

# CARACTERIZACIÓN ELÉCTRICA DE UN SISTEMA DE DEPOSICIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS POR PLASMA

LUIS ALPIDIO GARCÍA GARCÍA

Trabajo presentado como requisito para optar al título  
de Magister en Física con Énfasis en Física del Plasma

Director

ALVARO PULZARA MORA

MSc

Codirector

ALFONSO DEVIA CUBILLOS

Ph.D



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA  
FACULTAD DE CIENCIAS Y ADMINISTRACIÓN  
MANIZALES  
2001

# Maestría en Física

- 
- 
- 
- .. [Resumen](#)
  - .. [Introducción](#)
  - .. [Introducción a la Física del Plasma](#)
  - .. [Longitud y Apantallamiento de Debye](#)
  - .. [Descargas de Arco en vacío](#)
  - .. [Características importantes del arco en vacío](#)
  - .. [Aplicaciones y consideraciones que se deben tener en descargas de Arco](#)
  - .. [Teoría de sondas electrostáticas](#)
  - .. [Fundamento teórico para las sondas electrostáticas de Langmuir](#)
  - .. [Conclusiones](#)
  - .. [Bibliografía Sección 1](#)
  - .. [Bibliografía Sección 2](#)
  - .. [Bibliografía Sección 3](#)

## *RESUMEN*

El desarrollo de este trabajo, consiste básicamente en la caracterización eléctrica de un sistema de deposición de películas delgadas por plasma; este sistema consta de una cámara cilíndrica en acero inoxidable la cual contiene en su interior dos electrodos (ánodo-cátodo). Al generar un arco pulsado entre ellos, se presenta un vigoroso vapor metálico utilizado para producir una capa muy delgada (recubrimiento) sobre un sustrato.

En este trabajo se calcularon parámetros básicos como temperatura electrónica ( $T_e$ ), densidad electrónica ( $n_e$ ), potencial del plasma en la región interelectrónica, utilizando la técnica de sonda eléctrica doble. Análisis de las muestras y del material catódico utilizando microscopía de fuerza atómica y un microscopio electrónico permitió determinar los tipos de spots, modos de transición del arco e identificar macropartículas que son emitidas en estado líquido por el material catódico y que generan variaciones en los parámetros del plasma.

## INTRODUCCIÓN

En la actualidad los plasmas se utilizan en diferentes campos, como ciencia de materiales, microelectrónica, ingeniería, medicina entre otros y ha sido una clave importante en el desarrollo de nuevas tecnologías en los últimos años. Diferentes geometrías y principios de excitación de plasmas requieren técnicas de diagnóstico capaces de dar información de campos locales con resoluciones espaciales ( $\gg$  nm) y temporales ( $\gg$  mseg), a partir del cual es posible calcular parámetros básicos del plasma como: función de distribución de velocidades, potencial del plasma, función de distribución de la energía del plasma, densidad electrónica y temperatura electrónica entre otros.

Las condiciones bajo las cuales un plasma frío se genera por descargas eléctricas, está caracterizado por su densidad, temperatura, especies de partículas y potencial flotante del plasma. Estos parámetros son fuertemente dependientes del tipo de descarga, tipo de gas, presión y potencia proporcionada al gas. Sin embargo aunque los parámetros del plasma permanezcan en promedio constantes, las condiciones del plasma cambian en el espacio y en el tiempo. Por lo anterior se hace necesario utilizar técnicas experimentales de diagnóstico de plasma. Las técnicas de diagnóstico de plasma son importantes no solamente en investigación, sino también en proceso de deposición de películas delgadas donde se requiere reproducibilidad y confiabilidad.

Existen muchos tipos de descargas, todas ellas caracterizadas por la presencia de cargas libres, que pueden multiplicarse debido a la acción de campos eléctricos, lo suficientemente fuertes que dan origen a corrientes eléctricas intensas. El fenómeno de multiplicación electrónica es atribuido a un incremento en la energía de los electrones primarios; debido a la acción del campo son acelerados hasta que adquieren suficiente energía para ionizar las moléculas del gas; esto da lugar a la existencia de átomos y moléculas neutras, iones atómicos, moleculares y electrones, esto se debe a los diferentes tipos de colisiones entre ellos. Las interacciones de partículas cargadas con las superficies sólidas son extremadamente diversas, sin embargo, existen algunos factores que son determinantes en estos procesos, como por ejemplo, el bombardeo con partículas sobre la superficie del blanco (target), trae consigo un cambio en la composición del plasma, debido a que el material es expulsado en forma de átomos o iones, proceso conocido como pulverización catódica. Este cambio depende del material del blanco, del estado de pureza de la superficie y de hecho de la energía de las partículas incidentes. Para identificar este tipo de procesos, presentes en una descarga eléctrica controlada, es necesario utilizar técnicas de caracterización que nos proporcionen información acerca del estado del plasma.

Muchas de las aplicaciones que se realizan hoy en día con plasma son: aeronáutica y espacio, transporte, industrias químicas y petroquímicas, industria militar y de defensa, industria naval, industria de generación eléctrica, industria del papel, industria biomédica, industria electrónica (plasmas fríos), industrias energéticas (plasmas termonucleares de fusión de alta temperatura), industrias metalúrgicas y medio ambientales. Las técnicas de deposición asistidas por plasma tienen muchas aplicaciones entre ellas están: Recubrimientos duros ( $\sim \mu\text{m}$ ) que se emplean para recubrir herramientas de corte, moldes, troqueles, industria del papel, películas delgadas ( $\sim \text{nm}$ ) para fabricación de chips en microelectrónica, tarjetas inteligentes etc, tratamiento de suelos contaminados, síntesis de polvos cerámicos, soldadura por plasma, tratamiento de residuos tóxicos, deposición de silicio amorfo para células solares, rodamientos, herramientas, moldes, herramientas médicas, ruedas dentadas, piñones, cilindros, boquillas, alabes de turbinas, componentes marinos, moldes para plástico, prótesis ortopédicas, baterías, capas antidesgaste (TiN, TiC), protección de lentes ( $\text{ZrO}_2$ ), capas lubricantes, fibras ópticas ( $\text{SiO}_2$ , SiOF), Capas ultraduras (diamante C:H), entre otros, buscando controlar variables como: Desgaste, Corrosión, Fricción, Oxidación, Textura, dureza, Propiedades mecánicas, etc cite: 3 .

Una de las técnicas de instrumentación más comunes para el diagnóstico del plasma "in situ", son las sondas electrostáticas o sondas de Langmuir. Las sondas electrostáticas simples o dobles son electrodos metálicos muy pequeños, que se introduce en el plasma. La sonda se polariza mediante una

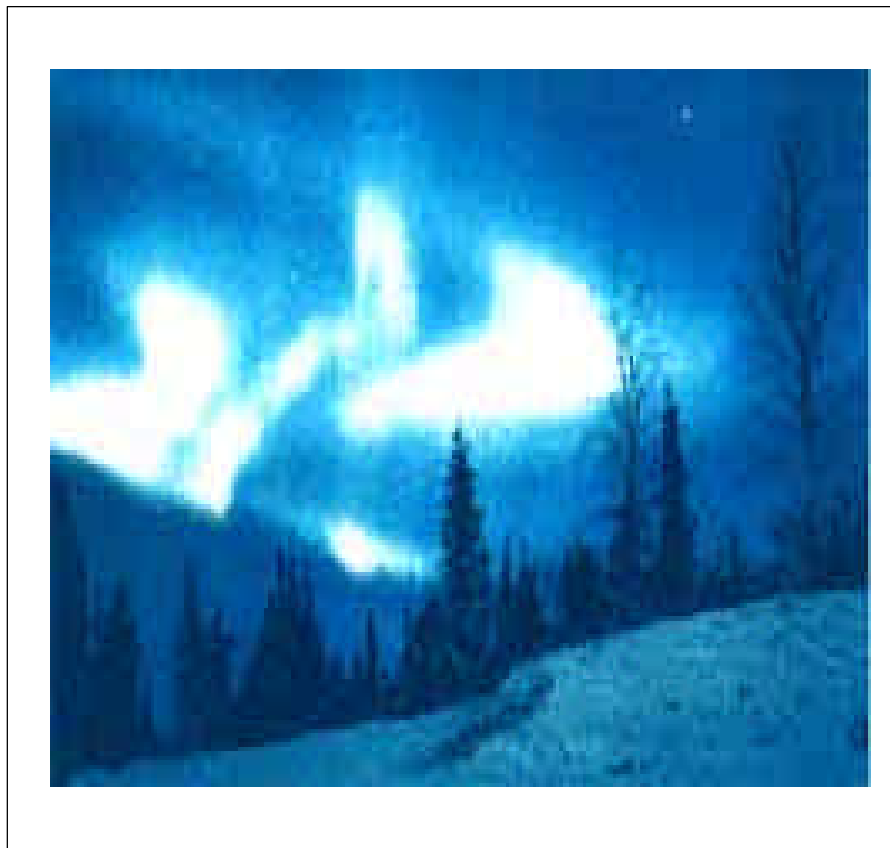
fuelle de voltaje ac o dc, y se registra la corriente y el voltaje colectados por la sonda; las curvas I-V obtenidas experimentalmente dan informaci3n acerca de las condiciones del plasma. Este m3todo de caracterizaci3n puede utilizarse para descargas constantes o descargas pulsadas que varían con el tiempo (pulsos muy cortos).

## INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA DEL PLASMA

Se pueden encontrar en la naturaleza y en el laboratorio, sistemas físicos compuestos por partículas cargadas: electrones y diferentes tipos de iones. Todas estas partículas interactúan entre ellas y con los campos electromagnéticos creados por sí mismas y/o fuentes externas. Un sistema así se dice que está en estado de plasma. Otra manera de definir el estado plasma, es como una atmósfera con alta concentración de iones positivos, iones negativos, electrones, partículas neutras, átomos, radicales libres y fotones. En la sección (1.5), se dará una descripción más detallada sobre el estado plasma.

El plasma es el estado de la materia más difundido en la naturaleza; se cree que el 99 % de la materia visible del universo se encuentra en este estado cite: 1 . El sol y las estrellas pueden ser considerados grandes cúmulos de plasma caliente, la superficie exterior de la atmósfera terrestre está recubierta por una capa de plasma, la ionosfera, las zonas de radiación ubicadas en el espacio circunsterrestre tras la ionosfera, no son más que formaciones de plasma muy enrarecido. Toda descarga gaseosa (figura 1) (relámpago, chispa, rayo, etc.) está ligada a la aparición de plasma.

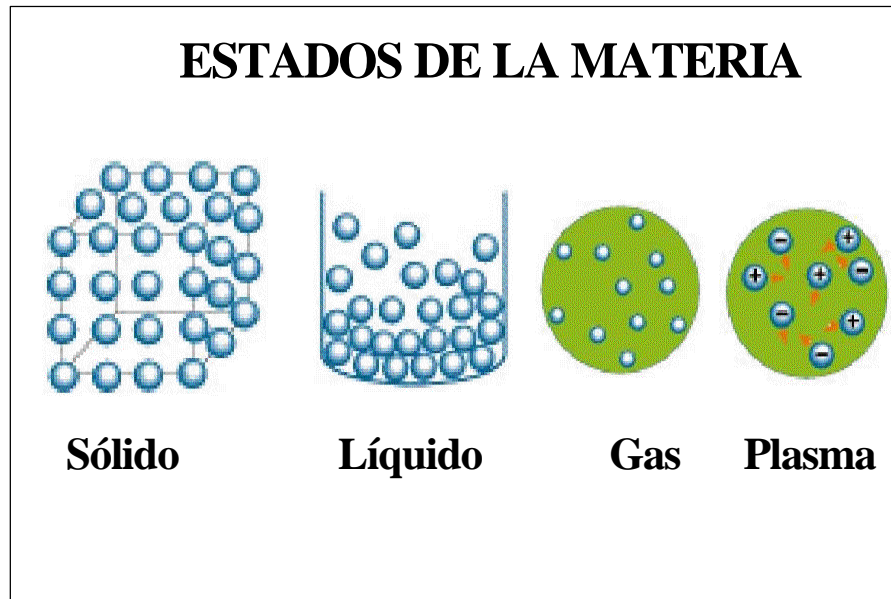
Actualmente los nuevos métodos de encarar el estudio del comportamiento del plasma van ligados a los grandes problemas técnicos de nuestros días, que tienen como fundamento científico la física del plasma. De estos problemas los más importantes son la síntesis nuclear controlada y la transformación dinámico-hidromagnética de la energía calórica en eléctrica y es posible que en un futuro próximo la física del plasma también penetre profundamente en la técnica de aceleración cite: 2 .



**Figura 1** Estado plasma (aurora boreal)

Básicamente la materia se encuentra en tres estados, sólido, líquido y gaseoso. Si se adiciona una buena cantidad de calor a un sólido, llegará un momento en el cual éste experimente una transición de fase hacia un nuevo estado, el líquido, si se adiciona calor a un líquido éste experimenta otra fase de transición al estado gaseoso; si se adiciona aún más energía al gas se produce la ionización de una

cantidad de átomos llegando al estado plasma (figura 1.1). La fuente de energía para la disociación puede venir desde campos eléctricos fuertes (chispas, relámpagos), radiación etc.



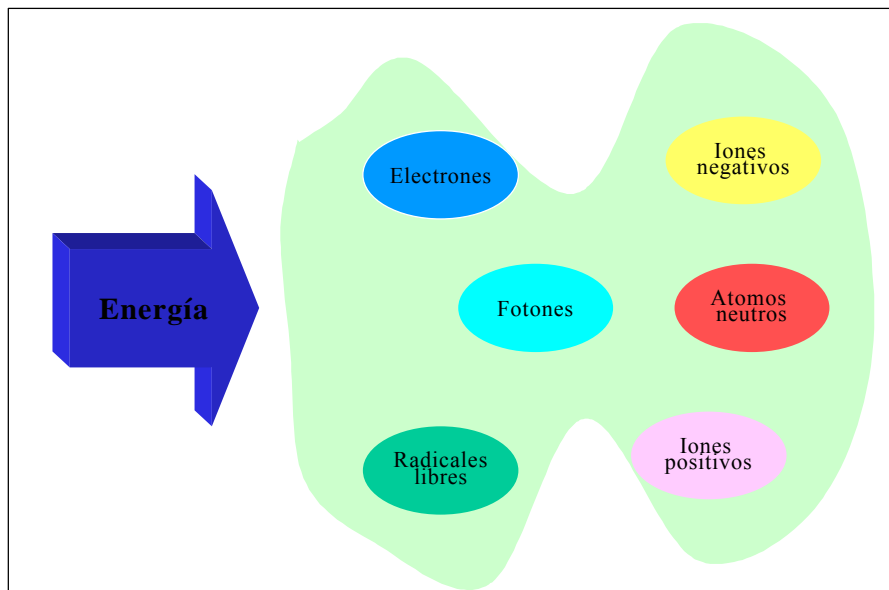
**Figura 1.1.** Estados de la materia

En la tabla 1, se muestran las energías de ionización para algunos elementos.

**Tabla 1.** Energías de ionización para algunos elementos.

<u>Gas</u>	<u>Energía de ionización (eV)</u>
Hidrógeno	13.6
Helio	24.6
Litio	5.4
Neón	21.6
Cesio	3.9
Argón	15.7
Mercurio	10.4
Molécula de hidrógeno	15.4
Molécula de nitrógeno	15.8

La razón del por qué al plasma se le denomina el cuarto estado de la materia es debido a sus propiedades que no se encuentran en sólidos, líquidos y gases ordinarios; los electrones se encuentran tan libres que se pueden mover con mucha facilidad, siendo excelentes conductores del calor y la electricidad. De otro modo el plasma es un medio natural formado por un conjunto de partículas en interacción recíproca entre sí, según las leyes más sencillas, es decir mediante las fuerzas electrostáticas de Coulomb.



**Figura 1.2** Especies del plasma

### FUNCIÓN DE DISTRIBUCIÓN

Un gas en equilibrio térmico tiene partículas de todas velocidades, y la distribución más probable de esas velocidades es conocida como la distribución Maxwelliana. Por simplicidad se considera aquí un gas en el cual las partículas pueden moverse sólo en una dimensión.

La distribución Maxwelliana unidimensional está dada por:

$$f(v) = A \exp\left(\frac{-\frac{1}{2}mv^2}{KT}\right) \quad \#$$

Donde  $f$  es el número de partículas por  $cm^3$  con velocidades entre  $v$  y  $v + dv$ ,  $\frac{1}{2}mv^2$  es la energía cinética y  $K$  es la constante de Boltzman.

$$K = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg}/^\circ K$$

La densidad  $n$ , o número de partículas por  $cm^3$ , esta dada por:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(v)dv \quad \#$$

La constante  $A$  está relacionada con la densidad  $n$  por:

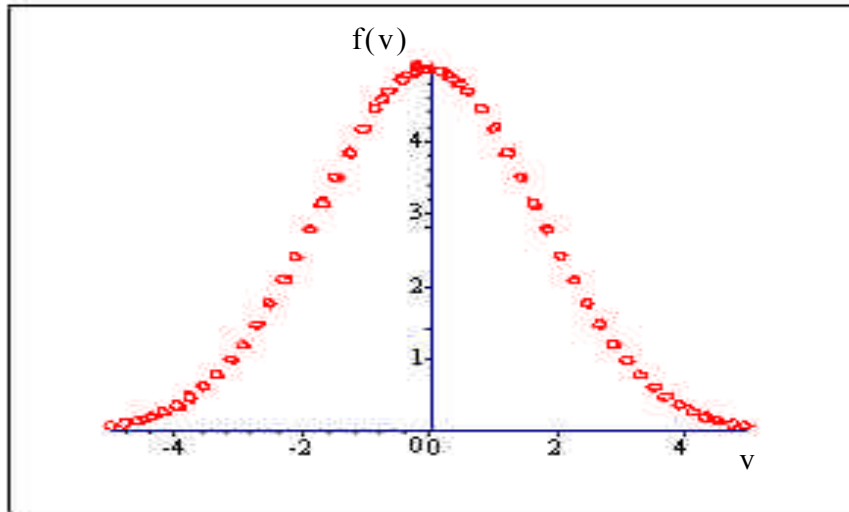
$$A = n \left( \frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \quad \#$$

El ancho de la distribución está caracterizado por la constante  $T$ , que es la temperatura. para ver el significado exacto de  $T$ , se puede calcular la energía cinética promedio de las partículas en esta distribución:



$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}mv^2 f(v)dv}{\int_{-\infty}^{\infty} f(v)dv} = \frac{1}{2}kT \quad \#$$

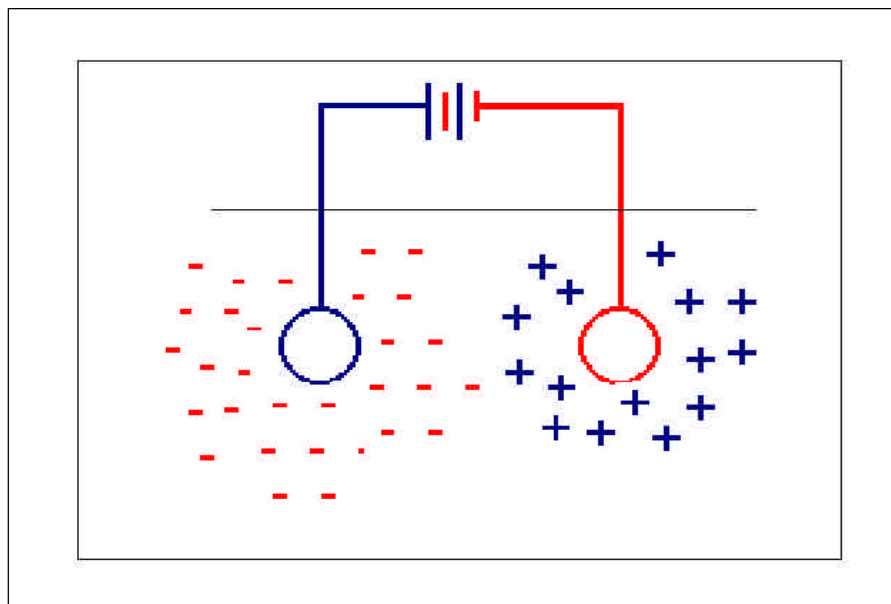
Para el caso tridimensional se demuestra que la energía promedio es  $\frac{3}{2}kT$   
En la figura 1.3 se puede observar la función de distribución Maxwelliana de velocidades.



**Figura 1.3** Función de distribución

## LONGITUD Y APANTALLAMIENTO DE DEBYE

Una característica fundamental del comportamiento de un plasma es la habilidad para apantallarse fuera del potencial eléctrico que se le aplica. Si de alguna manera se coloca un campo eléctrico dentro de un plasma; por ejemplo, dos esferas cargadas conectadas a una batería, las esferas podrían atraer partículas de carga opuesta y casi inmediatamente una nube de iones apantalla la esfera negativa y una nube de electrones apantalla la esfera positiva (figura 1.5). Si el plasma fuera frío (no colisional), se encontraría una gran cantidad de partículas en la nube y en la esfera generando un apantallamiento perfecto, esto evitaría que el campo eléctrico estuviera fuera de la nube. De otra manera si el plasma fuera térmico (colisional), el apantallamiento no sería perfecto, y las partículas que están en el borde de la nube, donde el campo eléctrico es débil, tendrían suficiente energía para escapar del potencial electrostático. El borde de la nube es alrededor del radio donde la energía potencial es aproximadamente igual a la energía térmica  $KT$  de las partículas. Los potenciales del orden de  $KT/e$  pueden escapar dentro del plasma y causar campos eléctricos finitos, existiendo fuera de la nube.



**Figura 1.4** Apantallamiento de Debye

Una manera de hacer el cálculo aproximado del espesor de la nube, es imaginar que un potencial  $\phi$  sobre el plano  $x = 0$  es retenido en un valor  $\phi_0$  por una rejilla perfectamente transparente. Lo que se desea es calcular  $\phi(x)$ . Por simplicidad se asume que el radio de las masas ión - electrón  $M/m$  es infinito; así que los iones no se mueven, pero forman un entorno uniforme de carga positiva. Para mayor precisión se puede decir que  $M/m$  es suficientemente mayor que la inercia de los iones haciendo que no se muevan, significativamente, sobre la escala de tiempo del experimento.

El problema de calcular el potencial de la sonda se reduce a resolver la ecuación de Poisson con condiciones de frontera.

La ecuación de Poisson en una dimensión, está dada como:

$$\nabla^2 \phi = \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \text{ para } (Z = 1) \quad \#$$

Si la densidad es grande, se tiene que:

$$n_i = n_\infty$$

En presencia de una energía potencial  $q\phi$ , la función de distribución electrónica es :

$$f(v) = A \exp\left[-\left(\frac{1}{2}mv^2 + q\phi\right)/KT_e\right] \quad \#$$

Lo que dice esta ecuación es intuitivamente obvio: hay pocas partículas en el lugar donde la energía potencial es mayor; por supuesto no todas las partículas tienen suficiente energía para estar allí. Integrando  $f(v)$  sobre  $v$ , permitiendo que  $q = -e$ , y notando que  $n_e(\phi \rightarrow 0) = n_\infty$ , se encuentra que :

$$n_e = n_\infty \exp\left(\frac{e\phi}{KT_e}\right) \quad \#$$

sustituyendo  $n_i$  y  $n_e$  en la ecuación (1.5), se tiene que:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi en_\infty \left[ \frac{e\phi}{KT_e} + \frac{1}{2} \left( \frac{e\phi}{KT_e} \right)^2 + \dots \right] \quad \#$$

no es posible hacer una simplificación para la región cercana a la rejilla, donde  $|e\phi/KT_e|$  puede ser mayor. Afortunadamente, esta región no contribuye mucho a el espesor de la nube (llamada vaina), porque el potencial cae muy rápidamente allí.

Teniendo en cuenta sólo los términos lineales en la ecuación (1.8) se tiene que :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{4\pi n_\infty e^2}{KT_e} \phi \quad \#$$

Definiendo:

$$\lambda_D \equiv \left( \frac{KT_e}{4\pi n e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \#$$

donde  $n = n_\infty$ , se puede escribir la solución de la ecuación (1.9) como:

$$\phi = \phi_0 \exp\left(\frac{-|x|}{\lambda_D}\right) \quad \#$$

La cantidad  $\lambda_D$  es llamada *longitud de Debye*, y es una medida de la distancia de apantallamiento o espesor de la vaina.

Se puede notar que cuando la densidad aumenta,  $\lambda_D$  decrece, se podría decir, que cada capa de plasma contiene más electrones. Además  $\lambda_D$  se incrementa con el incremento de  $KT_e$ . Sin agitación térmica, la nube cargada colapsaría a una capa infinitamente delgada. Esa agitación térmica es la temperatura electrónica la cual es utilizada en la  $\lambda_D$ , porque los electrones siendo más móviles que los iones, generalmente hacen el apantallamiento por el movimiento tanto como para crear un sobrante como déficit de carga negativa. Sólo en situaciones especiales eso no es verdad.

La importancia de la ecuación (1.11) es evidente. Si  $x \ll \lambda_D$ , el factor exponencial toma un valor cercano a la unidad y el potencial efectivo, es virtualmente igual a  $\phi_0$ . Si  $x > \lambda_D$ , el potencial toma un valor menor que  $\phi_0$  y si se presenta el caso que  $x \gg \lambda_D$ , entonces el potencial es aproximadamente cero. De otra manera cuando la distancia es mucho mayor que la longitud de Debye, el potencial electrostático de la carga externa es efectivamente apantallado por la carga espacial inducida en el plasma; esto se llama apantallamiento de Debye.

Las siguientes formas, son útiles:

$$\lambda_D = 6.9 \left( \frac{T}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm, donde } T \text{ está en } ^\circ K \quad \#$$

$$\lambda_D = 740 \left( \frac{KT}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm, donde KT está en } eV \quad \#$$

En los plasmas producidos en el laboratorio, la distancia de apantallamiento de Debye es importante, pues da a grosso modo el espesor de la capa que se crea cuando el plasma está en contacto. Sin dicha capa, el plasma, en ausencia de campo magnético, quedaría sin electrones más rápidamente que sin iones positivos, como consecuencia de la mayor velocidad de los electrones. Si disminuye el nivel de potencial de la superficie sólida, no pasará corriente del plasma a la superficie. En el equilibrio se desarrolla un gradiente de potencial detrás de la pared, reflejando la mayor parte de los electrones hacia el interior del plasma; el número de ellos que golpean la pared es igual al correspondiente número de iones positivos que la alcanzan. En el interior de la capa no se conserva la neutralidad eléctrica, ni siquiera aproximadamente, y  $e\phi$  varía a través de la capa en una cantidad de orden de  $KT$ . Se deduce inmediatamente que el espesor de la capa debe ser casi igual que la distancia de apantallamiento de Debye. Tonks y Langmuir han hecho un estudio físico detallado de la envoltura de un plasma con distintas hipótesis en lo que se refiere a la diferencia de potencial entre el plasma y la pared. cite: 7

## DESCARGAS DE ARCO EN VACÍO

Los arcos pueden ser divididos generalmente en dos tipos, determinando el ambiente atmosférico.

Hay arcos a alta presión ( $\approx 0.1 - 0.5 \text{ atm}$ ) en los cuales se generan un gas o vapor ( los arcos eléctricos ordinarios a presiones atmosféricas por ejemplo) y los arcos a baja presión ( $\approx 10^{-3} - 10^0$ ) mbar, los cuales existen en un ambiente de gas o vapor (por ejemplo los arcos pulsados para producir recubrimientos de películas delgadas).

Usualmente los arcos a baja presión estan caracterizados por su difusión columna no térmica (plasma), en densidades de poco vapor los electrones tienen una temperatura de varios electron-volt ( $10.000 - 50.000 \text{ }^\circ K$ ) y los iones positivos tienen una temperatura relativamente baja. En este caso el plasma puede ser estudiado con técnica de sonda.

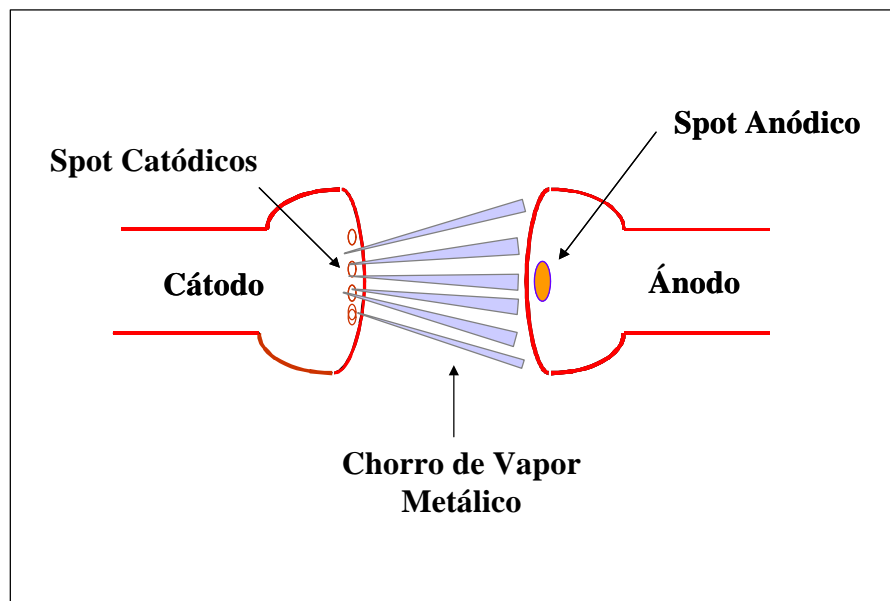
De otro modo los arcos de alta presión y altas corrientes se caracterizan por una columna estrecha donde la cantidad de vapor envolvente puede ser muy grande, resultando una columna de arco del orden de  $4.000 \text{ a } 20.000 \text{ }^\circ K$ , en el cual el equilibrio térmico se obtiene entre los electrones, iones positivos, átomos neutros del gas y moléculas.

### ARCOS PULSADOS EN VACÍO

Debido a que el trabajo se desarrolla con arcos pulsados, se hará una introducción sobre este tema.

Los arcos pulsados son muy interesantes debido a que ellos producen una gran cantidad de iones metálicos y un flujo de vapor que sale de la superficie del cátodo, lo cual es muy utilizado para producir recubrimientos muy delgados sobre un material (sustrato) cite: 1 .

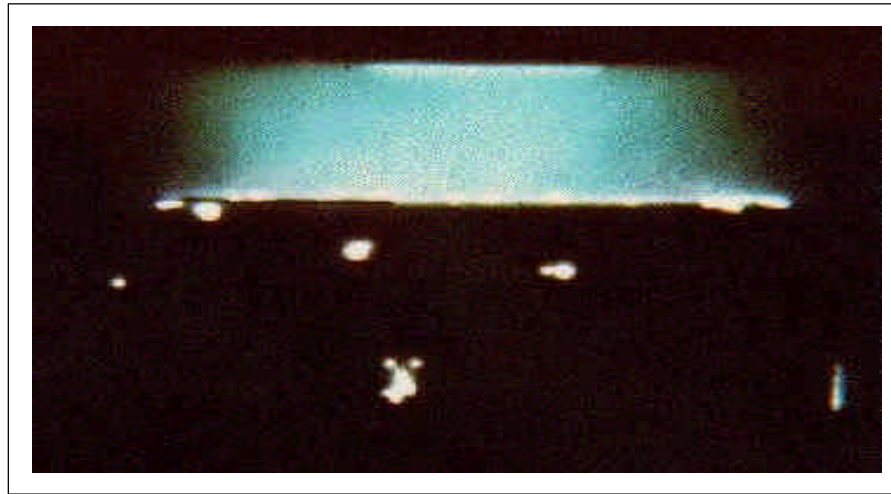
Si se observa bien la figura 2, se puede tener una idea de lo que sucede al generar un arco pulsado en vacío cite: 2, 3, 4 .



**Figura 2** Arco pulsado en vacío

Existen diferentes técnicas para generar arcos en vacío, éstas incluyen, fusibles, arcos de disparo, ignición de laser, entre otros. En el caso de un arco de disparo, (trigger) la ionización se produce entre los electrodos (ánodo - cátodo). Para generar el arco de disparo se requiere una caída de voltaje aproximado de  $20 \text{ kV}$  y un rango de presión que se ubica sobre la rama izquierda de la curva de Paschen. Una vez producido el camino de ionización se cierra el circuito permitiendo que la caída de corriente eléctrica se concentre sobre el cátodo, en unas áreas del orden de micras llamadas "Spots Catódicos" los cuales generan un gran vapor metálico local que permite continuar el arco logrando una completa ionización del Vapor (chorro de plasma).

Los spots catódicos son pequeñas áreas brillantes que emiten iones con energía cinética en el rango de 15 a 120 eV cite: 4, 1 , tienen altas temperaturas y altas densidades de corriente; a menudo del orden de  $10^6 A/cm^2$  o más, y se forman por irregularidades del cátodo. En un gas residual normalmente a baja presión, los spots catódicos tienen un movimiento retrógrado cite: 5 . El chorro de vapor sale con velocidades por encima de 100 m/s originándose en los spot catódicos; en altas corrientes estas velocidades pueden superar los 10 km/s; siendo ese chorro la principal fuente de vapor en el arco de vacío cite: 2 . La figura 2.1 muestra una vista frontal de los spots catódicos cite: 5 .

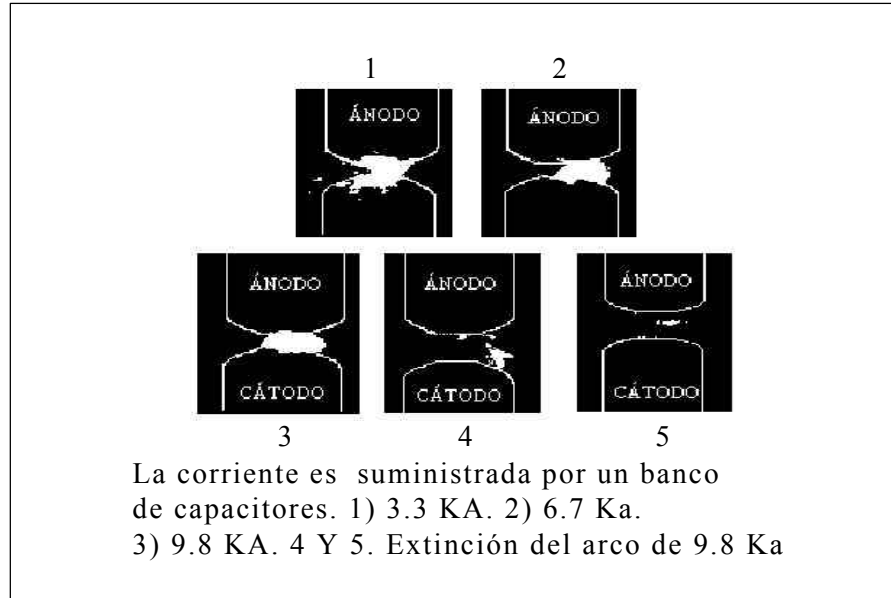


**Figura 2.1** Spots generados por un arco pulsado (corriente 2 kA)

Cada spot catódico emite un vapor metálico, generalmente dirigido a la normal de la superficie catódica. El vapor se acerca a la ionización total, y puede contener una cantidad significativa de especies altamente ionizadas. El chorro de plasma contiene una componente de corriente iónica, fluyendo lejos del cátodo, aproximadamente igual al 10% de la corriente de arco. Como un complemento al chorro de plasma, los spots catódicos también emiten macropartículas en estado líquido dirigidas cerca al plano catódico cite: 1, 6 , algunas de estas pueden ser evaporadas, ionizadas, e incorporadas dentro del flujo de plasma cite: 7 .

La figura 2.2 muestra arcos experimentales a baja presión y a diferentes corrientes cite: 8 .

Si la corriente se incrementa, el número de spots catódicos se incrementan proporcionalmente cite: 6, 7 . Si la corriente es suficientemente alta, los spot catódicos individuales se unen y forman una región de plasma quasi- uniforme; esta forma de descarga es llamada comunmente arco de vacío multicatódico (multi-cathode-spot (MCS) vacuum arc). Un modelo simple de el MCS vacuum arc puede ser utilizado asumiendo que el flujo de plasma emergente consiste sólo de iones emitidos de los spots catódicos y es uniforme sobre la sección transversal ( $A$ ) del arco. Esto, se puede sólo con la ayuda de mediciones experimentales, incluso con arcos a baja corriente.



**Figura 2.2** Imágenes de arcos pulsados

El flujo iónico incidente ( $G$ ) en la superficie del ánodo esta dado por: cite: 7

$$G = f \frac{I}{eZA} \quad \#$$

donde  $f$  es la fracción de corriente iónica (generalmente entre 0.07 y 0.10);  $I$  es la corriente de arco,  $e$  es la carga del electrón y  $Z$  es el grado de ionización promedio emitidos por los spots.

Considerando que el recubrimiento esta compuesto enteramente de iones condensados, y que todos los iones se adhieren al sustrato, la rata de deposición sobre la superficie del ánodo puede ser calculada por:

$$U = \frac{Gm}{P} = \frac{fIm}{eZA\rho} \quad \#$$

donde  $f$  es la fracción de corriente iónica (generalmente entre 0.07 y 0.10);  $I$  es la corriente de arco,  $e$  es la carga del electrón y  $Z$  es el grado de ionización promedio emitidos por los spots,  $m$  es la masa iónica y  $\rho$  es la densidad del recubrimiento. Para el caso de un par de electrodos de Cu de 12mm de diámetro y a una corriente de 1 kA, la rata de deposición es  $26 \mu m s^{-1}$ .

El movimiento de los spots catódicos en presencia de un campo magnético externo, permite obtener pequeñas evidencias del aumento del cátodo al ser fundido, excepto a corrientes muy altas. Al examinar las huellas dejadas por los spots, muestran material fundido cite: 6 , evaporación y una posible pérdida de material por sublimación. La dificultad para estudiar experimentalmente los spots catódicos está asociada con sus movimientos rápidos, con velocidades por encima de  $10^4 cm/s$  y tamaños muy pequeños ( $\approx 10^{-3} cm$ ), ellos existen independientemente uno del otro y pueden causar una erosión significativa sobre la superficie del cátodo. También existe otro segundo tipo de spot que son de mayor tamaño y se mueven más lento que los primeros spots, que aumentan con el tiempo, produciendo una erosión más pronunciada; se cree que ellos tienen una naturaleza diferente a los primeros y se requiera de técnicas especiales para su investigación cite: 2 .

Muchos intentos se han realizado para explicar el movimiento caótico de los spots catódicos; una de esas hipótesis es llamada " Principio de Campo Magnético Máximo" cite: 2 .

Otro fenómeno muy interesante ocurre en el ánodo y es el modo de spot anódico, es un modo de

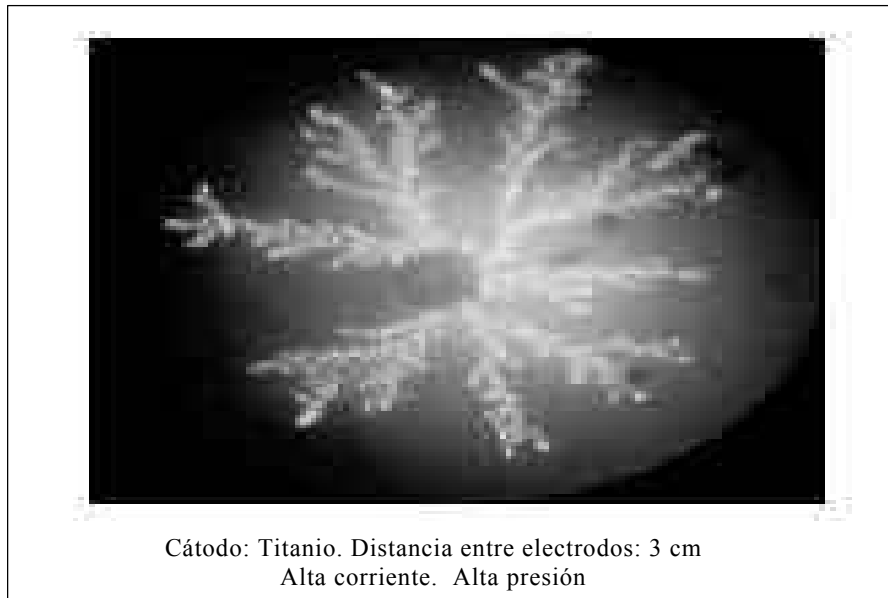
alta corriente donde el ánodo es muy activo. Pequeños spot brillantes emergen del ánodo para formar un "spot anódico". Estos tienen una temperatura cercana al punto de ebullición atmosférico del material anódico y es una fuente de vapor e iones, así en este modo, el voltaje de arco es bajo y los spots pueden permanecer relativamente quietos. La temperatura de los spot anódicos fue predicho y confirmado por Mitchell (arcos de 50 hz en cobre), Boxman (arcos de 70 hz en níquel), Grissom y Newton (arcos en microsegundos en aluminio y cobre) y Dullni, Gellert, y Schade (arcos de 45 hz en 75% cobre/ 25% cromo) entre otros cite: 9 .



## CARACTERÍSTICAS IMPORTANTES DEL ARCO EN VACÍO

El término arco en vacío es paradójico en si mismo. Aunque esta expresión es ampliamente utilizada en la literatura algunos lo llaman "Arco de Vapor Metálico" tácitamente asumiendo que el vapor metálico es producido por la misma descarga.

En la figura (2.3) se puede ver una rama de arco pulsado a alta corriente y a alta presión cite: 10 . En un arco en vacío se distinguen tres fenómenos, el anódico, el catódico y el fenómeno interelectródico; que no pueden ser separados físicamente. El plasma interelectródico provee el medio de conducción para establecer el transporte de corriente del catodo al ánodo; el fenómeno anódico tiene mayor atención porque a altas corrientes ocurre un encogimiento inestable en el arco de vacío cite: 1, 8, 6 . La literatura en este tema es muy limitada. En contraste, el fenómeno catódico es fundamental en este tipo de descargas,



**Figura 2.3** Descarga de arco pulsado

aquí se observa una dependencia fuerte de corriente comprometiendo todas las partes que están interactuando fuertemente cite: 2 . Como se dijo anteriormente, bajo condición de alto vacío y dependiendo del material catódico y el estado de carga de los iones, se ha encontrado que: cite: 1, 9 .

$$\frac{I_i}{I} \approx 0.08 - 0.1$$

donde la corriente iónica total ( $I_i$ ) es proporcional a la corriente total de la descarga ( $I$ ). Los iones son emitidos en diferentes ángulos (medidos con respecto a la normal del plano catódico), dependiendo de la geometría del electrodo, una fracción considerable de iones proporcionados vuelan lejos de la región interelectródica, penetrando fuera de ella durante un corto estado de tiempo, dado, aproximadamente por el tiempo que demora un ión en pasar a lo largo de la cámara de descarga (típicamente  $\approx 10 \mu s$ ), los iones arrancan electrones de la región interelectródica y por lo tanto la otra región fuera de ese espacio se llena con un plasma neutral. Muchos experimentos se han hecho con el propósito de estudiar la atenuación del flujo de iones metálicos a través de la absorción por el gas neutral, donde las presiones del gas neutral utilizados con arcos continuos están en el rango de 0.01 - 0.1 mbar cite: 11 , pero en algunos trabajos se utilizaron presiones en el rango de 1 - 10 mbar algunos experimentos hechos con pulsos de alta corriente cite: 9 con  $I$ , en el rango de 500 - 1200 A y una

separación de (2 - 5 mm), entre ellos muestran que son buenos reactivos para la producción de recubrimientos cite: 4 .

El estudio de la región fuera de la descarga cuando el arco es operado con gas neutral es importante, porque en esta región los iones pierden su energía cinética por colisiones elásticas con las partículas neutras y algunas de ellas son recombinadas a través de procesos inelásticos en el gas neutral. Es de notar que es poco lo que se sabe acerca de las características del plasma en un sistema de gas neutral en la región fuera del arco. En un arco a baja presión se ha encontrado que las partículas neutras interpenetran el plasma metálico con un valor de densidad que es pequeña comparada con el valor del gas inicial pero comparable con la densidad del plasma metálico cite: 4 .

Los arcos en vacío se realizan a corrientes relativamente bajas (del orden de unos pocos cientos de amperios o menos), existen por virtud del vapor metálico suplido por los sitios de mucha emisión de los fenómenos catódicos moviéndose libremente sobre la superficie, algunos de esos átomos pueden ionizar una o varias veces, algunos son ionizados al pasar por los electrones catódicos; bajo esas condiciones el electrodo (ánodo) funciona esencialmente como una sonda positiva; éste colecta suficientes electrones del ambiente plasma para sostener la corriente del circuito. El ánodo recibe átomos neutros de vapor metálico que usualmente se condensan. El ánodo recibe energía radiante de ambos el cátodo y el plasma; todas esas cantidades contribuyen a la energía de su superficie que debe ser balanceada por las pérdidas debido a la conducción dentro de este. La radiación se sostiene dentro de la descarga y la evaporación del ánodo o de otro material se condensa sobre la superficie. A bajas corrientes la conducción del calor de la superficie al interior del volumen metálico es sólo importante para el factor de balance de energía, pero a altas corrientes todos los factores llegan a ser importantes.

## **APLICACIONES Y CONSIDERACIONES QUE SE DEBEN TENER EN DESCARGAS DE ARCO**

1. Los arcos con electrodos de grafito a baja presión son ampliamente utilizados en metalurgia y síntesis por plasma de fulerenos cite: 13 .

2. Recientemente el estudio de arcos con electrodos de grafito han sido de gran interés debido a las muchas aplicaciones de tales arcos por ejemplo:

Los arcos de vacío equipados con electrodos de grafito, son utilizados en la deposición de diamante y películas tipo diamante, debido al flujo de plasma energético y altamente ionizado. Macropartículas de grafito son también emitidas por el cátodo cite: 14 .

3. Uno de los parámetros que influyen la operación de arcos en vacío, es la geometría del ánodo. En el caso donde el radio del ánodo es relativamente menor que el del cátodo, se observó la formación de spot anódicos aún en el caso de bajas corrientes. Así la influencia de la geometría sobre las características de los arcos pueden ser de importancia para las aplicaciones de arcos en vacío y el estudio de las propiedades del arco, fundamentalmente. cite: 15

4. Una configuración especial de los arcos electródicos son utilizados para minimizar el movimiento de los spot electródicos, para esto se requiere que la geometría de los electrodos sea muy especial; por ejemplo: el electrodo catódico de forma esférica el cual es perforado, de tal manera que se introduzca gas por un orificio, formando un plasma, que permite localizar los spot catódicos. El grafito anódico con una forma cónica truncada que también es perforado, haciendo huecos normales a la superficie del cono, permite que el gas de trabajo sea evacuado de tal manera que el gas fluya golpeando alrededor de los spot anódicos limitando su posición con el tipo de ánodo cite: 13

5. Experimentos hechos dentro de una cámara de vacío a presión ambiente  $< 10^{-1}$  Pa y arcos en el rango de 2 a 7.5 kA entre dos electrodos de aleación cromo-cobre, permiten observar que la superficie de los electrodos expuesta a un número total de arcos, muestran la existencia de regiones erosionadas sobre el cátodo extendiéndose a un área circular donde los spot catódicos fueron activados, mostrando en su totalidad una erosión gruesa bien estructurada y esas dimensiones se incrementan con el incremento del pico de corriente cite: 6 .

Se encontraron regiones sin daño, excepto algunas regiones penetradas por spot catódicos de diámetros pequeños ( $< 5 \mu m$ ), esas áreas no fueron simétricamente situadas sobre la superficie catódica y muestran la influencia de fuerzas térmicas y electrodinámicas las cuales pueden desplazar el arco hacia los bordes del electrodo cite: 6

Mientras que en la superficie del ánodo la fundición y destrucción fue mucho más extensa como resultado de la concentración de flujo de plasma cite: 6

6. Un experimento hecho en un sistema de arco de vacío multicatódico con electrodos de 24 mm de diámetro (ánodo), 15 mm de diámetro (cátodo) y una presión de  $10^{-5}$  torr, muestra que la tasa de deposición en este proceso es función de la corriente de descarga para descargas de corriente en el rango de 1 - 3 kA la tasa de deposición puede aproximarse a  $400 \mu m/s$  . Los investigadores han reportado el uso de este proceso para recubrimientos metálicos, semimetálicos, cerámicos, óxidos y refractarios cite: 3 .

7. Un resultado fundamental en el estudio de los cátodos de grafito en los arcos de vacío muestran una afinidad entre la corriente de arco y los parámetros del plasma, densidad, temperatura, tasa de erosión catódica, y potencial del cátodo cite: 15 .

8. El método de descarga pulsada es atractivo por varias razones, la corta duración de los pulsos, pueden producir un significativo calentamiento de las superficies con la consecuencia de una buena adhesión de la película cite: 1 .

9. El tratamiento teórico de los spot catódicos deben tratarse con un número de variables

describiendo la emisión electrónica y la generación de plasma:

**a.** La densidad de emisión electrónica dependiendo de la temperatura de la superficie y el campo eléctrico.

**b.** La temperatura de la superficie determinada por el balance de calor en el cátodo. La posterior dependencia por la excitación de los iones y electrones del plasma, condensación de átomos neutros, intercambio de energía por emisión de electrones (en muchos casos enfriamiento), enfriamiento por evaporación y por conducción de calor, radiación, emisión de gotas y algunos otros procesos.

**c.** Fortalecimiento de los campos eléctricos, dependiendo significativamente sobre la densidad de corriente fluyendo en el cátodo. Esta densidad está en función de la densidad del plasma, energía y carga de los iones; posteriormente siendo determinadas por la temperatura de los electrones del plasma y por procesos de aceleración.

**d.** La densidad del plasma, dependiendo significativamente de la rata de evaporación (sobre la temperatura de la superficie) y expansión cite: 16 .

10. En 1991 Iijima descubrió nanotubos de carbono en el cátodo, en una descarga de arco con un blanco de carbón. Las aplicaciones potenciales de los nanotubos de carbono incluyen dispositivos ópticos y electrónicos de tamaño nanométrico (pantallas planas) y materiales reforzados con fibra. Se sabe que los nanotubos de carbono son metálicos o semiconductores dependiendo del diámetro; por ejemplo con diámetros de 2.0 a 5.1 nm tienen una densidad metálica de estado. Hoy en día los nanotubos de carbón pueden ser preparados utilizando otras técnicas tales como: pirólisis, ablación láser, electrolisis, adiciones por terrones; también por el método de sublimación. cite: 17, 18 .

## **TEORÍA DE SONDAS ELECTROSTÁTICAS**

Los métodos de caracterización del plasma y más específicamente la medición directa de los diferentes parámetros del mismo, por medio de sondas eléctricas (técnica desarrollada por Langmuir en los años veinte) son en principio sencillas y de fácil aplicación. Su principal ventaja frente a los otros métodos son su bajo costo y su construcción relativamente sencilla. Por otra parte en contraste con su simplicidad constructiva, la teoría de las sondas eléctricas es muy compleja; Hasta el momento no existe una teoría que pueda ser aplicada a todas las situaciones; lo que existe es un conjunto de teorías cada una de las cuales está restringida a una región de utilización.

Estos dispositivos, consisten de uno o más electrodos polarizados que se introducen en el plasma, en la zona cuyas propiedades se desea medir y cuyo potencial se puede variar, para obtener curvas I-V características, que permiten medir las densidades de partículas y temperaturas de los electrones.

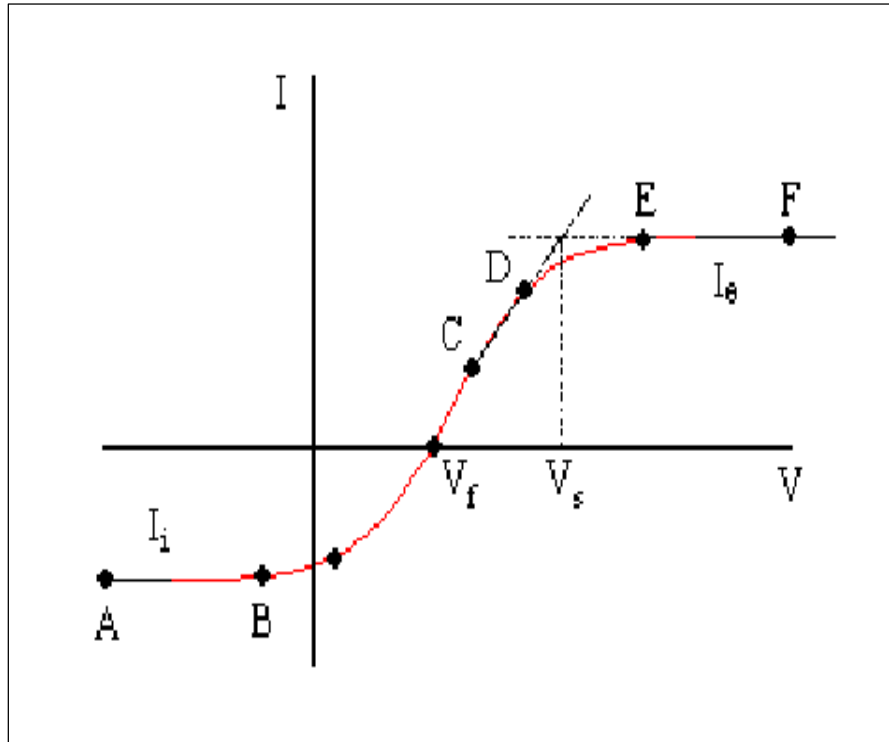
Los materiales utilizados para construir las sondas son materiales refractarios principalmente: Platino, tungsteno, molibdeno, tantalio, acero, etc. materiales resistentes a altas temperaturas y que no emiten electrones secundarios al incidir sobre él las partículas del plasma.

Las sondas eléctricas exigen de un riguroso análisis de los resultados, para lo cual han desarrollado una complicada teoría, cuyo grado de dificultad aumenta a medida que las condiciones del plasma cambien, por ejemplo que se encuentre en un campo magnético (el cual introduce anisotropías en el movimiento de las partículas) o que estén presentes iones negativos (configuraciones más complejas a las de un plasma electrónico).

### **SONDAS ELÉCTRICAS SIMPLES**

Una sonda simple consiste en un pequeño elemento conductor, usualmente de forma esférica, cilíndrica o plana. Esta sonda simple se introduce en el plasma y se conecta a una fuente de alimentación y a un electrodo de referencia proporcionando diferentes valores con respecto al potencial del plasma  $v_s$ . Si el potencial de la sonda es diferente del potencial del plasma, se produce un campo eléctrico que acelera las partículas cargadas de un signo y repele las del signo contrario, de esta manera, el análisis de la corriente que circula por la sonda, permite obtener curvas características I-V para inferir parámetros básicos del plasma.

La forma general de la curva característica de una sonda eléctrica simple se muestra en la figura 3.



**Figura 3** Curva característica de la sonda simple

Varios son los factores que imponen límites en la utilización de las sondas eléctricas: calentamiento debido al flujo de calor que llega a la sonda, perturbaciones causadas por la sonda en el plasma, liberación de impurezas, etc.

Esta curva característica puede ser interpretada de la siguiente manera. Cuando se tienen potenciales negativos suficientemente grandes, la corriente que circula por la sonda, es de iones positivos (sector AB). Al disminuir el potencial negativo, entonces a la corriente iónica se le suma la corriente de los electrones energéticos que logran cruzar la barrera de potencial impuesta por la sonda; Si el potencial se hace menos negativo (con respecto al potencial del plasma  $v_s$ ), llega un momento en que a determinado potencial  $v_f$ , las corrientes iónica y electrónica, se igualan y la corriente neta en la sonda es igual a cero. Al potencial  $v_f$  se le llama "potencial flotante" y en esencia este es el potencial que adquiere un electrodo no polarizado que se coloca en el plasma.

Al disminuir aún más el potencial negativo, la barrera de potencial para los electrones disminuye y la corriente total de la sonda cambia de signo (sector BC). Si se continúa el proceso de disminución del potencial negativo de la sonda, la corriente total crece rápidamente debido a que la corriente electrónica supera significativamente a la corriente iónica (sector CD), hasta que el potencial que desacelera a los electrones se convierte en potencial acelerador y el comportamiento de la corriente cambia, lo cual se manifiesta por el codo de la curva característica en las proximidades del potencial del plasma  $v_s$  (sector DE); para potenciales positivos con respecto al potencial del plasma  $v_s$  (sector EF), se tiene la región de saturación electrónica en la curva característica; esta región es análoga al sector AB llamado región de saturación iónica.

Las regiones de saturación iónica y electrónica no son simétricas debido principalmente a la diferencia de masas entre estas partículas, lo cual tiene dos efectos: (a) la temperatura de los electrones es mayor y (b) los electrones son más afectados por el campo magnético externo que los iones. Es por esta razón que no existe un método universal para interpretar la curva característica como un todo y por eso se tiene que tratar separadamente las ramas iónica y electrónica cite: 4 .



## FUNDAMENTO TEÓRICO PARA LAS SONDAS ELECTROSTÁTICAS DE LANGMUIR

En el siguiente análisis se supondrá una sonda plana introducida en una región de plasma a baja presión y cuyos electrones obedecen una distribución Maxwelliana de velocidades, dada por la siguiente ecuación:

$$f(v) = \left( \frac{m_e}{2kT_e} \right)^{1/2} n_o \exp \left[ -\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right] \quad \#$$

donde:  $m_e$  es la masa del electrón,  $n_o$  es la densidad del plasma,  $k$  es la constante de Boltzman y  $T_e$  y  $v$  son la temperatura y la velocidad de los electrones respectivamente.

En la vecindad de la sonda, un electrón con una velocidad térmica  $v = (v_x, v_y, v_z)$ , es descelorado por el campo normal a la superficie de la sonda:

$$E_x = -\frac{dv_p}{dx} \quad \#$$

siendo  $v_p$  la diferencia de potencial entre la sonda y el plasma.

Un electrón, únicamente podrá alcanzar la superficie de la sonda si su energía cinética es mayor o igual que la energía electrostática de la vaina, es decir, si:

$$\frac{1}{2} m_e v_x^2 \geq e|v_p| \quad \#$$

o lo que es lo mismo si:

$$v_x \geq \left( \frac{2e|v_p|}{kTm_e} \right)^{1/2} \quad \#$$

donde  $e$  es la carga del electrón.

La densidad de corriente, siguiendo un modelo dado por la teoría cinética, está definida como:

$$J_e = e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(v) v_x dv_x dv_y dv_z \quad \#$$

Al reemplazar la ecuación (3.1) en la ecuación (3.5) se obtiene:

$$J_e = \frac{en_o \bar{v}_e}{4} \exp \left( \frac{ev_p}{kT_e} \right) \quad \#$$

en donde la velocidad media de los electrones  $\bar{v}_e$  viene dada por la expresión:

$$\bar{v}_e = \left( \frac{8kT_e}{m_e \pi} \right)^{1/2} \quad \#$$

Ahora,  $s$  es el área de la sonda, la corriente por la misma debe ser:

$$i_e = J_e s \quad \#$$

entonces:

$$i_e = s \frac{en_o \bar{v}_e}{4} \exp \left( \frac{ev_p}{kT_e} \right) \quad \#$$

De la ecuación (3.9) se puede ver que una gráfica de  $\ln(i)$  vs  $v_p$ , es una línea recta, cuya pendiente es  $\frac{ev_p}{kT_e}$ , hallandose de esta manera la temperatura electrónica  $T_e$ .

Sin embargo la ecuación (3.9) no es cierta si el potencial de la sonda es mayor que el potencial del



plasma ( $v > v_s$ ), ambos respecto del electrodo de referencia, porque el sentido del campo se invierte y ahora los electrones no son desacelerados, sino acelerados por la sonda, es decir son atraídos y están en capacidad de llegar a la sonda, independiente de su velocidad inicial en x. En este caso se obtiene la corriente de saturación electrónica y matemáticamente se halla haciendo la integración para la densidad de corriente, desde cero hasta infinito, puesto que todos los electrones son colectados; esto es :

$$i_{e,sat} = s \frac{en_o \bar{v}_e}{4} \quad \#$$

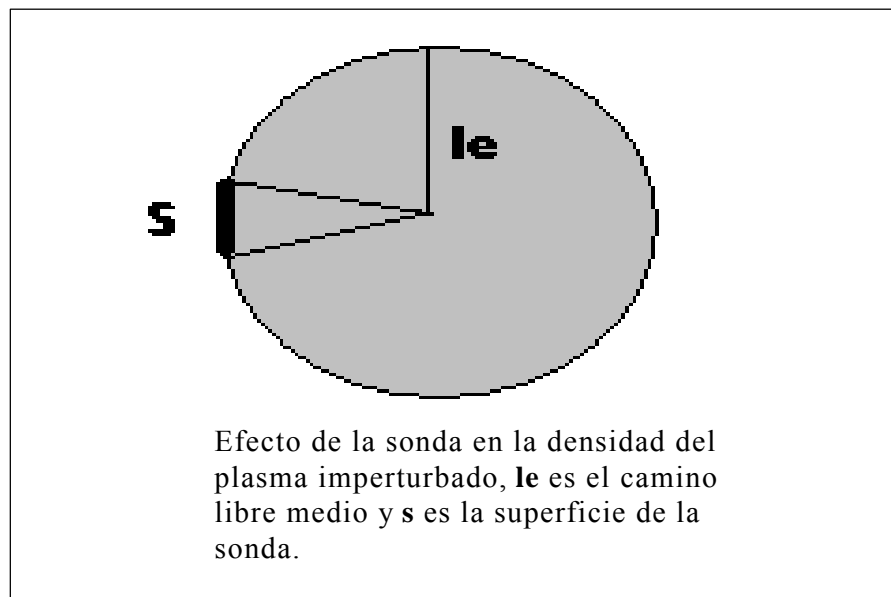
$$i_{e,sat} = s \frac{en_o}{4} \left( \frac{8kT_e}{m_e \pi} \right)^{1/2} \quad \#$$

Como esta corriente de saturación es posible medirla en el laboratorio, se puede encontrar la densidad de electrones  $n_o$  en el plasma sin perturbar, aplicando la ecuación (3.11), una vez hallada la temperatura electrónica por el método descrito anteriormente.

Para justificar el hecho de que  $n_o$  sea la densidad del plasma imperturbado, es necesario que la sonda no cambie a la densidad del plasma  $n_o$  en el punto de la última colisión, antes de que los electrones lleguen a ella. La densidad en un punto cualquiera del plasma está dado por el flujo de cargas que llegan a ese punto desde una esfera de radio  $l_e$ , siendo  $l_e$  el libre camino medio de los electrones. En la vecindad de la sonda, la última colisión de un electrón, antes de llegar a la sonda, debe haber sucedido a una distancia  $l_e$  de la misma, y en este punto la densidad está dada por el flujo de cargas que llegan allí, sin embargo se puede ver (figura 3.2) que la sonda misma eclipsa una parte de las partículas que deberían llegar, fracción de pérdida que está dada por la expresión:

$$\frac{s}{4\pi l_e^2}$$

por lo que se debe cumplir que esta fracción sea mucho menor que uno, para que la sonda no afecte la densidad del plasma imperturbado, es decir  $n_o$  con sonda sea aproximadamente igual a  $n_o$  sin sonda, a una distancia  $l_e$  de ella.



**Figura 3.1** Efecto de la sonda en la densidad del plasma imperturbado  
Otras condiciones que deben cumplirse es que el tamaño de la vaina electrostática, que es del

orden de la longitud de Debye, sea mucho menor que el camino libre medio de los electrones  $l_e$  y que la menor dimensión lineal de la sonda sea mucho mayor que la longitud de Debye, para que la sonda "vea" un plasma. Cumpliéndose estas dos condiciones la vaina que se forma alrededor de la sonda no altera significativamente su área efectiva.

Si se aplica el mismo razonamiento anterior a la rama iónica, para la cual se utiliza el subíndice más, se obtendría:

$$i_{+,sat} = s \frac{en_o \bar{v}_+}{4} \quad \#$$

siendo:

$$\bar{v}_+ = \left( \frac{8kT_+}{m_+ \pi} \right)^{1/2} \quad \#$$

sin embargo si se mide la corriente de saturación iónica y se halla la densidad de partículas aplicando las ecuaciones (3.12) y (3.13), el resultado que se obtiene es mucho mayor al que se encuentra cuando se evalúa en la rama electrónica; este fenómeno fue explicado en el año de 1949 por Bohm, Burhop y Massey y básicamente es lo siguiente: La neutralidad de carga, lejos de la sonda, comienza a ser violada cuando los electrones son desacelerados por el campo repulsivo, lo cual ocurre cuando la energía potencial de la sonda sea aproximadamente igual a la energía cinética de los electrones, esto es:

$$e|v_p| \approx kT_e \quad \#$$

En esta región la densidad electrónica a caído al punto  $n_p = \frac{n_o}{2.71}$  y los iones, cuya energía térmica es mucho menor que la de los electrones ( $kT_+ \ll kT_e$ ), son fuertemente influenciados por este campo y acelerados hacia él, con velocidades grandes respecto de la térmica, manteniendo la neutralidad y con una distribución no Maxwelliana. Dicho de otra manera, el fenómeno consiste en que los iones (muchos más pesados que los electrones) llegan a la sonda con una velocidad media ( $v_+$ ) que depende de la energía de los electrones y de la masa de los iones, esto es:

$$v_+ = \left( \frac{2kT_e}{m_+} \right)^{1/2} \quad \#$$

Por lo que la corriente de saturación iónica ( $i_{+,sat}$ ) es:

$$i_{+,sat} \approx \frac{\sqrt{2}}{2.71} sn_o e \left( \frac{2kT_e}{m_+} \right)^{1/2} \quad \#$$

En la práctica la expresión dada por la ecuación (3.16) es más empleada que la ecuación (3.11) para obtener la densidad del plasma, puesto que la corriente de saturación electrónica, es mucho mayor que la corriente de saturación iónica y podría haber casos en los que se funda la sonda cite: 1 .

### SONDA DOBLE

Una sonda doble consiste de dos electrodos polarizados de igual área superficial, separados por una pequeña distancia ( $\sim 0.2 \text{ mm}$ ), para que los parámetros del plasma sean los mismos en la posición de ambas sondas. Esta técnica se utiliza para medir parámetros básicos como la temperatura electrónica y densidad electrónica del plasma y son muy utilizadas para medir el decaimiento del plasma, una vez cese el potencial que lo sostiene. Una de las ventajas de esta sonda es que no perturba demasiado el plasma, por no arrastrar una corriente neta del mismo y no requiere que el potencial del plasma permanezca constante respecto de un electrodo de referencia; son ampliamente utilizadas en descargas de radiofrecuencia y microondas debido a que es independiente de los potenciales de los

electrodos.

En la figura 3.2 se observa el esquema general del sistema de sonda doble.

El objeto de este sistema es ubicar dos sondas idénticas en lugares próximos, para que los parámetros del plasma sean los mismos en la posición de ambas sondas, bajo ésta condición, la curva característica del sistema es simétrica.

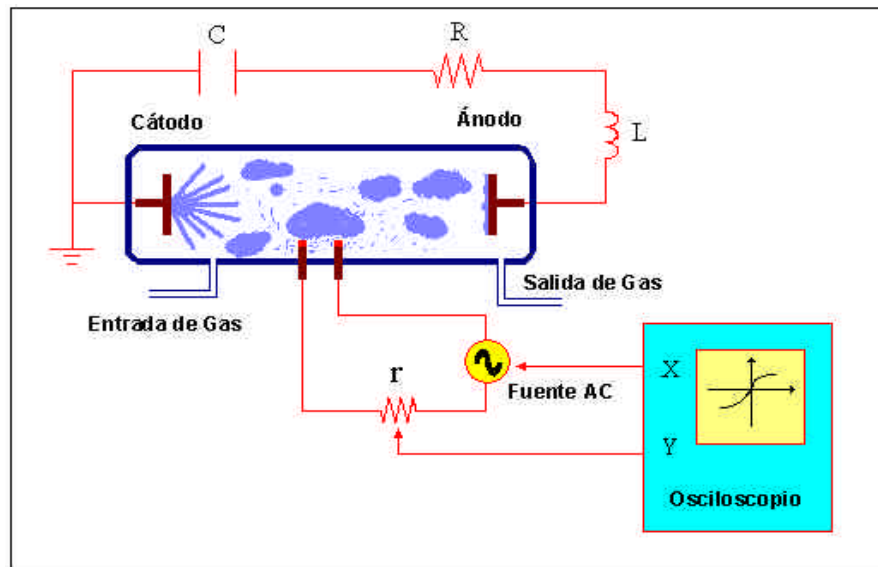
Veamos como se comporta la sonda doble al ser introducida dentro de un plasma:

Por comodidad, se supone que las áreas de ambas sondas son iguales. Al ser introducidas en el plasma, las dos sondas se colocarán al potencial flotante negativo respecto del plasma, ya mencionado, y no hay diferencia de potencial entre ellas, por lo tanto la corriente que circula es cero. Ver figura 3.3 A.

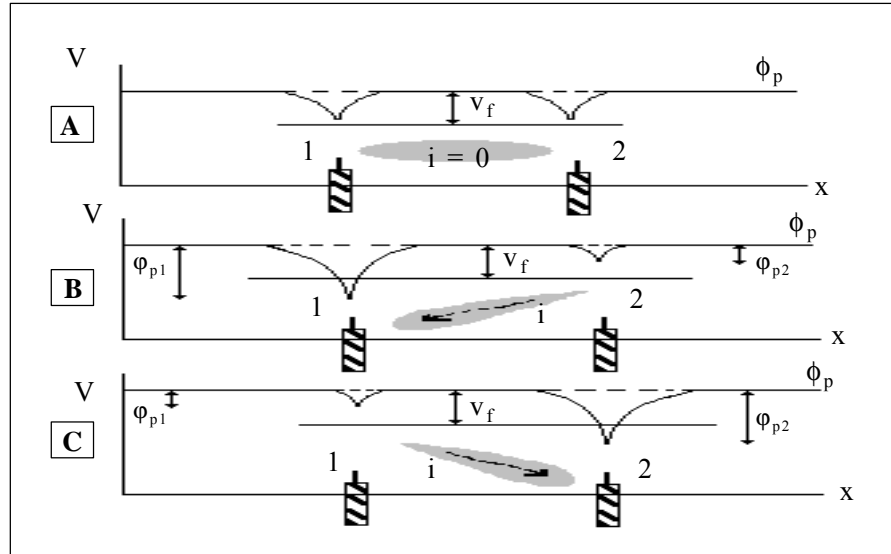
Para comprender qué ocurre en el sistema al aplicar una diferencia de potencial  $v_d$  entre las sondas distintas de cero es necesario observar las figuras 3.3 B y 3.3 C

En la figura (3.3) se ilustra el potencial entre las sondas para tres casos: A). Potencial flotante sin corriente entre las sondas; B). La sonda 1 esta polarizada negativamente y recibe corriente de saturación iónica y C). Polaridad invertida del caso B.

Se llamará  $\phi_{p1}$  al potencial de la sonda 1 respecto del plasma y  $\phi_{p2}$  al correspondiente a la sonda 2, de tal manera que:  $v_d = \phi_{p1} - \phi_{p2}$ ; se supone que la corriente es positiva si fluye desde el plasma hacia la sonda.



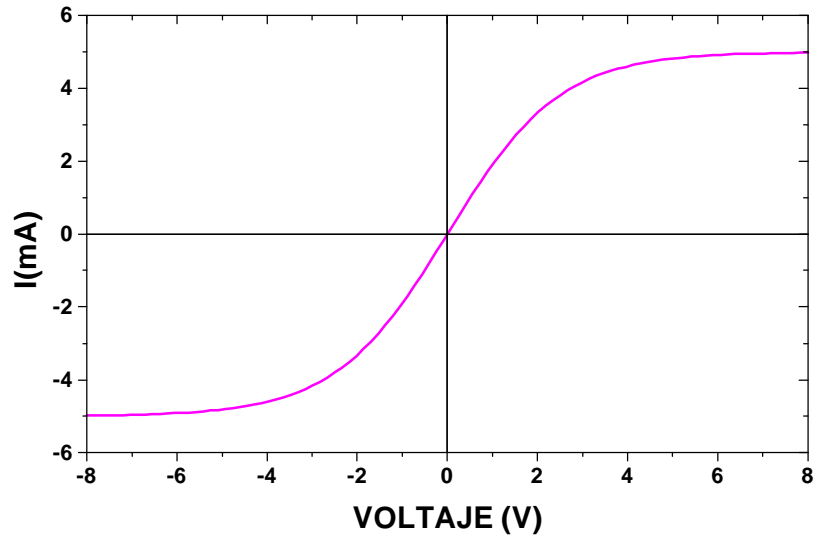
**Figura 3.2** Sistema de sonda doble



**Figura 3.3** Representación del potencial de una sonda doble

En la parte superior (figura 3.3 A) se ilustra la situación "flotante" ( $v_d = 0$ );  $\phi_p$  es el potencial del plasma en el punto donde se hallan las sondas. Supongamos que se aplica entre las sondas un voltaje  $v_d < 0$  pequeño ( figura 3.3 B). El potencial de la sonda 1 bajará, respecto de  $v_f$  (potencial flotante), colectando menos electrones y más iones. Dado que ambas sondas forman un lazo cerrado (através del plasma), la corriente en ambas sondas deberá ser la misma. En consecuencia, si por 1 entra carga neta positiva, ésta debe salir por 2. Para ello, 2 debe modificar su potencial, acercándose a  $\phi_p$  de forma de poder captar más electrones que iones. Si se hace  $v_d$  suficientemente grande, 2 habrá tomado el potencial adecuado como para captar un exceso de electrones que equilibre la carga positiva captada por 1. Se vé que incrementos ulteriores de  $v_d$  no provocarán aumentos de corriente y sólo hace más negativo a 1, manteniéndose fijo el potencial de 2. Además, dada la simetría del sistema de sondas, es evidente que una inversión del voltaje  $v_d$  produce una situación totalmente análoga, pero con la dirección de la corriente invertida.(figura 3.3 C)

En consecuencia la curva característica de una sonda doble tendrá el aspecto mostrado en la figura 3.4.



**Figura 3.4** Curva característica de una sonda doble

La corriente máxima que circula por ella es a lo sumo igual a la de saturación de iones y por tanto, notoriamente menor que en la sonda simple, lo que asegura menores perturbaciones del plasma. Vamos a ver que información puede extraerse de esa curva característica. Al llamar  $i_{e1}$ ,  $i_{e2}$  a la corriente de electrones de cada sonda,  $i_{i1}$ ,  $i_{i2}$  a las corrientes iónicas y  $\phi_1$  y  $\phi_2$  a sus respectivos potenciales. De la primera ley de kirchoff surge:

$$i_{i1} - i_{e1} = i_{e2} - i_{i2} \quad \#$$

ó

$$i_{i1} + i_{i2} = \sum i_i = i_{e1} + i_{e2} \quad \#$$

de acuerdo a la ecuación (3.9)

$$i_{e1} = I_{si1} \exp\left[\frac{-e(\phi_1 - \phi_p)}{kT_e}\right] \quad \#$$

$$i_{e2} = I_{si2} \exp\left[\frac{-e(\phi_2 - \phi_p)}{kT_e}\right] \quad \#$$

siendo  $I_{si1}$  e  $I_{si2}$  corrientes de saturación electrónica (iguales si las áreas de las sondas son iguales) y  $\phi_p$  el potencial del plasma en el punto donde se encuentra la sonda.

Si dividimos (3.18) por  $i_{e2}$  a ambos lados de la igualdad se tiene que:

$$\frac{\sum i_i}{i_{e2}} - 1 = \frac{i_{e1}}{i_{e2}} \quad \#$$

al dividir la parte derecha de la igualdad (3.21), utilizando (3.19) y (3.20) y asumiendo que  $I_{e1} = I_{e2}$ , se obtiene:

$$\frac{i_{e1}}{i_{e2}} = \exp\left[\frac{e v_d}{kT_e}\right] \quad \#$$

luego:

$$\frac{\sum i_i}{i_{e2}} - 1 = \frac{i_{e1}}{i_{e2}} = \exp\left[\frac{e v_d}{kT_e}\right] \quad \#$$

despejando (3.23)

$$\frac{\sum i_i}{i_{e2}} = 1 + \exp\left[\frac{e v_d}{kT_e}\right] \quad \#$$

para este caso simétrico,  $i_{i1} = i_{i2} = i_i$ , entonces:  $\sum i_i = 2i_i$  donde  $i_i$  es la corriente iónica positiva para ambas sondas.

Haciendo uso de esta relación y el hecho de que  $i_{e2} = i_{d+} + i_{i2}$  se reemplaza en (3.24) y queda:

$$\frac{2i_i}{1 + \exp\left[\frac{e v_d}{2kT_e}\right]} = i_{d+} + i_i \quad \#$$

donde:

$$\frac{2i_i - \left(1 + \exp\left[\frac{e v_d}{2kT_e}\right]\right)}{1 + \exp\left[\frac{e v_d}{2kT_e}\right]} = i_d \quad \#$$

Dividiendo (3.26) por  $i_i$  se obtiene:

$$\frac{i_d}{i_i} = \tanh\left(\frac{e v_d}{2kT_e}\right) \quad \#$$

ó

$$i_d = i_i \tanh\left(\frac{e v_d}{2kT_e}\right) \quad \#$$

Si las áreas de la sonda son iguales entonces:

$$I_{si1} = I_{si2} = i_i$$

Como resultado, el sistema de sondas dobles permite medir la temperatura de los electrones a partir de la pendiente de la curva con  $v_d = 0$  y la densidad electrónica a partir de la corriente de saturación.

Las condiciones para la validez de los resultados obtenidos son exactamente iguales a las requeridas para las sondas simples. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que,  $d \gg \lambda_d$  y por otro lado  $d$  mucho menor que las distancias sobre las cuales  $n_e$  y  $T_e$  varían. ( $d$  es la distancia entre las sondas).

#### **TIEMPO DE RESPUESTA DE UNA SONDA**

Conviene aclarar los requerimientos de las sondas en cuanto a instrumentos de medición con resolución temporal y espacial. La velocidad de respuesta de una sonda está limitada por el tiempo de

tránsito de un ión en la sonda, que resulta ser del orden de  $\frac{\lambda_D}{v_i}$ , como:

$$\lambda_D = 6.9 \left( \frac{T_e}{n} \right)^{1/2}; v_i = \left[ \frac{3KT_i}{m_i} \right]^{1/2}$$

o también  $v_i = 7 * 10^4 T_i^{1/2}$  (temperatura en eV, densidad de partículas en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $\lambda_D$  en cm y  $v_i$  en cm/seg).

El tiempo  $\tau$  de respuesta de una sonda resulta :

$$\tau = \frac{\lambda_D}{v_i} = 10^{-2} \left( \frac{T_e}{T_i n} \right)^{1/2} \quad \#$$

para  $T_e \sim 10^4 T_i$  y  $n_e \sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$  el tiempo de respuesta de la sonda es aproximadamente  $\tau \sim 0.1 \mu\text{seg}$ .

- 1 A. G. Fabiola, *Sondas Electrostáticas, Tesis de postgrado, Universidad tecnológica de pereira 1-29 (1994)*
- 2 Masayuki. Fukao, *the 6th Latin American Workshop on Plasma Physics, 1-23, (1994)*  
Mitzuharu Konuma, *Fundamentals of Plasma and Its Application to Film Deposition, Springer – Verlag Heidelberg New York, (1992)*
- 3 Richard H. Huddleston, Stanley L. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques", *Academic Press Inc, New York, (1965)*
- 4 Direccion de Investigacion y Desarrollo, *Informe Técnico. Diseño y construcción de la Instrumentación para el Diagnóstico con Sondas Eléctricas en el Tokamak Novillo. ININ, (1994)*
- 5 E. O. Johnson and L. Malter, *Physical Review, Vol80, N1, 58-68, (1950)*
- 6 A. Karamcheti and CH. Steinbruchel, *J. Vac. Technol, A17(5), sep/oct1999, 3051-3056, (1999)*
- 7 Katsuyuki. Okada, Shojiro. Komatsu, Seiichiro. Matsumoto, *J. Vac. Technol, A17(3), may/jun 1999, 721-725, (1999)*
- 8 R.B. Turkot, JR. and D.N. Ruzic, *J. Phys. D : Appl. Phys, 73(5), 2173-2179, march(1993)*
- 9 M.D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, and K. Muraoka, *J. Vac. Technol, A17(2), 493-499, mar/abr (1999)*

## CONCLUSIONES

1. Varias cantidades físicas del plasma han sido determinadas empleando una sonda doble plana localizada en la región interelectródica en un arco pulsado a baja presión.
2. Los resultados muestran densidades electrónicas del orden de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  y temperaturas electrónicas del orden de 1 eV similares a los reportados en la literatura.
3. Las curvas experimentales son aceptables dentro del error experimental, pero presentando una buena simetría lo que indica que los electrones en el plasma siguen muy bien una distribución Maxwelliana, de acuerdo con la teoría no colisional.
4. Se encontraron valores de la longitud de Debye, después de obtener los valores de  $T_e$  y  $n_e$  resultando del orden de  $\lambda_D \sim 10^{-3} \text{ mm}$ .
5. No se observó vapor metálico fuera de la región interelectródica.
6. Se encontró un remonte muy destacado superpuesto en la curva de voltaje de descarga, utilizando un cátodo de titanio, concluyendo que una transición del modo difuso (baja corriente) al modo footpoint (corriente moderada) está ocurriendo.
7. Se obtuvieron curvas de voltaje y corriente de descarga, donde la curva de corriente de descarga es críticamente amortiguada, similar a la señal de corriente de la sonda.
8. Se observó que es muy importante la limpieza de la sonda, antes de realizar las descargas.
9. Se encontró que el potencial anódico es muy aproximado al potencial del plasma y al voltaje de arco de los spots tipo 2.
10. Se observaron unos picos unidireccionales superpuestos sobre la curva de corriente de descarga, que pueden estar asociados a la muerte de los spots o al desplazamiento de los cráteres.
11. Se obtuvieron espesores de películas delgadas con las mismas condiciones en las que se obtuvieron las películas de este trabajo, con un valor aproximado de  $0.1 \mu\text{m}$ .
12. Se observó que los crateres que se forman sobre el material catódico de Ti para las condiciones de trabajo, están asociados con los spots tipo 2.
13. Se observó que la adherencia y rugosidad de las películas obtenidas con este sistema de descarga, están asociadas con los parámetros de descarga, energías iónicas promedio y la erosión catódica entre otros.
14. Se notó que las mediciones de temperatura electrónica y densidad electrónica presentan incertidumbres al ir alejando la sonda doble del eje axial.



**bibitem** [http://www.comptons.com/encyclopedia/ARTICLES/0125/01454848\\_A.html](http://www.comptons.com/encyclopedia/ARTICLES/0125/01454848_A.html)

- 2 Martin. M. Uman, *Introduction to Plasma Physics*, McGraw-Hill Book Company, 1-7 (1964)
- 3 A. G Negrete, J. A. Tagle, J. C. Mugica, J. I. Onate, *Tecnologías Asistidas por Plasma*, XI, XII (1997)
- 4 Santiago Cendejas Huerta, *Plasmas en el Laboratorio y en el Cosmos*, Editorial Reverté Mexicana, S.A, (1968)
- 5 A. K Kikoin, I. K. Kikoin, *Física Molecular*, Editorial Mir Moscú, (1979)
- 6 Mitzuharu Konuma, *Fundamentals of Plasma and Its Application to Film Deposition*, Springer – Verlag Heidelberg New York, (1992)
- 7 Francis. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York and London, 5-11, (1974)
- 8 Richard H. Huddleston, Stanley L. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press Inc, New York, (1965).
- 9 V. Milantiev, S. Temko, *Física del Plasma*, Editorial Mir Moscú (1987)

- bibitem** H. Bruzonne, H. Kelly, A. Marquez, D. Lamas, A. Ansal di, C. Oviedo, *Plasma Sources.Sci. Technol*,**5**, 582-587 (1996)
- 2 J.M.Lafferty, *Vacuum Arcs Theory and Application*, John Willey and Sons, NewYork (1979)
  - 3 S. Bababegy, R. L. Boxman, senior member, ieee, and S. Goldsmith, *IEEE Trans. Plasma Science*, Vol ps-15, n5, 599-602, (1987)
  - 4 D. Grondona, H. Kelly, A. Marquez, F. Minotti, *J.Phys.D : Appl.Phys*, **31**, 1-10 (1998)
  - 5 [http://www.eng.tau.ac.il/Pages/Departments/Inter/edp\\_lab/photogal.html](http://www.eng.tau.ac.il/Pages/Departments/Inter/edp_lab/photogal.html)ARCS AND SPARKS PHOTO GALLERY tel aviv university
  - 6 Janus.Kutzner, R.Batura, and Z.Stachowiac, *IEEE Trans. Plasma Science*,vol **27**, N4, 888-893, (1999)
  - 7 R.L. Boxman, Shemuel Goldsmith, Shaul Shalev, Hanan Yaloz and Nissan Brosh, *Metallurgical and Protective Coatings*,41-47, Novembre(1985)
  - 8 Yasushi. Nakayama, Toshinori. Kimura, Kenichi Koyama, and Hiroyuki Sasao, *IEEE Trans. Plasma Science*, Vol **27**, N4, 906-910, (1999)
  - 9 R. L. Boxman, D.M. Sanders, P. J. Martin, *Handbook of Vacuum Arc Science and Technology, Fundamentals and Applications ed R.L. Boxman, D.M. Sanders,P.j Martin, Park Ridge, NJ : Noyes*,316 – 317, (1995)
  - 10 Adrienne Hart-Davis, Ecmi Newsletter, N26, October (1999)
  - 11 H. Randhawa, *Thin.Solid.Films*, **167**,175-85 (1988)
  - 12 R.L. Boxman, S Goldsmith, *IEEE Trans. Plasma Science*.**17**, 705-12 (1989)
  - 13 M.Baronnet. E. A. Ershov-pavlov and Megy, *J.Phys.D : Appl.Phys*, **32**, 2552-2559, (1999)
  - 14 Isak.I. Beilis, Member, ieee, *IEEE Trans. Plasma Science*,vol **27**, N4, 821-826, (1999)
  - 15 Isak.I. Beilis, Member, ieee, Michael Keidar, Member, ieee, Raynond I. Boxman, fellow ieee, and Samuel Goldsmith, *IEEE Trans. Plasma Science*,vol **27**, N4, 872-876, (1999)
  - 16 Yuri Vasenin, *IEEE Trans. Plasma Science*,vol **27**, N4, 858-862, (1999)
  - 17 Hirofumi Takikawa, Osamu Kusano and Tateki Sakakibara, *J.Phys.D : Appl.Phys*, **32**, 2443-2437, (1999)
  - 18 W. Rivera, J.M. Perez, R.S. Ruoff, D.C. Lorents, R. Malhotra, S. Lim, Y.G. Rho, E.G. Jacobs, R.F. Pinizzotto, *J. vac. sci. technol. B*, **13**(2), mar/apr 1995, 327-329, (1995)
  - 19 R.L. Boxman, S Goldsmith, S. Shalev, H. Yaloz, N. Brosh, *Thin.Solid.Films*, **139**,41-52 (1986)
  - 20 R.L. Boxman, S Goldsmith, *IEEE Trans. Plasma Science*, **18**, 231-6 (1990)
  - 21 J. Kutzner, G. Glinkowski, *IEEE Trans. Plasma Science*, **11**, 233-8 (1983)
  - 22 Isak.I. Beilis, Member, ieee, *IEEE Trans. Plasma Science*,vol **27**, N4, 821-826, (1999)
  - 23 R. L. Boxman, S. Goldsmith, *XIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Paris*, 281-286, (1988)

**bibitem** B. Juttner, V.F. Puchkarev,

*Handbook of Vacuum Arc Science and Technology, Fundamentals and Applications* ed R.L. Boxman, D.M. Sanders, P.J. Martin, Park Ridge, NJ : Noyes, 239 – 258, 130 – 133, 312 – 314, 330 – 337, (1995)

- 2 Isak I. Beilis, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 27, no 4, 821-826, august (1999).
- 3 R.L. Boxman and S. Goldsmith, *Int. Conf. Metal. Coat./Int. Conf. Thin Films, San Diego*, 1-18, (1990)
- 4 Hirofumi Takikawa, Osamu Kusano and Tateki Sakakibara, *J.Phys.D : Appl.Phys*, 32, 2433-2437 (1999)
- 5 Raymond L. Boxman. Shemuel Goldsmith, Shaul Shalev, Hanan Yaloz and Nisan Brosh, *Metalurgical and Protective Coatings*, 41-52, (1985)
- 6 S. Bababegy, R. L. Boxman, senior member, ieee, and S. Goldsmith, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 15, no 5, 599-602, october (1987).
- 7 Janusz Kutzner, R. Batura, and Z. Stachowiak, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 27, no 4, 888-893, august (1999).
- 8 Alexander A. Logatchev, Vasilij P Afanas ev, Sergey M. Shkolnik, Burkhard juttner, and Heinz Pursch, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 27, no 4, 894-899, august (1999).
- 9 A. Michalski and A. Sokolowska, *Sixth International Conference on Thin Films, Stockolm, Sweden*, 13-17, august (1987)
- 10 H Bruzzone, H Kelly, A Marquez, D Lamas, A Ansal di and C Oviedo, *Plasma Sources Sci.Technol*, vol 5, 582 – 587, (1996)
- 11 P. J. Arango, A. Devia, A. F. Rojas, C. A. Pena, J. A. Ortiz and E. Restrepo, *Latin American Workshop, Venezuela*, 517 – 522, January (1997)
- 12 D Grondona, H. Kelly, A. Marquez and F. Minotti, *J.Phys.D : Appl.Phys*, 31, 1737-1741, (1998)
- 13 A. Michalski, *Journal of Material Science Letters* vol 3, 505-508, (1984)
- 14 P. Roychowdhury, A. S. Paithankar, S. K. Iyyengar and V. K. Rohatgi, *Plasma Physics and Controlled Fusion of Material Science Letters* vol 29, 651-659, (1987)
- 15 Jean-Luck Meunier, member, ieee, and Mario Douyon de Acevedo, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 20, no 6, 1053-1059, december (1992)
- 16 David M. Sanders, David B. Boercker, and Steven Falabella, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 18, no 6, 883-894 december (1990)
- 17 Isak I. Beilis, member, ieee, Michael Keidar, member ieee, Raymond L Boxman, fellow, ieee, and Samuel Goldsmith, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 27, no 4, 872-876, august(1999)
- 18 J. I. Londer and Konstantin N. Ulyanov, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 27, no 4, 901-905, august (1999)
- 19 Yuri Vasenin, *IEEE Trans. Plasma Science*, vol 27, no 4, 858-862, august (1999)
- 20 Masayuki Fukao, *The 6th Latin American Workshop on Plasma Physics*, 1-23, octubre (1994)
- 21 M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, and K. Muraoka, *J. Vac. Sci. Technol. A* 17(2), 493-499, Mar/Apr, (1999)

- 22 R. B. Turkot, Jr. and D. N. Ruzic, *J.Phys.D : Appl.Phys*, **73** (5), 2173-2179, March (1993)
- 23 A. Dengra, J. Ballesteros, M. A. Hernandez, and V. Colomer, *J.Phys.D : Appl.Phys*, **68** (11), 5507-5510, December (1990)
- 24 D. Girata, Y. Rojas, E. Bacca, M. Chacon, W. Lopera, P. Prieto, *Solid state Communications* vol 90, n 9, 539-542, (1994),
- 25 A. Karamcheti and Ch. Steinbruchel, *J. Vac. Sci. Technol. A* 17(5), 493-499, sep/oct, (1999)
- 26 E. O. Johnson and L. Malter, *Physical Review*, Vol 80, N1, 58-68, (1950)