel}\int_0^L dz' S_1(z',\mu,E)\exp-\left(\frac{z-z'}{\lambda}\right), \tag{19}$$

Sustituyendo S_1 de (13) obtenemos

$$\begin{aligned}\langle E\rangle &= \frac{\pi B(z)}{2kT_i}S_o\int_0^L dz'\exp\left[-\left(\frac{z-z'}{\lambda}\right)\right]h(z')\times \\ &\quad\times\int_0^\infty\int_0^{E/B_0} d\mu dE\frac{E\exp\left[-\left(\frac{E-q\phi}{kT_i}\right)\right]}{\sqrt{(E-\mu B(z)-q\phi(z))\,(E-\mu B(z')-q\phi(z'))}}.\end{aligned}$$

Considerando que en la zona de extracción del plasma la variación del potencial debido al sustrato es pequeña, podemos realizar la aproximación $E - \mu B - q\phi \sim E - \mu B$. Con esto podemos realizar la integral sobre el momento magnético y la energía, para obtener la expresión final de la energía promedio.

$$
\begin{aligned}
\langle E \rangle \; &= \; \frac{\pi S_o k T_i \sqrt{B}}{2} \int_0^L h(z') \ln \left[\frac{\sqrt{B B' B_0 (B_0 - B)(B_0 - B')} + 2BB' - B_0 (B + B')}{\sqrt{BB'} - (B + B')} \right] \times \\
&\quad \times \exp - \left[\left(\frac{z - z'}{\lambda} \right) - \frac{q\phi(z')}{kT_i} \right] dz', \qquad (20)
\end{aligned}
$$

donde $B' = B(z')$. De esta expresión para la energía promedio podemos observar que esta cantidad depende tanto de la posición a lo largo del eje Oz como del gradiente del campo magnético externo. Para evaluar numéricamente la energía promedio debemos conocer la funcionalidad del campo magnético con respecto a la coordenada z lo cual se puede realizar por medio de un ajuste de los datos experimentales.

5 Conclusiones.

De los resultados obtenidos podemos concluir que la energía promedio de los iones en la zona de extracción de una fuente de plasma tipo ECR, depende de la posición y del gradiente de campo magnético. Además surge la necesidad de realizar una evaluación de la energía promedio considerando ciertos perfiles del campo magnético y su correspondiente comparación con resultados experimentales.

Referencias

[1] K. Suzuki, S. Okudaira, N. Sakudo y I. Kenomato, *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. **16**, no. 11, pp. 1979-1984, Noviembre. 1977.

[2] J. Asmussen Jr., T. A. Grotjohn, PengUn Mak y M. A. Perrin, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **25**, no. 6, pp. 1196 - 1221, Diciembre. 1997

[3] M. A. Liberman y A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and material processing*, John Wiley & Sons, New York, 1994.

[4] E. Camps, O. Olea, C. Gutiérrez-Tapia and M. Villagr'an, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 3219 (1995).

[5] K. U. Riemann, *Phys. Plasmas*, vol. **1**, no. 3, pp. 552-558, Marzo. 1994.

[6] G. A. Emmert, R. M. Wieland, A. T. Mense y J. N. Davidson, *Phys. Fluids*, vol. **23**, no. 4, pp. 803 - 811, Abril 1980.