

Programa de cómputo para el diagnóstico de plasmas con sondas eléctricas

ENRIQUE CAMPS, RICARDO ONDARZA Y GERARDO ANGUIANO

*Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares
Apartado postal 18-1027, 11801 México, D.F., México*

Recibido el 27 de enero de 1992; aceptado el 8 de junio de 1992

RESUMEN. Para el diagnóstico de plasmas mediante sondas eléctricas, unitarias o dobles, se propone un programa de cómputo, mediante el cual el proceso de interpretación de la característica I-V se simplifica significativamente. Los cálculos se realizan con base en la teoría iónica, lo que permite aplicar el programa a un mayor número de casos experimentales, incluyendo el de un plasma magnetizado débilmente. El programa funciona a través de un sistema de menús, facilitando así el acceso al mismo.

ABSTRACT. A computer program for the unitary and double probe plasma diagnostic is proposed, remarkably simplifying the characteristic I-V interpretation process. The calculations are performed using the ionic theory, which permits to apply the program to a vast number of experimental cases, including those with weakly magnetized plasmas. This program implements a user interface that enables its easy access.

PACS: 52.70.Ds

1. INTRODUCCIÓN

El diagnóstico básico por sondas eléctricas ha sido y continúa siendo uno de los métodos más utilizados para la determinación de los parámetros del plasma. Aunque su principal campo de aplicación se encuentra en dispositivos en los que se realizan descargas de resplandor o de radiofrecuencia de tipo capacitivo o inductivo, las sondas son usadas ampliamente en dispositivos destinados a la producción de plasma denso y caliente, como son los *tokamaks* o algunas máquinas espejo con el fin de caracterizar el plasma de la periferia. Las razones, por las que este tipo de diagnóstico es usado preferencialmente en descargas generadoras de plasma frío, se debe a la sencillez y al bajo costo de implementación del método, así como a sus posibilidades para realizar mediciones locales. Sin embargo, la sencillez de aplicación del método contrasta con su interpretación teórica bastante complicada, la cual debe ser realizada en función del tipo de plasma que se estudia [1].

El objetivo de este trabajo es extraer de la literatura existente que se ha escrito sobre sondas eléctricas, aquellos conceptos que puedan ser aplicados en la mayoría de los casos y concentrarlos en un programa de cómputo que permita realizar la interpretación de la característica tensión-corriente (CTC) en forma cómoda y rápida.

Para poder calcular los parámetros del plasma (T_e , n , V_p , temperatura electrónica, concentración y potencial del plasma) es necesario tener un modelo teórico de la característica

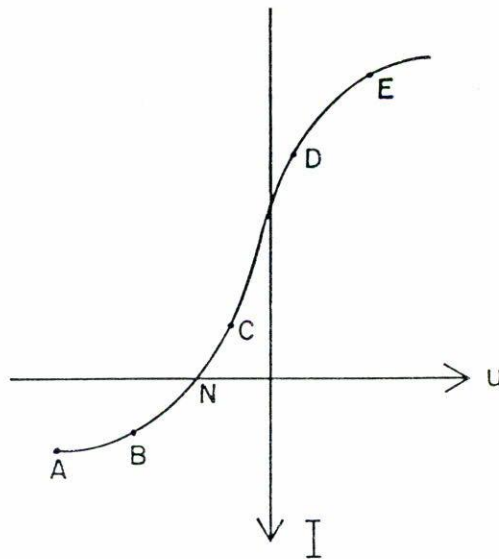


FIGURA 1.

tensión-corriente (CTC) y compararlo con la característica obtenida experimentalmente. En muchos casos el modelo teórico se aplica a la parte electrónica de la característica (sección CE de la Fig. 1), esto se debe a la sencillez de la teoría en esta parte. Sin embargo, hay una serie de casos experimentales en los que no es posible obtener la saturación electrónica en la característica; por ejemplo, cuando se trabaja con descargas de grandes densidades de corriente, descargas en campos magnéticos o descargas inducidas sin electrodos. En estos casos es necesario utilizar la parte iónica de la característica (parte AC Fig. 1), lo que permite realizar mediciones con corrientes más pequeñas, además esta parte es posible obtenerla prácticamente en cualquier experimento. Por otro lado, el campo magnético influye menos sobre esta parte, ya que la corriente está determinada por los iones y los electrones rápidos. La parte iónica de la CTC puede ser utilizada también en los casos cuando sí se obtiene la parte de saturación electrónica, por lo que, para nuestros propósitos, resulta una teoría más general.

La teoría de la parte iónica de la característica fue propuesta por primera vez por Langmuir y Mott-Smith [2]. Esta teoría sufrió con el tiempo una serie de modificaciones, en particular hechas por Bohm y en su forma actual se utilizará en este trabajo para el cálculo de los parámetros del plasma, tomando en cuenta que el plasma deberá ser isótropo, o al menos estar seguros de que los iones no están magnetizados; en otras palabras, el radio de Larmor de los iones debe ser mayor que las dimensiones características del dispositivo contenedor del plasma. Si esto se cumple, entonces decimos que se tiene un plasma magnetizado débilmente.

Debido a que las propiedades del plasma pueden ser alteradas por la presencia de la sonda, es necesario garantizar que las longitudes de recorrido libre de los iones y de los electrones sean lo suficientemente grandes para que las colisiones no afecten el movimiento de las partículas en la parte perturbada, esto limita la aplicación de la teoría a presiones de trabajo menores que 10^{-1} torr. El plasma, además, se considera compuesto de electrones

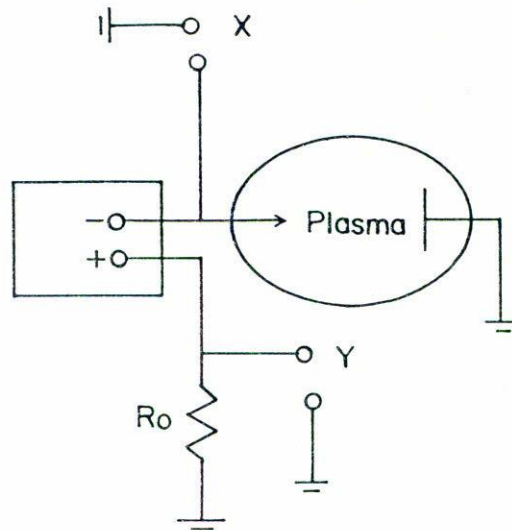


FIGURA 2.

y iones de un sólo tipo. Finalmente, sólo resta mencionar que la teoría utilizada en este trabajo es válida únicamente para el caso de sondas de tipo cilíndrico.

2. SONDA UNITARIA

El esquema eléctrico para la obtención de la característica se muestra en la Fig. 2, donde X y Y representan las correspondientes entradas del graficador. La carga R_0 se escoge en función de las mediciones que se deseen hacer. Para realizar mediciones de corriente debe cumplirse que $R_0 \ll R$, donde R es la impedancia del plasma. La impedancia del plasma puede ser calculada [3] tomando en cuenta que en el punto flotante la corriente total tendrá una variación del orden de I_i (corriente de saturación iónica). Si el voltaje tiene una variación del orden kT_e/e , entonces la impedancia efectiva se puede calcular de la siguiente relación:

$$R = \frac{T_e}{I_i},$$

donde

$$I_i = enSv_i = en\sqrt{\frac{kT_e}{M}}S,$$

T_e es la temperatura electrónica del plasma en eV, M es la masa del ión, e el valor de la carga elemental, S el área de la sonda y n la concentración del plasma.

2.1. Interpretación de la característica

Considerando que la función de distribución electrónica no varía a lo largo de la trayectoria de las partículas, en el espacio de velocidades y de posiciones, se tiene que ésta depende solamente de la energía. Por otra parte, la función de distribución en la superficie de la sonda no depende de la variación del potencial entre la sonda y el plasma no perturbado, sino tan sólo del potencial de la sonda. Bajo estas consideraciones, la parte electrónica del plasma no perturbado presenta una distribución maxwelliana,

$$f_0(\varepsilon) = \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right),$$

que introducida en la expresión para la densidad de corriente

$$j_e = \frac{2\pi en}{m^2} \int_{eV}^{\infty} (\varepsilon - eV) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

se obtiene

$$j_e = \frac{nev_e}{4} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right), \quad (2)$$

donde

$$v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}},$$

siendo ε y m la energía y la masa del electrón.

2.2. Temperatura electrónica

Como se mencionó anteriormente, la parte AC (Fig. 1) de la CTC de la sonda, generalmente es fácil de obtener en cualquier experimento. Para obtener información acerca de la temperatura electrónica a partir de esta zona, es necesario eliminar la influencia de la corriente iónica sobre la corriente total de la sonda. Para esto se diferencia (gráficamente) la corriente total respecto del potencial y se supone que la variación de la corriente total respecto del potencial de la sonda está determinada por la variación de la corriente electrónica (u -potencial de la sonda)

$$\frac{di}{du} \simeq -\frac{di_e}{du}.$$

Esta suposición se hace con base en que la corriente iónica es mucho más lenta que la electrónica. Una vez hecho esto, se construye una gráfica de $\ln(di_e/du)$ vs. u que para el caso de una distribución maxwelliana será una recta de cuya pendiente se obtendrá la temperatura electrónica ($T_e = \cot \theta = 1/m$, donde m es la pendiente $[T_e] - eV$; esto puede ser obtenido derivando (2) respecto de u). El método descrito para calcular T_e tendrá que

ser usado siempre y cuando no pueda obtenerse la corriente electrónica de saturación en la CTC.

2.3. Potencial del plasma

Para la determinación de la concentración es necesario determinar previamente no sólo la temperatura, sino el potencial del plasma también. Este potencial puede determinarse a partir del potencial flotante (que se obtiene de la CTC directamente, punto N Fig. 1) mediante los siguientes razonamientos. En el punto flotante la condición de balance de corriente implica que $j_i = j_e$, y de (2) se tiene

$$nv_i = \frac{nv_e}{4} \exp\left(-e\frac{(V_c - V_f)}{kT_e}\right), \quad (3)$$

donde V_c es el potencial en la frontera de la capa de carga espacial, que rodea a la sonda, V_f es el potencial flotante, v_i es la velocidad de Bohm definida como $\frac{1}{2}\sqrt{kT_e/M}$. Como el potencial en la parte intermedia entre la capa y la parte no perturbada del plasma es aproximadamente $kT_e/2e$, el potencial del plasma (V_p) será entonces $V_p = V_c + kT_e/2e$. Utilizando esta relación y (3) se obtiene

$$V_p = V_f + \frac{kT_e}{2e} + \frac{kT_e}{e} \ln\left(\sqrt{\frac{2M}{\pi m}}\right), \quad (4)$$

que proporciona una relación para V_p a través de V_f , que facilita las mediciones, ya que no es necesario medir grandes corrientes electrónicas para determinar V_p .

2.4. Concentración del plasma

Para el caso de una sonda con potencial negativo, el papel de la superficie recolectora de iones lo juega no la sonda misma, sino una superficie de radio mayor (radio limitante), a la que una vez que entra el ión, este cae directamente a la sonda. A la superficie de carga espacial los iones caen casi radialmente. El potencial en la superficie de esta capa (V_c) es del orden de kT_e , de modo que esta capa comienza donde la concentración electrónica empieza a disminuir en forma significativa.

Para obtener una expresión general de la corriente iónica se determina la dependencia del radio limitante de la sonda en función de la velocidad inicial del ión que cae a la sonda, que está condicionada a su vez al tipo de dependencia que tenga el potencial en los alrededores de la sonda. Para determinar la concentración del plasma se considera que los iones, lejos de la sonda tienen la misma energía de movimiento (en el caso cilíndrico, perpendicular al eje de la sonda). Para lo cual se sustituye la distribución real de los iones en el plasma por una en la que todos tienen la misma energía ε_0 ,

$$F_0(v_0) = \frac{M}{2\pi} \delta\left(\frac{Mv_0^2}{2} - \varepsilon_0\right).$$

El análisis de la distribución del potencial en la región cuasineutral muestra que el potencial del cilindro limitante es del orden de la energía de los electrones. De la condición de cuasineutralidad dentro del radio limitante es posible obtener en forma aproximada la frontera de la capa de carga espacial x_c . Para distancias menores que x_c no se cumple la condición de cuasineutralidad, y para el caso cilíndrico esta capa se encuentra localizada cerca del radio limitante. En la región entre la capa de carga superficial y la superficie de la sonda, el potencial crece rápidamente y la concentración de los electrones decae más rápido que la de los iones. La densidad de carga tiene un máximo a una cierta distancia r_p del centro de la sonda, a esta región se le denomina región de reflexión y constituye el radio efectivo de la sonda. Para determinar esta cantidad se utiliza la ecuación de Langmuir para un condensador cilíndrico. Finalmente, la expresión para la corriente iónica tiene la forma [4]

$$i_p = 2\pi e r_p n \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \alpha(\theta) l_s, \quad (5)$$

donde r_p es el radio de la capa iónica, l_s es la longitud de la parte activa de la sonda y θ es una variable relacionada con la energía de los iones. Si se considera que $T_e \gg T_i$, entonces $\theta \ll 1$ y $\alpha \sim 0.37$.

Para determinar r_p se aplica la ley de los "3/2" de Langmuir

$$i_p = \frac{2\sqrt{2}}{9} l_s \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{(V_s)^{3/2}}{a\beta^2(\frac{r_p}{a})},$$

donde V_s es el potencial de la sonda respecto de la capa de carga espacial y a es el radio de la sonda. Debido a que el potencial de la sonda respecto del electrodo de referencia es $V = V_p + V_s$ [5] se tiene entonces

$$i_p = \frac{2\sqrt{2}}{9} l_s \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{|V - V_p|^{3/2}}{a\beta^2(\frac{r_p}{a})}, \quad (6)$$

donde

$$\beta^2 = (k_1\gamma - k_2\gamma^2 + k_3\gamma^3 - \dots)^2 \quad (7)$$

y

$$\gamma = \ln \frac{r_p}{a},$$

donde V es el voltaje en el cual se mide el valor de la corriente de saturación i_p , y los k_i 's son coeficientes constantes.

Una vez calculada la temperatura, de la Ec. (4) se calcula el potencial del plasma. Para calcular la concentración del plasma, es necesario previamente determinar el radio de la capa iónica. Esto último se obtiene a partir de la Ec. (6), donde se determina el valor de

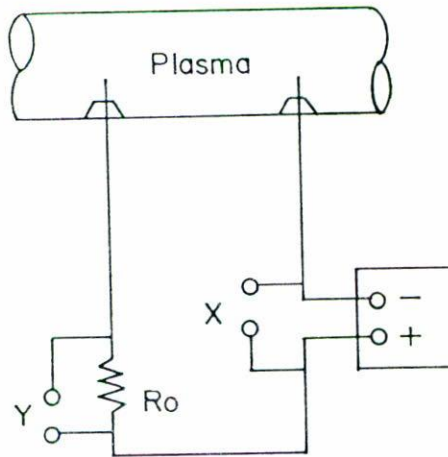


FIGURA 3.

β^2 , una vez hallado este valor se encuentra su correspondiente argumento [esto es, el valor de $\ln(r_p/a)$] para lo cual se resuelve la ecuación

$$\beta^2 - (k_1\gamma - k_2\gamma^2 + k_3\gamma^3 - \dots)^2 = 0,$$

lo que se realiza en el programa con el método de la secante, haciendo uso de 14 coeficientes k_i tomados de la Ref. [6]. Finalmente, se calcula la densidad del plasma mediante la Ec. (5).

3. Sonda DOBLE

En los casos cuando en el plasma no se tiene un electrodo de referencia, o sea, con un potencial fijo, no es posible utilizar el método de la sonda unitaria para determinar sus parámetros. En estos casos se introducen al plasma dos electrodos iguales y se mide la corriente en el circuito de la sonda en función de la diferencia de potencial entre los electrodos. En la Fig. 3 se muestra una posible forma de conexión de la sonda y en la Fig. 4 una característica típica [7].

Un caso típico donde es necesario utilizar el método de la sonda doble son las descargas de radiofrecuencia inducidas. En la Fig. 4 se muestra el caso de una sonda simétrica, cuando el plasma puede ser considerado homogéneo en la región entre las sondas.

3.1. Temperatura electrónica

Aunque el método de la sonda doble permite reducir al mínimo las perturbaciones que existan en el plasma, tiene por otro lado el defecto de no poder determinar la temperatura del grupo principal de los electrones, debido a que en la sonda se agrupan únicamente los electrones más rápidos, que son los de la cola de la distribución energética.

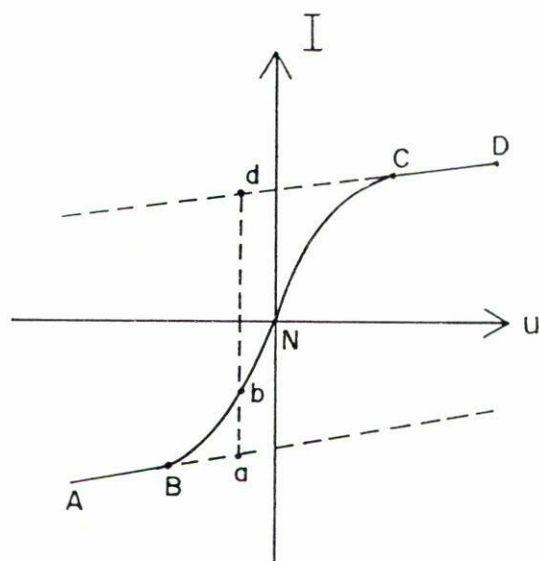


FIGURA 4.

Para poder determinar la temperatura se debe tener un modelo teórico de la parte BC (Fig. 4) de la característica. Como las corrientes que fluyen por las sondas son iguales, entonces

$$I = i'_p - i'_e = i''_e - i''_p, \tag{8}$$

donde se considera que los electrones en la parte no perturbada del plasma tienen una distribución maxwelliana,

$$i'_e = i'_0 e^{-eV'/kT_e}, \quad i''_e = i''_0 e^{-eV''/kT_e},$$

donde V' y V'' son los potenciales del plasma respecto de la primera y segunda sondas, i'_p e i''_p son las corrientes iónicas respectivamente, I es la corriente total.

Para el potencial de la sonda se tiene

$$u = V' - V'', \tag{9}$$

utilizando las Ecs. (8) y (9) y tomando en cuenta que $i'_0 = i''_0$ (sondas con áreas iguales) se obtiene

$$\ln \left(\frac{i'_p + i''_p}{i'_e} - 1 \right) = \frac{e}{kT_e} u. \tag{10}$$

La Ec. (10) permite determinar la temperatura del plasma, para lo cual puede utilizarse un método aproximado de extrapolación lineal de las corrientes de saturación (líneas punteadas en Fig. 4). La Ec. (10) en términos de la notación de la Fig. 4 toma la forma

$$\ln \left(\frac{\bar{b}d}{\bar{a}b} \right) = \frac{e}{kT_e} u. \tag{11}$$

El gráfico de $\ln(\bar{b}d/\bar{a}b)$ vs. u es una recta de cuya pendiente se obtiene la temperatura electrónica.

3.2. Potencial del plasma

Debido a que de la característica de la sonda doble no se puede determinar el valor del potencial flotante, no es posible utilizar el método descrito en la Sec. 2.3. Para obtener una expresión aproximada del potencial del plasma, se toma en cuenta que en el punto N (Fig. 4) $i_e = i_p$ y de las Ecs. (2) y (5) se obtiene

$$\frac{eV_p}{kT_e} = \ln \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{a}{r_p} \frac{1}{\alpha(\theta)} \right]. \quad (12)$$

3.3. Concentración del plasma

Cuando ya se han determinado T_e y V_p es posible calcular la concentración del plasma utilizando el método descrito en la Sec. 2.4. Esto es debido a que cuando la diferencia de potencial (u) entre las sondas es grande, la corriente que fluye por la sonda más negativa es prácticamente iónica y coincide con la parte iónica de la sonda unitaria.

Los métodos descritos anteriormente para la interpretación de la característica tensión-corriente fueron utilizados para determinar los parámetros del plasma generado por un dispositivo tipo ECR [8], en donde se compararon con algunas mediciones hechas por diagnóstico de microondas. La comparación mostró una buena correlación de los métodos.

4. INTERFASE DE USUARIO

En la actualidad se reconoce la importancia que tiene el desarrollo de una interfase de usuario amigable y bien diseñada, de modo que el sistema de menús lleve de una manera directa a través de la secuencia correcta de las opciones que se presentan.

Es por esto que se pensó en desarrollar un sistema de menús para presentar los programas `sond.exe` y `sondob.exe` para realizar la interpretación de la característica de una sonda. Los menús fueron desarrollados en lenguaje C ya que presenta buenas características para el desarrollo de los mismos.

Para implementar el sistema se pensó en realizar una serie de módulos para ejecutar todas las tareas necesarias, ya que de este modo el sistema se puede ampliar fácilmente incorporando nuevos módulos ejecutables u otros más eficientes. Esto nos permite una mejor administración de la memoria y un buen grado de mantenibilidad del sistema. Para la implementación de los menús se usaron rutinas con acceso directo a la memoria de video con el fin de obtener un despliegue instantáneo en pantalla, por este motivo el sistema es compatible con máquinas tipo IBM compatibles y sistema operativo Dos.

Las rutinas de C detectan en forma automática la tarjeta instalada en la computadora empleando la máxima resolución posible donde es necesario. En algunas secciones del

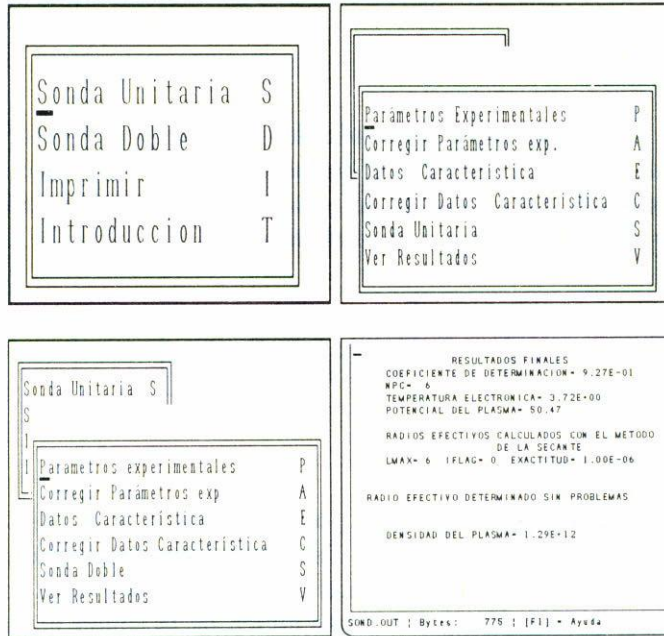


FIGURA 5. Las ventanas muestran las opciones del programa. La cuarta pantalla muestra un ejemplo de una corrida realizada con la opción sonda unitaria.

programa se emplearon simultáneamente rutinas de acceso directo a la memoria de video, acceso a los registros y funciones propias de C, encontrándose un buen acoplamiento en la ejecución de las mismas. Esta combinación de rutinas ahorra trabajo en el momento de la codificación.

La Fig. 5 muestra las opciones del menú principal (en la opción “Introducción” se describen algunos casos experimentales, para los cuales son aplicables los métodos de diagnóstico descritos aquí), para la sonda unitaria, para la sonda doble y la salida de una corrida del programa sonda unitaria, para el caso de un experimento realizado en el dispositivo descrito en [8]. La selección de las opciones se puede realizar de dos maneras; oprimiendo la tecla de la letra que se encuentra a la derecha de la opción o colocando el cursor sobre la opción deseada con las teclas de flecha y oprimiendo la tecla “Enter”.

5. CONCLUSIONES

El plasma frío anisótropo tiene en la actualidad una gran variedad de aplicaciones, por lo que su uso se hace cada vez más común. Por lo mismo, es indispensable tener a la mano un sistema de diagnóstico sencillo y confiable, como son las sondas eléctricas. El programa propuesto en este trabajo viene a complementar el método, ya que éste permite con menor posibilidad de error y tiempo realizar la interpretación de las mediciones realizadas.

Las limitaciones propias de la teoría usada aquí, no le quitan generalidad al método, ya que en muchos de los dispositivos generadores de plasma frío, se tiene el tipo de plasma que puede ser diagnosticado con el método propuesto.

REFERENCIAS

1. B.E. Cherrington, *Plasma Chem. and Plasma Processing* **2**, No. 2 (1982).
2. J. Langmuir and H. Mott-Smith, *Phys. Rev.* **28** (1926) 727.
3. F.F. Chen, *Research Report*, Nagoya University IPPJ-750 (Nov. 1985).
4. Yu M. Kagan and V.I. Perel, *Sov. Phys. Uspekhi*, (May-June, 1964) 767.
5. W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publishing Co. Amsterdam (1968).
6. J. Langmuir and K.P. Blodget, *Phys. Rev.* **22** (1923) 347.
7. F.F. Chen, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press (1965).
8. A.A. Balmashnov, K.S. Golovanivsky and E. Camps, *International Conference on Plasma Physics*, T.2. Kiev, USSR April 6-12 (1987).