MX9500025
ININ-m-2-14602

Universidad Autónoma del Estado de México
UAEM *Escuela de Ciencias*

Estudio de la naturaleza estratificada de una descarga de resplandor

T E S I S

Que para obtener el título de:

LICENCIADO EN FISICA

PRESENTA: MARCELO HERNANDEZ AVILA
DIRECTOR: Dr. ENRIQUE CAMPS CARVAJAL

ININ

Toluca, México, 1995.

A Trinidad y Marcelo,

A Norma y Victor Octavio,
Judith,
Guadalupe,
Victor.

Mis Padres y Hermanos, quienes significan para mí más de lo que ellos saben.

A Norberto,
Javier,
Juan Manuel,
Omar,
Eduardo

Mis compañeros y amigos, quienes emplearon algunas horas de sus vidas para cambiar la mía.

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento al Dr. Enrique Camps por su labor en la dirección y preparación de este trabajo, por sus sugerencias, enseñanzas y por su amistad.

De manera especial Agradesco al Dr. César Gutiérrez Tapia, al Fís. Gerardo Anguiano y al Quím. Oscar Olea, por compartir sus ideas y experiencias.

Agradesco al Comité asignado a revisar el presente trabajo por sus comentarios y sugerencias.

Mi agradecimiento a las instituciones:

Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares.
Universidad Autónoma del Estado de México.

Por las facilidades brindadas para la realización de este trabajo.

CONTENIDO

INTRODUCCION 1

CAPITULO 1. DESCARGAS ELECTRICAS 4

1.1 Clasificación de las descargas 4

1.1.1 Por su mecanismo de ionización 4

1.1.2 Por la corriente que producen 6

1.2 Proceso básico en el rompimiento de un gas. 8

1.2.1 Generación de la avalancha electrónica 8

1.2.2 Avalancha con sucesores. 10

1.3 Procesos fundamentales. 11

1.3.1 Parámetros de colisión 11

1.3.2 Difusión 13

1.3.3 Difusión ambipolar 15

1.3.4 Recombinación 18

1.4 La descarga luminiscente **19**

1.4.1 Regiones de la descarga **21**

1.4.2 Apariencia de la descarga bajo diferentes condiciones **23**

1.5 La columna positiva. **25**

1.5.1 Estratos en la columna positiva **25**

CAPITULO 2. EQUIPO Y DESARROLLO EXPERIMENTAL. **29**

2.1 Generación de la descarga **29**

2.1.1 Tubo de descarga **29**

2.1.2 Fuente de alimentación. **30**

2.1.3 Sistema de vacío. **32**

2.1.4 Método para generar la descarga. **33**

2.2 El diagnóstico. **35**

2.2.1 Técnicas de diagnóstico. **35**

2.2.2 La sonda eléctrica. **37**

2.2.3 Método de la sonda doble. **41**

2.2.4 Temperatura electrónica. **43**

2.2.5 Potencial del plasma. **45**

2.2.6 Concentración del plasma. **46**

2.2.7 Arreglo experimental. **48**

2.3 Sistema de detección. **52**

2.3.1 Detectores 52

2.3.2 Teoría de fotomultiplicadores 54

2.3.3 Técnica experimental 56

2.3.4 Método de estudio. 57

CAPITULO 3. RESULTADOS. 59

3.1 Del diagnóstico 59

3.2 De la detección de estratos 64

CONCLUSIONES. 69

REFERENCIAS. 71

INTRODUCCION

Sin considerar los rayos, los seres humanos se toparon con las descargas eléctricas cuando notaron que los conductores cargados mediante fricción, a pesar de encontrarse aislados de la tierra y de otros conductores, poco a poco pierden su carga. Esto fue observado en 1600. En 1785 Coulomb demostró mediante una serie de experimentos que la carga se pierde a través del aire y no por defectos de aislamento. Durante el siglo XVIII se llevaron a cabo experimentos con chispas, obtenidas al cargar los cuerpos con ayuda de máquinas electrostáticas o bien utilizando la electricidad de la atmósfera. A principios del siglo XIX surgieron las primeras baterías eléctricas de mayor potencia y fue descubierta la descarga de arco, que recibió ese nombre debido a que la columna brillante del plasma se arquea en el aire debido a la acción de la fuerza de Arquímides, con sus puntas sujetas a los electrodos. En 1831 Faraday descubrió y estudió la descarga de resplandor y estableció su estructura de capas, aquellas zonas oscuras y brillantes que se encuentran entre el cátodo y la columna positiva.

El estudio de la descarga de resplandor, es una de las partes de la física más antigua y pareciera, por lo mismo, una de las mejor conocidas. Sin embargo, durante las últimas dos décadas ha recibido un impulso sorprendente, el cual ha permitido descubrir una enorme cantidad de nuevas manifestaciones de este fenómeno. Este impulso está relacionado con la importancia que ha adquirido éste tipo de descarga para su uso en los láseres gaseosos de alta potencia, sean de tipo estacionario o pulsado. La utilización de una descarga eléctrica

en CO_2 para el corte, la fundición y el endurecimiento de metales ha abierto una nueva línea de trabajo que se ha denominado como tecnología de láseres.

Una parte importante en la descarga de resplandor es la columna positiva, cuya función es la de cerrar el circuito eléctrico, en el espacio entre la capa catódica y el ánodo. La columna positiva, en ocasiones tiene una estructura de capas denominada **estratos**.

Como se ha podido establecer actualmente, los estratos son un estado común de existencia de la columna positiva, por tanto, si el estado estratificado es preferible al homogéneo, entonces en este primero existe cierta utilidad y ésta consiste en que a un valor igual de corriente I, el voltaje V y el gasto de potencia IV en la columna estratificada es menor que en la homogénea. La utilidad de los estratos puede ser expresada también de la siguiente manera: al electrón le es más fácil adquirir la energía necesaria para ionizar, si recorre la diferencia de potenciales necesaria en un campo fuerte en un recorrido pequeño, ya que sufre menos colisiones que afectan su aceleración. Desde éste punto de vista es más conveniente distribuir la diferencia de potenciales en forma de escalones abruptos, en lugar de distribuirla en toda la longitud de la columna positiva con un gran gradiente constante.

Por lo anterior, resulta de interés el estudio de la naturaleza estratificada de la descarga de resplandor, no sólo desde el punto de vista de la ampliación de los conocimientos que se tienen acerca de la descarga, sino también en el marco de las aplicaciones tecnológicas que se han venido desarrollando.

El objetivo del presente trabajo de tésis consiste en el diseño y construcción de un equipo experimental que permita la observación de los estratos en la columna positiva de la descarga de resplandor y la implementación del equipo mínimo necesario de diagnóstico del plasma mismo y de los estratos. Para lo cual en el primer capítulo se describe la teoría

de las descargas eléctricas a bajas presiones. La descripción del equipo y el desarrollo experimental utilizado en los diferentes experimentos realizados (desarrollo de la descarga, diagnóstico del plasma [24] y detección de los estratos) se presentan en el capítulo dos y por último el tercer capítulo menciona los resultados obtenidos así como las conclusiones.

CAPITULO 1

DESCARGAS ELECTRICAS

En condiciones normales los gases no conducen la corriente eléctrica y son aisladores, no obstante a temperaturas suficientemente altas o al exponer el gas a un campo eléctrico fuerte sus propiedades pueden variar, éste se ioniza y se convierte en un conductor de la electricidad, a ese gas ionizado se le llama **plasma** [1]. El plasma que se genera durante la descarga se le conoce como **plasma de descarga gaseosa**; si la fuente de ionización del plasma desaparece, él también lo hace, transformándose en un gas ordinario; a este proceso se le conoce como **recombinación** del gas. En el presente capítulo se introducirá al tema relacionado a las descargas eléctricas, mencionando aquella que es de interés estudiar.

1.1 Clasificación de las descargas

1.1.1 Por su mecanismo de ionización

Las descargas eléctricas en gases, dependiendo del medio en que son ionizados es posible clasificarlas en dos grupos [1]:

A) Descargas no espontáneas o no mantenidas. Para éste tipo la conductividad del gas se mantiene mediante fuentes exteriores de ionización conocidas como ionizadores;

los iones que se forman y los electrones libres por efecto del campo eléctrico adquieren un movimiento dirigido, es decir, surge una corriente eléctrica. Fundamentalmente son conocidos dos métodos para realizar la ionización en una descarga de este tipo:

Alta temperatura (termo-ionización): Si calentamos un gas, gran parte de sus moléculas adquieren la energía suficiente para la ionización de otras moléculas del gas al originar que choquen unas con otras, superando el potencial de Coulomb.

Diferentes tipos de radiaciones (foto-ionización): No toda radiación es capaz de producir ionización en un gas, la radiación que posee una gran longitud de onda no puede arrancar un electrón de un átomo o de una molécula neutra, sólo la radiación de onda corta tiene capacidad para ionizar un gas. Entre este tipo se encuentran los rayos X, la radiación gamma, luz ultravioleta y los rayos cósmicos, por mencionar algunos.

B) Descargas automantenidas (autónomas): Para este caso, la ionización del gas se produce fundamentalmente por la propia descarga, o sea, sin ninguna participación de alguna fuente externa de calor o de radiación. Se caracteriza por una densidad mayor de corriente eléctrica comparada con la no espontánea que es menor. Algunos ejemplos son:

Descarga por chispa. El ejemplo más sencillo de una descarga autónoma en un gas se presenta entre dos placas métalicas paralelas, este tipo de descarga se caracteriza por su brevísima duración y gran intensidad de corriente. La creación de una región de presión muy alta y su desplazamiento por el gas es la causa de los efectos acústicos que acompañan a esta descarga.

Descarga por arco. Semejante descarga surge entre dos barras de carbón incandescentes y son alimentadas por una tensión eléctrica. El canal de la descarga, que emite luz brillante tiene la forma de arco. El cátodo de carbón incandescente emite electrones (emisión termo-iónica) y debido a su alta temperatura, los extremos de las barras de carbón alumbran con una brillantez de gran intensidad. Esta descarga puede ser obtenida también entre electrodos metálicos.

Descarga luminiscente o de resplandor. Una variedad importante de descarga espontánea concierne a este tipo y el interés de nuestro estudio es basado en esta descarga, por lo que más adelante será descrita con mayor detalle.

1.1.2 Por la corriente que producen

El comportamiento de la descarga en un gas está influenciado por las propiedades del circuito del que forma parte. Las descargas pueden clasificarse también en tres tipos, dependiendo de la corriente que puedan producir [2]:

1.2.1 Descarga Townsend u oscura: Conduce corrientes hasta $10^{-6}A$.

1.2.2 Descarga luminosa: Conduce corrientes desde $10^{-6}A$ hasta 10^{-1} A.

1..2.3 Descarga de arco: Conduce corrientes desde 10^{-1} A en adelante.

La descarga Townsend tiene como característica las pequeñas corrientes, es invisible porque la densidad de átomos excitados que emiten luz es muy pequeña. No es una

descarga automantenida (no alimenta enteramente su propia ionización, o sea requiere agentes externos para producir electrones).

Por otro lado, la descarga Townsend se observa fácilmente aplicando una diferencia de potencial del orden de unas cuantas centenas de volts. Si se aumenta la tensión en un tubo de descarga que en ese momento conduce una descarga Towsend, la corriente en un momento determinado aumenta bruscamente en varios órdenes de magnitud. Este es el punto de ruptura, el cual depende de la presión y la naturaleza del gas, la separación de los electrodos y el material de éstos. Una vez que se ha dado la ruptura, la descarga se convierte en automantenida y toma aspecto de una descarga luminiscente o de arco según sea el gas y las condiciones del circuito.

Parece entonces que las descargas pueden ser agrupadas en tres clases distintas separadas por discontinuidades fácilmente identificables. Por su naturaleza deben producirse entre electrodos.

Los tres tipos de descargas requieren un suministro continuo de partículas portadoras de corriente. En la descarga Townsend el agente externo es proporcionado por la foto-ionización, por la foto-emisión desde el cátodo, etc. En una descarga luminiscente, el aporte esencial de electrones se obtiene principalmente en la emisión secundaria producida por bombardeo al cátodo mediante iones positivos, o sea, por la acción de la misma corriente.

El mecanismo de rompimiento de un gas (a veces llamado chisporroteo o spark) es una transición de una descarga no mantenida a alguna de las diferentes descargas mantenidas, ocurriendo el rompimiento usualmente de una manera súbita.[3]

Dos tipos de mecanismos de rompimiento son conocidos: **mecanismo Townsend** y

Streamer o de canal. Anteriormente existía una gran controversia acerca de cual de esos mecanismos gobierna el rompimiento por chispa, ahora es aceptado que ambos operan, pero en condiciones diferentes.

1.2 Proceso básico en el rompimiento de un gas.

El significado del proceso de ionización en el rompimiento de un gas implica las colisiones de electrones, iones y fotones con moléculas de un gas y los procesos que toman lugar en las cercanías del electrodo.

1.2.1 Generación de la avalancha electrónica.

(Proceso primario.)

La ionización por impacto de electrones probablemente es el proceso más importante del rompimiento de un gas, lo que no quiere decir que las colisiones sean suficientes para producir el rompimiento. Considerando un campo eléctrico uniforme en un sistema con electrodos en un gas a una cierta presión, los electrones pueden originarse en el cátodo (electrodo negativo) aplicando, por ejemplo, una iluminación ultravioleta.

Si un campo eléctrico E es aplicado a través del espacio de separación de los electrodos, entonces esos electrones serán acelerados hacia el ánodo, ganando una energía K de acuerdo a la relación:

$$K = eEx = \frac{1}{2}mv^2 \tag{1.1}$$

Donde e y m son la carga y la masa del electrón respectivamente, y v es la velocidad del electrón a una distancia x, algo de esta energía es perdida por los choques de los electrones con moléculas neutras. Colisiones inelásticas ocurren también, en las cuales los electrones pueden excitar a los electrones pertenecientes a las moléculas o átomos del gas a estados de energía diferentes.

Cuando los electrones ganan más energía que la energía de ionización del gas, entonces la ionización es posible, ésto es, se despoja a la molécula de un electrón y se deja atrás un ion positivo. El nuevo electrón liberado junto con el primario repiten el proceso y una avalancha de electrones alcanza finalmente el ánodo. La distribución de cargas portadoras en una avalancha es mostrada en la forma:

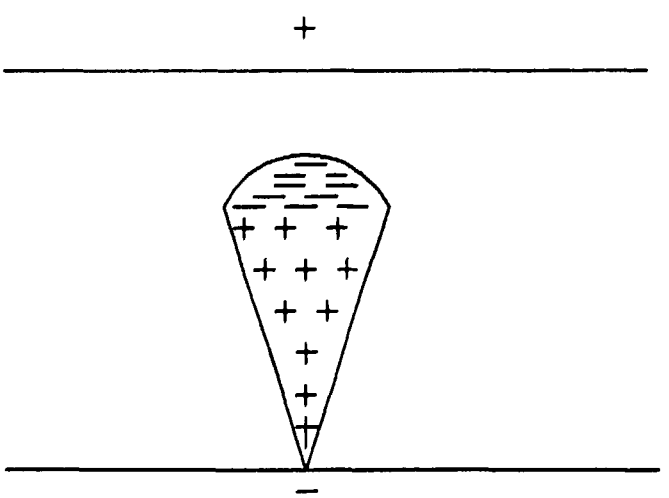

Fig 1.1 Distribución de portadores en la avalancha.

Como los electrones viajan más rápido que los iones positivos, la cabeza de la avalancha está constituída por electrones y la extremidad por los iones. La forma del rastro o la huella tiene forma de cuña, y debido a la difusión térmica de los electrones calentados por

la aceleración en el campo eléctrico, el calor producido por la avalancha es esparcido en forma radial en todas direcciones. En el caso ilustrado, a causa de la diferencia en las velocidades de los electrones y de los iones, los últimos están virtualmente estacionados durante el tiempo requerido para que los electrones alcancen al ánodo.

1.2.2 Avalancha con sucesores.

(proceso secundario).

El proceso de avalancha simple descrito anteriormente es completado cuando los iones han llegado al cátodo; sin embargo, la avalancha es incrementada debido a que la probabilidad de que electrones adicionales sean liberados por otro mecanismo (secundario) es grande, iniciando estos electrones nuevas avalanchas. Los procesos secundarios más importantes tienen la característica común de producir electrones adicionales en el cátodo, y son:

I) Mientras que los iones positivos producidos en la avalancha primaria no pueden ganar bastante energía cinética en el campo eléctrico para ionizar moléculas, ellos pueden tener suficiente energía para causar la expulsión de electrones en el cátodo.

II) Moléculas excitadas en una avalancha pueden emitir fotones cuando regresan a un estado menor de excitación, esta radiación puede incidir en el cátodo para producir foto-emisión de electrones, los que pueden iniciar nuevas avalanchas.

III) Moléculas metaestables se pueden difundir hacia atrás del cátodo y causar una notable emisión de electrones.

Los tres procesos anteriores son descritos cuantitativamente por un coeficiente γ, el cual es definido como el número de electrones secundarios producidos en promedio en el cátodo por electrones que fueron producidos por colisiones de la avalancha primaria.

$$\gamma = \gamma_{i_{(efecto\,ampositivo)}} + \gamma_{ef_{(efectofoto-eléctrico)}} + \gamma_{m_{(metaestable)}}, \tag{1.2}$$

γ es conocido como el **coeficiente de ionización secundario de Townsend.**

1.3 Procesos fundamentales

En muchas descargas de gases sostenidas o autónomas no sólo es esencial crear cargas portadoras también es importante mantener el número de partículas requeridas para una cierta condición de densidad deseada. Si un estado de plasma estático es requerido, tal como la luminiscencia de una señal de neón, es necesario entonces producir nuevos iones y electrones para dar cuenta de los portadores perdidos, el porcentaje de producción de nuevas partículas cargadas debe ser igual al porcentaje de las pérdidas, removidas o modificadas. En la presente sección discutiremos algunos de los procesos que causan pérdidas de partículas cargadas o cualquier cambio significativo en su naturaleza que pueda reducir la conductividad gaseosa. Las pérdidas directas de partículas cargadas toman lugar principalmente en dos diferentes formas, a través de la **difusión** o de la **recombinación** de partículas cargadas positivamente [4].

1.3.1 Parámetros de colisión

Cuando un electrón colisiona con un átomo neutro, éste pierde una fracción de su

momento inicial dependiendo del ángulo en el cual es rebotado. La probabilidad de su momento perdido puede ser expresada en términos de la sección transversal σ equivalente a la que los átomos tendrían si fueran absorbedores perfectos de momento [5].

Supongamos que los electrones inciden sobre una placa de área A y espesor dx, conteniendo n_n átomos neutros por cm^3. Los átomos son imaginados como esferas con una área de sección transversal σ.

La cantidad λ es el *camino libre medio* por colisión:

$$\lambda = \frac{1}{n_n \sigma} \tag{1.3}$$

Despues de viajar una distancia λ, una partícula tendrá una alta probabilidad de hacer una colisión. El tiempo medio entre colisiones, por partícula de velocidad v, es dada por:

$$\tau = \frac{\lambda}{v}, \tag{1.4}$$

y la frecuencia media de colisión es:

$$\tau^{-1} = \frac{v}{\lambda} = n_n \sigma v \tag{1.5}$$

Promediando sobre todas las velocidades de las partículas en una distribución Maxweliana, tenemos la llamada frecuencia de colisión ν:

$$\nu = n_n \bar{\sigma} v \tag{1.6}$$

1.3.2 Difusión.

Es bien conocido el hecho de que un gas que tiene en un principio una concentración no homogénea, presenta finalmente una distribución uniforme en el interior del recipiente que lo contiene si no está actuando una fuerza apreciable. Del mismo modo, dos gases separados inicialmente llegan a mezclarse uniformemente. El proceso en virtud del cual se alcanza la condición de equilibrio recibe el nombre de **difusión** [5].

La ecuación de un fluido en movimiento (incluyendo colisiones), para cualquier especie es:

$$mn\frac{d\mathbf{v}}{dt} = mn\left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v})\right] = \pm en\mathbf{E} - \nabla p - mn\nu\mathbf{v}, \tag{1.7}$$

donde m es la masa, n la densidad, p la presión, $\mathbf{v}$ la velocidad y $\pm$ indica el signo de la carga. Considerando un estado estacionario en el cual $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0$. (Si $\mathbf{v}$ es suficientemente pequeña (o ν suficientemente grande), un fluido no se moverá hacia regiones de diferentes $\mathbf{E}$ y ∇p en un tiempo de colisión y la derivada $d\mathbf{v}/dt$ se despreciará). Haciendo el lado izquierdo de la ecuación igual a cero, tenemos un plasma isotérmico.

$$\mathbf{v} = \frac{1}{mn\nu}(\pm en\mathbf{E} - KT\nabla n) \tag{1.8}$$

$$= \pm\frac{e}{m\nu}\mathbf{E} - \frac{KT\nabla n}{mn\nu} \tag{1.9}$$

donde:

$$\mu \equiv |q|/m\nu \qquad \textit{coeficiente de movilidad} \tag{1.10}$$

$$D \equiv KT/m\nu \qquad coeficiente\ de\ difusión \tag{1.11}$$

Estos son diferentes para cada especie. D está dado en cm^2/seg y ambos coeficientes son relacionados por la relación de Einstein:

$$\mu = |q|D/KT \tag{1.12}$$

El flujo Γ_j de las j's especies puede ser escrito como:

$$\Gamma_j = n\mathbf{v}_j = \pm\mu_j n\mathbf{E} - D_j\nabla n \tag{1.13}$$

La **ley de Fick** de difusión es un caso especial de ésta, ocurre cuando $\mathbf{E} = 0$, o bien, cuando las partículas no están cargadas, de modo que $\mu = 0$, o sea:

$$\Gamma_j = -D_j\nabla n \qquad ley\ de\ Fick \tag{1.14}$$

Esta ecuación establece que la difusión es un proceso de movimiento aleatorio, en el cual ocurre un flujo neto de partículas de regiones densas hacia menos densas. En el plasma la ley de *Fick* no es obedecida necesariamente, porque el plasma puede difundirse de una manera que es exactamente no aleatoria.

El paso de partículas a través de un gradiente de concentración constituye una velocidad de arrastre similar a la de las partículas cargadas en un campo eléctrico. La velocidad del paso de partículas por unidad de área es definida por la ecuación

$$\Gamma = -D\frac{\partial n}{\partial x}, \tag{1.15}$$

la velocidad de arrastre viene dada por Γ/n. En una capa de espesor dx, el número de partículas por unidad de área aumenta a la velocidad $\frac{\partial n}{\partial t}dx$, en donde $\frac{\partial n}{\partial t}$ es la velocidad de cambio de concentración debida a la difusión. El aumento se origina por la diferencia entre las velocidades de paso hacia dentro y hacia fuera de la capa, que es $-\frac{\partial \Gamma}{\partial x}dx$, el signo negativo indica que para que n aumente, Γ debe disminuir en la dirección del flujo. Por tanto:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma}{\partial x} \tag{1.16}$$

$$= -\frac{\partial}{\partial x}\left(-D\frac{\partial n}{\partial x}\right) \tag{1.17}$$

$$= D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \tag{1.18}$$

si D es constante. Esta es la versión de la ecuación de difusión. En el caso general de tres dimensiones las relaciones correspondientes se escriben de un modo adecuado:

$$\Gamma = -\nabla(Dn) \tag{1.19}$$

de donde:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla^2(Dn) \tag{1.20}$$

1.3.3 Difusión ambipolar

Ahora consideremos un plasma creado en un contenedor que decae por difusión hacia las paredes.

Cuando la densidad de partículas cargadas alcanza un cierto orden de concentración, la interacción entre varias de estas partículas no puede ser ignorada. Cuando la densidad de partículas negativas y positivas es la misma, entonces el plasma visto macroscópicamente es neutro. Si las partículas negativas son electrones, la separación de cargas tenderá a tomar lugar. Esto debido a dos factores: bajo el mismo campo los electrones tienen velocidades más altas, y ellos se difunden más rápido que los iones porque su coeficiente de difusión es mucho más alto. Esto es debido principalmete a la proporcionalidad de D con v, la cual es por supuesto más grande en los electrones que para los iones o moléculas a la misma temperatura.

Estos factores causarán que los electrones escapen más rápido a los límites o contornos y dejen detrás un exceso de partículas cargadas positivas. Una vez que la separación de cargas ha ocurrido, un campo eléctrico existirá entre el espacio de los electrones y de los iones. Una condición de estado estable será finalmente alcanzado cuando ambas clases de partículas se difundan a la misma velocidad, esta condición es llamada **Difusión ambipolar** [5].

El campo eléctrico es obtenido al poner $\Gamma_i = \Gamma_e = \Gamma$, de la ecuación (1.13), podemos escribir:

$$\Gamma = \mu_i n\mathbf{E} - D_i\nabla n = -\mu_e n\mathbf{E} - D_e\nabla n \tag{1.21}$$

$$\mathbf{E} = \frac{(D_i - D_e)}{(\mu_i + \mu_e)}\frac{\nabla n}{n} \tag{1.22}$$

El flujo Γ está expresado por:

$$\Gamma = \mu_i\frac{D_i - D_e}{\mu_i + \mu_e}\nabla n - D_i\nabla n \tag{1.23}$$

$$= -\frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e}\nabla n \quad , \tag{1.24}$$

entonces

$$D_a \equiv -\frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e}. \tag{1.25}$$

Si ambas especies están a la misma temperatura, es decir, $T_i = T_e$; de la relación de Einstein:

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT}{|q|}, \tag{1.26}$$

entonces,

$$D_a = \frac{2D_i\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \approx 2D_i, \tag{1.27}$$

ya que $\mu_e \gg \mu_i$.

Si la temperatura de los electrones es mayor que la de los iones entonces:

$$\frac{D_e}{\mu_e} \gg \frac{D_i}{\mu_i}, \tag{1.28}$$

de (1.25) y (1.26), se tiene:

$$D_a \simeq D_e\frac{\mu_i}{\mu_e} \simeq \frac{kT_e}{|q|}\mu_i \tag{1.29}$$

1.3.4 Recombinación

Experimentos realizados por J. J. Thomson revelaron que la difusión no puede ser la única causa de que un plasma se extinga. Al medir por un instante la conductividad del volumen de un gas ionizado y momentos después la fuente de ionización se interrumpe, la conductividad del gas ionizado decae con el tiempo. El decaimiento de la conductividad no puede ser adscrito solamente a la difusión, más bien, la neutralización es la causa del decaimiento en el número de partículas cargadas. La neutralización toma lugar por la combinación de un ion positivo con un electrón, Thomson llamó a este proceso **recombinación** [4].

La recombinación casi nunca se expresa formalmente como una probabilidad o sección eficaz, la velocidad de recombinación es directamente proporcional a las concentraciones de iones y electrones, es decir:

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{dn_e}{dt} = \alpha n_i n_e \tag{1.30}$$

en donde α es una constante; para el caso en que $n_i = n_e = n$, resulta:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n^2 \tag{1.31}$$

La constante de proporcionalidad α se llama **coeficiente de recombinación** [2]. La recombinación es un proceso de desionización particularmente importante a altas presiones, para las cuales la difusión es lenta, pero a bajas presiones la difusión es la acción predominante.

1.4 La descarga luminiscente

Como se mencionó anteriormente, la descarga luminiscente es el tipo de interés para nuestro estudio. La descarga , es creada en forma general dentro de un tubo cilíndrico de vidrio, al cual se le colocó en cada uno de sus extremos un electrodo plano, el contenedor es llenado con un gas específico a bajas preciones ($< 13.33\ mb$), la forma del contenedor es especificada así sólo por conveniencia (puede tener forma toroidal) y afectará sólo en ciertos detalles, pero no en los puntos principales. El potencial V de una fuente Dc es aplicado entre los electrodos y es conectada en serie con una resistencia variable que sirve para regular la corriente que fluye a través del circuito.

La figura 1.2 muestra la relación voltaje-corriente que está especificada para gases inertes, (en algunos gases en la región BCD muestra un ligero máximo) [7].

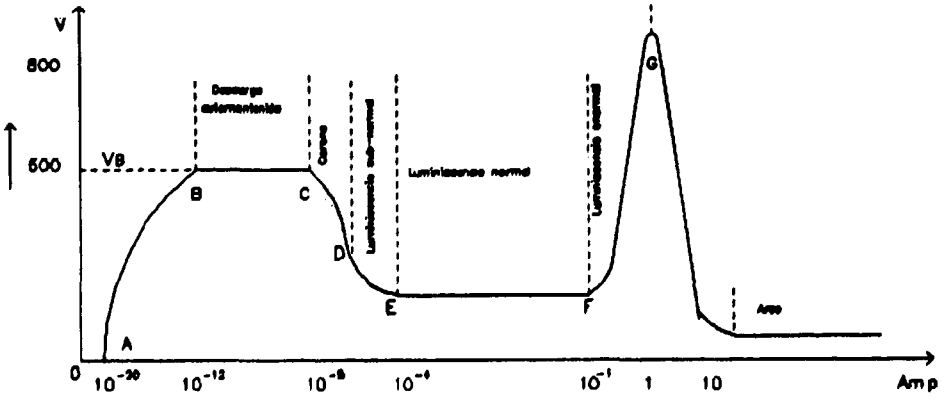

Figura 1.2 Relación Voltaje-Corriente para la descarga en gases inertes

Cuando el potencial V entre los electrodos es incrementado lentamente se observa, en caso de tener un instrumento bastante sensible, corrientes muy pequeñas, alrededor de $10^{-15}\ amp$, si el cátodo es iluminado con luz ultravioleta la corriente llega a ser más grande

al ir aumentado la intensidad de la luz (estaríamos hablando de una descarga mantenida), ésto es mostrado en la parte AB de la figura 1.2. Si ahora el potencial es incrementado un poco más, la corriente también aumentará rápidamente, y ésta no cambiará si la luz es retirada, ya que la corriente es independiente de la fuente externa de radiación por estar en el régimen de las descargas automantenidas, el voltaje más bajo en que ésto ocurre es llamado voltaje de ruptura V_B, es decir, el voltaje de transición de una descarga mantenida a una no mantenida.

La descarga automantenida de la zona BC es llamada **descarga obscura**; por un ajuste de la resistencia externa la corriente puede ser aumentada hasta los $10^{-6} amps$ con apenas un perceptible cambio de voltaje; la corriente es tan pequeña que la luz emitida y el espacio de carga es despreciable.

Si la corriente es aumentada de nuevo, (arriba de 10^{-4} $amps$) dos efectos notables son observados. Primero: la descarga llega a ser débilmente visible, compuesta de espacios alternados de zonas brillantes y obscuras a lo largo del tubo, las cuales describiremos más tarde. Segundo: el potencial entre los electrodos decae considerablemente hasta que la corriente alcanza un valor constante, de un orden aproximado de $10^{-4} amps$; esta región es mostrada como CDE en la figura 1.2. La caída de potencial muestra que el arreglo anterior es eficiente para hacer la ionización más fácil, los espacios de carga comienzan a jugar un papel importante en la descarga, y cuando ésto sucede, una **descarga luminiscente** se establece.

En la práctica no es necesario ir a través de todos los procesos descritos para obtener la descarga luminiscente. Si $V > V_B$ es aplicado entre los electrodos, los primeros electrones aleatorios producidos en un lugar favorable (cerca del cátodo) comenzarán a mantener la descarga y todos los procesos descritos por la curva $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D$, tomarán lugar en

una fracción de segundo, deteniéndose finalmente cuando la corriente se eleva a un valor satisfactorio en el que aparezca la descarga luminiscente.

$$V + iR = V_{fuente} \tag{1.32}$$

El potencial de inicio es considerablemente más grande que el potencial de trabajo, o sea: Las descargas luminiscentes frecuentemente son difíciles de iniciar debido a la presencia de parches de carga en las paredes del contenedor, que tal vez quedaron de una descarga previa, o bien, por condiciones de superficie. Esto da un comportamiento relativamente caprichoso en el comienzo, el cual no afectará a la descarga una vez que ha sido establecida.

Si la corriente es aumentada aun más, el voltaje entre la descarga caerá hasta que alcance valores muy bajos, las regiones DE y EF son conocidas como regiones de **luminiscencia subnormal y luminiscencia normal** respectivamente. Un aumento exponencial en la corriente, es conocida como una descarga **luminiscente anormal**, representada por la zona FG. Incrementando la corriente aún más, otra transición ocurre, teniendo lugar una nueva forma de descarga conocida como **descarga de arco**.

1.4.1 Regiones de la descarga.

La descarga luminiscente tiene un arreglo distintivo de regiones luminosas y obscuras entre cátodo y ánodo. En todos los experimentos realizados en tubos de descarga es relativamente fácil reproducir estas zonas características, la posición de cada una de ellas depende de las condiciones de la descarga, en algunos casos, casi todas las regiones serán fácilmente distinguibles y en otros no, comúnmente las zonas apreciables son: (fig 1.3.)

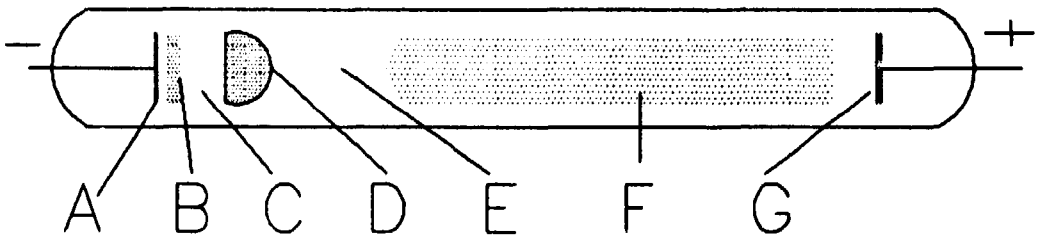

Fig 1.3 Regiones de la descarga a bajas presiones.

Partiendo del cátodo:

A) Espacio oscuro de Aston. Espacio característico perteneciente a la zona del cátodo, es el primer espacio oscuro con una área muy delgada.

B) Capas del cátodo. Es el espacio siguiente después del de Aston, está compuesto de una serie de capas brillantes, que dependiendo de los parámetros de las descargas aparecen a la vista como una sola franja (por lo general aparece así).

C) Espacio oscuro del cátodo. Llamado también espacio oscuro de Crookes o Hittorf, es el espacio entre el cátodo y la siguiente región (luminiscencia negativa), incluye las capas del cátodo así como los espacios oscuros. No es totalmente oscuro, pero aparece así a la vista en comparación con las demás partes luminosas.

D) Luminiscencia negativa. Esta es la zona más luminosa de la descarga, tiene un límite bien definido del lado del cátodo pero un límite difuso del lado del ánodo.

E) El espacio oscuro de Faraday. Este es de nuevo relativamente oscuro, su longitud depende del radio del tubo, llega a ser grande en tubos delgados y usualmente es más largo que la luminiscencia negativa.

F) La columna positiva. Es la parte luminosa de la descarga localizada entre el espacio oscuro del ánodo y los límites del espacio oscuro de Faraday, su color es característico dependiendo del tipo de gas que se emplee pero no es tan intenso como la luminiscencia negativa. Su luminosidad es aparentemente uniforme o compuesta por una serie de bandas sucesivas brillantes y oscuras que son conocidas como **estratos** éstos pueden aparecer en forma estacionaria o móvil. El gas en la columna positiva está en un estado ionizado con igual densidad de partículas positivas y negativas, ésta condición es llamada usualmente **plasma**.

G) El espacio obscuro y luminiscente del ánodo. Frecuentemente un espacio oscuro delgado puede ser visto ahí donde termina la columna positiva y al mismo tiempo se observa una luminiscencia en la superficie del ánodo.

1.4.2 Apariencia de la descarga bajo diferentes condiciones

La apariencia de la descarga cambia al variar los parámetros siguientes (cada uno a la vez) [6],[2]:

Efecto de la presión: Un aumento de presión causa que todas las zonas negativas (espacio obscuro del cátodo, luminiscencia negativa y espacio obscuro de Faraday) se compriman hacia el cátodo, la columna positiva se extiende para llenar el resto del

tubo, excepto para regiones cercanas al ánodo, al aumentar la presión, las zonas negativas llegan a ser progresivamente más difíciles de distinguir, hasta que $p \sim 133\ mb$, sólo se puede distinguir el espacio obscuro de Faraday (la luminiscencia negativa aparentemente alcanza la superficie del cátodo). Una disminución de la presión naturalmente causa un efecto inverso: las zonas negativas se expanden y sus límites llegan a ser más difusos. La columna positiva es dirigida hacia el ánodo y desaparece completamente cuando la presión es suficientemente baja.

Distancia entre los electrodos: Si la distancia entre el ánodo y cátodo es grande, un ligero aumento de voltaje es requerido para sostener la decarga, y la columna positiva se extiende para ocupar la longitud adicional y no hay efectos en las zonas negativas; inversamente si los electrodos están a una distancia más cercana, la columna es más corta y un voltaje ligeramente más pequeño es necesario para sostener la descarga; sin embargo, la luminiscencia del ánodo desaparece.

Material de los electrodos: El cátodo tiene un efecto marcado en el voltaje necesario para mantener la descarga, voltajes más bajos son requeridos cuando el cátodo es un buen emisor de electrones ya sea por un bombardeo de iones positivos o fotones; aunque el tipo de material no influye en la apariencia de la descarga.

Efecto del voltaje: Si el potencial es elevado, la longitud del espacio oscuro del cátodo decrece, mientras la longitud de la luminiscencia negativa aumenta ligeramente, además existe un aumento en la corriente del circuito y consecuentemente un aumento en la brillantez de las partes luminosas, ya que más energía comienza a disiparse en el gas, parte de ésta lo hace en forma de radiación. Un potencial más alto hace que los límites de la zonas brillantez más distinguibles y a su vez, un incremento en la corriente cuando la descarga es normal ($V = cte$) sólo causa aumento en la brillantez.

El tipo de gas: Cada gas da a la descarga un color característico, la longitud del espacio oscuro varía también con el tipo de gas usado en aquellos con un coeficiente de ionización bajo, el espacio es corto.

1.5 La columna positiva.

Usada como una fuente de luz, la columna positiva ha sido estudiada por mucho tiempo y todavía no ha sido completamente entendida. En la presente sección se hablará sobre un fenómeno que ocurre dentro de ella llamado **estratificación** [4].

1.5.1 Estratos en la columna positiva

La luminosidad de la columna positiva puede parecer a la vista ya sea en una forma *constante u homogénea* o en un arreglo regular de bandas luminosas y oscuras sucesivas unas a otras, éstas son conocidas como **estratos**, que bajo ciertas condiciones pueden ser móviles o estacionarios. Cuando toman la forma estacionaria, las bandas luminosas (algunas veces) son delgadas y repentinamente separadas en una forma definida una de otra por una banda oscura de anchura mayor, para otras condiciones las bandas brillantes son más anchas que las oscuras y los límites de sus orillas son difusos [20].

Por otro lado, muchos estudios han revelado que la luminiscencia de una columna positiva de una homogeneidad y uniformidad aparente, es formada por una serie de estratos que se mueven sobre el eje longitudinal rápidamente en ambas direcciones del tubo contenedor y que a la vista, la columna tiene la apariencia de ser uniforme y constante.

Los estratos pueden ser formados por fuentes externas de perturbación ([21], [22]) o

pueden aparecer espontáneamente ([7],[11]), de hecho, los primeros trabajos de investigación referente al tema de estratos hasta 1950 fueron con estratos que aparecían en la descarga en una forma espontánea sin ayuda de una fuente externa.

Por lo anterior, en las descargas luminiscentes de una columna positiva con una *fem* constante y una resistencia en serie, usualmente son observadas oscilaciones en el voltaje del tubo, en la corriente y en la intensidad de luz. Mientras que las fluctuaciones en el voltaje y la corriente son de un bajo porcentaje, es decir que aproximadamente 2.5% del voltaje total que se está aplicando al tubo es captado. La intensidad de fluctuación en la luz representa un 100%. Las oscilaciones son muy estables y se repiten a si mismas sin sufrir cambios durante horas [7].

No obstante que el fenómeno de la estratificación es relativamente fácil de observar, no ha sido descrito en una forma detallada ni completa en los artículos relacionados con el fenómeno de ondas e inestabilidades en un plasma. Esto es lo más extraño, ya que los estratos, ya sean estáticos o móviles, son encontrados en el plasma de un descarga tan frecuentemente que precisamente la columna positiva estratificada es la forma típica del plasma ya mencionado. Desde su descubrimiento realizado por Abria en 1843 [8], considerables progresos se han obtenido tanto en el método experimental como en la explicación teórica del fenómeno de los estratos.

Harry. S y Robertson [9], por ejemplo, desarrollaron un modelo para la estratificación, considerando la ecuación de balance del ion y sus consecuencias, con ésto demostraron que cuando un ion y un átomo metaestable son relacionados de cierta manera, un estado homogéneo en la columna positiva no puede existir y la inestabilidad puede ser originada en ésta misma.

L. B. Loeb [10], sugiere que el cátodo es el sitio de origen de las inestabilidades que propician estratos describiendo en su trabajo los fenómenos que ocurren en el cátodo .

Robertson [27], indica con su análisis que bajo ciertas circunstancias una inestabilidad longitudinal natural puede existir en la columna positiva, la cual conduciría a la presencia de estratos independientemente de la región de los electrodos.

M.Klerk [11], realizó una investigación experimental de la columna estratificada a bajas presiones para una descarga de corriente directa Dc y alta frecuencia hf, obteniendo como conclusión que el origen de los estratos está asentado principalmente en la columna misma y que en algunos casos, las condiciones de frontera en los extremos de la columna causan una perturbación del plasma y originan por tanto el surgimiento de los estratos.

A. A. Zaitesev y B. E. Djakov [12], mostraron datos experimentales de valores de temperatura, densidad de electrones y del potencial de distribución en el caso de estratos móviles obtenidos por el método de las sondas de Langmuir. Sus experimentos fueron realizados con gas Neón a presiones de $1.33 - 3.99\ mb$ y con una corriente de descarga de $10\ mA$

L.Pekarek [13], dirige su investigación a identificar los procesos que causan estratificación y al mismo tiempo intenta obtener una interpretación física del mecanismo de producción de éstos, considerando tres fenómenos decisivos para la formación de los estratos.

a) La dependencia del porcentaje de producción de ionización de la energía cinética media (temperatura) de los electrones y por consiguiente del campo eléctrico en el plasma.

b) La producción de espacios de carga debido a diferentes porcentajes de difusión

de electrones y de iones. El coeficiente de difusión de los electrones en la dirección axial es mucho más grande que el coeficiente de los iones positivos $D_- \gg D_+$, y los electrones tienden así a remover desviaciones locales de concentración mucho más rápido que los iones positivos. En el punto de aumento, un exceso o escases de iones positivos comparado con los electrones, es producido aún cuando la longitud de Debye es pequeña.

c) La creación de un campo eléctrico adicional debido a la creación de espacios de carga.

A.W. Cooper y N.L. Oleson [14] realizaron investigaciones acerca de los límites de la corriente a los que los estratos son detectados usando foto-detectores y cámaras fotográficas de espejos rotatorios, en un tubo seccionado en diferentes diámetros; para un rango de presiones de 0.66 mb a 39.9 mb y de 100 mA a 2000 mA, en Argón y Neón.

Por otra parte, Donahue y Dieke [7] realizaron investigaciones acerca de la existencia de ondas espontáneas de estratos. Ellos usaron para esta investigación un equipo de foto-detección y observaron perturbaciones moviéndose rápidamente, logrando así diferenciar varios tipos de éstas y en base a un abundante número de material experimental concluyeron que la estratificación de una columna es un fenómeno típico y común para un plasma de descarga luminiscente por electrodos.

Todos estos trabajos y muchos otros se han realizado tratando de explicar en una forma, ya sea teórica o experimental la ocurrencia de los estratos, sin embargo, no existe aún un criterio general que permita explicar la naturaleza de los estratos y sus rangos de existencia.

CAPITULO 2

EQUIPO Y DESARROLLO EXPERIMENTAL

En el presente capítulo se describe el equipo experimental que se requirió para realizar los experimentos relacionados con la descarga eléctrica, el diagnóstico del plasma y el estudio del fenómeno de los estratos, así como las técnicas experimentales utilizadas.

2.1 Generación de la descarga.

2.1.1 Tubo de descarga

Para la generación de la descarga se construyó un tubo cilíndrico de vidrio Pyrex de 3.3 *cm* de diámetro por 40 *cm* de largo. En cada uno de sus extremos se colocó un electrodo plano de forma circular de 2 *cm* de diámetro separados una distancia de 30 *cm*. Como se muestra en la figura 2.1, el sistema de descarga contó con 5 accesos, tres de los cuales tenían la utilidad siguiente.

A) Acceso para realizar el vacío al contenedor.

B) Acceso para introducir el gas que se desea estudiar.

C) Acceso para la medición de la presión del sistema.

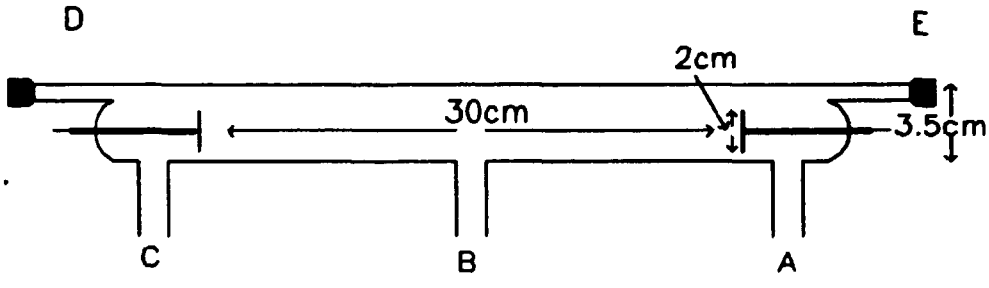

Fig 2.1 Tubo de la descarga

Los accesos **D** y **E** se utilizaron para la introducción del sistema de sondas eléctricas (este tema se detallará más adelante). La razón de considerar el diseño descrito fue que se podía tener un sistema en el cual el flujo del gas fuese continuo [25], (esto es, mantener la presión en equilibrio por un sistema de vacío activo) para poder variar a diferentes rangos la presión, así como cambiar (si es requerido) el tipo de gas, evitando así la construcción de diferentes tubos de dimensiones iguales pero con distintas presiones y por otro lado, la facilidad de manejar en el sistema de descarga el método de estudio de diagnóstico del plasma por sondas (simple o doble).

2.1.2 Fuente de alimentación de la descarga

Para poder generar la descarga se necesitó una fuente de corriente directa (Dc) que suministrara la energía suficiente de rompimiento, dicha fuente fue necesario construir por no contar con ella en una forma inmediata. La figura 2.2 muestra el diagrama de la fuente que se construyó en su forma básica.

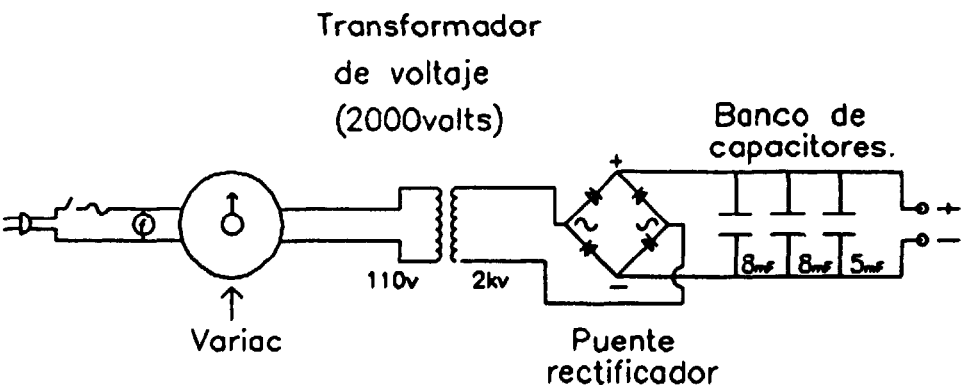

Fig 2.2 Circuito de la fuente de alimentación

Como se puede apreciar la fuente consta de un variac, un elevador de voltaje (transformador), un puente rectificador, un banco de capacitores y sus respectivas salidas; positivo y negativo. El variac era utilizado para regular el voltaje de la línea que alimentaba al elevador.

Dicha fuente puede suministrar un rango de 0 a 1200 *volts* y hasta 80 *ma*, las cuales son valores suficientes para generar la descarga.

2.1.3 Sistema de vacío.

Al disminuir la presión (con respecto a la atmosférica) en el interior de un contenedor, hay un aumento directo en la longitud del recorrido libre medio de las moléculas que en estado gaseoso se encuentran en él, lo que se interpreta como un aumento relativo de las dimensiones de la vasija contenedora. El término "vacío" indica un espacio del cual se ha removido el aire u otros gases reactivos o inertes mediante mecanismos físico-químicos.

Inicialmente se requirió un vacío previo en el contenedor de la descarga (10^{-3} *mb*), ésto significa que antes de intoducir el gas, era necesario que el sistema de descarga estuviera con una cantidad mínima de aire. El mecanismo de vacío fue realizado por una bomba mécanica, de paletas rotatorias tipo **BPR DUO 060A**.

Para la medición del vacío se utilizó un medidor de vacío medio **Pirani Vacumm Gauge**, el cual tiene un rango de operación de 1000 *a* $6 \cdot 10^{-4}$ *mb*. Como sensor de presión se utilizó un **Pirani Gauge Head TPR 010**, éste es un sensor de vacío medio que se conecta al sistema de descarga y la señal de lectura es recibida por el Multipirani Meter.

El término Pirani Gauge se asigna a cualquier tipo de medidor que funcione por conductividad térmica. Estos medidores son instrumentos que operan midiendo la razón de transferencia de calor entre un alambre caliente y sus alrededores.

El control de paso del gas al sistema se realizó utilizando un regulador de paso **Needle Valves EVN 010 H1**, con este regulador se logró variar y controlar a diferentes rangos la presión.

El gas utilizado fue el Argón, perteneciente al grupo de los gases inertes o nobles que constituyen el grupo $VIIIA$ de la tabla périodica y no forman compuestos químicos, es decir, sustancias que se puedan descomponer en otros de naturaleza distinta.

2.1.4 Método para generar la descarga

El proceso para generar la descarga fue el siguiente:

La fuente de voltaje en serie con la resistencia y el amperímetro se conectaron a los electrodos del tubo de la descarga, el voltímetro fue instalado en paralelo como lo muestra la figura 2.3.

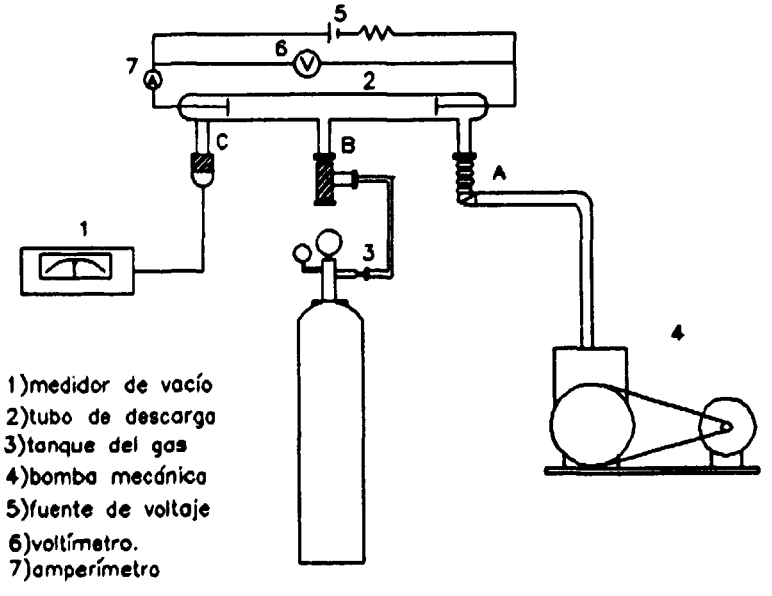

Fig 2.3 Diagrama general para generar la descarga.

En el conducto A se conectó el sistema de vacío, en B el sistema de introducción del gas y en C el sistema de medición de vacío. Una vez que se obtenía un vacío inicial de $3 \cdot 10^{-3}$ mb se le suministró al tubo un voltaje de 650 $volts$; inmediatamente después el gas

se introdujó al contenedor gradualmente. Por lo general, la descarga comenzaba a emitir luz en un intervalo de presiones de 2 a 5 $\cdot 10^{-1}$ *mb*; cuando ésto no sucedía, simplemete se le daba una ayuda para inicializarla, ésta consistía en colocar un Tesla cerca del tubo o en su defecto un peine previamente cargado, el efecto en las cercanías del tubo originaba que las carga del peine o del Tesla ayudaban a ionizar el gas. Una vez inicializada la descarga el voltaje era aumentado a un rango de 700 a 850 *volts*, la luminiscencia de la descarga se intensificaba (la cantidad de átomos excitados que emiten fotones comenzaba a incrementarse) y las diferentes regiones de la descarga aparecían. Cuando se definió el rango de operación. Al aparecer la columna positiva se iniciaba el diagnóstico del plasma generado para buscar posteriormente el rango de aparición de los estratos. Como se mencionó en el capítulo 1, no todas las zonas pueden ser apreciadas, éstas dependen de la geometría del contenedor, así como de la distancia de separación de los electrodos. En nuestro sistema las zonas que se apreciaron son mostradas a continuación:

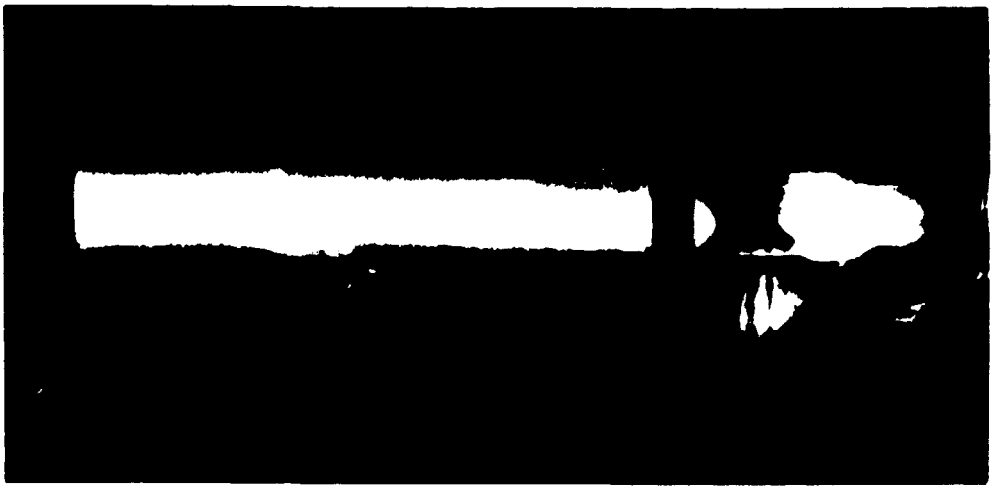

Fig 2.4 Regiones experimentales de la descarga

2.2 El diagnóstico

2.2.1 Técnicas de diagnóstico

El estudio de las propiedades del plasma comienza por la descripción de los fenómenos observados y la determinación de las condiciones en las que ellas se desarrollan, la siguiente etapa consiste en la medición de los parámetros del plasma: Temperatura electrónica, concentración de los electrones y potencial del plasma. La realización de estas mediciones constituye un problema complicado, el cual forma parte de una rama especial de la física experimental que ha recibido el nombre de **diagnóstico del plasma**. Las técnicas del diagnóstico del plasma pueden ser divididas en dos grupos [15]:

I **Técnicas de diagnóstico pasivas.** Técnicas mediante las cuales el plasma no es perturbado por la medición, tal es el caso por ejemplo, en la determinación de la densidad del plasma por la medición de la radiación emitida.

II **Técnicas de diagnóstico activas.** El plasma está en contacto directo con el sistema de medición, tal es el caso del diagnóstico por sondas eléctricas o magnéticas.

A escala macroscópica, el plasma puede ser considerado como un estado neutro, en la mayoría de los métodos de transferencia de energía, al plasma se le considera como una componente eléctrica variable, de tal manera que la dependencia en el tiempo de los parámetros voltaje y corriente del circuito proporcionan información básica importante acerca de las condiciones generales del plasma. La naturaleza energética del plasma implica que la luminosidad óptica sea una propiedad fundamental del mismo y este hecho se investiga por medio de una variedad de técnicas de fotografía rápida que proporciona información acerca de la evolución y decaimiento del plasma. A continuación se describen las principales técnicas de diagnóstico de plasma:

A) Sonda magnética. El método consiste en introducir una bobina pequeña aislada en el plasma, las variaciones en el tiempo del campo magnético aplicado inducen voltajes en la bobina y éstas proporcionan información acerca de las distribuciones de presión en el plasma, así como las inestabilidades y la turbulencia del mismo.

B) Sondas eléctricas. Consisten principalmente de un electrodo pequeño de forma cilíndrica, esférica o plana a la que se le aplica un potencial y que en presencia del plasma circula una corriente a través de éste, la cual es medida. La gráfica $V - I$ conocida como la curva de la caracteristíca del Langmiur proporciona información acerca de la densidad y la temperatura de los electrones y de los iones. Como esta sección enfatiza la utilización de este método, en los parrafos (2.2.2) y (2.2.3) se describe con más detalle.

C) Métodos espectroscópicos. Basados fundamentalmente en la descomposición espectral de la radiación emitida por el plasma. Las diferentes técnicas empleadas hacen posible determinar la densidad, distribución y la temperatura de electrones, iones y neutros entre otros.

D) Método de microondas. Comprende un conjunto de técnicas activas, basadas en la interacción de un haz de microondas con el plasma. La técnica pasiva consistente en la medición de la radiación de microondas emitidas por el plasma. La utilización de estos métodos permiten conocer la densidad, distribución y temperatura de electrones, las inestabilidades y la turbulencia.

E) Métodos ópticos. Basados en la interacción de un haz de luz monocromática y el plasma. El uso de las diversas técnicas ópticas permiten determinar la densidad, distribución y temperatura de electrones y de iones, así como la densidad y distribución de neutros, inestabilidades y turbulencias.

2.2.2 La sonda eléctrica

El plasma es un medio material formado por un conjunto de partículas en interacción recíproca entre sí, según las leyes de las fuerzas electrotásticas de Coulomb. El plasma es una mezcla de partículas cargadas eléctricamente donde la carga negativa total de las partículas es igual en módulo a la positiva, ésto es, un medio eléctricamente neutro, que conduce la corriente eléctrica [5].

Las fuerzas electrostáticas en el plasma, que unen cargas de signos contrarios, aseguran su casi-neutralidad con similar cantidad de cargas positivas y negativas. Como es evidente, cada una de ellas influye sobre la conducta de todas las demás partículas del plasma. La cuestión se simplifica si tenemos un plasma enrarecido, donde la densidad de las partículas es pequeña y podemos considerar que la distancia entre ellas es suficientemente grande. Sabemos que alrededor de una carga eléctrica solitaria, existe por todo el espacio un campo eléctrico coulombiano, el cual sólo desaparece a una distancia infinitamente grande de la carga. Pero si examinamos el campo de esa misma carga en el plasma, rodeado de una gran cantidad de partículas con cargas diferentes, el campo de la carga examinada no se extiende hasta el infinito, sino que desaparece a partir de cierta distancia λ_D, conocida como **Longitud de Debye**. En otras palabras, como una de las características elementales del comportamiento del plasma es su habilidad de protegerse de potenciales eléctricos que se le aplican, llamado **blindaje de Debye** (éste neutraliza las diferencias de cualquier campo eléctrico externo al plasma). El blindaje se lleva a cabo formando una nube alrededor del potencial externo, dichas nubes son formadas por electrones o iones positivos del plasma, el espesor de dicha nube es la llamada longitud de Debye, mostrada en la fig 2.5.

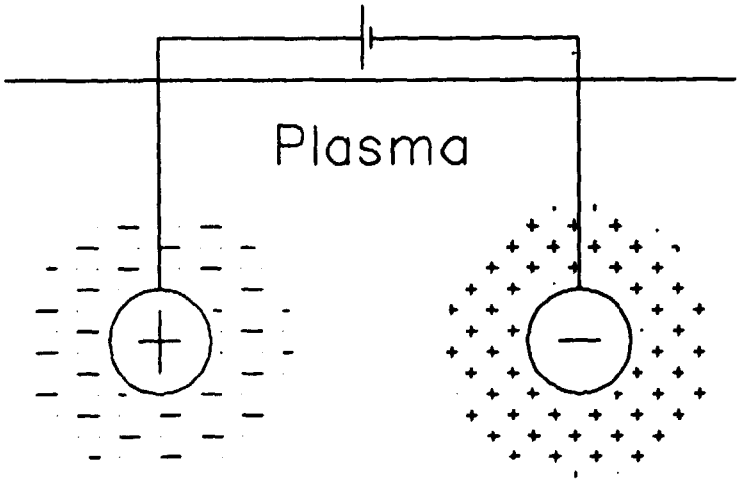

Fig 2.5 El blindaje de Debye

Este es uno de los parámetros más importantes y está definido por:

$$\lambda_D = \left(\frac{KT_e}{4\pi ne^2}\right)^{1/2}, \tag{2.1}$$

Donde K, es la constante de Boltzmann, T_e temperatura la electrónica y n es la densidad. Otras formas usuales de λ_D son:

$$\lambda_D = 6.0(T/n)^{1/2}\ cm, \quad (T\ en\ ^\circ K,\ n\ en\ cm^{-3}) \tag{2.2}$$

$$\lambda_D = 740(KT/n)^{1/2}\ cm, \quad (KT\ en\ eV,\ n\ en\ cm^{-3}) \tag{2.3}$$

El campo eléctrico de una partícula cargada en el plasma sólo existe dentro de una esfera de longitud λ_D (el cual depende de la temperatura y de la concentración del plasma).

Prácticamente fuera de este radio no existen campos eléctricos, así que las partículas se encuentran en interacción directa sólo cuando están a una distancia menor que la longitud de Debye.

Ahora, de acuerdo a la condición de cuasineutralidad del plasma la concentración de las partículas de carga negativa debe diferenciarse poco (o casi nada) de la concentración de las partículas de carga positiva. Esta condición se cumple si las dimenciones lineales L del recinto lleno de una mezcla de partículas cargadas son mucho mayores que la longitud de Debye ($L \gg \lambda_D$). Esta longitud es una característica importante del plasma en partículas cargadas y determina la llamada capa de Langmuir que se forma cuando el plasma hace contacto con un sólido (por ejempo una sonda).

Debido a que dentro de la longitud de Debye asociada a una partícula cargada existe un apantallamiento que actúa sobre los electrones, si se introduce a un plasma la sonda eléctrica de radio r_s, y se compara este radio con la trayectoria libre media y con la propia longitud de Debye, se determina una zona donde es más conveniente realizar nuestras mediciones, es decir, determinar un régimen el de operación.

Al introducir la sonda, debido a que la velocidad de los electrones es mayor que la de los iones, un número mayor de electrones incide en la sonda, con lo cual queda cargada negativamente, generando entre la sonda y el plasma un campo eléctrico que representa un obstáculo para la movilidad de los electrones. Cuando cesa el movimiento de los electrones, se crea una capa positiva alrededor de la sonda (Capa de Langmuir), cuyo espesor esta determinado por la longitud de Debye.

Si la trayectoria libre media es mucho mayor que la longitud de Debye, entonces no existirán dentro de la capa colisiones entre partículas, a este tipo de capa se le llama capa

sin colisiones. Ahora bien, si la trayectoria libre media es mucho menor que el radio de Debye, existirán muchas colisiones, que llamaremos capa de colisiones.

Análogamente, si el radio de las sondas es mucho menor que la longitud de Debye, la capa es gruesa y por el contrario si el radio es mucho mayor, entonces la capa es delgada. Si la presión es lo suficientemente baja y la trayectoria libre media es grande, nos encontramos en un sistema prácticamente libre de colisiones. Por todo ésto, es de gran importancia que el diámetro de la sonda sea pequeño y debido a las altas temperaturas del plasma el punto de fusión del material de la sonda debe ser alto.

Un régimen bajo en colisiones, y por tanto, con pocos efectos de dispersión, es más fácil de comprender; por lo tanto, conviene trabajar en un régimen de baja presión.

El diagnóstico del plasma por sondas eléctricas es uno de los métodos más utilizados para la obtención de los parámetros del plasma, no obstante que su principal campo de aplicación se encuentra en dispositivos en los que se realizan descargas de resplandor o de radio frecuencias. Las sondas son ampliamente usadas en dispositivos destinados a la producción de plasma denso y caliente como son los Tokamaks o Stelletors.

La razón por la que es usado este tipo de diagnóstico es debido a la sencillez y al bajo costo de implementación del método, así como la posibilidad que ofrece el realizar mediciones locales. Sin embargo, la sencillez de la aplicación contrasta con su interpretación teórica, la cual es bastante complicada y debe ser realizada en función del tipo de plasma que se estudia.

El método de sondas, una de las técnicas fundamentales (de hecho la primera, basada en la sonda sencilla o unitaria; más adelante se implementó el método de la sonda doble) para

la medición de las propiedades del plasma fue desarrollada por primera vez por Langmuir en 1923. Básicamente una sonda electrostática es un simple electrodo metálico (un alambre metálico, aislado sólo en la parte que no será expuesta al plasma) al cual se le aplica un potencial directo y en presencia del plasma circula una corriente I a través de el y ésta es medida.

La gráfica que se obtiene es conocida como curva característica de Langmuir o curva $V - I$, proporciona información para calcular los parámetros del plasma: Temperatura electrónica (T_e), concentración de los electrones (n_e) y el potencial del plasma (V_P) correspondientemente). El método desarrollado en el presente trabajo, fue basado en el de la sonda doble.

2.2.3 Método de la sonda doble

En la mayoría de las descargas en gases, hay un electrodo en buen contacto con el plasma, el cual puede ser usado como punto de referencia del potencial. Cuando se aplica un voltaje a la sonda, tal electrodo puede ser el ánodo o el cátodo de la descarga o la pared metálica limitante del contenedor de una descarga sin electrodos, en algunos casos tales puntos de referencia no son aprovechables, por ejemplo, en una descarga por rf, descarga sin electrodos o bien el plasma de la ionósfera. 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.

El método fue propuesto originalmente por Johnson y Malter en 1950 [16]. Este consiste en dos electrodos delgados de forma cilíndrica (preferencialmente, aunque también las hay esféricas) cuyas longitudes y secciones transversales son generalmente iguales, alineados

entre sí y aislado sólo hasta la parte que será expuesta al plasma. En la figura 2.6, se muestra la conexión del sistema de sonda doble que utilizó.

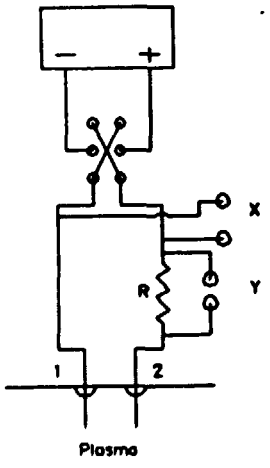

Fig 2.6 Circuito de la sonda doble.

Las sondas estan localizadas en el plasma, el cual tiene propiedades constantes dentro del espacio de las sondas. Un voltage Vd es aplicado entre la sonda 1 y 2, y mediante el arreglo anterior, se puede obtener la caracterítica $V - I$, mostrada en la figura Fig 2.7

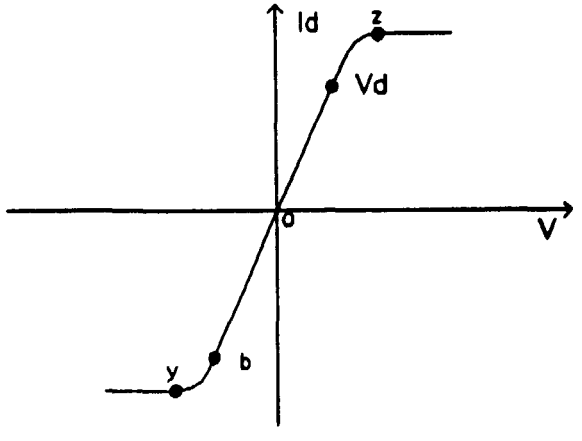

Fig 2.7 Característica Voltaje-corriente por el método de sonda doble.

donde Id es la corriente asociada a Vd. Un análisis general se puede realizar:

Para $Vd = 0$, cada sonda colectará una corriente neta igual a cero del plasma. La corriente debe ser cero ya que no existe un potencial neto actuando en el circuito. Esta condición corresponde al punto 0 en la curva de la Fig 2.7

Para $Vd =$ [*un pequeño voltaje positivo*], la sonda 1, será menos negativa y la sonda 2 más negativa, así más electrones fluirán a la sonda 1 y pocos a la sonda 2. El sistema se encuentra en el punto b de la Fig 2.7

Para $Vd =$ [*un gran voltaje positivo*], la sonda 2 será muy negativa y trazará la corriente de saturación iónica y el sistema se encuentra en el punto y de la fig 2.7. Con un voltaje negativo, es decir al cambiar la polaridad de la fuente de alimentación, la corriente es opuesta y un comportamiento equivalente ocurre.

2.2.4 Temperatura electrónica

Aunque el método de la sonda doble nos permite reducir al mínimo las perturbaciones que existen en el plasma, tiene por otro lado el defecto de no poder determinar la temperatura del grupo principal de los electrones [17], debido a que en la sonda se agrupan únicamente los electrones más rápidos, que son los de la cola de la distribución energética.

Para poder determinar la temperatura se debe tener un modelo teórico de la parte BC del la figura 2.8 de la característica $V - I$.

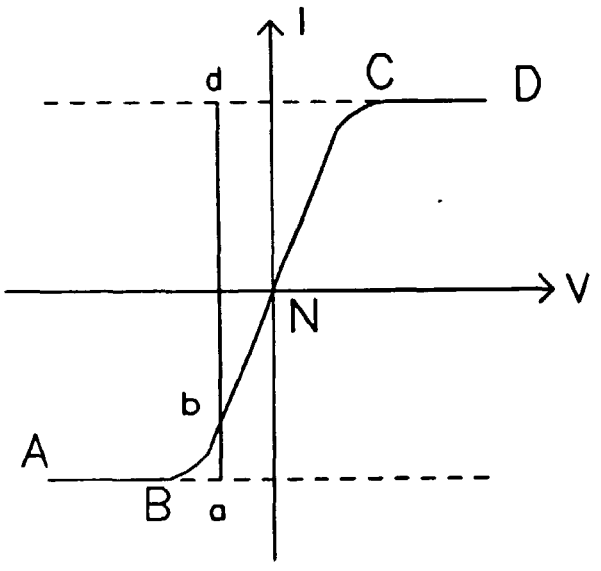

Fig 2.8 Característica V-I.

Como las corrientes que fluyen por las sondas son iguales, tenemos entonces [18]:

$$I = i'_p - i'_e = i''_e - i''_p \tag{2.4}$$

Donde se considera que los electrones en la parte no perturbada del plasma tienen una distribución Maxwelliana dada por:

$$i'_e = i'_0 e^{-eV'/kT_e}, i''_e = i''_0 e^{-eV''/kT_e} \tag{2.5}$$

V' y V'' son los potenciales del plasma respecto de la primera y segunda sonda, i'_p e i''_p son las corrientes iónicas respectivamente, I es la corriente total. Para el potencial de la sonda se tiene:

$$u = V' - V'' \tag{2.6}$$

utilizando las ecuaciones 2.4, 2.6 y tomando en cuenta que $i'_0 = i''_0$ (sondas con áreas iguales) se obtiene:

$$ln\left(\frac{i'_p + i''_p}{i'_e} - 1\right) = \frac{eu}{kT_e} \tag{2.7}$$

La Ec. 2.7 permite determinar la temperatura del plasma, para lo cual puede utilizarse un método de extrapolación lineal de las corrientes de saturación (lineas punteadas en la fig 2.8. La Ec. 2.7 en los términos de la notación de la figura 2.8 toma la forma:

$$ln\left(\frac{\bar{bd}}{\bar{ab}}\right) = \frac{eu}{kT_e} \tag{2.8}$$

El gráfico de $ln(\bar{bd}/\bar{ab})$ con respecto a u es una recta de cuya pendiente se obtiene la temperatura electrónica.

2.2.5 Potencial del plasma

Debido a que de la característica de la sonda doble no se puede determinar el valor del potencial flotante, para obtener una expresión aproximada del potencial del plasma se toma en cuenta que en el punto N de la Fig 2.8, $i_e = i_p$, y de las ecuaciones [18]:

$$j_e = \frac{2\pi en}{m^2}\int_{eV}^{\infty}(\varepsilon - eV)f_0 d\varepsilon, \tag{2.9}$$

$$i_p = 2\pi e r_p n\sqrt{\frac{2kT_e}{M}}\alpha(\theta)l_s, \tag{2.10}$$

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 iónes; se obtiene:

$$\frac{eV_p}{kT_e} = \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{M}{m}}\frac{a}{r_p}\frac{1}{\alpha(\theta)}\right] \tag{2.11}$$

2.2.6 Concentración del plasma

Para el caso de una sonda con potencial negativo, el papel de la superficie colectora de iones lo juega no la sonda misma, sino una superficie de radio mayor. una vez que entra el ión, éste cae directamente a la sonda ya que 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 significante. 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,

$$F_0(v_0) = \frac{M}{2\pi}\left(\frac{mv_0^2}{2} - \varepsilon_0\right) \tag{2.12}$$

El análisis de la distribución del potencial en la región cuasineutra 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, 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 domina 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 [18]

$$i_p = 2\pi e r_p n \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \alpha(\theta) l_s, \tag{2.13}$$

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 [18]

$$i_p = \frac{2\sqrt{2}}{9} l_s \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{(V_s)^{3/2}}{a\beta^2 \left(\frac{r_p}{a}\right)}, \tag{2.14}$$

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 $V = V_p + V_s$ [16] se tiene entonces

$$i_p = \frac{2\sqrt{2}}{9} l_s \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{|V - V_p|^{3/2}}{a\beta^2 \left(\frac{r_p}{a}\right)}, \tag{2.15}$$

donde

$$\beta^2 = (k_1\gamma - k_2\gamma^2 + k_3\gamma^3 - ...)^2 \tag{2.16}$$

y

$$\gamma = ln\frac{r_p}{a}, \tag{2.17}$$

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 y el potencial del plasma, se puede calcular la concentración del plasma, para ésto es necesario previamente determinar el radio de la capa iónica. Esto último se obtiene a partir de la ecuación (2.16), donde se determina el valor de β^2, una vez hallado este valor se encuentra su correspondiente argumento (lnr_p/a) para lo cual se resuelve la ecuación:

$$\beta^2 - (k_1\gamma - k_2\gamma^2 + k_3\gamma^3 - ...)^2 = 0 \tag{2.18}$$

El programa de cómputo [17] realiza todos los calculos relacionados con la sonda doble, obteniendo así, los respectivos parámetros del plasma.

2.2.7 Arreglo experimental

El sistema de sonda doble, como lo muestra la Fig 2.9, especifica el diseño de la sonda doble que se utilizó para desarrollar el experimento, éste consiste de un par de sondas (alambre delgado de tungsteno) cubiertas por una capa de vidrio. Ambos extremos de los alambres estuvieron sin la covertura de vidrio ya que por uno de ellos se alimentó con un potencial externo y por el otro, las sondas estaban en contacto con el plasma.

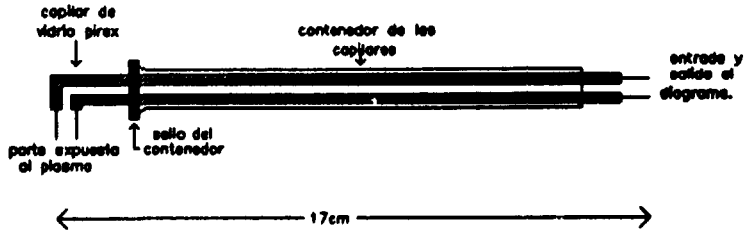

Fig 2.9 Sistema de sonda doble utilizado.

Las dos sondas están dentro de un tubo delgado de vidrio Pyrex, fijadas paralelamente una a otra. El tubo contenedor de las sondas fue introducido al tubo de la descarga por alguno de los accesos laterales (D, E de la Fig 2.1), el propósito de este arreglo es el de realizar mediciones locales en diferentes puntos de la descarga ya que la sonda se podía mover sobre el eje horizontal del tubo y con ésto abarcar diferentes zonas de estudio.

Para fijar las sondas se diseñó un sistema que al mismo tiempo que sujetaba a la sonda sellaba al contenedor, evitando la entrada de aire al contenedor de la descarga; la Fig 2.10 muestra el sistema.

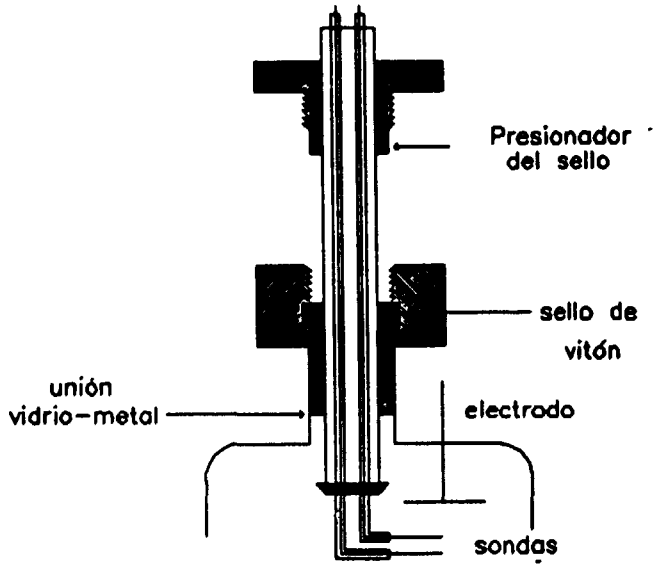

Fig 2.10 Sistema para sellar el tubo de descarga con las sondas.

El modelo de sonda doble que utilizamos tenía 0.3 mm de diámetro, con una longitud de exposición de 1 cm, separadas entre si 1 cm y alineadas entre ellas. La fuente de alimentación **6228B Dual Dc Power Supply Hp**, aplica un potencial al sistema de sondas haciéndose una más negativa que la otra. Una colecta electrones, y la otra iones positivos, haciendo fluir entonces una pequeña corriente eléctrica. Para obtener la señal de voltaje de alimentación con la corriente se utilizó un graficador $X-Y$.

Como el graficador **7034A $X-Y$ Recorder Hewlett Packard** es un instrumento de medición que sólo acepta voltaje como señal de entrada y debido a que se esta obteniendo de las sondas sólo corriente, se integra al sistema una resistencia R_0 de 2 $K\Omega$ colocada en serie con la fuente y a uno de los extremos de las sondas. Esta resistencia por la ley de Ohm transforma la corriente en un voltaje asociado a ésta y la señal es enviada al canal Y

del graficador, mientras que al canal X será enviada la señal del voltaje de alimentación de la sonda. Con ésto podemos obtener una parte de la curva (dependiendo de cual de los filamentos componentes de la sonda esté siendo alimentado con el potencial negativo obtendremos la parte superior o inferior de la curva total), para obtener la otra parte sólo se invierte la polaridad en la alimentación de las sondas, ésto se consigue al colocar en el sistema a la salida de la fuente un switch que invierta la polaridad de la fuente, como se muestra a continuación:

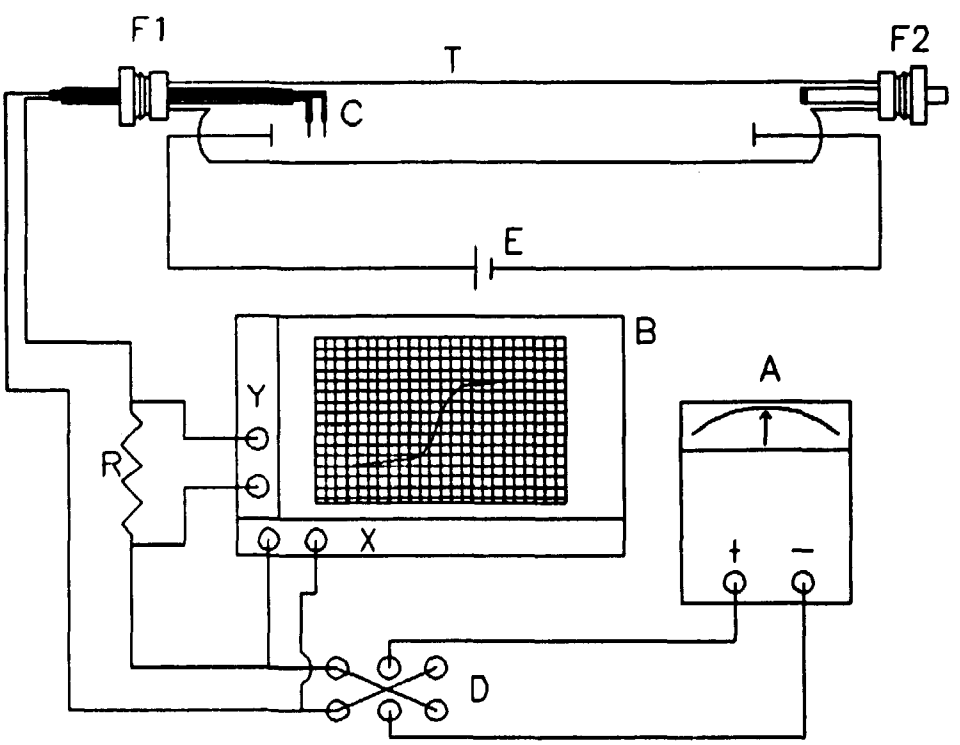

Fig 2.11 Diagrama general de la sonda doble. T es el tubo de descarga,

C sistema de sondas, E fuente de alimentación de la descarga

B graficador, A fuente de alimentación para la sonda

D invertidor de voltaje, R resistencia, F1, F2 selladores del tubo.

Una vez obtenida la curva completa, se procedió a analizar los puntos que la forman. Como ya se mencionó, la graficadora sólo acepta como entrada voltaje, la curva por lo tanto está dada realmente como una relación $V_a - V_{R_0}$, que es el voltaje de la fuente de alimentación de la sonda y el voltaje asociado a la resistencia R_0, es necesario hacer entonces la transformación de V_{R_0} al de I_{R_0}, ésto es fácil si se conoce el valor de la resistencia y la escala del graficador empleada en la medición. Por la ley de Ohm se obtienen los puntos experimentales que forman la característica obtenida $V - I$ para introducirlos al programa de cómputo, y realizar el diagnóstico del plasma con sondas eléctricas [17].

2.3 Sistema de detección.

2.3.1 Detectores

Existen dos tipos de detectores [19]:

Detectores térmicos. Basados en un aumento de la temperatura causado por la radiación incidente, el sensor está generalmente enegrecido para producir una respuesta independientemente de la longitud de onda incidente, aspecto que lo diferencía de los detectores cuánticos, pero ésta característica contraresta por su gran lentitud de respuesta. Los detectores térmicos incluyen: **Celdas Golay, bolómetros, termopares y termopilas.**

Detectores cuánticos. Son aquéllos que convierten un flujo de fotones en una corriente eléctrica. El término **detector cuántico** implica que existe una relación directa entre el número de fotones absorbidos y la cantidad de portadores eléctricos (huecos o electrones) generados. Por interés propio de este trabajo, se utilizó un detector de este tipo, razón por lo que será descrito a continuación.

Anteriormente se mencionó que los detectores cuánticos convierten un flujo de fotones

en una corriente eléctrica, la relación de esta corriente generada (potadores por segundo) a los fotones absorbidos, es la eficiencia cuántica:

$$\eta = \frac{\text{número de portadores generados}}{\text{número de fotones absorbidos}} \tag{2.19}$$

Estos detectores se basan en el **efecto fotoeléctrico interno** o en el **efecto fotoeléctrico externo.**

Un efecto fotoeléctrico (fotoemisión) ocurre cuando la energía de un fotón es lo suficientemente alta para arrancar electrones de la superficie de un material fotosensitivo, siempre y cuando la energía del fotón sea más grande que la función de trabajo fotoeléctrico del material.

Un efecto **fotoeléctrico interno** ocurre cuando la energía del fotón es muy pequeña para arrancar un electrón, pero es lo suficientemente alta para llevar un portador de carga de la banda de valencia a la banda de conducción, en un semiconductor. Dos efectos fotoeléctricos internos de importancia son la **fotoconductividad y el fotovoltaico.**

El efecto fotoconductivo es observado cuando los fotones son absorbidos por el material semiconductor, creando electrones que pasan por la banda de conducción e incrementan la conductividad del material.

En el efecto fotovoltaico, los portadores de carga son generados en un dispositivo electrónico donde existe una barrera de potencial (por ejemplo una unión $p-n$) y con ello dar lugar a una corriente eléctrica.

Existen varios arreglos de detectores cuánticos, pero entre los más importantes están

los **fotomultiplicadores, los fotodiodos de silicio y los analizadores ópticos multicanal.** Para nuestro estudio utilizamos un fotomultiplicador.

2.3.2 Teoría de fotomultiplicadores

El fotomultiplicador es un detector que opera con el mecanismo de fotoemisión (efecto fotoeléctrico interno) en unión con el proceso de emisión de electrones secundarios, cuyas características se acoplan con mayor eficiencia a las regiones ultravioleta, visible e infrarrojo cercano. Los elementos que componen el dispositivo son: **fotocátodo, dinodos y ánodo recolector.**

Fotocátodo. Es el elemento del fotomultiplicador en el que se produce la fotoemisión y en él se generan electrones a partir de los fotones incidentes. Hay una serie de posibles materiales para la preparación de estos fotocátodos, siendo en su mayoría compuestos multi-alcalinos.

Ventana de entrada. La luz llega al fotocátodo a través de una ventana de entrada cuyas características ópticas determinan el espectro radiante que realmente alcanza al fotocátodo.

Cadena de dinodos. El fotomultiplicador es un detector cuya amplificación se basa en el hecho experimental de que algunos materiales emiten δ electrones nuevos por cada electrón que choca con ellos. Si la energía cinética del electrón incidente es lo suficientemente alta (típicamente de 100 a 200 eV) entonces δ es más grande que 1 y se obtiene una amplificación de la corriente esencialmente libre de ruido. Si un electrón es emitido por el fotocátodo y choca con el primer ánodo (llamado primer dinodo), este elemento emite δ nuevos electrones y si los voltajes son escogidos

δ electrones chocarán con el segundo dinodo (dinodo 2), que emitirá δ^2 electrones, y así sucesivamente. Es claro que un fotomultiplicador con N dinodos y emisión secundaria δ en cada uno de ellos, tendrá una ganancia de:

$$G = \delta^N \tag{2.20}$$

Para nuestro objetivo el fotomultiplicador **Amp 120** que se utilizó como medio de detección fue polarizado con un voltaje Dc de 1500 *volts*, de una fuente **ORTEC 459, Bias Supply** $0 - 5\ Kv$; su arreglo de polarización es mostrado en la Fig 2.12

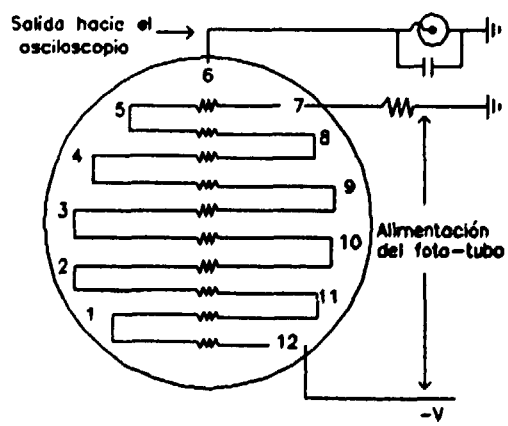

Fig 2.12 Circuito de polarización del foto-tubo

En la Figura (2.12), los números 7 y 12 corresponden a los dinodos $D7$ y $D12$ respectivamente, a través de ellos se alimentó el fotomultiplicador con un potencial negativo de 1500 *volts* de corriente directa.

Como se puede apreciar, el circuito (Fig 2.12) muestra un arreglo de resistencias que unen a los demás dinodos. Las resistencias tenían un valor de 4.7 $M\Omega$ cada una, originando una diferencia de potencial interna entre cada dinodo y así producir un mayor número de fotones.

La señal fue obtenida a través del dinodo $D6$ y enviada al osciloscopio que mostraba la forma de ésta.

2.3.3 Técnica experimental

El arreglo experimental es mostrado en la Figura 2.13. La descarga luminiscente es mantenida por una fuente de voltaje Dc regulada de 0 a 1200 *volts*, colocada en serie con una resistencia variable R. El tubo de descarga T es colocado horizontalmente.

La luz emitida por una región estrecha de la luminiscencia es admitida en la superficie sensitiva de un fotomultiplicador a través de una rejilla delgada de un grosor de 3 *mm*, cuyo proposito fue seleccionar luz de una parte específica de la descarga. La cara sensitiva del fotomultiplicador fue colocada paralela al tubo de descarga para poder admitir luz de diferentes regiones de éste, el foto-detector es desplazado a lo largo del tubo de descarga para captar la señal de oscilación en cualquier parte de él.

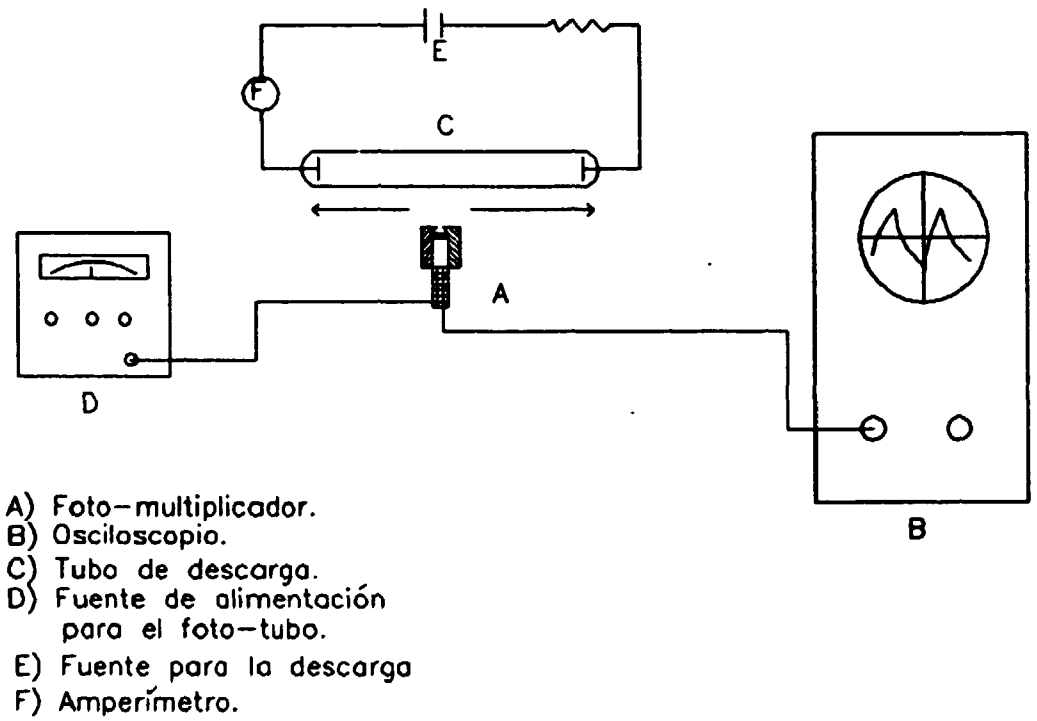

Fig 2.13 Arreglo experimental para la detección de estratos

Los fotones captados por la superficie sensitiva son transformados en una corriente eléctrica por el arreglo interno del fotomultiplicador. La señal de salida de éste es llevada al **7603 oscilloscope tektronik**, en el cual, el modelo en la pantalla da la salida de luz cercana al punto seleccionado en la luminiscencia como una función del tiempo. La señal es captada entonces mediante una cámara (**C-50 Oscilloscope camera Tektronik tipo polaroid**) adaptable al osciloscopio.

2.3.4 Método de estudio

El método de estudio usado principalmente en este trabajo es observar un modelo de la intensidad en un punto de la luminiscencia de la descarga, después observar la misma señal

pero en un punto vecino y repetir varias veces este procedimiento hasta cubrir la longitud del tubo que se desee analizar. Con ayuda de la cámara fotográfica podemos realizar un seguimiento de la señal y poder registrar el inicio y fin de ésta, así como de un cierto número de registros intermedios a lo largo de todo el recorrido de estudio ya establecido. Con ayuda de las exposiciones logradas se obtiene la información del comportamiento de los estratos.

Es esencial por supuesto que las condiciones permanezcan constantes durante todo el proceso de trabajo. Después de haber obtenido los datos para ciertas condiciones de la descarga, los parámetros de ésta (como son la corriente y presión) pueden ser cambiados y así poder analizar la luminiscencia de la misma manera bajo nuevas condiciones.

CAPITULO 3.

MEDICIONES EXPERIMENTALES

En el presente capítulo, se analizarán los datos obtenidos en los experimentos relacionados con la caracterización del plasma por sondas eléctricas, los cuales proporcionarán información del comportamiento del plasma en nuestro sistema.

3.1 Diagnóstico.

La temperatura y concentración electrónica, así como el potencial del plasma se obtuvieron al tomar de las características obtenidas el mayor número de puntos que las forman e introduciéndolos al programa de cómputo de diagnóstico del plasma con sondas eléctricas[16], y en base a los datos obtenidos podemos mencionar lo siguiente:

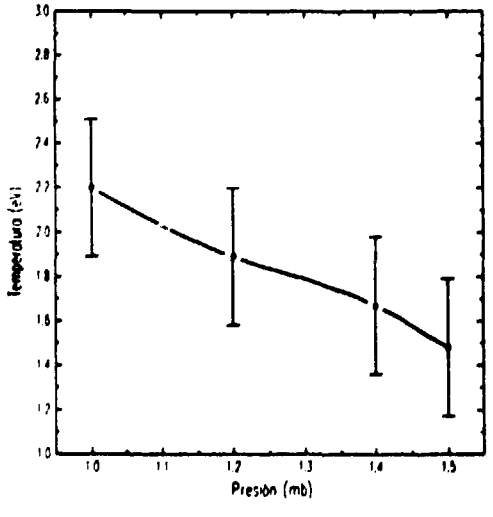

Fig 3.1 Temperatura como función de la presión

La figura 3.1 muestra la temperatura electrónica como una función de la presión. El incremento de la temperatura a medida que la presión baja se debe a que tiene que existir

una cierta compensación para que la descarga se sostenga porque una disminución por parte de la densidad de partículas neutras reduce el porcentaje del grado de ionización.

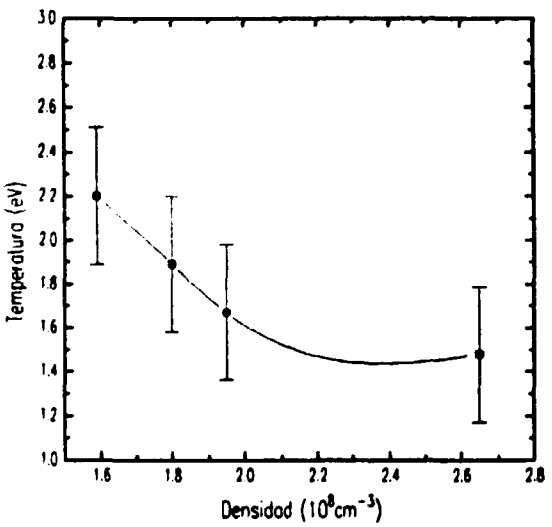

Fig 3.2 Temperatura como una función de la concentración

La temperatura como función de la densidad electrónica es mostrada en la figura 3.2, se puede apreciar que la temperatura disminuye con el aumento de la densidad, ésto se debe a que en nuestro sistema de descarga la relación que tiene la densidad con la presión es directa, ya que a diferencia de otros sistemas de descarga por electrodos que cuentan con un gas mantenido a una presión constante y en los que los cambios de la corriente se realizan al variar la resistencia externa del circuito, en el nuestro la presión la podíamos variar a diferentes regímenes de operación y nuestra resistencia externa la manteníamos fija, es decir que la variación de la corriente dependía del aumento o disminución de la presión. A medida que la densidad en el contenedor de la descarga aumenta, el camino libre medio del electrón se hace más pequeño y la energía ganada entre colisiones disminuye, por tanto un aumento de presión hace que la temperatura electrónica disminuya (la temperatura por conveniencia se utilizó en eV o sea unidades de energía, aunque si se desea se puede transformar a ^{o}K).

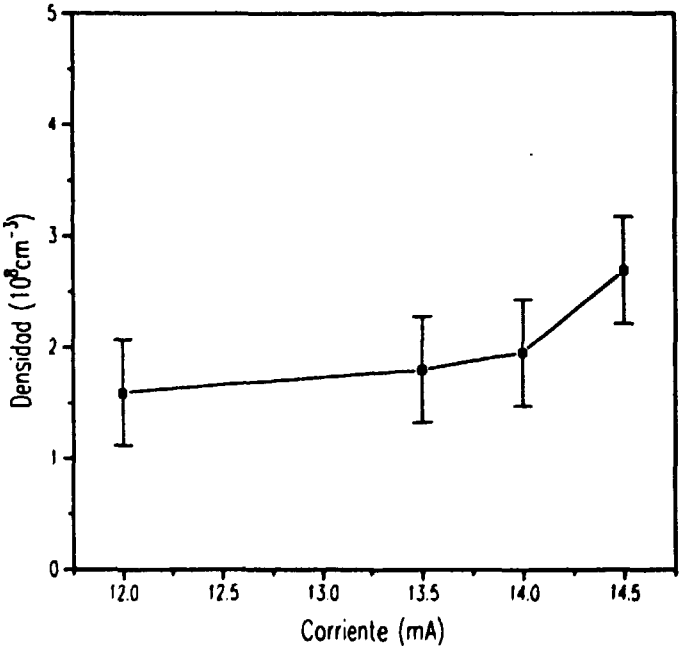

Fig 3.3 Relación de densidad y corriente

La figura 3.3, muestra la relación de la densidad contra la corriente, en ésta podemos observar un aumento de la densidad a medida que la corriente aumenta. En las descargas luminiscentes, un aumento de la presión trae como consecuencia que todas las zonas negativas (espacio oscuro del cátodo, luminiscencia negativa y el espacio oscuro de Faraday) se compriman hacia la parte del cátodo, mientras que la columna positiva se extiende para ocupar los espacios liberados. La columna positiva como se mencionó en el capítulo I constituye un plasma, es decir un gas ionizado que no tiene carga espacial neta y que sirve para mantener la conducción de corriente por lo electrones que se establecen en la región catódica. El aumento de las dimensiones de la columna origina un mayor flujo de corriente y en forma inversa una disminución de ésta es originada porque la columna se comprime y se hace más pequeña.

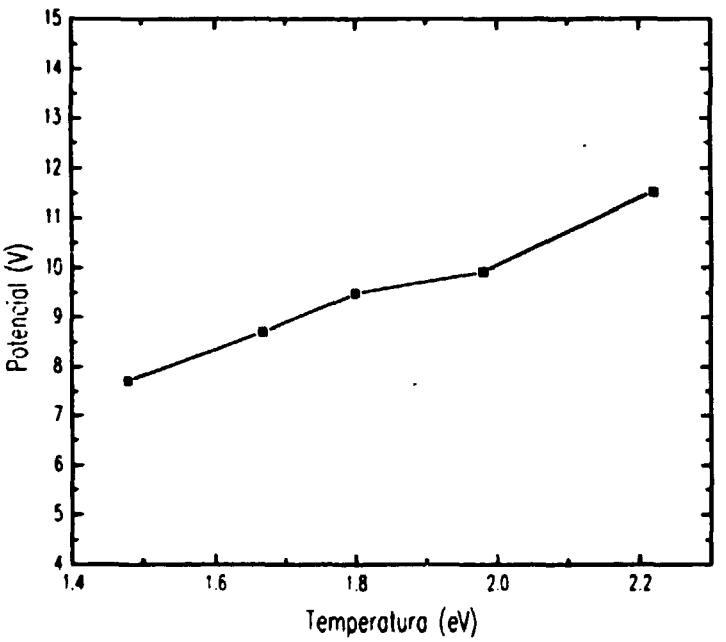

Fig 3.4 Relación del potencial del plasma con la temperatura

Las figuras 3.4 y 3.5, muestran la relación del potencial del plasma con la temperatura y la presión respectivamente. Podemos observar que en la fig 3.4, el potencial aumenta al hacerlo la temperatura, ésto puede explicarse de la siguiente forma:

Por un lado, si recordamos la Figura (3.1), en la que se muestra la dependencia de la temperatura con la presión, ésta expresa que para una disminución de la presión, la temperatura aumenta para que exista una compensación y la descarga se sostenga, el aumento de la temperatura origina que el potencial también lo haga. El potencial debe tomar un valor suficiente para poder mantener a lo largo de la longitud de la columna el grado de ionización, el cual es necesario para conducir la corriente eléctrica, de aquí que tenga un aumento para compensar las pérdidas debidas a la difusión y a la recombinación.

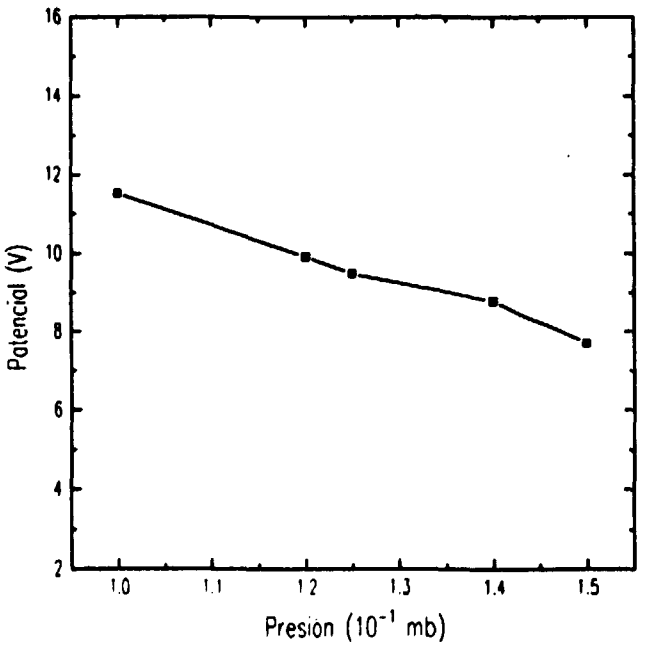

Fig 3.5 Relación del potencial con la presión

Por otro lado, la Fig (3.5) muestra que el potencial del plasma disminuye al aumentar la presión, el cual es un comportamiento similar al de la grafíca de la Figura (3.1), la temperatura disminuye al aumentar la presión del gas. El potencial resiente el efecto de disminuir el recorrido libre medio de las partículas, la energía ganada entre colisiones llega a ser pequeña. Y aunque esta energía es pequeña, la eficiencia del paso de ésta al gas es tan grande, debido a la elevada frecuencia de colisión, que el gas se calienta casi hasta la temperatura del los electrones Te y podemos decir que el efecto del potencial de transtornar el equilibrio térmico se reduce en gran proporción y los electrones tienden a adquirir la misma temperatura del gas.

Esto es de esperarse, ya que la ecuación (2.11), indica que la temperatura electrónica y el potencial, están directamente relacionados.

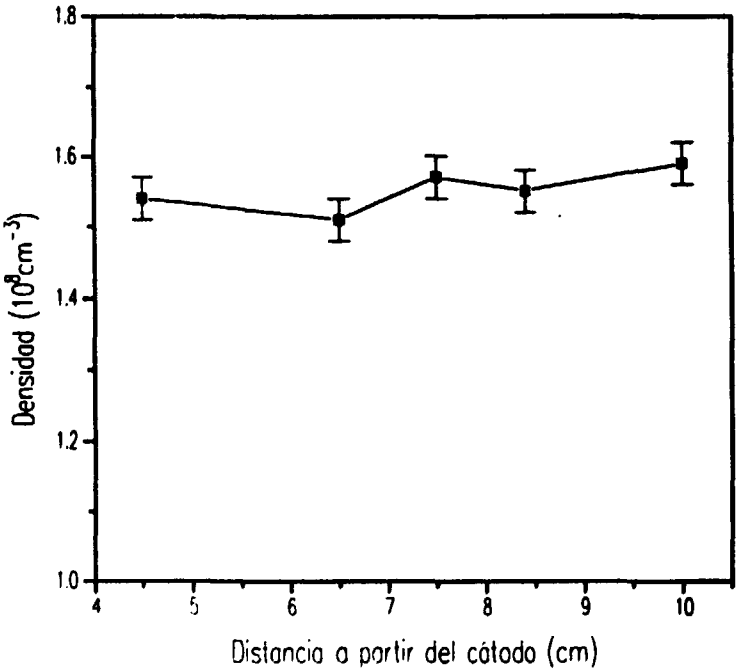

Fig 3.6 Comportamiento de la densidad en diferentes zonas de la columna

La figura 3.6 muestra que la densidad de partículas en la descarga no es homogénea, los diferentes puntos de análisis de la descarga fueron tomados a partir del cátodo. Las variaciones de la densidad podrían estar relacionadas con las características físicas del sistema, sumado a los efectos de difusión y recombinación que existen.

La heterogeneidad de la densidad del plasma a lo largo de la columna es una de las principales causas de la existencia de los estratos, que surgen como un mecanismo de compensación.

Debido a la perturbación que la sonda provoca en el plasma, los valores reportados de densidad y temperatura, son validos en un intervalo del 30 y 20 porciento respectivamente, siendo éstos valores de incertidumbre los que comunmente se reportan en la literatura [18], y que puede ser hasta de un 50 porciento (para ambas magnitudes) cuando se tiene la presencia de un campo magnético externo [26].

3.2 Detección de estratos.

Como se ha mencionado, la columna positiva de una descarga luminiscente a bajas presiones, exhibe diferentes modos de aparición en un tubo cilíndrico dependiendo de las condiciones de la descarga. Los estratos pueden ser estáticos o móviles, en este último caso se puede ver como a lo largo del tubo de descarga se alternan las capas brillantes y oscuras. Los estratos existen en un rango limitado de condiciones, según la magnitud de la corriente, el tipo de gas, presión y el radio del plasma. De estos mismos parámetros son funciones también la amplitud de las oscilaciones, la longitud de los estratos y la velocidad de su propagación.

En esta sección se analizarán los datos obtenidos de los experimentos realizados de los estratos, los cuales servirán para establecer un régimen de aparición de los estratos móviles y estáticos asociado a nuestro sistema y al mismo tiempo se mostrarán algunas de sus propiedades. Iniciaremos el análisis con los estratos móviles y se continuará con los estáticos.

Las Figuras (3.7-3.9) muestran las oscilaciones obtenidas por el fotomultiplicador asociadas con los estratos, en cada una de ellas aparecen dos picos de diferente tamaño, a cada uno de ellos lo llamaremos **estrato**. Como el fotomultiplicador capta oscilaciones de la intensidad de luz cada uno de los picos representan la intensidad mayor de los mismos cuando pasan por un punto determinado de observación.

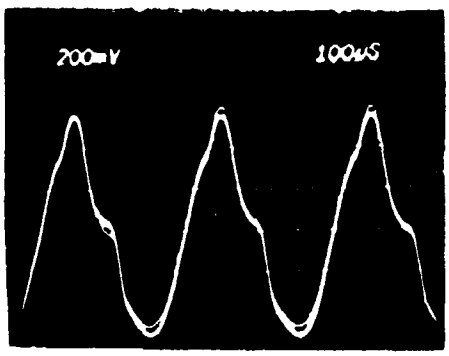

Fig 3.7 Oscilación en el punto inicial

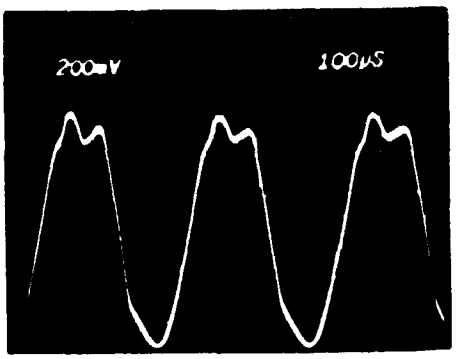

Fig 3.8 Oscilación en el punto 2

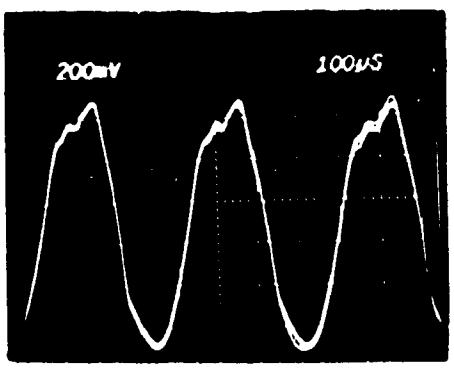

Fig 3.9 Oscilación en el punto final

La diferencia de tamaños se debe a que presumiblemente éstos son espacios de carga, algunos compuestos por iones positivos y otros por electrones, los espacios de carga son acelerados por el campo eléctrico que existe en el contenedor de la descarga y son dirigidos al electrodo de signo opuesto al valor de cada espacio (ésto es, si tenemos un espacio de carga positivo, éste será atraido por el cátodo y en forma contraria sucederá si tenemos un espacio de carga positivo). Cada pico mostrado en el oscilograma representa un diferente tipo de estrato: **positivo** o **negativo**, éste último será aquel cuya velocidad asociada sea mayor comparada con la velocidad del otro, ya que los espacios de carga negativos se suponen formados por electrones y como su masa es menor que la de los iones, el espacio

de carga se moverá con mayor velocidad. El análisis de los resultados obtenidos puede ser descrito con ayuda de las Figuras 3.7-3.9, las cuales representan las oscilaciones de intensidad de luz como una función del tiempo para tres posiciones sucesivas de detección dentro de un intervalo establecido previamente. Para identificar el estrato que representa cada pico, se calculó la velocidad para cada uno:

Despues de haber establecido el intervalo de detección de 1.2 *cm*, se tomaron dentro de éste una serie de fotografías del perfil de la oscilación y se determinaron la velocidades respectivas para cada uno de los picos que aparecen en la oscilación. Esto se logró de la información obtenida de las figuras 3.7 - 3.9, donde al tener en el punto inicial identificadas en el oscilograma las posiciones en el tiempo de los dos picos, se procedió a recorrer el detector, en el punto final se determinó la distancia que cada uno se desplazó, y que posición final tenían en el tiempo, el cual era mostrado en el oscilograma (ver figuras). Con el tiempo de recorrido obtenido y la distancia del recorrido se determinó la velocidad para cada uno de los picos.

Al encontrar sus velocidades respectivas se determinó que el pico que en el punto inicial de detección era menor, tenía una velocidad asociada de 120 m/s y el pico mayor una velocidad de 266 m/s. La diferencia de velocidades aunque no es muy grande, es apreciable y se puede explicar si consideramos que los espacios de carga tenían una densidad muy baja. Por lo tanto el pico mayor resultó ser un estrato negativo y el pico menor uno positivo.

Tabla I. Relación de las propiedades de los estratos a $5 \cdot 10^{-1}$ *mb*

Voltaje($volts$)	Corriente(mA)	Velocidad(m/s)	Frecuencia($1/s$)
550	5.3	43.75	3225
560	6.3	58.33	3333
610	7.3	66.66	3333

Tabla II. Relación de las propiedades de los estratos a $8 \cdot 10^{-1}$ *mb*

Voltaje($volts$)	Corriente(mA)	Velocidad(m/s)	Frecuencia($1/s$)
540	9	75	2361
550	9.4	85.71	2702
560	10.3	100	2857
580	10.9	112	2941

Tabla III. Relación de las propiedades de los estratos a $9 \cdot 10^{-1}$ *mb*

Voltaje($volts$)	Corriente(mA)	Velocidad(m/s)	Frecuencia($1/s$)
530	9.9	100	2631
540	11	133	2702
560	12.5	166	2777

Las tablas I, II y III representan algunas de las propiedades de los estratos que se encontraron en el experimento, podemos observar que se obtuvieron varios modos o formas de oscilaciones controlables, esto es, que para ciertos valores de corriente los modos pueden existir en una forma estable.

Los estratos móviles son procesos de caracter ondulatorio y las heterogeneidades espaciales del plasma juegan un papel decisivo, en particular las de tipo longitudinal. Una escala de longitud importante, inherente al plasma, es la longitud de establecimiento de la temperatura electrónica (T_e) en el campo que existe en esa longitud y se denota como

$Lu \sim l/\sqrt{\delta}$ (donde l es la longitud de recorrido libre medio del electrón y δ es la fracción de energía que el electrón le trasmite a un átomo durante un choque, para los gases inertes igual a $2m/M$, donde m es la masa del electrón y M la masa del átomo). Esta longitud es precisamente la que determina el surgimiento de las heterogeneidades espaciales y su dimención. Esto se relaciona finalmente con el hecho de que en el caso de las perturbaciones longitudinales, el aumento abrupto de la velocidad de ionización junto con el de la temperatura electrónica es un factor de estabilización. Esto es así, ya que ahí donde aumenta la densidad (n_e), debido a que la corriente (j) es constante ($j = \sigma E$, y $j \sim n_e E$), el campo eléctrico (E) disminuye. Si junto con E disminuye T_e la velocidad de ionización disminuye y la fluctuación de n_e decae.

Para un determinado valor de campo eléctrico, la T_e toma un valor determinado en la longitud L_u (para nuestro caso, lo que interesa es el efecto y no los valores, ya que estos forman parte de un análisis cuantitativo, el cual no se realizó en este trabajo). Para el caso de ondas con longitud muy grande, o sea, con números de onda (K) pequeños, el producto $KL_u \ll 1$, y este es el factor de estabilización que trabaja. Para longitudes de onda cortas, $KL_u > 1$ y la influencia de este factor disminuye, ya que la T_e no alcanza a decaer hasta las magnitudes correspondientes al campo disminuido. Para longitudes de onda muy cortas $KL_u \gg 1$ y T_e no juega ningún papel en las oscilaciones de E y la ionización no realiza ninguna estabilización. Este mecanismo limita por arriba la longitud de onda de los estratos mediante la longitud de relajamiento de la energía electrónica (L_u). Las longitudes de onda se encuentran limitadas por abajo también, ya que para longitudes de onda demasiado pequeñas (en comparación con el radio del plasma) no pueden sobrevivir ya que entonces las perturbaciones de n_e son absorbidas por la difusión ambipolar longitudinal. De lo anterior se puede ver que los estratos existen sólo en un limitado intervalo de longitudes de onda. En el caso de los gases inertes es conocido que

KL_u es proporcional a valores que van desde 5 hasta 10, de donde se deduce que $KR \sim 1$ (R es el radio del plasma).

De los datos mostrados en la tablas I, II y III, se puede calcular la longitud de onda (λ) y por lo tanto K. Los resultados obtenidos muestran que para el caso de más alta presión el radio que se obtiene es del orden de 0.95 *cm* y conforme disminuye la presión éste decrese, en nuestro experimento se utilizaron electrodos de 2 *cm* de diámetro y por lo tanto, podemos concluir que el análisis cualitativo previo describe en forma satisfactoria el mecanismo de surgimiento de los estratos.

Finalmente mencionaremos que es deseable realizar un análisis cuantitativo de los procesos antes mencionados, sin embargo, este objetivo queda fuera de las metas planteadas en la presente tesis.

La Figura 3.10, muestran los estratos estacionarios que se lograron formar, como se puede apreciar, éstos muestran una forma de media luna con sus límites difusos, lo cual se debe a la geometría del contenedor y a ciertas condiciones de presión y de corriente a la que está sometida el gas.

Foto 1

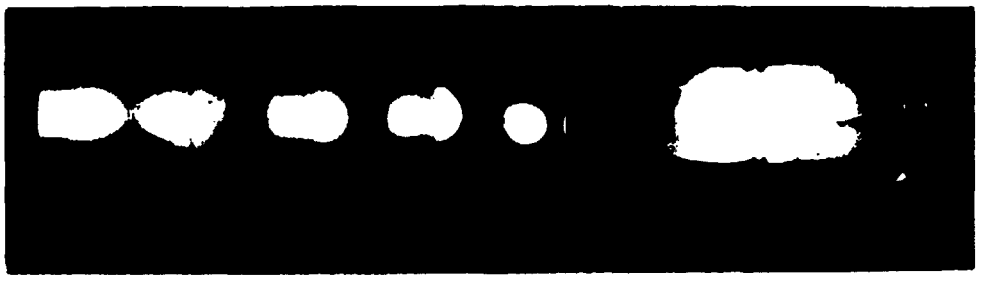

Foto 2

Foto 3

Figura 3.10 Estratros estáticos a diferentes regímenes
de operación de la descarga

fotografía	Corriente (mA)	Voltaje ($volts$)	Presión ($\cdot 10^{-1}$ mb)
1	2	600	2.5
2	3	560	3
3	4	530	4

Tabla IV Valores de los regímenes de aparición de
los estratos estáticos en el tubo de descarga

Como podemos observar de la tabla IV y de la figura 3.10, al ir aumentando la presión de la descarga, la columna tiende a tomar una forma más *homogénea* a la vista, lo que implica que los estratos comienzan a moverse, o sea que pasan del estado estacionario al de movimiento y para poder detectarlos es necesario utilizar algunos de los métodos especiales de detección, ya sea de fotografía rápida [24] o con fotomultiplicadores, como lo fue en nuestro caso.

Un análisis cualitativo que explique la formación de los estratos sería que éstos se forman a partir de inestabilidades que se crean en la descarga. Estas pueden ser por diferentes causas:

Por efectos de la difusión ambipolar, los cuales pueden causar inestabilidad en el balance de partículas cargadas en el plasma.

Por efectos de transición del espacio oscuro de Faraday a la columna positiva, el campo eléctrico en esta parte varía al pasar de una zona a otra. Esta variación podría ocasionar la creación de espacios de carga, que se reflejarán a lo largo de la columna positiva.

Por efectos de un campo eléctrico externo que se aplique alrededor de la descarga en un punto fijo determinado, éste puede originar un desbalance significativo en las partículas cargadas.

Conclusiones

I Para la realización de los experimentos (generación de una descarga de resplandor, diagnóstico del plasma , así como la detección de los estratos) se realizó el diseño y la construcción de un equipo experimental en el que se logró generar una descarga luminiscente a bajas presiones

II En el sistema de descarga desarrolado fue posible caracterizar el plasma formado, logrando obtener información de la temperatura electrónica, la concentración de los electrones y el potencial del plasma asociados específicamente a nuestro sistema de descarga, obteniendo con ésto, información del comportamiento del plasma a bajas presiones.

III La forma estratificada de la columna positiva existe para casi todos los regímenes de operación en nuestro sistema, podemos decir que rara vez no adopta esta forma, es decir, la formación de los estratos es una propiedad fundamental de la columna positiva de la descarga luminiscente.

En el sistema desarrollado para crear la descarga luminiscente, fue posible detectar la presencia de estratos estáticos, así como en movimiento estable, de estos últimos, se calcularon algunas de sus propiedades (velocidad, frecuencia) asociados a ciertas condiciones de operación de la descarga.

IV El sistema desarrollado para generar la descarga puede seguir siendo utilizado para un estudio más profundo de la luminiscencia, ya que aunque los objetivos de este trabajo fueron cumplidos en su totalidad, el experimento no termina aún, se pueden apoyar los trabajos que expliquen la formación de los estratos con diversos experimentos que se

pueden realizar en nuestro sistema de descarga, apoyados con el sistema de detección que utilizamos, así como el implementar el sistema de la sonda doble para estudiar el fenómeno.

REFERENCIAS

1. V. Milántev. (1987), *Física del Plasma* Physics, Mir Moscu.

2. A.M Howatson. (1970), *Descargas eléctricas en gases*, Urmo. Bilbao.

3. L. L. Alston. (1960), *High-Voltage Technology*, Oxford University Press

4. Essan Nasser. (1971), *Fundamentals of gases ionization and plasma electronics*, Wile-interscience.

5. Chen F. Francis. (1974) *Introduction to plasma physics* Plenum Press.

6. J. J Thomson and G. P Thomson. (1939) *Conduction of electricity through gases* Cambridge University Press London.

7. T. Donahue and H Dieke. (1951), Phys Rev **81**, No.2, (248).

8. L Pekarek. (1968), Soviet Phys Uspekhi **11**, No 2 (188).

9. Harry S. Robertson. (1957), Phys Rev, **105** No 2 (365).

10. L. B. Leob. (1949), Phys Rev, **76** No 2

11. M. Klerk. (1965),*Phenomena in ionized gases* Vol 1 (238).

12. A. A. Zaitesev. (1965), *Phenomena in ionized gases* Vol 1 (255).

13. L. Pekarek. (1961), *Fifth Inter. Conference on ionization in gases Munich* Vol 1. (571).

14. A. W. Cooper and L. Oleson. (1961), *Fifth Inter. Conference on ionization in gases, Munich*, Vol 1 (566).

15. C. Jaime. (1976), *Diseño y construcción de un generador lineal para el diagnóstico de plasma (TesisProfesional)* I.P.N. México, D.F.

16. E. O. Jhonson and L. Malter. (1950), Phys Rev, **80**, No.1, (58).

17. E. Camps. R. Ondarza. G. Anguiano. (1992), Revista Mexicana de Fisica, **38** No 5 (825).

18. Yu. M. Kagan and V. I. Perel. Sov Phys. Uspekhi **(May-June), 1964**, 767.

19. Ma. de la Paz Cruz. (1993), *Espectroscopia del plasma (Tesis profesional)*, U.N.A.M, México. D.F

20. J. J. Thomson. (1933), *Conduction of electricity through gases Vol 2*,Cambridge At The University Press.

21. A. V. Nedospasov. (1968), Soviet Phys Uspekhi **11** No 2

22. L. Pekarek(1961), *Phenomena in ionized gases* Vol 1 (306).

23. D. A. Lee.(1966), J. Appl. Phys **37** No 1 (377).

24. H. Richard. S. L. Leonard. (1965), *Plasma diagnostic techniques*, Academic, New York

25. K. Gentlec. H. ingard. (1964), Nature **203** (1369)

26. D. L. Youchison. J. Vac. Sci. Technol. A **11**, (1) juan/feb 1993.

27. H.S. Robertson. (1961), *Fifth international. Conference on ionization in gases Munich* Vol 1 (551).