

40
201



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE LAS ESTRIAS EN UNA DESCARGA LUMINISCENTE DE BAJA PRESION

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A :
VICTOR HUGO SAKAGUCHI MUJICA



DIRECTOR DE TESIS: M. EN C. FERMIN CASTILLO MEJIA

DIVISION DE CIENCIAS
1996

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION DE CIENCIAS

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: "ESTUDIO DE LAS ESTRIAS
EN UNA DESCARGA LUMINISCENTE DE BAJA PRESION"

realizado por Víctor Hugo Sakaguchi Mújica

con número de cuenta 9052353-1, pasante de la carrera de Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

M. EN C. FERMÍN CASTILLO MEJÍA

Propietario

DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ

Propietario

DR. ENRIQUE CAMPS CARVAJAL

Suplente

DR. JULIO HERRERA VELAZQUEZ

Suplente

DR. JAIME DE URQUIJO CARMONA

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORCA

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

ESTUDIO DE LAS ESTRÍAS EN UNA
DESCARGA LUMINISCENTE DE BAJA PRESIÓN

Victor Hugo Sakaguchi Mújica.

1996

A mi madre. Guadalupe Mújica Morales.

*"The 'stranger' was sensed as greatest menace
in ancient communities."*

J.M.

ÍNDICE

Introducción.	v
1. La descarga luminiscente de baja presión.	1
1.a Ubicación en la curva corriente-voltaje.	1
1.b Descripción y anatomía.	4
1.c Columna Positiva.	9
1.d Columna positiva estriada.	14
1.d.1 Límites de la columna positiva estriada en el diagrama voltaje contra presión.	17
1.d.2 Número y longitud entre estrías como función de la presión.	17
1.d.3 Distribución del gradiente de potencial eléctrico en la columna positiva estriada.	20
1.d.4 Densidad de electrones a lo largo de la columna estriada	24
2. Desarrollo experimental.	29
2.a Descripción del sistema.	29
2.b Sondas eléctricas.	32
2.c Mediciones y resultados.	33

2.c.1 Mediciones y resultados en corriente directa.	33
2.c.2 Mediciones y resultados en corriente alterna.	41
3. Modelo para la densidad de electrones en la columna positiva estriada.	54
3.a Ecuaciones.	54
3.b Solución numérica.	67
Conclusiones.	82
Trabajo futuro.	85
Referencias y Bibliografía.	87
Apéndices.	90
A1. Sondas eléctricas.	90
A2. Deducción de la ecuación (65).	97

INTRODUCCIÓN.

Bajo condiciones adecuadas de ionización, los gases pueden alcanzar un estado en el que son buenos conductores de la electricidad. Se emplea el término *descarga en un gas* para describir los fenómenos asociados al paso de corrientes eléctricas a través de un medio gaseoso. Este paso de corriente requiere que algunas de las partículas del gas estén ionizadas por cualquiera de varios medios disponibles, y que exista un campo eléctrico que arrastre las partículas cargadas, originando de esta manera una corriente. Las descargas en un gas pueden tener lugar en una gama muy amplia de presiones del gas, y conducir corrientes muy pequeñas. Pueden ser procesos estacionarios o transitorios de duración muy corta. Las primeras observaciones de descargas en un gas se hicieron en el transcurso de las investigaciones electrostáticas a mediados del siglo XVII, cuando se encontró que los conductores cargados perdían gradualmente su carga y que la velocidad con que esto sucedía variaba con las condiciones ambientales. Para finales del siglo XVII se había establecido que la pérdida de carga no se debía a imperfecciones en el aislante de los soportes, sino que se daba a través de la atmósfera circundante. Al comenzar el siglo XIX, la aparición de la fuente de corriente continua condujo al descubrimiento del arco eléctrico y como consecuencia se desarrollaron una serie de investigaciones sobre descargas a presiones por debajo de la atmosférica. La investigación científica de las descargas en gases se desarrolló junto con el progreso de la

tecnología de vacío, y el interés por las reacciones termonucleares proporcionó un estímulo adicional para seguir la investigación en las descargas que, rápidamente, han alcanzado grandes dimensiones. El término **Física de Plasmas** se emplea ahora para describir el estudio, en general, de los gases ionizados. Actualmente, las descargas en gases son objeto de un intenso escrutinio científico alrededor del mundo entero debido a su reconocida importancia en muchas tecnologías establecidas y en desarrollo. Tal es el caso de la iluminación por lámparas fluorescentes, los interruptores de alta potencia, el depósito de películas delgadas, el tratamiento de superficies y los láseres, entre otros.

Desde mediados del siglo XIX se comenzó a estudiar un tipo muy especial de descarga, llamada *descarga luminiscente de baja presión*. Esta, como su nombre lo indica, se caracteriza por una emisión considerablemente alta de luz visible, además de tener una anatomía característica. Uno de los fenómenos más bellos e interesantes de todos aquellos relacionados con las descargas eléctricas y que se han observado en la columna positiva de la descarga luminiscente es la aparición de una sucesión de zonas brillantes y oscuras llamadas *estrías*, cuyo desarrollo en la descarga está determinado por la presión y el voltaje de operación de ésta. Durante los últimos años, el estudio de las estrías ha tomado renovada importancia debido al surgimiento de tecnologías que aprovechan la física de plasmas parcialmente ionizados involucrada en las descargas luminiscentes.

Las descargas luminiscentes usadas en iluminación son fuentes importantes de luz debido a que el 75% de la energía eléctrica disipada es convertida en emisión ultravioleta que estimula la luminiscencia del fósforo. Sin embargo, cuando el sello de vacío de este tipo de dispositivos se deteriora o fractura, la presión del gas de llenado aumenta, y la columna positiva se *estría*, provocando que se pierda la uniformidad de la luz emitida. Mucha de la investigación actual en las descargas en gases como fuentes de iluminación está enfocada a mejorar la calidad de la luz,

así como a encontrar intervalos de operación más amplios.

El propósito de este trabajo es estudiar el fenómeno de la generación de estrías en una descarga luminiscente y revisar algunas de las ideas desarrolladas alrededor del tema. En el capítulo 1 se expone la ubicación de la descarga luminiscente en la curva corriente-voltaje de las descargas eléctricas de baja presión, y la forma general de la curva de rompimiento eléctrico entre dos electrodos. Así mismo, se describen las distintas regiones que conforman la descarga luminiscente homogénea y sus características. En este capítulo también se definen las estrías. Se estudian los límites en el diagrama voltaje-presión dentro de los cuales ocurren, y su variación en número y longitud como función de la presión; también se reporta la distribución del gradiente de potencial eléctrico en la columna positiva estriada y la distribución de la densidad de electrones.

En el capítulo 2 se hace una descripción del arreglo experimental utilizado y del método de diagnóstico empleado para medir la temperatura electrónica. Se reportan las medidas hechas de los parámetros descriptivos de las estrías y su variación como función de la presión cuando la descarga es excitada por una fuente de voltaje de corriente directa, y utilizando alternativamente argón, nitrógeno o helio. En este capítulo, también se exponen las mediciones hechas cuando el sistema es excitado por una fuente de voltaje de corriente alterna a 60Hz, utilizando nitrógeno como gas de llenado. Se muestra la corriente de la descarga como función del voltaje aplicado, la curva de rompimiento eléctrico y la de formación de estrías como función de la presión. Se describen las tres configuraciones que se observaron y los oscilogramas de corriente. Así mismo se reportan las observaciones de la variación del número de estrías y la distancia entre ellas como función de la presión.

En el capítulo 3 se reproduce un modelo propuesto por Roth en 1969 para la

columna positiva estriada basado en las ecuaciones de continuidad para las tres especies (iones, electrones y átomos neutros) presentes en el plasma, y se resuelven numéricamente las ecuaciones proponiendo una solución con una variación periódica en la densidad.

Finalmente, en la sección correspondiente, se discuten los resultados obtenidos y las conclusiones más importantes de este trabajo. Adicionalmente se proporcionan algunos apéndices con conceptos y desarrollos algebraicos necesarios para su mejor comprensión.

CAPÍTULO 1.

LA DESCARGA LUMINISCENTE DE BAJA PRESIÓN.

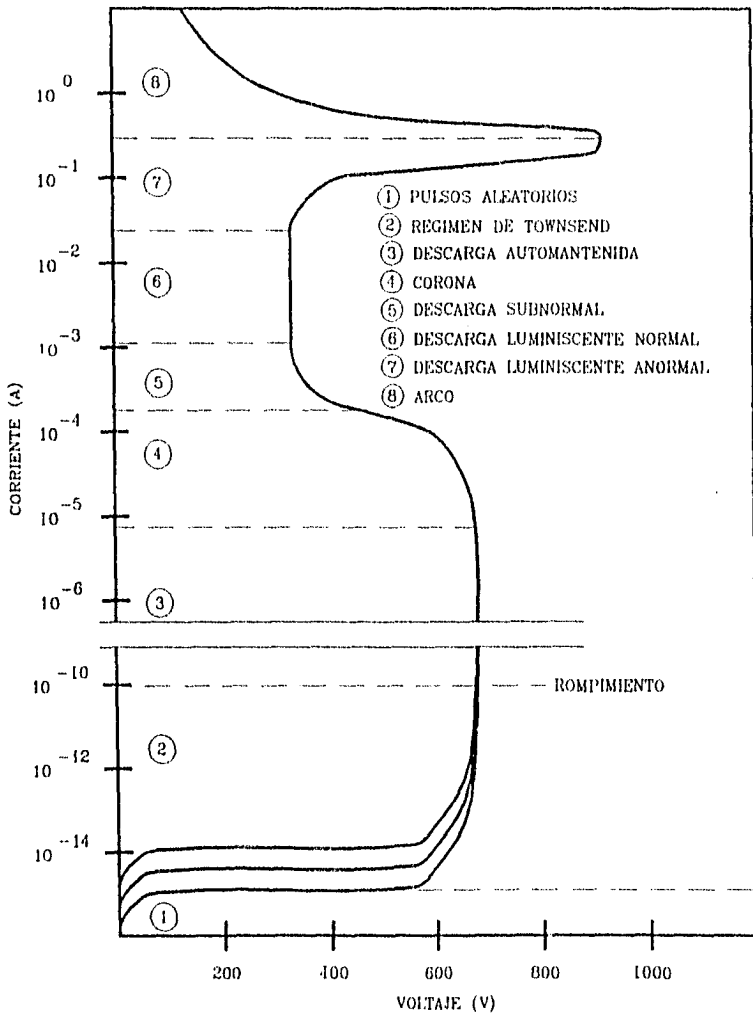
La descarga luminiscente aparece sólo en una pequeña región de operación de la descarga eléctrica de baja presión con geometría cilíndrica y electrodos planos. Una vez establecida, y fijadas las condiciones de operación, ésta es estable, y se caracteriza por una emisión considerable de luz visible.

En este capítulo se expone la evolución de una descarga eléctrica a baja presión en el diagrama corriente-voltaje, y la región de éste en la que opera la descarga luminiscente; así mismo, se describen las distintas regiones que la conforman. Se definen las estrías y se estudian sus límites de ocurrencia en el diagrama voltaje-presión. Se estudian también, la distribución del gradiente de potencial eléctrico y de la densidad de electrones en la columna positiva estriada.

1.1 Ubicación en la curva corriente-voltaje.

La evolución en la curva corriente-voltaje (I-V) de una descarga eléctrica a baja presión con geometría cilíndrica y electrodos planos sigue, de manera cualitativa, el patrón mostrado en la Figura 1. Cuando el voltaje a través de los electrodos se incrementa lentamente, se observan pulsos aleatorios en la corriente debidos a

Figura 1. Curva característica corriente-voltaje de una descarga eléctrica de baja presión (Boenig 1982).



las ionizaciones producidas por rayos cósmicos o por la radioactividad natural de la Tierra; sin embargo, sólo se observará una corriente estacionaria hasta que haya un número suficiente de electrones. En este punto, al seguir aumentando el voltaje, la corriente se incrementará nuevamente hasta alcanzar cierto valor de potencial. Este incremento es exponencial y se conoce como *la descarga de Townsend*. Un incremento mayor en el voltaje resulta en un crecimiento de varios órdenes de magnitud en la corriente, seguido de un colapso en el potencial a través de los electrodos, llamado *rompimiento*. Por arriba del punto de rompimiento, la corriente se vuelve independiente de la fuente externa de ionización y es auto-mantenida. La descarga tipo *corona* ocurre bajo cualquier presión y en todos los gases, pero es particularmente fácil de observar si la presión del gas es cercana a la presión atmosférica. Al pasar este punto, la descarga sufre una caída en el potencial a través de los electrodos y entra en operación la llamada *descarga luminiscente* (DL), caracterizada por la emisión de luz visible. La DL tiene tres modos de operar que básicamente están definidos por la pendiente de la curva I-V. El régimen correspondiente a la *descarga luminiscente normal* opera con un voltaje que es relativamente independiente de la corriente total en el tubo, y con una densidad de corriente independiente de la corriente total. Esto significa que en este régimen el plasma hace contacto con una pequeña parte de la superficie del cátodo. A medida que la corriente se incrementa, la superficie de contacto aumenta hasta que el plasma cubre por completo la superficie del cátodo; este régimen es conocido como *descarga luminiscente anormal*. A medida que el voltaje continúa aumentando más allá de este punto, da lugar una transición espontánea al régimen de la *descarga de arco*. A diferencia de la DL donde la luminosidad del plasma está distribuida a todo lo ancho del tubo y tiene bordes difusos, en la descarga de arco se observa una trayectoria filamentaria con bordes bien definidos, y la densidad de corriente es mucho mayor.

El punto de potencial mínimo V para que se produzca el rompimiento como

función de la presión p fue intensamente estudiado por Paschen, y como resultado de numerosos experimentos sobre la relación entre el potencial de rompimiento V y la presión p , llegó a la conclusión de que el potencial de rompimiento depende únicamente del producto de la presión y de la distancia d entre los electrodos, de tal manera que si se alteran p y d de modo que el producto pd no se modifique, entonces V permanece constante. Esta relación se muestra esquemáticamente en la Figura 2. Un mínimo en la curva de potencial de rompimiento V contra pd aparece debido a que el número de moléculas en el espacio entre los electrodos es proporcional a pd . Para una presión baja, la trayectoria libre media λ_m es grande, y pocos electrones pueden colisionar con las moléculas de gas neutro, ya que la mayor parte de ellos chocan con el ánodo, produciendo poca ionización. A presiones altas, λ_m es pequeña por lo que pocos electrones adquieren energía suficiente para ionizar.

El hecho de que, aún bajo las condiciones más favorables de p y d , el rompimiento en un gas no se dé simplemente cuando el potencial entre los electrodos excede el potencial de ionización del gas, obedece a que además de producir ionización y remover cargas de los electrodos, el potencial debe ser tal que haya una tasa de multiplicación de las cargas en el gas, de tal forma que la corriente sea lo suficientemente grande para pasar a través del gas. Con el potencial de ionización aplicado a los electrodos, cada electrón produce un par ión-electrón pero no hay una multiplicación posterior de cargas.

1.b Descripción y Anatomía.

La descarga luminiscente a baja presión debe su nombre a una zona luminosa que se encuentra cerca del cátodo y presenta una anatomía característica bien definida. La nomenclatura empleada para describirla tiene origen histórico, y no refleja su función real en la descarga. En la Figura 3 se muestran esquemáticamente

Figura 2. Curva voltaje de ruptura como función del producto pd para un campo eléctrico uniforme (Engel 1994).

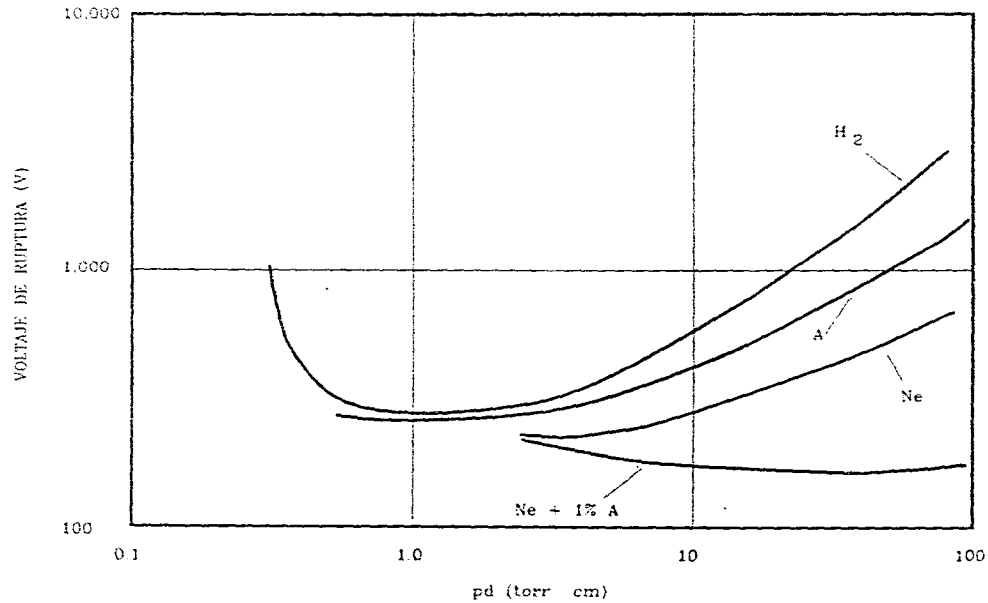
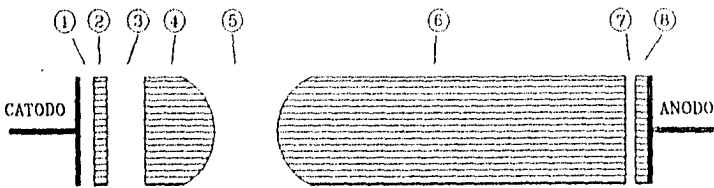
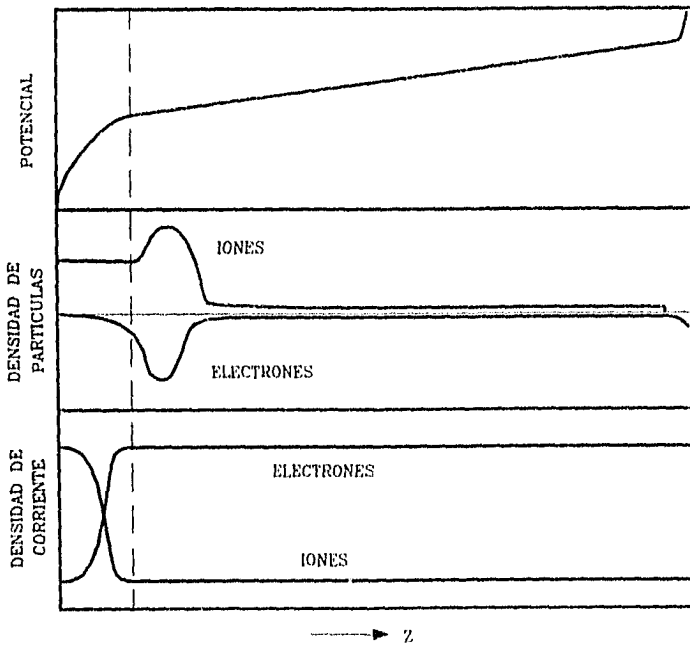


Figura 3. La descarga luminiscente de baja presión (Brown 1994).



- ① ESPACIO OSCURO DE ASTON.
- ② LUMINISCENCIA CATODICA.
- ③ ESPACIO OSCURO CATODICO.
- ④ LUMINISCENCIA NEGATIVA.
- ⑤ ESPACIO OSCURO DE FARADAY.
- ⑥ COLUMNA POSITIVA.
- ⑦ ESPACIO OSCURO ANODICO.
- ⑧ LUMINISCENCIA ANODICA.



los perfiles axiales de potencial del plasma, densidad de partículas y densidad de corriente, así como las distintas regiones de la DL.

Inmediatamente a la derecha del cátodo se encuentra el *espacio obscuro de Aston*, una región con un campo eléctrico fuerte y una carga espacial positiva. En esta zona los electrones apenas comienzan a acelerarse y tienen muy poca energía para ionizar el gas, por lo que aparece oscura. La estructura a la derecha es la *luminiscencia catódica*; en esta parte de la descarga la corriente es debida a iones, de los cuales existe una alta concentración. La longitud axial de la luminiscencia catódica depende del tipo de gas y de la presión de este. En la antigüedad, era común determinar la presión del gas en este tipo de descargas midiendo la longitud de la luminiscencia catódica. Algunas veces, la luminiscencia catódica se adhiere al cátodo y cubre totalmente el espacio obscuro de Aston. La región oscura que sigue a la derecha de la luminiscencia catódica se conoce como *espacio obscuro de Crookes* (según la literatura inglesa) ó *espacio obscuro de Hittorf* (según la literatura alemana) ó *espacio obscuro catódico*. Tiene un campo eléctrico de moderada intensidad, una carga espacial positiva y una densidad de iones relativamente alta. Inmediatamente a la derecha del espacio obscuro catódico se encuentra la *luminiscencia negativa*. Esta es la parte más brillante de la descarga. Tiene un campo eléctrico relativamente bajo, y es usualmente más larga que la luminiscencia catódica. En esta región la corriente es casi en su totalidad llevada por electrones. Los electrones que han sido acelerados en la región catódica producen ionización y una intensa excitación en la luminiscencia negativa. A medida que estos electrones son frenados, ya no tienen la energía necesaria para la excitación. En este punto comienza el *espacio obscuro de Faraday*. Aquí la densidad de electrones disminuye por recombinación y difusión radial. La carga espacial neta es muy baja y el campo eléctrico axial es relativamente pequeño. Después del espacio obscuro de Faraday está la *columna positiva*, que será tratada en detalle más adelante. En la parte final de la columna positiva encontramos una región oscura

llamada *espacio obscuro anódico* el cual tiene una carga espacial negativa debido a los electrones que viajan de la columna positiva al ánodo. A la derecha del espacio obscuro anódico encontramos una región ligeramente más brillante llamada *la luminiscencia anódica* y que no siempre está presente.

La *zona catódica* que comprende el espacio obscuro de Aston, la capa luminiscente del cátodo, el espacio obscuro de Hittorf y el espacio luminiscente negativo, es de gran importancia para la descarga. Los procesos físicos que se llevan a cabo en la zona catódica son, en gran parte, independientes de todas las otras regiones. Una descarga luminiscente puede existir sin una columna positiva, o un espacio obscuro de Faraday, o incluso un espacio luminiscente negativo, pero no puede existir sin un espacio obscuro catódico.

Los electrones se emiten del cátodo básicamente por dos mecanismos: por el bombardeo de iones positivos y por radiación incidente. Debido a que la energía inicial de los electrones liberados es pequeña, forman una capa delgada de carga espacial en la que los iones positivos son los que acarrearán la corriente al moverse al cátodo. A medida que los electrones dejan esta capa, se aceleran debido al campo eléctrico. Los electrones formados en el espacio obscuro de Aston se recombinan fuera de esta zona, induciendo la liberación de energía ionizante en la forma de fotones, formando una región brillante denominada la capa luminiscente catódica. La luminiscencia negativa es la parte más brillante de la descarga. Sus propiedades están relacionadas con el espacio obscuro de Faraday. Su brillantez es debida a electrones energéticos que alcanzan su máxima energía al final del espacio obscuro catódico. En la frontera de la luminiscencia negativa ocurren colisiones inelásticas, y debido a sus altas energías, producen excitación e ionización. A medida que los electrones pierden energía, las tasas de excitación e ionización disminuyen, y de esta manera la brillantez de la luminiscencia negativa se reduce hasta dar lugar al espacio obscuro de Faraday. La poca emisión de luz se debe a la baja energía de los

electrones al dejar la luminiscencia negativa. El espacio oscuro de Faraday exhibe en general un exceso de carga espacial negativa, por lo que los electrones, después de haber perdido su energía, no son capaces de adquirir nuevamente energía en esta región. La columna positiva es la parte brillante de la descarga entre el espacio oscuro anódico y el espacio oscuro de Faraday. En la siguiente sección se da una descripción detallada de ésta. El ánodo en la descarga no emite partículas, y sólo colecta electrones. Normalmente hay una carga espacial negativa en la vecindad del ánodo que no tiene emisión de luz y se le conoce como el espacio oscuro anódico. Hay una caída de potencial a lo largo de esta zona llamada *caída anódica*, y que es del orden del potencial de ionización del gas. En esta región se generan los iones que entran a la columna positiva, y esto es acompañado por electrones que emergen de la columna positiva y ganan energía en la caída anódica, causando una capa luminiscente en la superficie del ánodo llamada capa luminiscente anódica.

1.c Columna Positiva.

La columna positiva se encuentra limitada por el espacio oscuro de Faraday por un lado, y por el otro por la luminiscencia anódica. Su nombre se debe a que conecta las zonas negativas con el ánodo. La columna positiva no es necesaria para mantener la descarga. En tubos largos, como los anuncios de neón, la columna positiva puede ser tan larga como se desee, y puede ser recta o doblarse. Como se observa en la Figura 3, la variación axial del potencial en la columna positiva uniforme es constante, esto es

$$\frac{dV}{dx} = \text{cte} \quad , \quad (1)$$

por lo que

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi(\rho^+ - \rho^-) = 0 \quad . \quad (2)$$

Esto es, el número de cargas positivas y negativas por unidad de longitud de la

columna es igual.

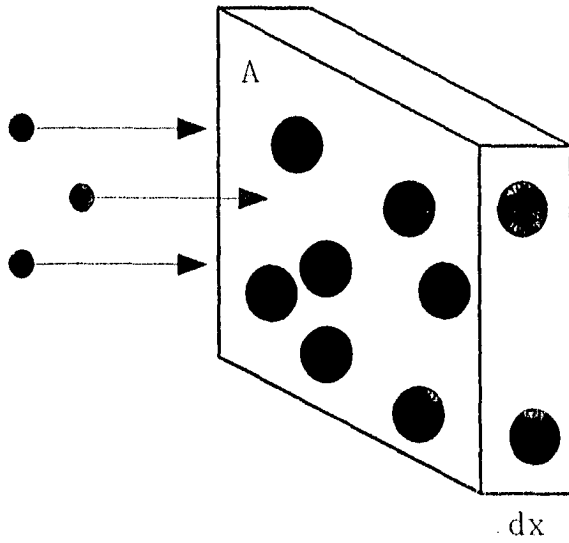
En la columna positiva estacionaria y uniforme, el campo eléctrico debe tener una intensidad tal que el número de electrones y de iones producidos por segundo balanceen la pérdida de carga. Cuando se establece la columna positiva, los electrones se difunden radialmente hacia las paredes del tubo, adquiriendo éstas una carga espacial negativa respecto del eje, de tal manera que las superficies equipotenciales se curvan de manera convexa respecto del cátodo. La corriente en la columna positiva es acarreada principalmente por electrones debido a que los iones tienen una movilidad pequeña comparada con la de estos. La columna positiva de una descarga luminiscente es lo que precisamente Irving Langmuir tenía en mente al acuñar el término *plasma*.

Un plasma como el de la columna positiva muestra gradientes de densidad, los cuales provocan el movimiento de las partículas. En general, decimos que las partículas se *difunden* en un gas si se mueven de puntos de alta concentración a puntos de baja concentración.

La difusión de partículas cargadas en un plasma sin campos magnéticos y poco ionizado se debe a que las partículas cargadas chocan básicamente con átomos neutros y no entre ellas; en este sentido, podemos pensar en un medio lleno de átomos neutros en donde las partículas cargadas se difunden.

Para definir algunos parámetros de colisión consideremos un elemento diferencial de volumen de área A y ancho dx de átomos neutros con n_n átomos neutros por cm^3 como el mostrado en la Figura 4, donde cada átomo tiene un área transversal σ . El número de átomos en el elemento diferencial es el número de átomos por cm^3 por el volumen ocupado $An_n dx$. Entonces, el área bloqueada por los átomos es el número de átomos en el elemento diferencial por el área que ocupa cada uno,

Figura 4. Ilustración de la definición de sección transversal.



$\sigma A n_n dx$. La fracción del área total bloqueada por los átomos es

$$\frac{\sigma A n_n dx}{A} = \sigma n_n dx \quad . \quad (3)$$

Ahora, si hay un flujo Γ de electrones incidiendo contra este elemento diferencial, el flujo que emerge del otro lado es igual al flujo inicial menos el flujo que es bloqueado por el área que ocupan los átomos, esto es

$$\Gamma' = \Gamma(1 - n_n \sigma dx) \quad . \quad (4)$$

El segundo término de (4) nos da el cambio de flujo con la distancia dentro del elemento diferencial, y está dado por

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma} = -n_n \sigma dx \quad . \quad (5)$$

Integrando sobre el elemento diferencial tenemos

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-n_n \sigma x} \quad . \quad (6)$$

Definiendo

$$\lambda_m \equiv \frac{1}{n_n \sigma} \quad ,$$

que es la trayectoria libre media para colisiones, (6) puede ser escrita como

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_m}\right) \quad . \quad (7)$$

Físicamente, una partícula que ha viajado una distancia λ_m tiene una probabilidad alta de tener una colisión.

Supongamos que las partículas que inciden tienen una velocidad v . Definimos el tiempo promedio entre colisiones como

$$\tau = \frac{\lambda_m}{v} \quad (8)$$

y de esto mismo, la *frecuencia entre colisiones* como

$$\tau^{-1} = \frac{v}{\lambda_m} = \nu n_n \sigma \quad (9)$$

Promediando las velocidades para una distribución maxwelliana descrita por

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} x^2 e^{-x^2} dx \quad , \quad (10)$$

donde

$$x = \frac{v}{v_m}$$

y

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = kT \quad ,$$

donde k es la constante de Boltzmann, se tiene la *frecuencia de colisiones* ν

$$\nu = \bar{v} n_n \sigma \quad (11)$$

Por lo anterior, las colisiones para un plasma poco ionizado y sin campos magnéticos, están caracterizadas por la trayectoria libre media λ_m .

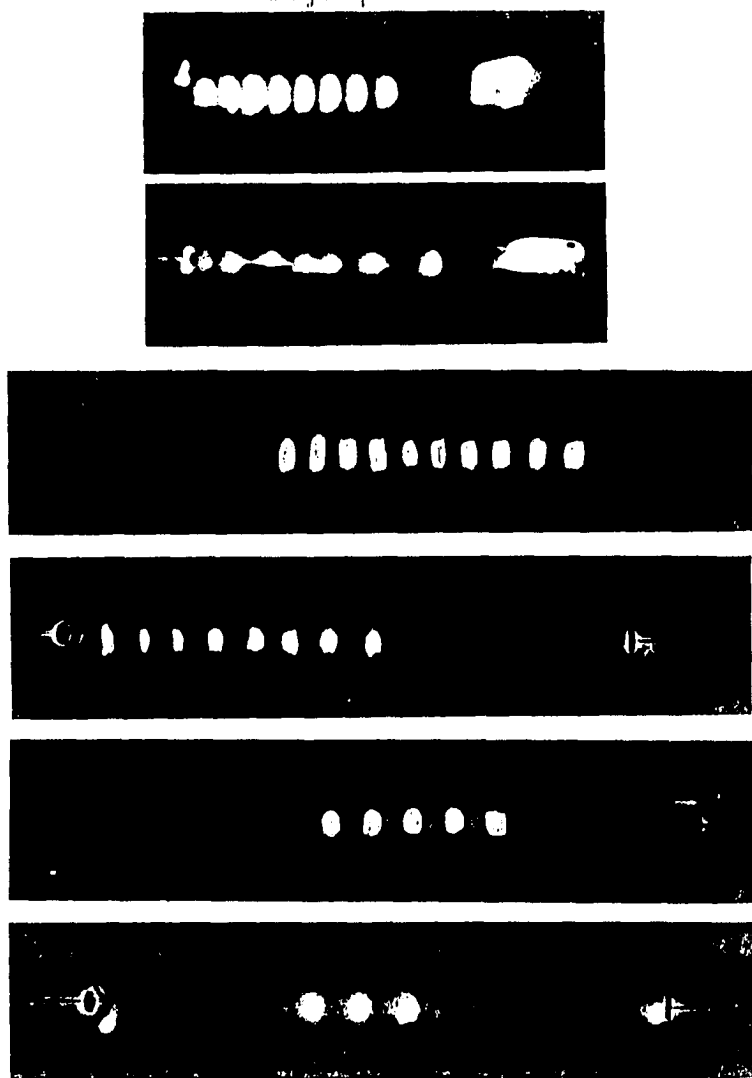
1.1.1 Columna Positiva Estriada.

Bajo ciertas condiciones de presión y voltaje de operación, la columna positiva en lugar de ser continua y de una luminosidad aparentemente uniforme, se secciona en una sucesión de bandas oscuras y brillantes llamadas *estrias* (ver Figura 5). Este fenómeno es uno de los más bellos e interesantes de todos aquellos asociados con la conducción eléctrica en gases. Las estrias se presentan en una gran variedad de patrones, dependiendo de los parámetros de operación de la descarga. Algunas veces, las bandas luminosas son delgadas, bien definidas y están separadas entre sí por bandas oscuras más anchas. En otras condiciones, las bandas brillantes están más dispersas que las oscuras y sus contornos son nebulosos. Otras más, las bandas brillantes ocurren en pares, una zona oscura delgada separa a cada integrante de un par y a su vez, una banda oscura más ancha separa a cada par. La columna positiva no siempre es totalmente estriada o totalmente continua, algunas veces hay una o dos estrias al final de ésta cerca del cátodo, mientras que el resto de ella permanece continua. Las estrias pueden ser estacionarias o móviles y su forma, convexa hacia el cátodo, está influenciada por la carga espacial acumulada en las paredes del tubo debido a la difusión ambipolar de los iones y electrones.

Las estrias fueron observadas y registradas por vez primera en 1836 (Nedospasov 1968, Pekarek 1968, Thomson 1969 y Roth 1995) por Michael Faraday en sus bitácoras de laboratorio, aunque el primer trabajo publicado fue el de Abria en 1843. Posteriormente le siguieron los trabajos de Wullner en 1874 y Spottiswoode en 1876.

La formación de estrias en la columna positiva es un fenómeno que se ha observado muy frecuentemente en dispositivos excitados por corriente continua (DC) y por corriente alterna (AC) a 60Hz (Howatson 1965, Castillo et. al. 1994), aunque en este último caso, la investigación es casi nula. La columna positiva estriada

Figura 5. Estrias estacionarias en una descarga luminiscente de baja presión.



en DC ha sido ampliamente estudiada (Flüge 1956, Fowler 1962, Howatson 1965, Nedospasov 1968, Pekarek 1968, Roth 1969, Thomson et. al. 1969 y Wasserstrom et. al. 1982), pero en su mayor parte se trata de trabajos descriptivos, y hasta la fecha no existe un modelo satisfactorio del problema.

Puesto que es más común obtener una descarga estriada que una continua, las estrías se convirtieron en un problema de interés en aplicaciones de presión baja. Tal es el caso de la iluminación por lámparas fluorescentes y el tratamiento de superficies, entre otros, en donde el estudio de las estrías cobró renovada importancia debido a su efecto negativo al romper la homogeneidad del plasma. Las estrías se han observado también en algunos experimentos de descargas capilares (Villagrán et. al. 1990), en los cuales su formación deteriora la uniformidad del plasma. En las lámparas fluorescentes, al deteriorarse el sello de vacío, el aire atmosférico comienza a entrar al tubo, aumentando la presión y cambiando la mezcla de gases. Es entonces que la descarga entra al intervalo de operación en el que la columna positiva es estriada, deteriorando la intensidad y uniformidad de la luz emitida. En el tratamiento de superficies es imprescindible la uniformidad del plasma generado para asegurar un depósito homogéneo.

Las estrías móviles se pueden propagar hacia o desde el ánodo dependiendo de las condiciones de operación. A menos que su velocidad sea lo suficientemente pequeña para que el ojo humano pueda captarlas, en general se requiere de métodos estroboscópicos o el uso de un tubo fotomultiplicador como en el trabajo de Hernandez y Camps (1995), para observarlas. Muchas columnas positivas aparentemente estacionarias y homogéneas, tienen en realidad estrías viajando a través de ellas, pero debido a que las ondas están fuera de fase de una manera aleatoria, dan la apariencia de uniformidad. Otras más, cuando son observadas con espejos que rotan a una velocidad adecuada, muestran estrías que se mueven rápidamente del ánodo al cátodo, a pesar de que no se observe estría alguna al mirarse directa-

mente. Algunos autores (Thomson et al 1969) reportan resultados de experimentos hechos en este tipo de descargas en helio y neón para presiones entre 0.5 y 1 torr, encontrando que la velocidad aproximada de las estrías en la dirección axial es del orden de 50,000cm/s en neón y 100,000cm/s en helio, es decir, aproximadamente la velocidad del sonido en esos gases.

1.d.1 Límites de la columna positiva estriada en el diagrama voltaje contra presión.

El régimen de la columna positiva estriada está determinado por varios parámetros fundamentales, entre los cuales están el tipo de gas, el radio del tubo, la forma geométrica de los electrodos, la presión del gas y el voltaje de operación. Una vez fijados los dos primeros, la dependencia es únicamente en el voltaje y la presión. Bajo esta restricción la columna positiva estriada muestra límites bien definidos en el diagrama voltaje contra presión (Castillo et. al. 1995).

Holm (Flüge 1956) clasificó las regiones en las cuales se observan estrías en DC para hidrógeno en un diagrama corriente contra presión, encontrándose que forman áreas cerradas como se muestra en la Figura 6. Otros estudios más detallados en este sentido, que se muestran en la Figura 7, fueron realizados por Güntherschulze y Meinhardt (Flüge 1956). En ellos además se reporta como cambia la forma y color de las estrías según los parámetros de corriente y presión en la descarga.

1.d.2 Número y longitud entre estrías como función de la presión.

Dos de los parámetros involucrados con la columna positiva estriada más evidentes son: el número de estrías y la distancia entre ellas como función de la presión. La longitud entre estrías varía con la presión de acuerdo a la *Ley empírica de Goldstein* (Thomson et. al. 1969) dada por

Figura 6. Condiciones de corriente y presión para la formación de estrias en hidrógeno (Flüge 1956).

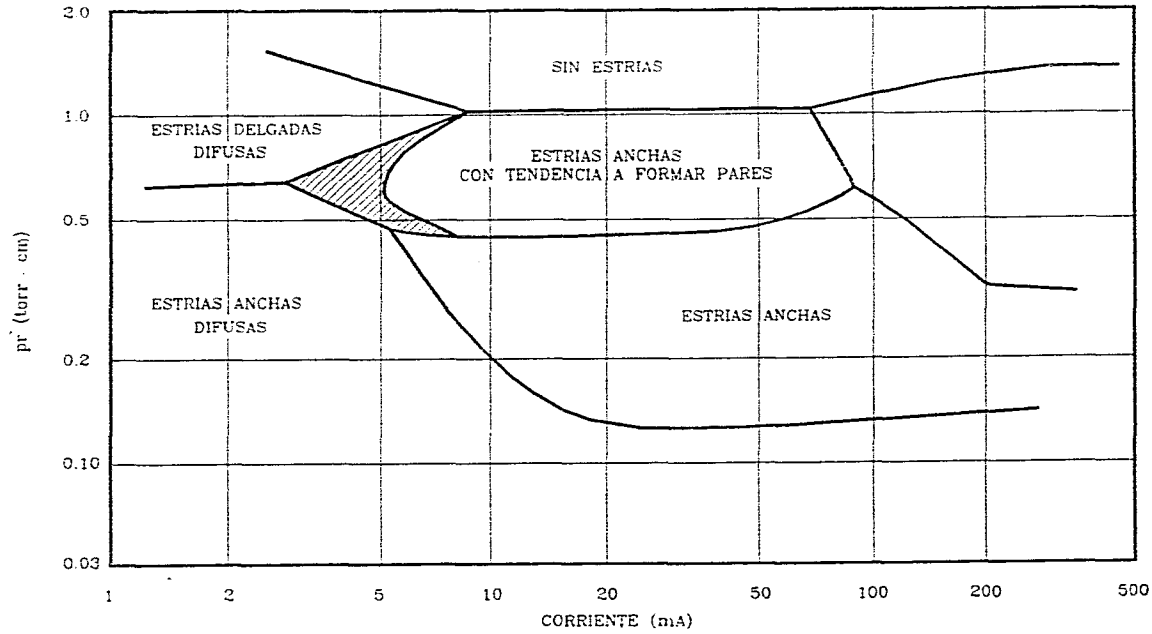
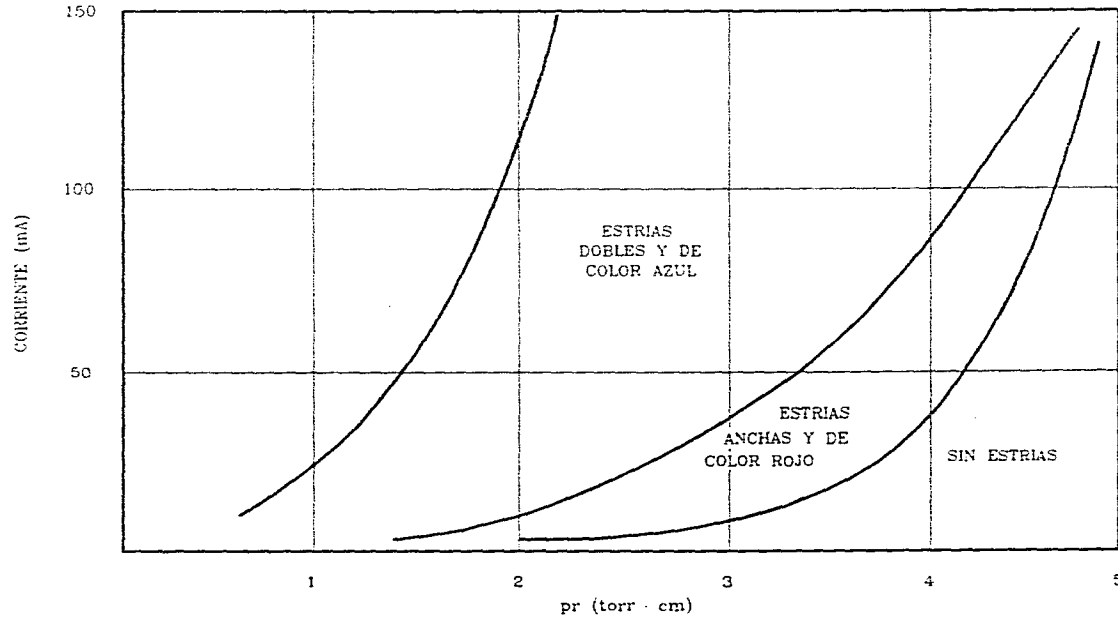


Figura 7. Condiciones de corriente y presión para la formación de estrias en hidrógeno (Flüge 1956).



$$\frac{l}{l_0} = \left(\frac{p_0}{p} \right)^m, \quad (12)$$

donde l es la distancia entre estrías cuando la presión es p y l_0 aquella cuando la presión es p_0 ; el diámetro del tubo es constante, m es una constante adimensional que depende del gas e históricamente solo se ha reportado su valor para hidrógeno (Thomson et. al. 1969) como $m = 0.53$. En la Figura 8 se muestran algunos resultados obtenidos por Thomson.

Por otro lado, el número de estrías está fuertemente determinado por la longitud de la columna positiva de la descarga. Cuando esta longitud es fija, solo se observan algunos cambios menores con la variación de la presión (Castillo et. al. 1995).

1.d.3 Distribución del gradiente de potencial eléctrico en la columna positiva estriada.

Wilson (Thomson et al 1969) utilizó un dispositivo como el mostrado en la Figura 9 para medir la diferencia de potencial eléctrico en una sonda eléctrica doble inmersa en el plasma y con una separación entre sus elementos de uno o dos milímetros. En este arreglo la disposición de los electrodos es distinto al tradicional, estos podían ser movidos de tal manera que las sondas se podían situar en cualquier punto de la descarga. Los electrodos estaban conectados mediante una barra de hierro aislada, de tal manera que se podían mover usando un imán. Los resultados obtenidos por Wilson (Thomson et al 1969) se muestran en la Figura 10. El gas utilizado fué hidrógeno.

Se puede observar que las alternancias en la luminosidad están acompañadas por alternancias en el gradiente de potencial, los máximos se dan en la parte más brillante de la estría, mientras que los mínimos se dan en las zonas oscuras de

Figura 8. Variación de la distancia entre estrias como función de la presión (Thomson et. al. 1969).

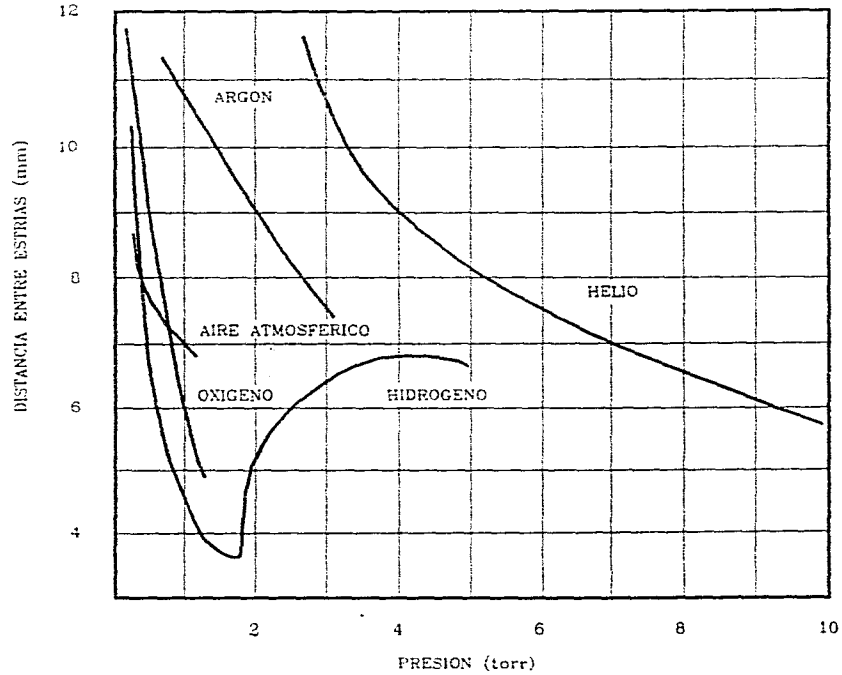


Figura 9. Dispositivo utilizado por Wilson para medir el gradiente de potencial en la columna positiva estriada (Thomson et. al. 1969).

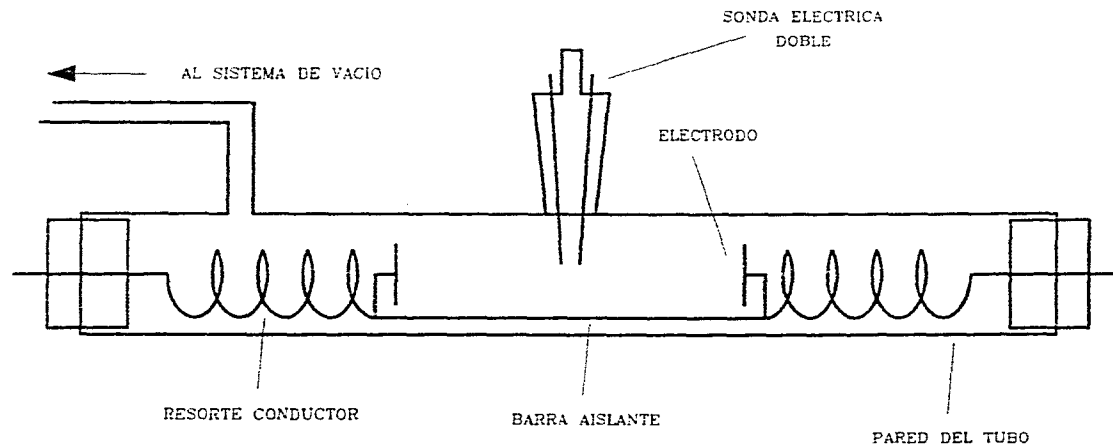
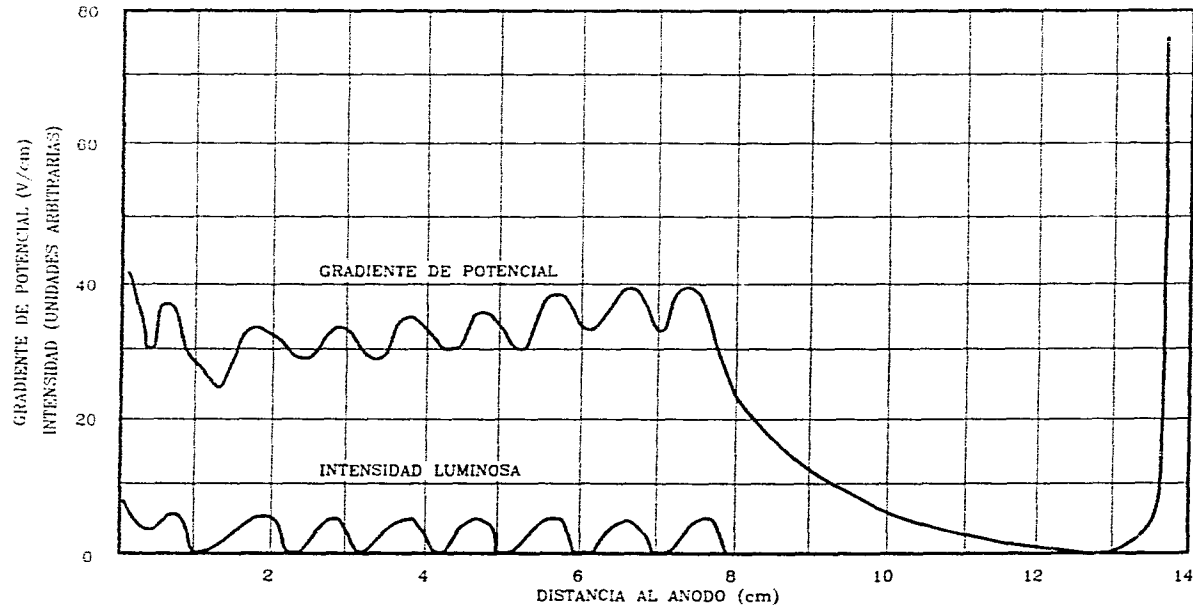


Figura 10. Gradiente de potencial eléctrico e intensidad luminosa en la columna positiva estriada (Thomson et. al. 1969).



éstas. En este ejemplo, no hay mucha variación en el máximo de una estría a otra, sin embargo, esto no siempre sucede. Graham (Flüge 1956) encontró que en algunos casos el máximo en el gradiente de potencial se vuelve más pequeño al acercarse al ánodo. Esto es una ilustración del hecho de que las estrías se desarrollan con mayor facilidad en la zona más cercana al cátodo de la columna positiva estriada, de tal manera que si la presión se disminuyera hasta el límite en el que la columna positiva se estría, se observa la formación de una sola estría en la parte más negativa de la columna positiva. Es entonces que se comienzan a formar las demás estrías. La primera estría al final de la columna positiva es singular, y su distancia a la siguiente estría es siempre mayor a la del promedio; además de ser más brillante que las otras. Ver Figura 11.

Thomson realizó también (Thomson et. al. 1969) algunos experimentos sobre la distribución del gradiente de potencial eléctrico en la columna positiva estriada usando una sonda emisiva en lugar de una fría, encontrando que en la parte brillante de una estría la diferencia de potencial se incrementaba notablemente, indicando la presencia de una gran acumulación de cargas negativas. Ver Figura 12.

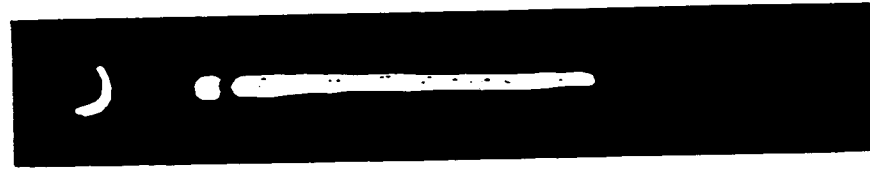
1.d.4 Densidad de electrones a lo largo de la columna estriada.

Wilson (Thomson et. al. 1969) fue el primero en investigar este punto. El método que utilizó consiste en determinar la corriente que fluye entre dos placas paralelas situadas perpendicularmente a los electrodos de la descarga, y entre las cuales se aplicaba una diferencia de potencial pequeña. Cuando esta diferencia de potencial es pequeña y proporcional a la corriente transversal, la magnitud de la corriente está relacionada con la densidad de electrones. Los resultados obtenidos por Wilson se muestran en la Figura 13. Se observa que la corriente en el espacio obscuro catódico es muy pequeña, aumenta a un máximo en la luminiscencia nega-

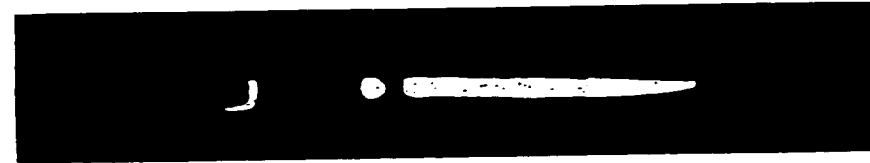
Figura 11. Primer estria en la columna positiva.



$p=100\text{mTorr}$
 $V=505.8\text{V}$



$p=110\text{mTorr}$
 $V=480\text{V}$



$p=110\text{mTorr}$
 $V=495\text{V}$

Figura 12. Gradiente de potencial en una estria
(Thomson et. al. 1969).

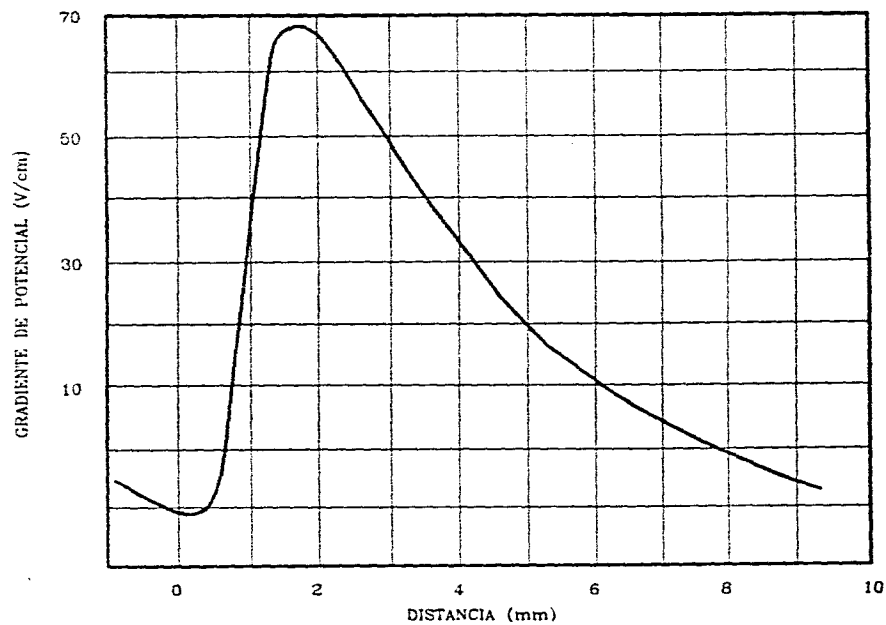
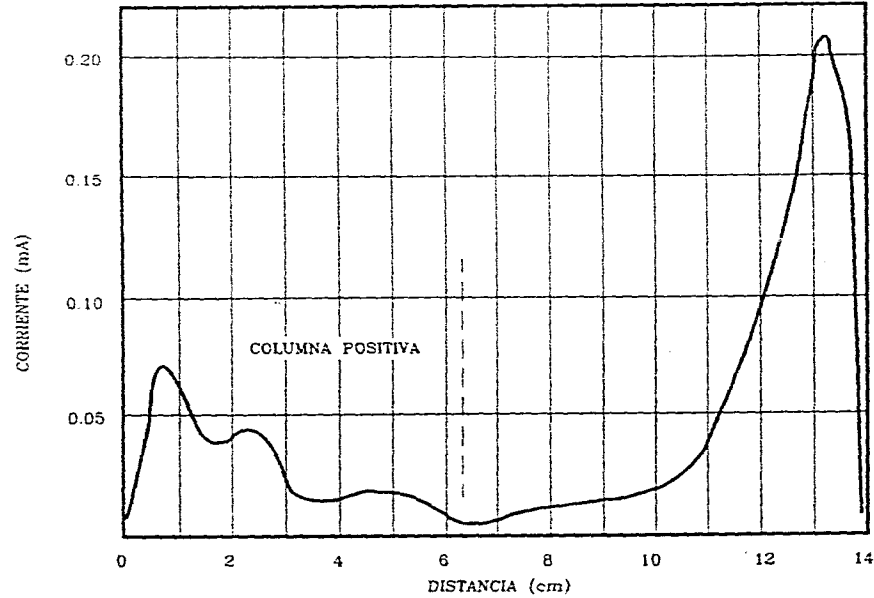


Figura 13. Corriente transversal en la descarga luminiscente estriada (Thomson et. al. 1969).



tiva (que es la parte más brillante de la descarga); cae nuevamente en la zona que corresponde al espacio oscuro de Faraday e incrementa su valor en la columna positiva. En la descarga luminiscente estriada la corriente perpendicular muestra un máximo en su valor para las zonas brillantes, mientras que en las zonas oscuras se observa un mínimo. Resultados similares y que soportan las conclusiones de Wilson han sido obtenidos por Compton, Turner y McCurdy (Thomson et. al. 1969) usando sondas eléctricas.

CAPÍTULO 2.

DESARROLLO EXPERIMENTAL.

En este capítulo se hace una descripción del sistema de descarga utilizado. Se reportan las mediciones hechas de algunos de los parámetros descriptivos de las estrías y su variación como función de la presión cuando la descarga se excita alternativamente con una fuente de corriente continua o con una de corriente alterna a 60Hz.

2.a Descripción del sistema.

El arreglo experimental utilizado se muestra en las Figuras 14a y 14b. El tubo es de vidrio pyrex con una longitud y diámetro aproximados de 50cm y 5cm respectivamente. Los electrodos están fabricados en latón y están diseñados para operar en modo de cátodo plano con un diámetro de $10.0\text{mm} \pm 0.1\text{mm}$. El sistema de vacío consiste de una bomba mecánica acoplada al tubo mediante una válvula, y de un medidor tipo termopar. La presión residual en el sistema es menor a 1×10^{-3} torr. El gas utilizado para la descarga se admite al sistema mediante una válvula micrométrica de aguja.

Alternativamente, el sistema se excita mediante una fuente de corriente continua (ver Figura 14a) ó con una de corriente alterna a 60Hz (Figura 14b). El

Figura 14a. Sistema de descarga en DC.

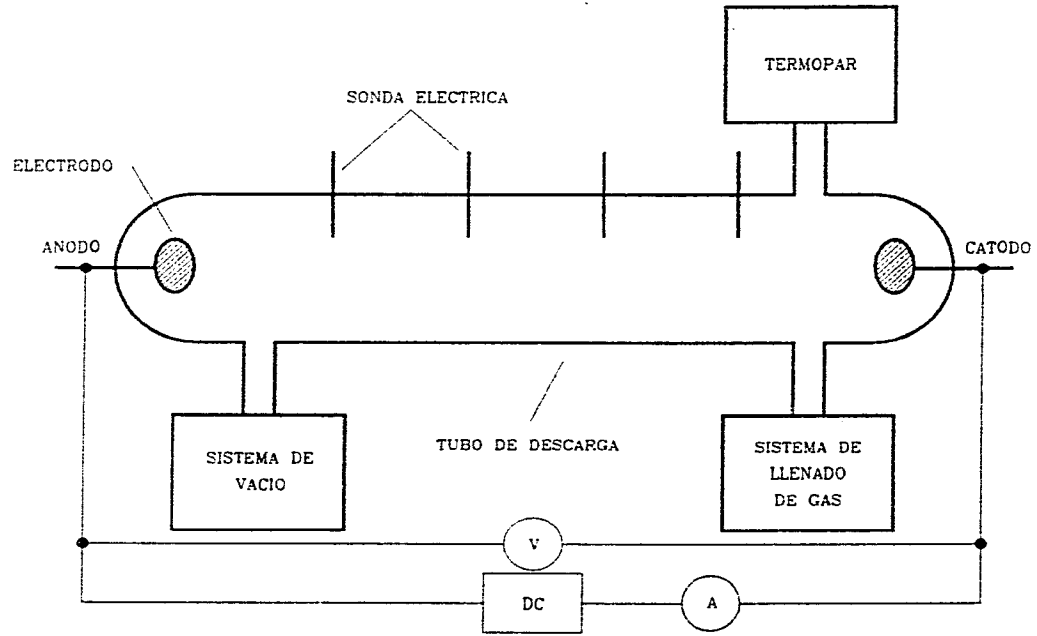
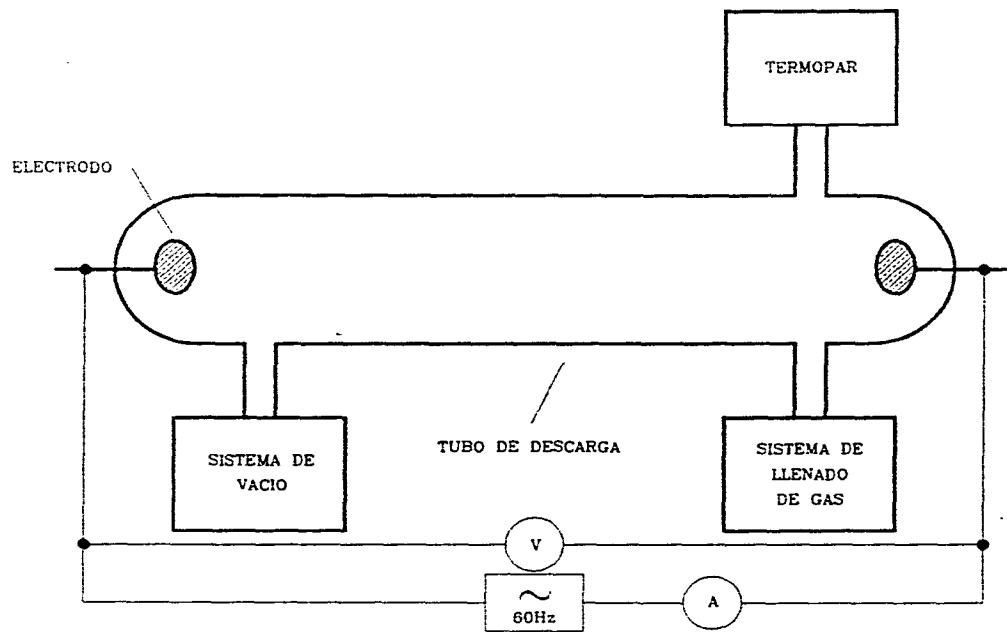


Figura 14b. Sistema de descarga en AC.



voltaje y la corriente en la descarga en DC se midieron con multímetros, mientras que en AC se utilizaron un multímetro y un osciloscopio respectivamente.

2.b Sondas eléctricas.

Un conductor adecuado que se encuentre aislado e inmerso en el plasma, y al cual se le aplique un voltaje de polarización, puede ser usado como sonda eléctrica. Esta provee, mediante el análisis de la corriente en la sonda respecto de un voltaje de polarización, la temperatura, densidad y potencial del plasma en los alrededores de la sonda. Las sondas eléctricas han demostrado su facilidad de uso desde que Langmuir las propuso. Hoy en día, representan uno de los diagnósticos en plasmas fríos o tenues más importantes, tanto en la industria como en los laboratorios de investigación. Las sondas eléctricas son usadas tanto en procesos que se llevan a cabo durante largos periodos de tiempo, como en aquellos que duran algunos nanosegundos. Pueden ser empleadas tanto en descargas excitadas por corriente continua como por corriente alterna en frecuencias de algunas decenas de Hertz, como es la frecuencia de la línea, hasta radio frecuencia (RF). Las tres geometrías más comunmente empleadas son plana, cilíndrica y esférica. La elección de ésta depende de los propósitos particulares de cada sistema y de los requerimientos del diagnóstico. Las sondas eléctricas o *sondas de Langmuir* han sido probadas, a lo largo de la historia, exitosamente en intervalos de densidades de 10^{14}m^{-3} a 10^{23}m^{-3} , de temperaturas de 0.3eV hasta cientos de eV, de potenciales de plasma desde 0.1V hasta varios kV y de presiones menores de 10^{-6} torr a 1 torr. Como cualquier otro electrodo, la sonda está rodeada de un apantallamiento; sin embargo, debido a que sus dimensiones son menores a las del plasma, sólo producen perturbaciones locales pequeñas.

Al aplicar a la sonda una diferencia de potencial respecto de un electrodo, la sonda colecta una corriente que produce una curva típica como la mostrada en la

Figura A2 del Apéndice A1. Cuando una sonda se polariza cerca del potencial del plasma, la mayor parte de la corriente que colecta es debida a electrones, ya que su masa es mucho menor a la de los iones. Al incrementar el voltaje de polarización, la corriente tiende a alcanzar un punto llamado corriente de saturación electrónica. Para voltajes por debajo del potencial del plasma, los electrones son repelidos hasta el punto en el que la corriente neta a través de la sonda es cero; a este punto se le conoce como potencial de flotación. Cuando la sonda se polariza con un voltaje por debajo del potencial de flotación, la corriente es acarreada básicamente por iones. Si el voltaje de la sonda disminuye aún más, se alcanza el punto de corriente de saturación iónica.

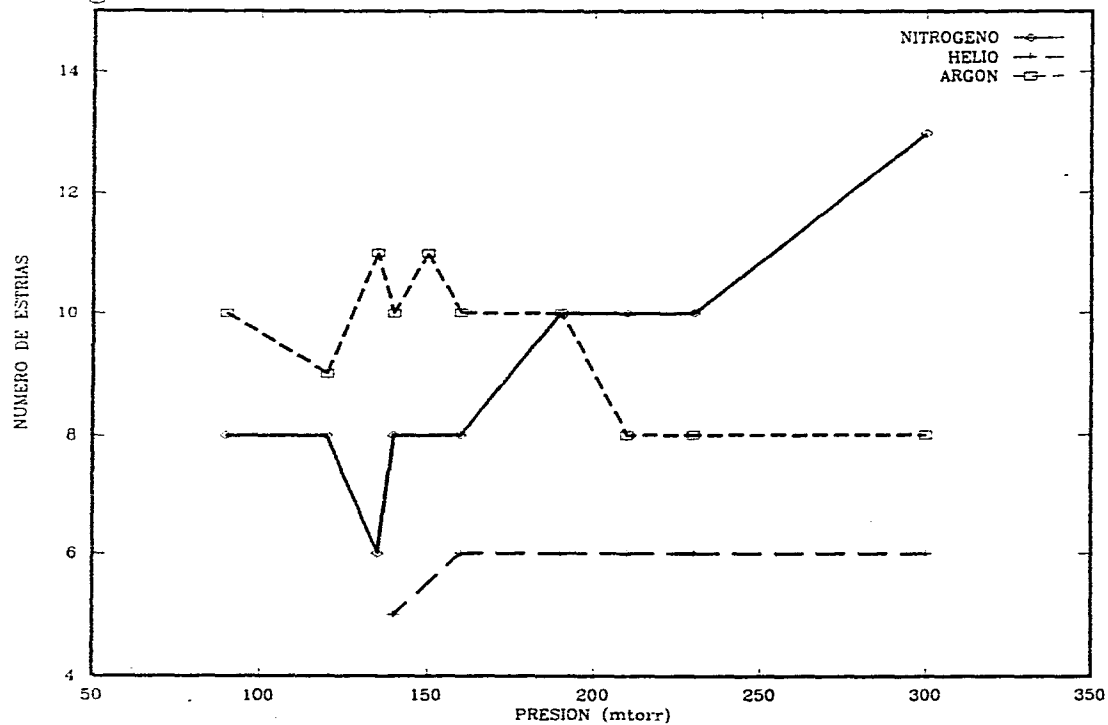
2.c Mediciones y Resultados.

El sistema se operó con dos fuentes de voltaje, una de corriente directa DC, y otra de corriente alterna AC a 60Hz. Para el intervalo de presiones estudiado, comprendido entre 90 y 300mtorr, los voltajes de la descarga variaron entre los 400 y los 1200V aproximadamente.

2.c.1 Mediciones y resultados en corriente directa.

Para corriente directa se usaron tres gases distintos: helio, neón y argón. El primer parámetro medido fue el número de estrías en la columna positiva de la descarga como función de la presión de llenado en el tubo. Este parámetro depende de la longitud de la columna positiva, de la presión del gas, y de la corriente de la descarga. En la Figura 15 se muestra la gráfica del número de estrías como función de la presión manteniendo la corriente en la descarga constante e igual a 0.56mA. El número de estrías para la descarga de nitrógeno tiende a aumentar conforme aumenta la presión del gas en el tubo. Este comportamiento se ve contrastado con la descarga en argón donde el número de estrías disminuye, mientras que en la descarga que utiliza helio como gas de llenado, éste permanece aproximadamente

Figura 15. Número de estrias vs Presión. DC. I=0.56mA.



constante.

Por otro lado, se midió la distancia entre estrías como función de la presión. En este caso, la incertidumbre asociada a la distancia fué de $\pm 2.5\text{mm}$, ó en términos porcentuales de aproximadamente 15%, la cual es alta debido a que las estrías presentaron una forma nebulosa y difusa, haciendo difícil determinar de una manera más exacta el parámetro distancia. En la Figura 16 se presentan las observaciones realizadas. En los tres casos estudiados, la distancia entre estrías muestra una clara tendencia a disminuir conforme aumenta la presión en el gas. Este comportamiento es consistente con lo reportado en la literatura para argón y helio (Figura 8). La distancia entre estrías está descrita empíricamente por la Ley de Goldstein, ecuación (12), en las Figuras 17, 18 y 19 se muestran los mismos datos de la Figura 16, agregando la gráfica de la ecuación (12). La distancia entre estrías observada tiene un buen ajuste a la expresión de Goldstein con el parámetro adimensional m igual a 0.9 para la descarga con nitrógeno, en la descarga con helio m tiene un valor de 0.4 y para aquella con argón m vale 0.3.

Uno de los parámetros descriptivos más importantes de un plasma lo constituye la temperatura. En el caso estudiado, un plasma parcialmente ionizado de temperatura baja, la temperatura característica es debida básicamente a los electrones, ya que son los que tienen una movilidad mayor con respecto a la de los iones. El sistema tiene cuatro sondas eléctricas dispuestas en la dirección axial, están construidas de tungsteno y su geometría es cilíndrica. Las dimensiones de las sondas son 1mm de radio por 1cm de largo aproximadamente. Se utilizó para diagnóstico la sonda más externa y cercana al ánodo. Esta sonda se polarizó mediante una fuente de voltaje variable en corriente directa manteniendo constante e igual a 0.56mA la corriente en la descarga, obteniendo de esta manera la curva característica corriente-voltaje de la sonda como la mostrada en la Figura 20. Esta curva está descrita teóricamente por la ecuación (77) para la zona donde predo-

Figura 16. Distancia entre estrias vs Presión. DC. $I=0.56\text{mA}$.

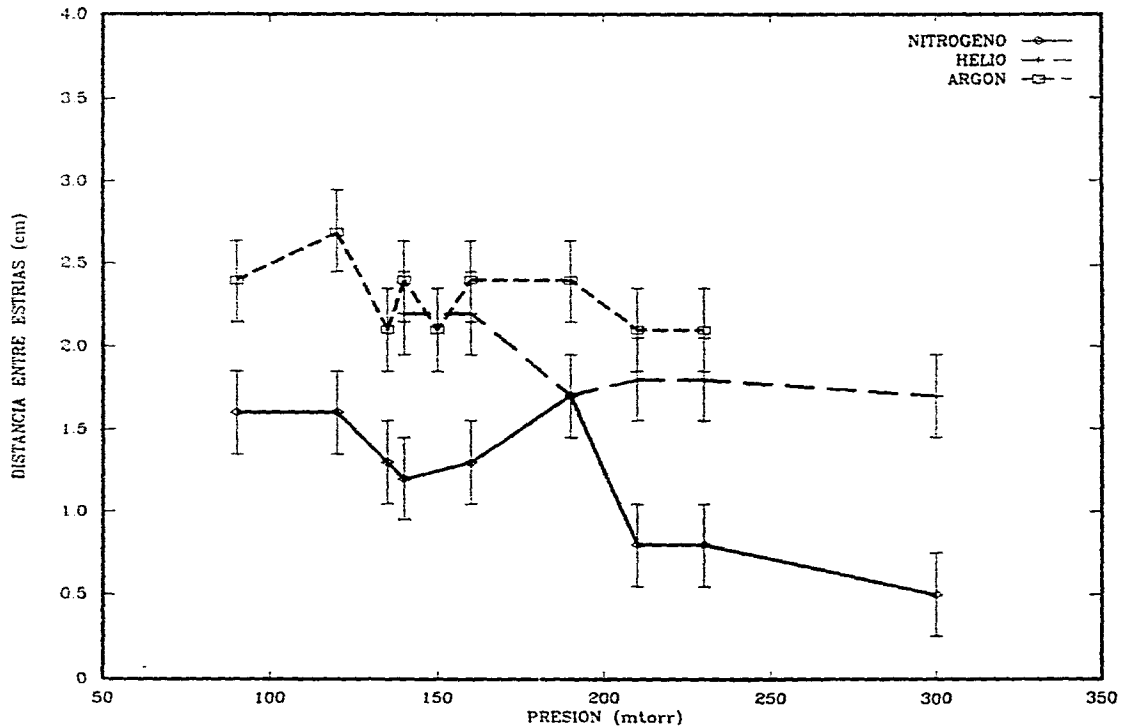


Figura 17. Ley de Goldstein para argón. DC. $I=0.56\text{mA}$.

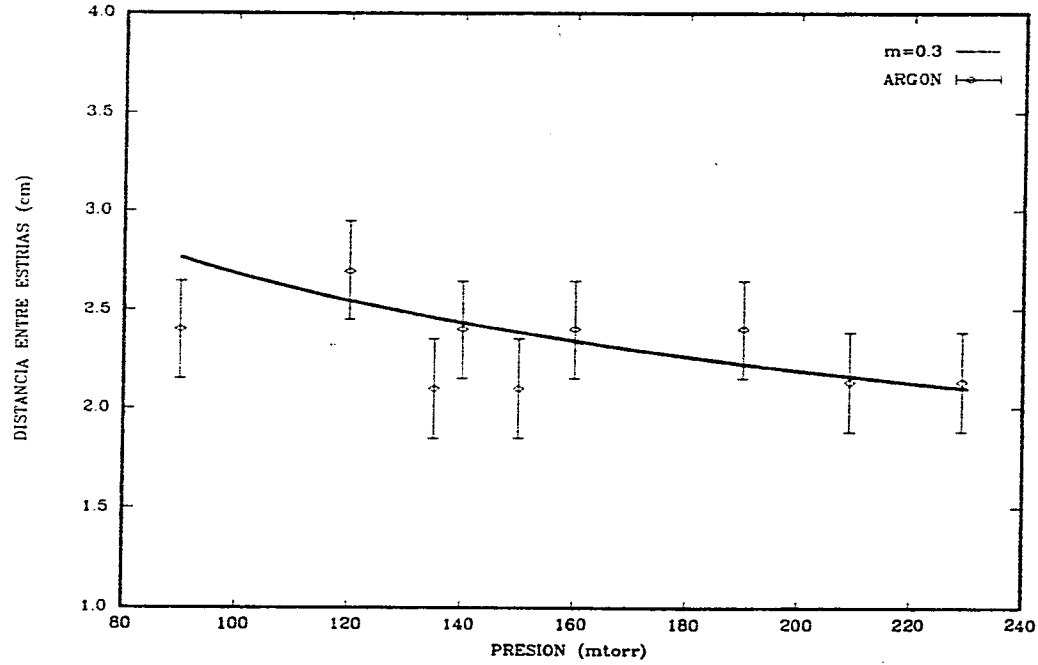


Figura 18. Ley de Goldstein para helio. DC. $I=0.56\text{mA}$.

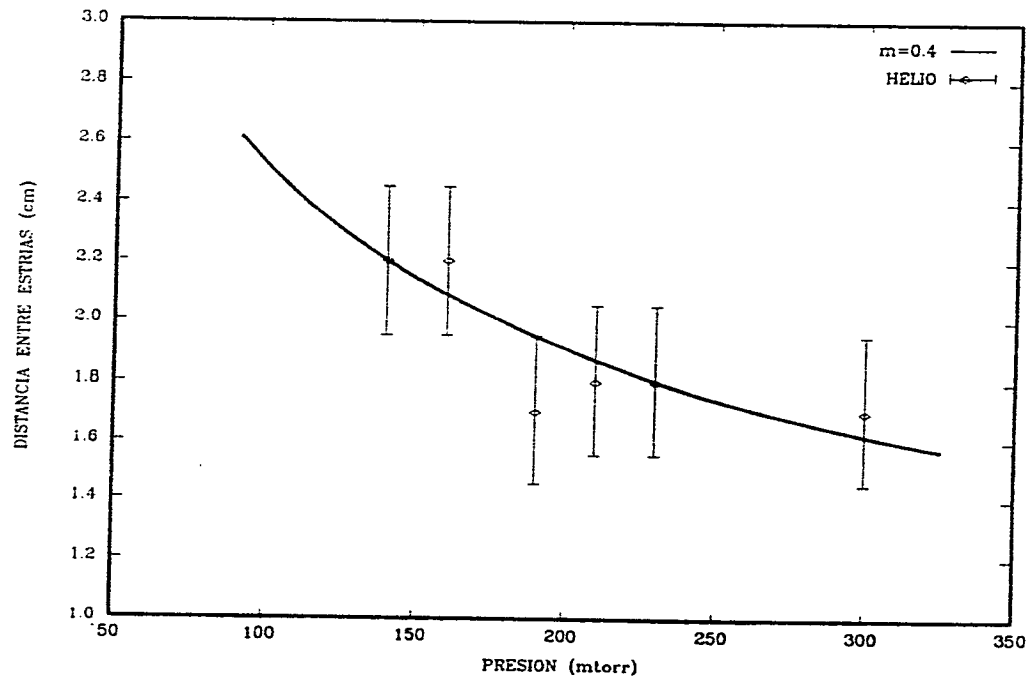


Figura 19. Ley de Goldstein para nitrógeno. DC. $I=0.56\text{mA}$.

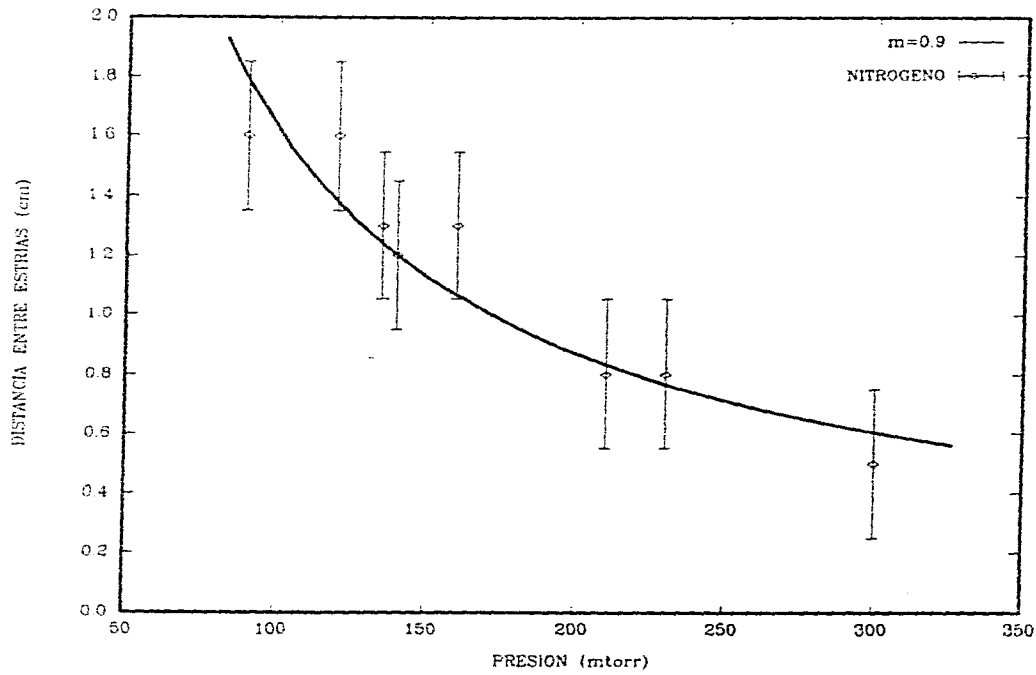
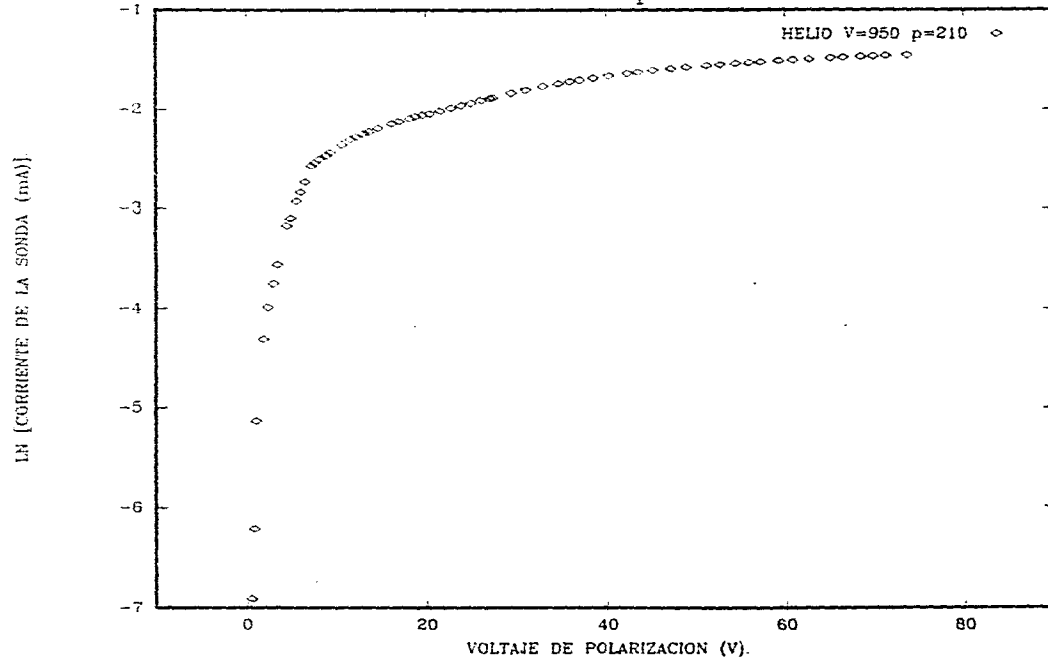


Figura 20. Logaritmo de la corriente vs voltaje sonda.
helio. V=950V. p=210mtorr.

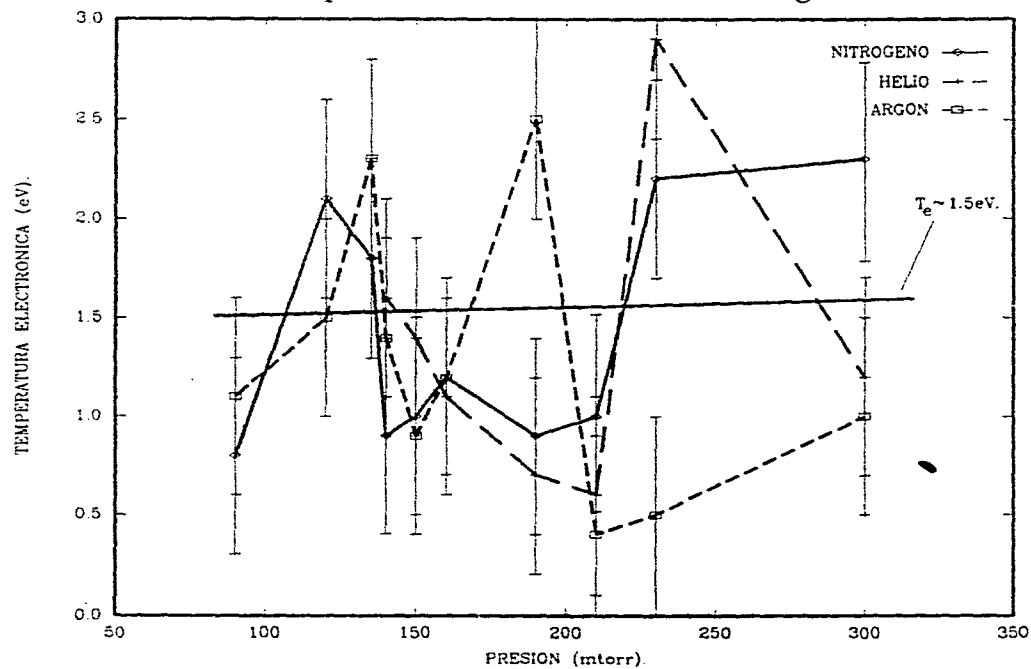


mina la corriente electrónica. En algunos casos se observaron algunos saltos en la corriente de la sonda cuando ésta, debido a la perturbación local que produce al ser polarizada, entraba o salía de una zona brillante de las estrías, provocando que se colectara una mayor cantidad de electrones en la zona brillante y menor en la zona oscura. En la Figura 21 se muestra la gráfica de temperatura electrónica como función de la presión para los tres gases estudiados. Las variaciones observadas en la gráfica están dentro del intervalo de incertidumbre asociada a la temperatura electrónica que se midió, y no corresponden a variaciones reales de ésta. Dicho comportamiento es debido a que las dimensiones de la sonda no son las adecuadas para una descarga como la que se estudió. Sin embargo, el valor medio de la temperatura, aproximadamente igual a $1.5eV$, es consistente con los valores típicos reportados en la literatura (Boenig 1982).

2.c.2 Mediciones y resultados en corriente alterna.

Para corriente alterna se utilizó únicamente Nitrógeno como gas de llenado, y se usó una fuente de corriente alterna a 60Hz para excitar la descarga y en todos los casos el voltaje medido fué el voltaje RMS (Raíz cuadrática media) y la corriente medida fué la corriente pico-pico. Debido a que el voltaje de la fuente tiene una forma de onda senoidal y es periódico, sería de esperar que el rompimiento eléctrico en la descarga fuese simétrico; es decir, una vez alcanzado el potencial mínimo de rompimiento, en el primer semiciclo de corriente el electrodo correspondiente actuara como ánodo y el otro como cátodo produciendo la descarga, mientras que en el segundo semiciclo, la posición del ánodo y cátodo se invertirían produciendo de igual manera la descarga. Sin embargo, la descarga en AC mostró, contrariamente a esto, tres anatomías o configuraciones distintas que variaban con la diferencia de potencial en los electrodos y con la presión del gas. Manteniendo la presión constante, la primer configuración, designada 1-D mostraba únicamente una columna positiva situada en el electrodo derecho del sistema. Al aumentar el voltaje en el

Figura 21. Temperatura electrónica como función de la presión. DC. $I=0.56\text{mA}$. $T_e \sim 1.5\text{eV}$.



tubo, la descarga mostraba una doble columna positiva, esta fué designada configuración 2; y con un aumento mayor en el voltaje, se observaba nuevamente una columna positiva solamente, pero esta vez en el electrodo izquierdo. Esta fué designada configuración 1I. En las Figuras 22, 23 y 24 se muestran los oscilogramas de corriente para los tres tipos de configuraciones observadas. La corriente se obtuvo al medir la caída de potencial de la descarga a través de una resistencia en un osciloscopio. Estos oscilogramas confirman que en la configuración 1D hay rompimiento eléctrico sólo en el semiciclo positivo de corriente, y en la configuración 1I el rompimiento ocurre en el semiciclo negativo. En la configuración 2 el rompimiento eléctrico ocurre simétricamente en ambos semiciclos, y el hecho de observar una doble columna positiva es el resultado de una superposición visual de la columna que corresponde al semiciclo positivo y aquella del semiciclo negativo. Esta superposición se debe a que el ojo humano sólo puede resolver eventos que no ocurran a más de 24 ciclos por segundo, mientras que la descarga está ocurriendo a 60 ciclos por segundo.

Los límites de estas tres configuraciones en el diagrama voltaje-presión están bien definidos y en la Figura 25 se muestran las gráficas correspondientes. El voltaje de rompimiento siempre mostró una configuración 1D y su anatomía es muy similar a la descarga de corriente directa. En el intervalo de presión entre 150 y 250mtorr ésta curva presenta una cresta en la cual el voltaje de rompimiento aumenta unos 200V. Los límites de la configuración 2 nuevamente muestran una cresta del orden de algunos volts. En este caso, antes de los 100mtorr y después de los 300mtorr de presión, no se observó la transición a la configuración 2, y en su lugar, dió lugar el régimen de arco en la descarga después de sobrepasar los 800V aproximadamente en los electrodos. Finalmente la configuración 1I solo se pudo obtener en un pequeño intervalo de presión entre los 190 y 250mTorr debido a la misma razón. La transición de una configuración a otra proporciona un salto en la corriente de la descarga. En las Figuras 26, 27 y 28 se muestran las gráficas

Figura 22. Oscilograma de la corriente para una descarga estriada con configuración 1-D. nitrógeno AC. $V=600V$, $p=200\text{mtorr}$.

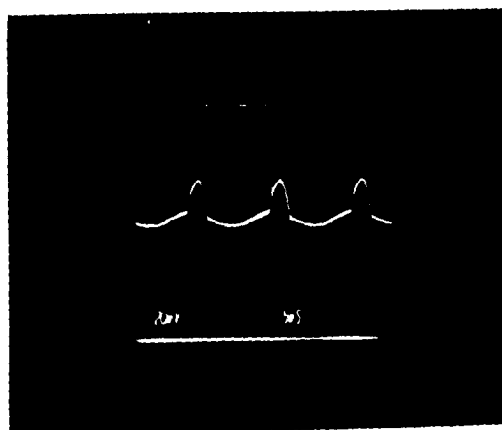


Figura 23. Oscilograma de la corriente
para una descarga estriada con
configuración 2. nitrógeno AC.
 $V=634V$, $p=160\text{mtorr}$.

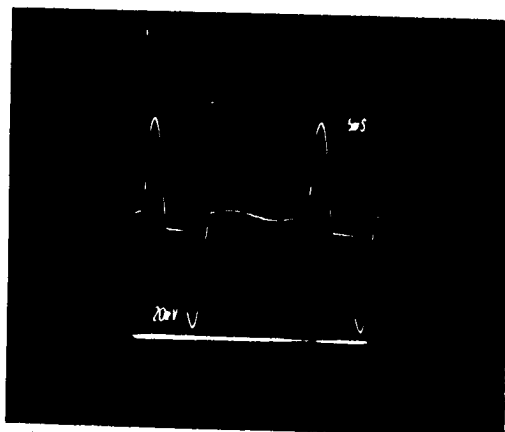


Figura 24. Oscilograma de la corriente
para una descarga estriada con
configuración II. nitrógeno AC.
 $V=750V$, $p=220\text{mtorr}$.

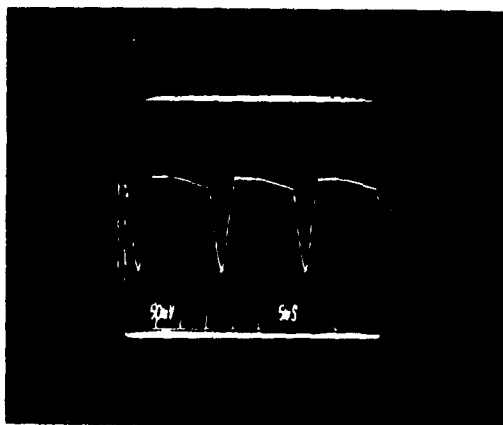


Figura 25. Voltaje de configuración y limite de formación de estrias contra presión. nitrógeno AC.

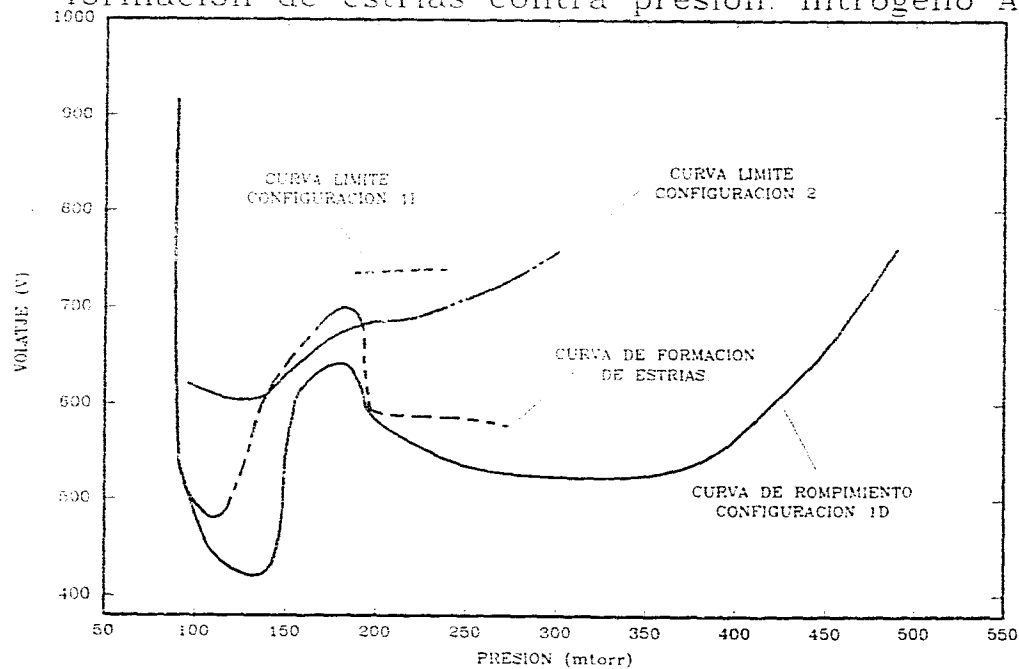


Figura 26. Corriente de la descarga vs voltaje.
nitrógeno AC. $p=100\text{mtorr}$.

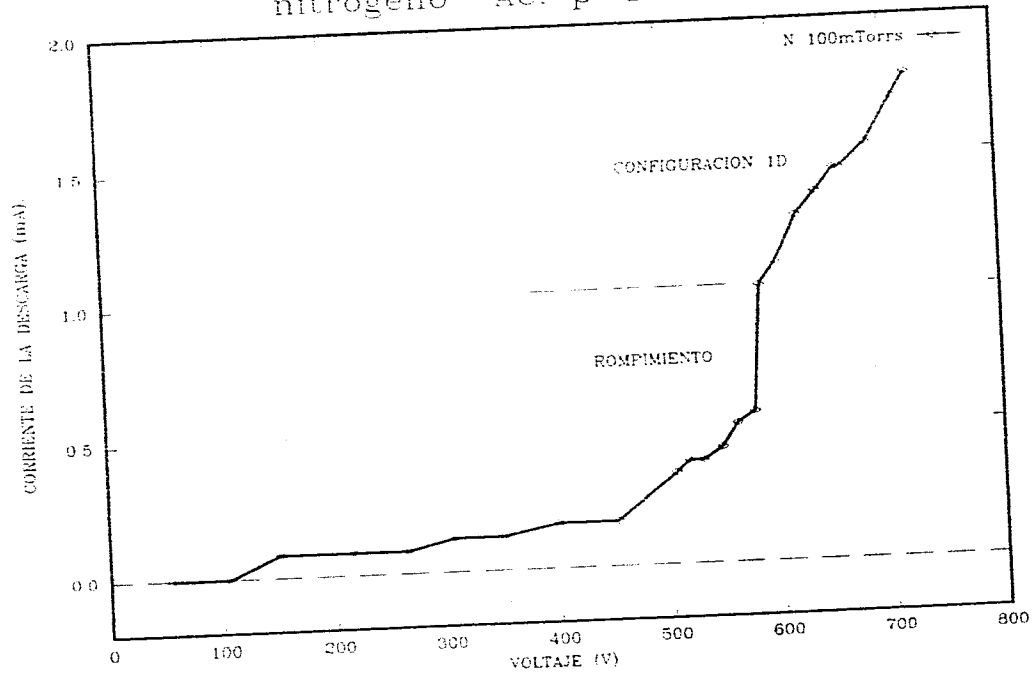


Figura 27. Corriente de la descarga vs voltaje.
nitrógeno AC. $p=210\text{mtorr}$.

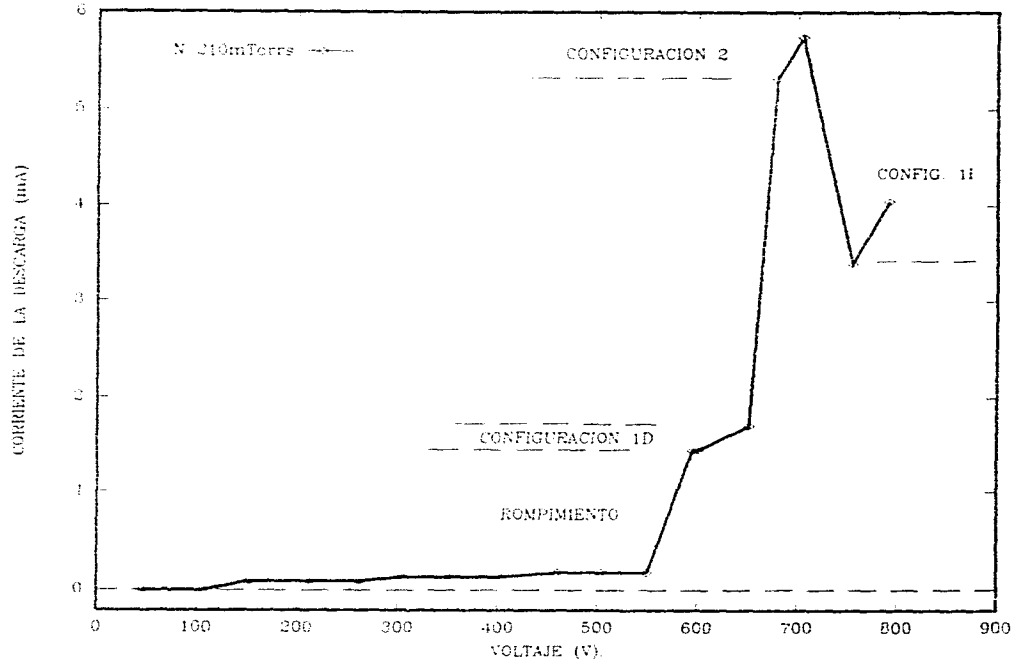
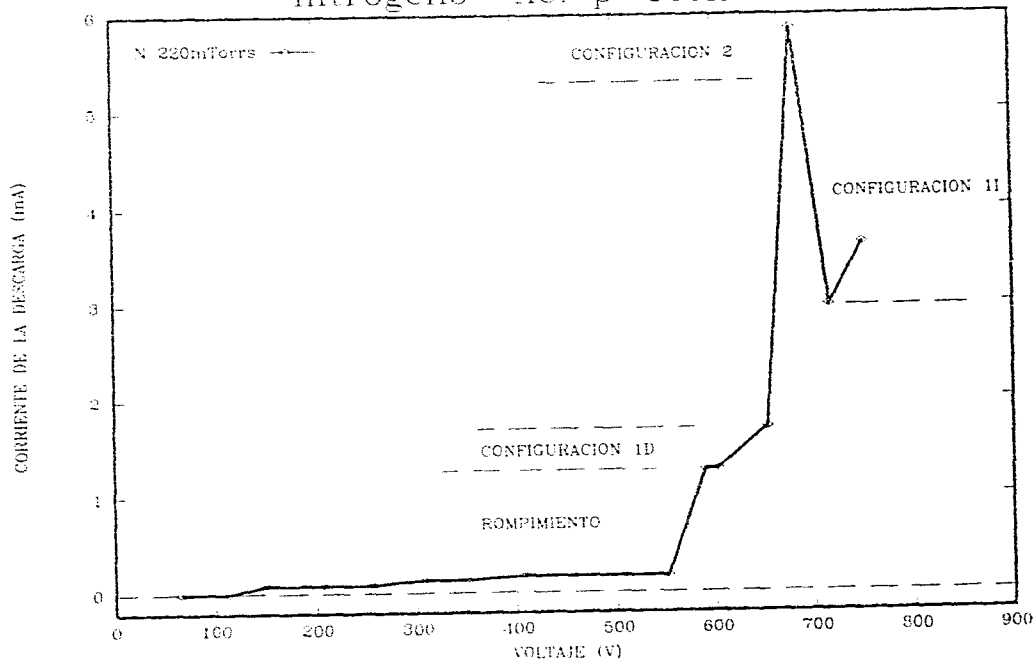


Figura 28. Corriente de la descarga vs voltaje.
nitrogeno AC. $p=220\text{mtorr}$.



de la corriente en la descarga contra el voltaje en los electrodos del tubo, y en las cuales se puede observar claramente esto.

También en la Figura 25 se muestra la curva límite, por encima de la cual, se forman las estrías en la descarga en corriente alterna. Esta curva está bien definida y se ve afectada por la cresta del voltaje de rompimiento. Después de los 300mtorr aproximadamente, no se observaron estrías. En el caso de la descarga en corriente alterna, debido a que la descarga se mantiene solo durante una fracción del semiciclo de corriente, las estrías se establecen en un tiempo mucho menor que éste.

Se midió el número de estrías como función de la presión para cada una de las configuraciones encontradas. La Figura 29 muestra las observaciones realizadas, en la que se mantuvo la corriente constante e igual a 1.5mA para la configuración 1D, de 5.6 mA para la configuración 2 y de 3.8mA para la configuración 11. En el caso de la configuración 1D el número de estrías disminuye conforme aumenta la presión, sin embargo, cerca de los 200mtorr de presión, aumenta abruptamente para volver a disminuir. En las otras dos configuraciones, el número de estrías muestra una clara tendencia a disminuir conforme aumenta la presión. Finalmente se midió la distancia entre estrías como función de la presión bajo las mismas condiciones de corriente en la descarga que en el caso anterior, también para las tres configuraciones. Esta se puede ver en la Figura 30. La incertidumbre asociada a la distancia medida es de aproximadamente 2.5mm. En este parámetro no se observó variación como función de la presión ni del tipo de configuración en la descarga.

Figura 29. Número de estrias vs presión.
nitrógeno AC.

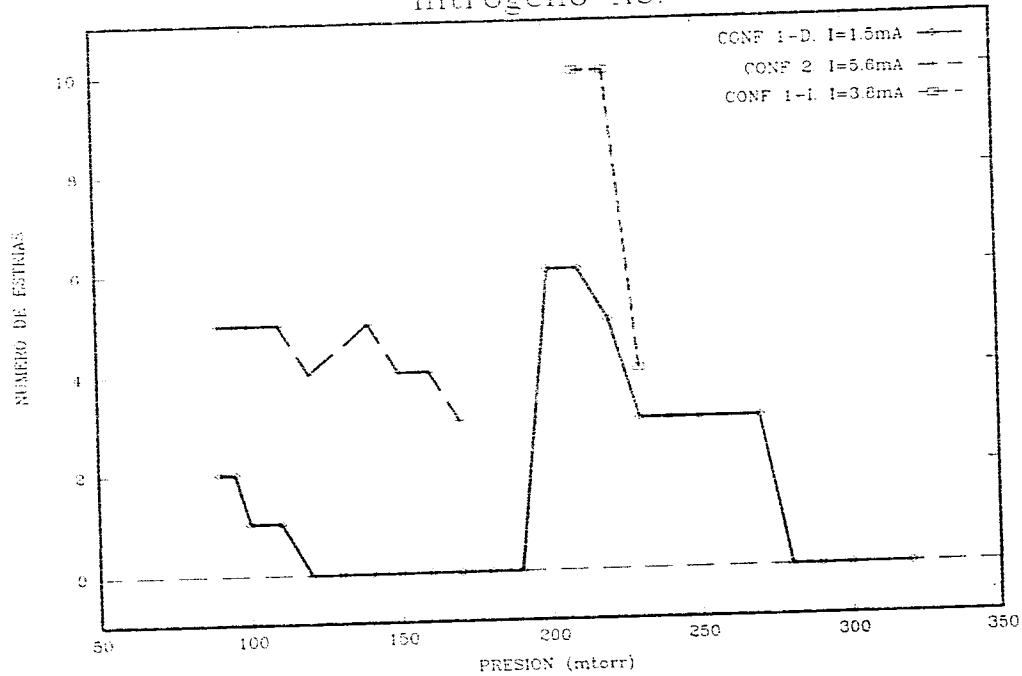
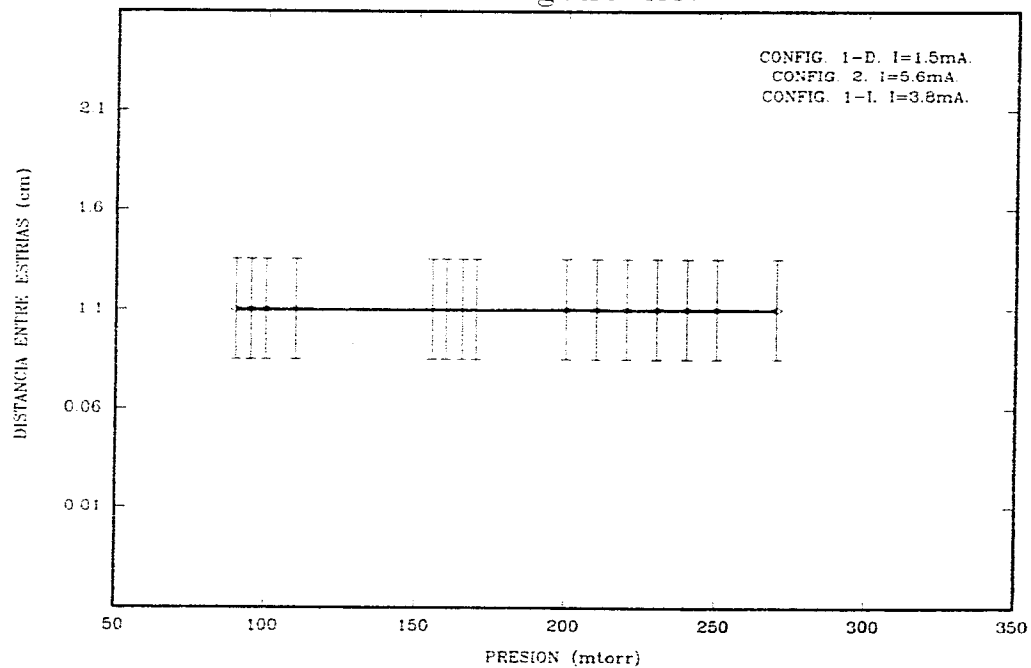


Figura 30. Distancia entre estrias vs presión.
nitrógeno AC.



CAPÍTULO 3.

MODELO PARA LA DENSIDAD DE ELECTRONES EN LA COLUMNA POSITIVA ESTRIADA.

En este capítulo se presentan algunas ideas que se han publicado por otros autores (Roth 1969), como un posible modelo que pudiera explicar el fenómeno de la aparición de estrías. Si bien este no es enteramente satisfactorio, se hace con el espíritu de avanzar ideas que pudieran servir como base para modelos más apropiados. Este modelo está basado en las ecuaciones de continuidad para las tres especies presentes (iones, electrones y átomos neutros) en el plasma, tomando en cuenta el término debido a ionización. El término de la divergencia del flujo se desarrolla a partir de considerar el flujo neto de partículas que atraviesa un elemento unidimensional de la columna positiva en la dirección axial, y el término radial considera que, en descargas luminiscentes como la estudiada, el efecto de recombinación se da principalmente en las paredes del tubo (Thomson 1969, Cobine 1958 y Engel 1994). Las ecuaciones resultantes se adimensionalizan, se resuelven numéricamente y se presentan los perfiles de densidad para átomos neutros iones y electrones.

3.a Ecuaciones de continuidad.

Las ecuaciones de continuidad para las tres especies presentes (iones, elec-

trones y átomos neutros) en la columna positiva, tomando en cuenta ionización así:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_n - n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (13)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_n + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_i + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (15)$$

Donde $\langle \sigma v \rangle_{ne}$ es el coeficiente de tasa de ionización.

Para poder hacer un análisis del término de la divergencia del flujo de partículas en cada una de las tres ecuaciones, considérese un elemento unidimensional de la columna positiva como el mostrado en la Figura 31, y que se encuentra limitado arbitrariamente en $z = \pm l$, donde l es el "horizonte de información" y es del orden de algunas trayectorias libres medias.

En este modelo, se asume (Roth 1969) que las velocidades de arrastre de iones y electrones, v_{de} y v_{di} respectivamente, son constantes. De igual manera, para las velocidades térmicas de átomos neutros, iones y electrones, v_n, v_i y v_e , solo se considera su valor promedio en la dirección z de la distribución, la cual se supone maxwelliana. Sin embargo, esta aproximación no es del todo precisa ya que, durante los procesos de ionización y recombinación en el plasma, la velocidad térmica de las partículas cambia. En ese sentido, dichas variaciones en la velocidad estarían reflejadas en las ecuaciones de transferencia de momento para las tres especies. El análisis de este caso sobrepasa los límites del presente trabajo.

Los átomos neutros presentan una recirculación como la mostrada en la Figura 32, la cual es debida a la transferencia de momento de los electrones y los provee de

Figura 31. Flujos de partículas en un elemento de columna positiva estriada (Roth 1969).

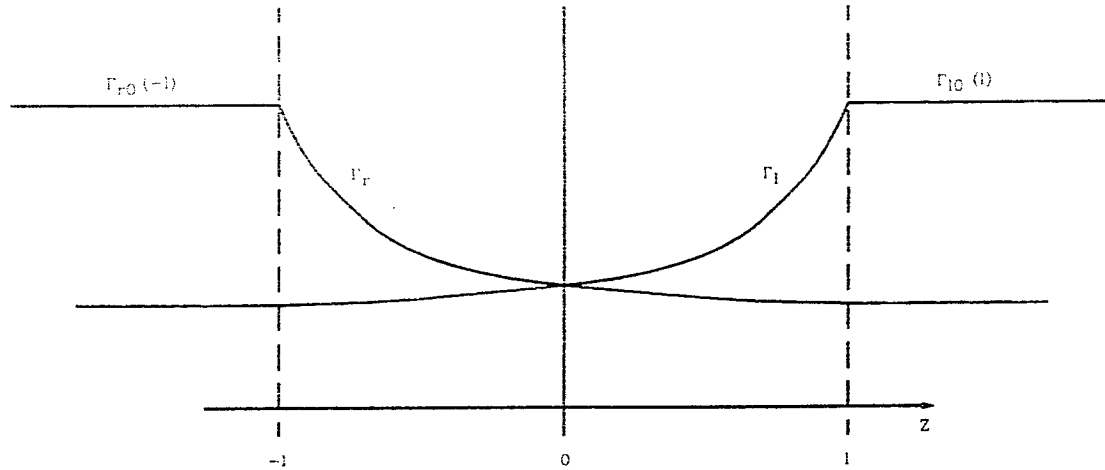
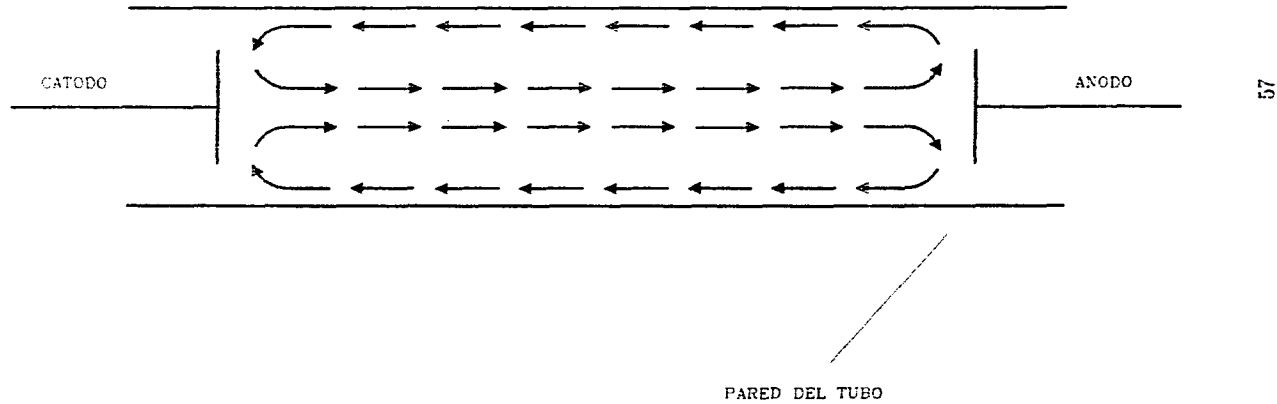


Figura 32. Recirculación de gas neutro en una descarga luminiscente.



una velocidad de arrastre v_0 . Un plasma parcialmente ionizado y de temperatura baja como el estudiado, lo podemos imaginar como un "fondo" de átomos neutros en el cual se mueven los electrones. En este tipo de plasmas, tenemos que la velocidad térmica de los átomos neutros es mayor que su velocidad de arrastre, esto es $v \gg v_0$; la velocidad térmica de los electrones es mucho mayor a su velocidad de arrastre, $v_e \gg v_{de}$, y la velocidad de arrastre de los electrones es mucho mayor a la velocidad térmica de los átomos neutros, esto es $v_{de} \gg v$.

Debido a la recirculación de átomos neutros, se analizarán los flujos hacia la derecha y hacia la izquierda que atraviesan el elemento de columna positiva basándose en la Figura 31.

El flujo neto Γ_n de átomos neutros que atravieza la columna positiva es igual a la suma del flujo hacia la derecha Γ_r más el flujo hacia la izquierda Γ_l , esto es

$$\Gamma_n = \Gamma_r + \Gamma_l \quad . \quad (16)$$

Γ_n es una función de z y t y se considerará positivo el flujo que se mueve a la derecha y negativo el flujo que se mueve a la izquierda. La velocidad de arrastre de neutros v_0 será considerada positiva cuando se mueve del ánodo al cátodo.

En la frontera del "horizonte de información" el flujo es simplemente

$$\Gamma_{r0}(-t) = \frac{1}{2}n_0(-t)(v + v_0) \quad , \quad (17)$$

$$\Gamma_{l0}(t) = -\frac{1}{2}n_0(t)(v - v_0) \quad . \quad (18)$$

Si dentro de la columna positiva estos flujos son atenuados exponencialmente con un coeficiente $\tilde{\epsilon}$, las expresiones para estos son:

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} n_0(z)(v + qv_0) \exp\left[-\tilde{\epsilon}_r(l + z)\right] \quad \text{con } -l \leq z \leq l \quad , \quad (19)$$

y

$$\Gamma_l = -\frac{1}{2} n_0(z)(v - qv_0) \exp\left[-\tilde{\epsilon}_l(l - z)\right] \quad \text{con } -l \leq z \leq l \quad , \quad (20)$$

donde $q = \pm 1$ es un índice de flujo, y es igual a +1 cuando el flujo de átomos neutros se mueve del ánodo al cátodo.

Los valores de los coeficientes de atenuación $\tilde{\epsilon}_r$ y $\tilde{\epsilon}_l$ corresponden a su valor promedio sobre los tiempos de tránsito en el horizonte de información debido a que un átomo neutro que se mueve en la columna positiva experimenta distintas probabilidades de ser ionizado al atravesar zonas con densidad de electrones distintas.

El tiempo de tránsito de las partículas que se mueven hacia la derecha es

$$t_{or} = \frac{l + z}{v + qv_0} \quad , \quad (21)$$

y para las que se mueven a la izquierda

$$t_{ol} = \frac{l - z}{v - qv_0} \quad . \quad (22)$$

Por otro lado, el coeficiente de atenuación es igual al inverso de la trayectoria libre media λ_n de un átomo neutro con velocidad $v + v_0$, esto es

para las partículas que se mueven a la derecha se tiene

$$\epsilon_r = \frac{\nu_i}{v + qv_0} = \frac{n_e(z, t) \langle \sigma v \rangle_{ne}}{v + qv_0} \quad , \quad (23)$$

y para las que se mueven hacia la izquierda

$$\epsilon_l = \frac{\nu_i}{v - qv_0} = \frac{n_e(z, t) \langle \sigma v \rangle_{ne}}{v - qv_0} \quad , \quad (24)$$

donde ν_i es la frecuencia de colisiones ionizantes de neutros con electrones y esta dada por

$$\nu_i = n_e(z, t) \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad .$$

Promediando (23) y (24) sobre los respectivos tiempos de tránsito t_{or} y t_{ol} tenemos para las partículas que se mueven hacia la derecha

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{1}{t_{or}} \int_{t-t_{or}}^t \frac{n_e(z'_r, t') \langle \sigma v \rangle_{ne} dt'}{v + qv_0} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{ne}}{l + z} \int_{t-t_{or}}^t n_e(z'_r, t') dt' \quad , \quad (25)$$

y

$$\bar{\epsilon}_l = \frac{1}{t_{ol}} \int_{t-t_{ol}}^t \frac{n_e(z'_l, t') \langle \sigma v \rangle_{ne} dt'}{v - qv_0} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{ne}}{l - z} \int_{t-t_{ol}}^t n_e(z'_l, t') dt' \quad , \quad (26)$$

para las que se mueven hacia la izquierda. La posición z' al tiempo t' puede ser escrita como

$$z'_r = z - (t - t')(v + qv_0) \quad , \quad (27)$$

y

$$z'_l = z + (t - t')(v - qv_0) \quad , \quad (28)$$

para partículas que se mueven a la derecha y a la izquierda respectivamente.

Definimos

$$\psi_r = (l+z)\tilde{\epsilon}_r = \langle \sigma v \rangle_{nc} \int_{t-t_{or}}^t n_c(z'_r, t') dt' \quad , \quad (29)$$

y

$$\psi_l = (l-z)\tilde{\epsilon}_l = \langle \sigma v \rangle_{nc} \int_{t-t_{ol}}^t n_c(z'_l, t') dt' \quad . \quad (30)$$

De (29) y (30) podemos escribir el flujo neto como

$$\Gamma_n = \frac{1}{2} n_0(z) \left[(v + qv_0) e^{-\psi_r} - (v - qv_0) e^{-\psi_l} \right] \quad , \quad (31)$$

y la densidad de neutros como

$$n(z, t) = \frac{1}{2} n_0(z) \left[e^{-\psi_r} + e^{-\psi_l} \right] \quad . \quad (32)$$

La componente z de la divergencia del flujo es

$$-\nabla_z \cdot \Gamma_n = -\frac{\partial \Gamma_n}{\partial z}$$

por lo que, de la ecuación (31),

$$\begin{aligned} -\nabla_z \cdot \Gamma_n = & -qv_0 \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{1}{2} v \frac{dn_0(z)}{dz} \left[e^{-\psi_r} - e^{-\psi_l} \right] \\ & + \frac{1}{2} vn_0(z) \left[\frac{\partial \psi_r}{\partial z} e^{-\psi_r} - \frac{\partial \psi_l}{\partial z} e^{-\psi_l} \right] \quad . \quad (33) \end{aligned}$$

Las derivadas respecto de z de las funciones de atenuación ψ_r y ψ_l son

$$\frac{\partial \psi_r}{\partial z} = \langle \sigma v \rangle_{nc} \left[\frac{n_e(-l, t - t_{or})}{v + qv_0} + \int_{t-t_{or}}^t \frac{\partial n_e(z'_r, t')}{\partial z} dt' \right] , \quad (34)$$

y

$$\frac{\partial \psi_l}{\partial z} = \langle \sigma v \rangle_{nc} \left[-\frac{n_e(l, t - t_{ol})}{v - qv_0} + \int_{t-t_{ol}}^t \frac{\partial n_e(z'_l, t')}{\partial z} dt' \right] . \quad (35)$$

La velocidad térmica v de los átomos neutros tiene una distribución maxwelliana, y l varía en un rango muy amplio debido a que la ionización tiene una naturaleza estocástica. Estos dos efectos provocan que una partícula neutra que alcanza una posición específica tiene una distribución de tiempos desde su última colisión. Esto provoca un promedio tal que

$$n_e(-l, t - t_{or}) \approx n_e(l, t - t_{ol}) = \hat{n}_e , \quad (36)$$

donde \hat{n}_e es la densidad de electrones promediada en tiempo y en la dirección axial.

Por otro lado, el promedio del gradiente de una función periódica sobre un periodo de oscilaciones es cero, estos dos efectos dan

$$\int_{t-t_{or}}^t \frac{\partial n_e(z'_r, t')}{\partial z} dt' \approx \int_{t-t_{ol}}^t \frac{\partial n_e(z'_l, t')}{\partial z} dt' \approx 0 , \quad (37)$$

por lo que (34) y (35) quedan como

$$\frac{\partial \psi_r}{\partial z} \approx \frac{\hat{n}_e \langle \sigma v \rangle_{nc}}{v + qv_0} , \quad (38)$$

$$\frac{\partial \psi_l}{\partial z} \approx \frac{\hat{n}_e \langle \sigma v \rangle_{nc}}{v - qv_0} . \quad (39)$$

Sustituyendo (38) y (39) en (33) tenemos

$$\begin{aligned}
 -\nabla_z \cdot \Gamma_n \approx & -qv_0 \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{1}{2}v \left[e^{-\psi_r} - e^{-\psi_l} \right] \frac{dn_0(z)}{dz} \\
 & + \frac{1}{2} \frac{v^2}{v^2 - v_0^2} n_0(z) \left[e^{-\psi_r} + e^{-\psi_l} \right] n_e(\sigma v)_{ne} \quad , \quad (40) \\
 & - \frac{1}{2} \frac{qv_0}{v^2 - v_0^2} n_0(z) (e^{-\psi_r} - e^{-\psi_l}) \hat{n}_e(\sigma v)_{ne}
 \end{aligned}$$

pero en la columna positiva $\psi_l \ll 1$ y $\psi_r \ll 1$ por lo que

$$e^{-\psi_r} - e^{-\psi_l} \approx \psi_l - \psi_r \approx 0 \quad . \quad (41)$$

Si evaluamos (40) en el punto donde $\psi_l = \psi_r$ tenemos

$$-\nabla_z \cdot \Gamma_n \approx -qv_0 \frac{\partial n}{\partial z} + n(z, t) \hat{n}_e(\sigma v)_{ne} \quad , \quad (42)$$

donde se ha usado el hecho que $v \gg v_0$.

De manera similar obtenemos las ecuaciones para electrones e iones

$$-\nabla_z \cdot \Gamma_e \approx v_{de} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \hat{n}(\sigma v)_{ne} n_e(z, t) \quad , \quad (43)$$

$$-\nabla_z \cdot \Gamma_i \approx -v_{di} \frac{\partial n_i}{\partial z} - \hat{n}(\sigma v)_{ni} n_i(z, t) \quad . \quad (44)$$

Para la parte radial tenemos que el perfil de densidad de electrones e iones sigue una función de Bessel de orden cero dada por

$$n_{r\alpha} = n_{0\alpha} J_{0\alpha}(x) = n_{0\alpha} J_{0\alpha} \left(r \sqrt{\frac{\xi}{D_a}} \right) \quad (45)$$

donde D_a es el coeficiente de difusión ambipolar, y ξ es el número de colisiones ionizantes. En el tipo de descarga luminiscente como la estudiada, la recombinación de iones y electrones sucede principalmente en las paredes del tubo (Thomson 1969, Cobine 1958 y Engel 1994).

Para $r = R$ donde R es el radio máximo del tubo tenemos

$$x = R \sqrt{\frac{\xi}{D_a}} = 2.405 \quad ,$$

por lo que en $r = R$

$$\xi = \frac{2.405^2}{R^2} D_a \quad (46)$$

De tal manera que para iones y electrones tenemos que la parte radial del gradiente del flujo está dada por

$$-\frac{2.405^2}{R^2} D_a n_e \quad , \quad (47)$$

y

$$-\frac{2.405^2}{R^2} D_a n_i \quad (48)$$

respectivamente.

Por lo que las ecuaciones de continuidad para el sistema estudiado son, para neutros, electrones e iones:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -qv_0 \frac{\partial n}{\partial z} + \hat{n}_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} - n_e n \langle \sigma v \rangle_{ae} \quad , \quad (49)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_{de} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \hat{n} n_e \langle \sigma v \rangle_{ne} - \frac{2.405^2 D_a}{R^2} n_e + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (50)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -v_{di} \frac{\partial n_i}{\partial z} - \hat{n} n_e \langle \sigma v \rangle_{ne} - \frac{2.405^2 D_a}{R^2} n_i + n_e n \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (51)$$

Para facilitar la solución de estas ecuaciones, debemos adimensionalizarlas. Supongamos que la densidad de partículas de cada especie α está modulada de una manera senoidal dada por

$$n_\alpha = n_{0\alpha} + n_{1\alpha} \text{sen} \theta \quad (52)$$

donde el argumento de la onda es

$$\theta = kz - \omega t$$

Definimos ahora el número de onda adimensional K en términos de la velocidad de arrastre de los electrones,

$$K \equiv \frac{v_{de} k}{\omega_0} = \frac{2\pi v_{de}}{\lambda \omega_0} \quad (53)$$

y la frecuencia adimensional W

$$W \equiv \frac{\omega}{\omega_0} \quad (54)$$

en donde la frecuencia de normalización ω_0 que aparece en (53) y (54) está dada por

$$\omega_0 = \sqrt{\hat{n}_e n_1} \langle \sigma v \rangle_{ne} \quad (55)$$

Sea n_{e0} la densidad de electrones a $t = 0$, esto es

$$n_e(t = 0) = n_{e0} \quad , \quad (56)$$

y

$$n_1 \equiv \hat{n} + \frac{2.405^2 D_a}{R^2 \langle \sigma v \rangle_{ne}} \quad , \quad (57)$$

Se define también la densidad adimensional de electrones y como

$$y \equiv \frac{n_e}{n_{e0}} \quad , \quad (58)$$

la densidad adimensional de átomos neutros como χ

$$\chi \equiv \frac{n}{n_1} \quad , \quad (59)$$

la fracción de ionización δ

$$\delta \equiv \frac{\hat{n}_e}{n_1} \quad , \quad (60)$$

el factor de modulación de amplitud η

$$\eta \equiv \frac{\hat{n}_e}{n_{e0}} \quad , \quad (61)$$

la velocidad de arrastre adimensional de gas neutro γ como

$$\gamma \equiv \frac{v_0}{v_{dc}} \quad , \quad (62)$$

y la velocidad de arrastre adimensional de iones β como

$$\beta \equiv \frac{v_{d1}}{v_{de}} \quad (63)$$

Sustituyendo estos parámetros adimensionales en las ecuaciones de continuidad (49), (50) y (51) se tiene (ver Apéndice A2)

$$\frac{d\chi}{d\theta} = \frac{\delta^{\frac{1}{2}} \chi (y - \eta)}{(W - q\gamma K)\eta} \quad \text{para neutros,} \quad (64)$$

$$\frac{dy}{d\theta} = \frac{\delta^{-\frac{1}{2}} y (1 - \chi)}{(W + K)} \quad \text{para electrones,} \quad (65)$$

y

$$\frac{d\zeta}{d\theta} = \frac{\delta^{\frac{1}{2}} y (1 - \chi)}{(W - \beta K)} \quad \text{para iones.} \quad (66)$$

3.b Solución numérica.

Las ecuaciones (64), (65), y (66) se pueden resolver numéricamente. El método utilizado en este trabajo es el de Runge-Kutta de cuarto orden (Press et. al. 1990). La instrumentación del código se realizó en lenguaje C y se compiló y ejecutó en una plataforma UNIX-Sun SPARC 4.

En la Figura 33 se muestran las gráficas correspondientes de las densidades adimensionales χ , y y ζ de átomos neutros, electrones e iones respectivamente, para algunos valores trascendentes de η cuando se ha hecho variar entre 0.1 y 1.0. Es interesante notar que en el límite inferior del intervalo en el que varía η (Figura

33a.) la amplitud del perfil de densidad de iones y electrones es pequeña y a medida que aumenta η el perfil para estas dos especies también aumenta (Figura 33b y 33c.). Cerca del límite superior, la densidad adimensional de iones y electrones es mayor a la correspondiente a átomos neutros (Figura 33d.). En ese límite, el valor de η pierde todo significado físico, ya que este comportamiento representa un mayor número de iones y electrones que de átomos neutros.

Para poder analizar el comportamiento de las ecuaciones con respecto del parámetro β , elegimos un valor físicamente aceptable de η , e igual a 0.3. El parámetro β está determinado por la velocidad de arrastre de iones y la velocidad de arrastre de electrones. En una descarga como la estudiada, β es del orden de algunos milésimos, por lo que el intervalo en el cual se hizo variar es de 0.001 a 10.0. En la Figura 34 se muestran las gráficas de las densidades de las tres especies presentes. En la Figura 34a y 34b se puede observar que los perfiles de densidad de iones y electrones varían muy poco respecto del cambio de β , esto proporciona un rango muy amplio de validez del parámetro β . Sin embargo, a medida que la velocidad de arrastre de iones se hace cada vez más cercana a la velocidad de arrastre de electrones se aprecia un cambio en la amplitud del perfil de densidad de iones (Figura 34c), y en el intervalo superior del rango de variación de β se observa que el perfil de densidad de iones pierde todo significado físico al tomar valores negativos (Figura 34d). Estas observaciones son consistentes con el hecho de que en la descarga estudiada, la mayor velocidad de arrastre la tienen los electrones.

Finalmente, los perfiles de densidad de las tres especies cuando se hace variar el parámetro γ se muestran en la Figura 35. El parámetro γ está determinado por la velocidad de arrastre de neutros y la velocidad de arrastre de electrones. En el intervalo de operación de la descarga estudiada, γ es del orden de algunos milésimos ya que la velocidad de arrastre de neutros es mucho menor a la velocidad de arrastre de electrones. En este caso nuevamente, el parámetro γ tiene un amplio

Figura 33a. Perfil de densidad como funcion de θ .
 $\eta=0.1$; $\beta=0.001$; $\gamma=0.007$

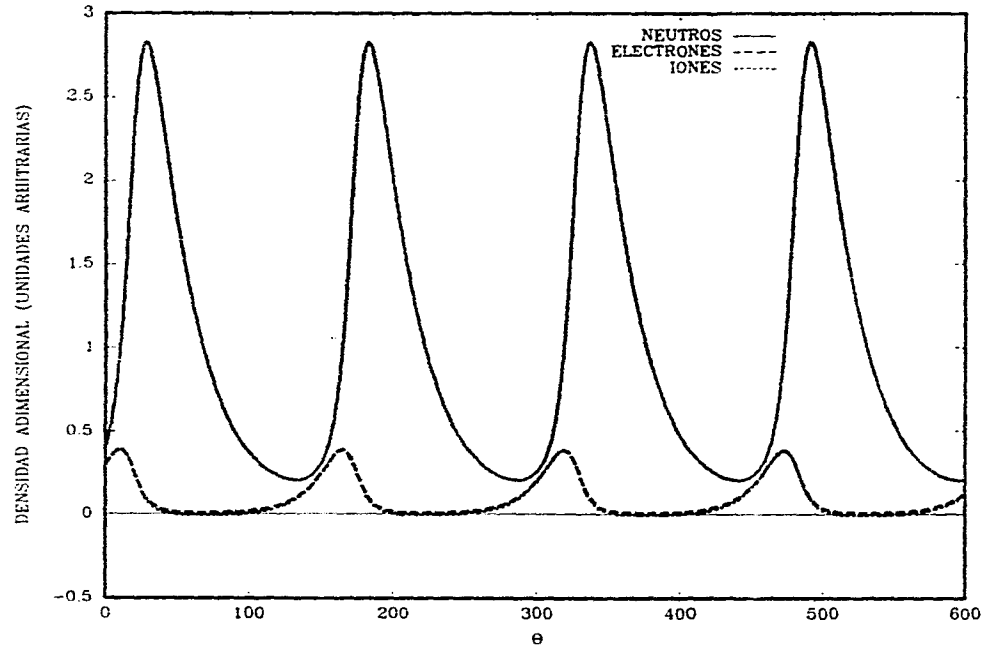


Figura 33b. Perfil de densidad como función de θ .
 $\eta=0.2$; $\beta=0.001$; $\gamma=0.007$

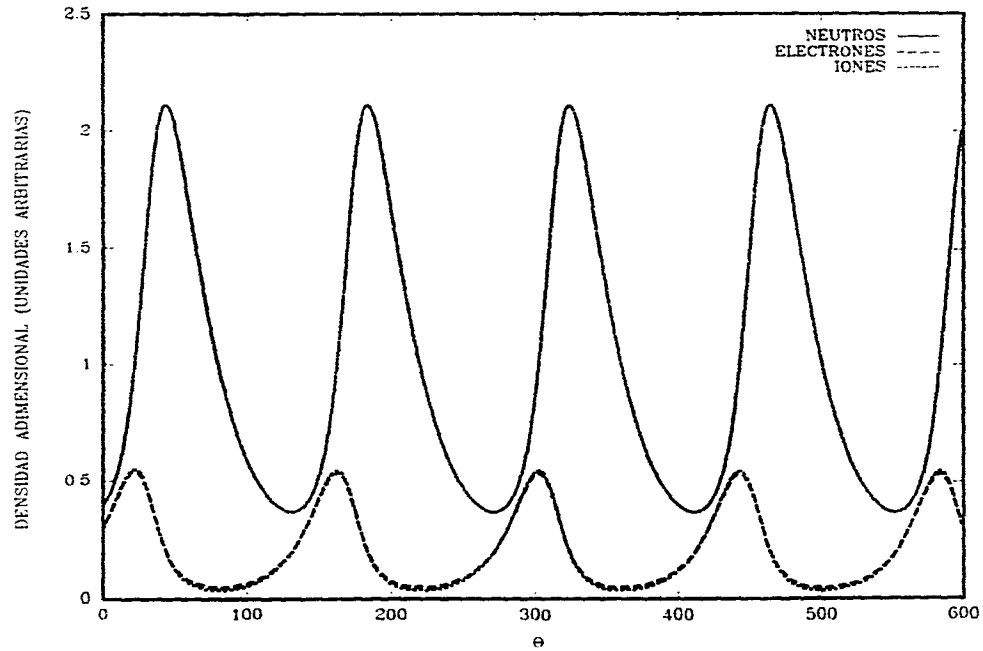


Figura 33c. Perfil de densidad como función de θ .
 $\eta=0.5$; $\beta=0.001$; $\gamma=0.007$

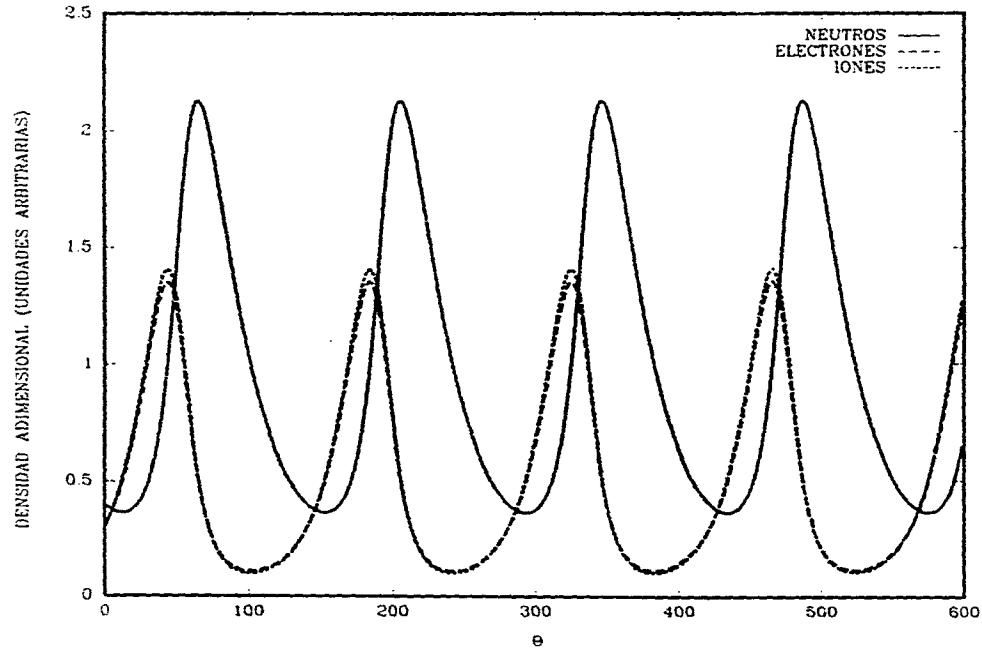


Figura 33d. Perfil de densidad como función de θ .

$$\eta=1.0 ; \beta=0.001 ; \gamma=0.007$$

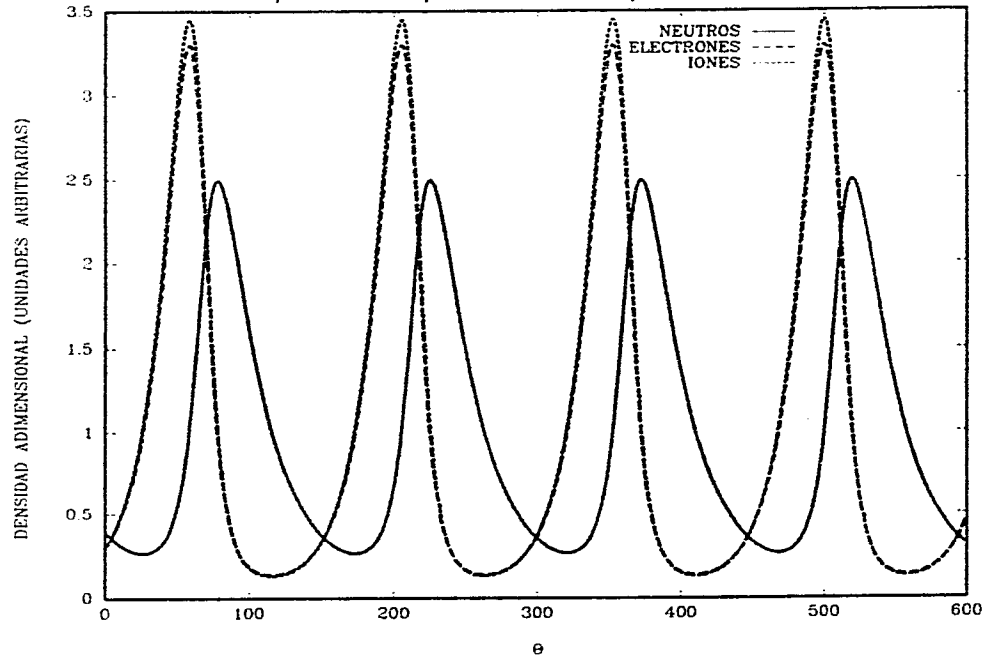


Figura 34a. Perfil de densidad como función de θ .
 $\eta=0.3$; $\beta=0.001$; $\gamma=0.007$

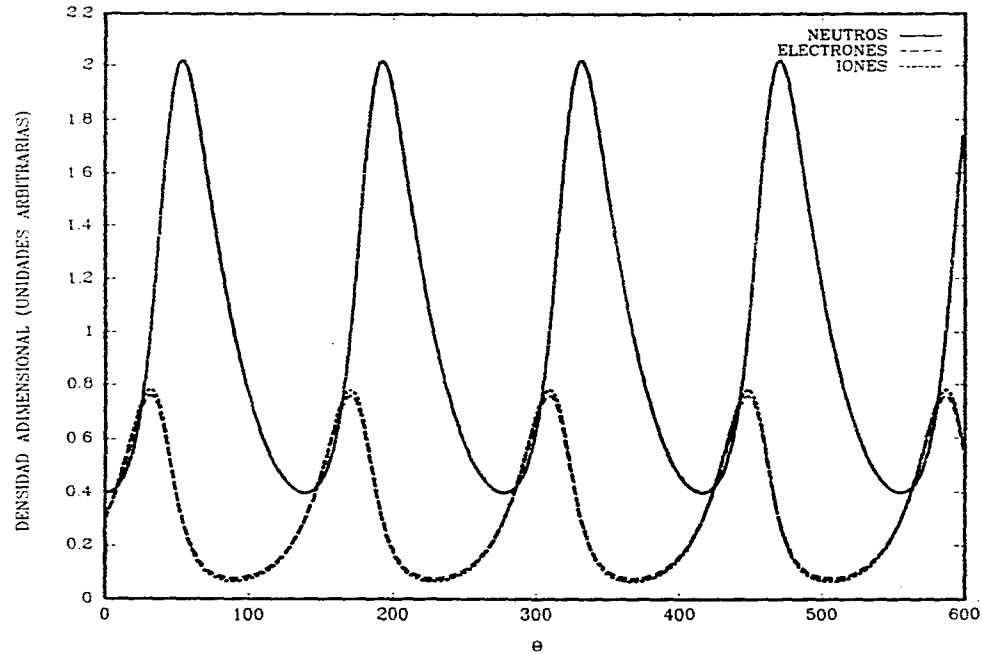


Figura 34b. Perfil de densidad como función de θ .
 $\eta=0.3$; $\beta=0.1$; $\gamma=0.007$

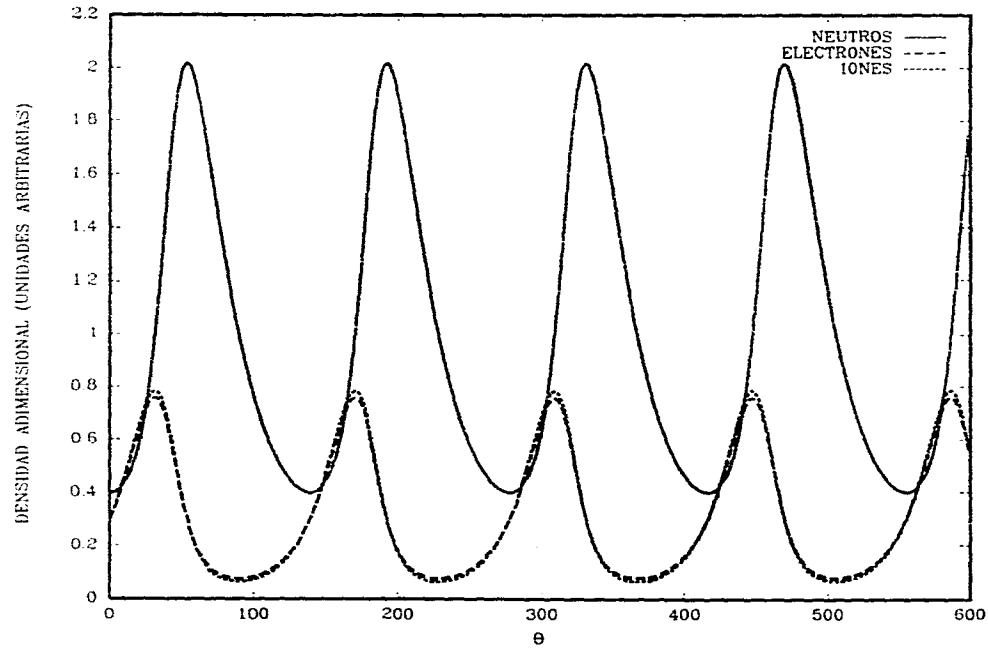


Figura 34c. Perfil de densidad como función de θ .

$$\eta=0.3 ; \beta=5.0 ; \gamma=0.007$$

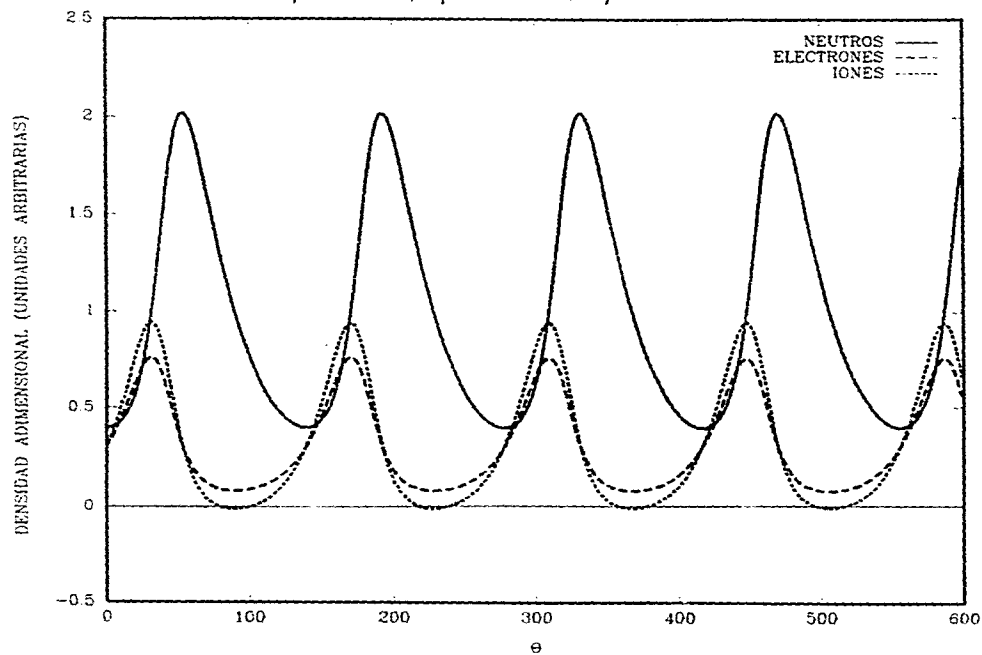
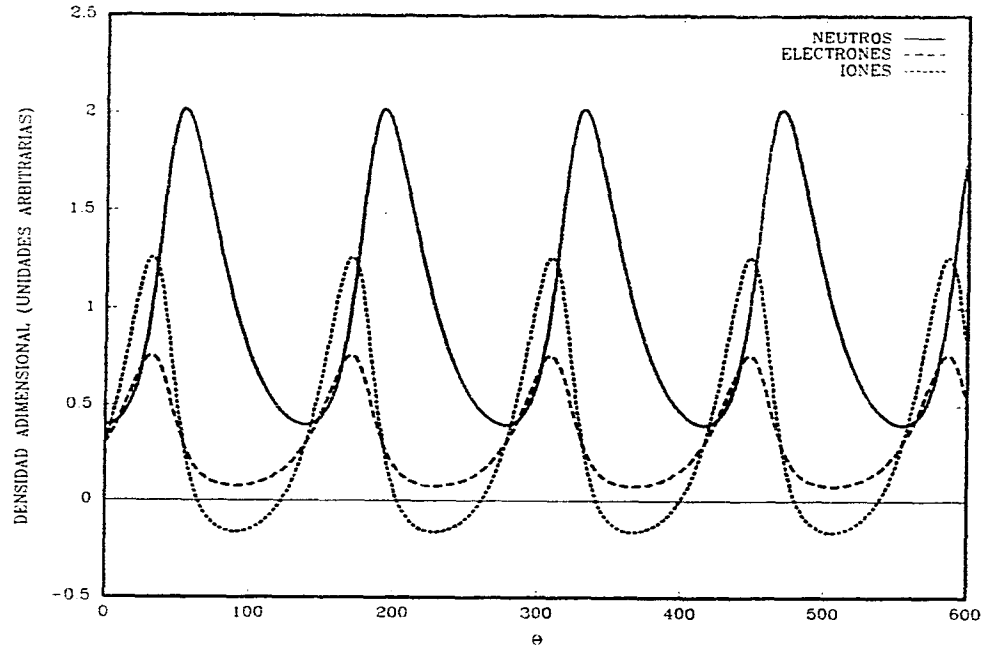


Figura 34d. Perfil de densidad como función de θ .
 $\eta=0.3$; $\beta=10.0$; $\gamma=0.007$



rango de validez cerca del mínimo del intervalo en el cual se hizo variar (Figura 35a y 35b), siendo esto congruente con las condiciones de la descarga; a medida que se alcanzan valores superiores de γ en este intervalo, se observa un aumento en la frecuencia de oscilación de las tres especies (Figura 35c y 35d), perdiendo validez física. Este aumento en la frecuencia de oscilación es debida a que es equivalente pensar que para valores grandes de γ , se tiene una velocidad de arrastre de átomos neutros muy parecida a la velocidad de arrastre de electrones.

Figura 35a. Perfil de densidad como función de θ .

$$\eta=0.3 ; \beta=0.01 ; \gamma=0.001$$

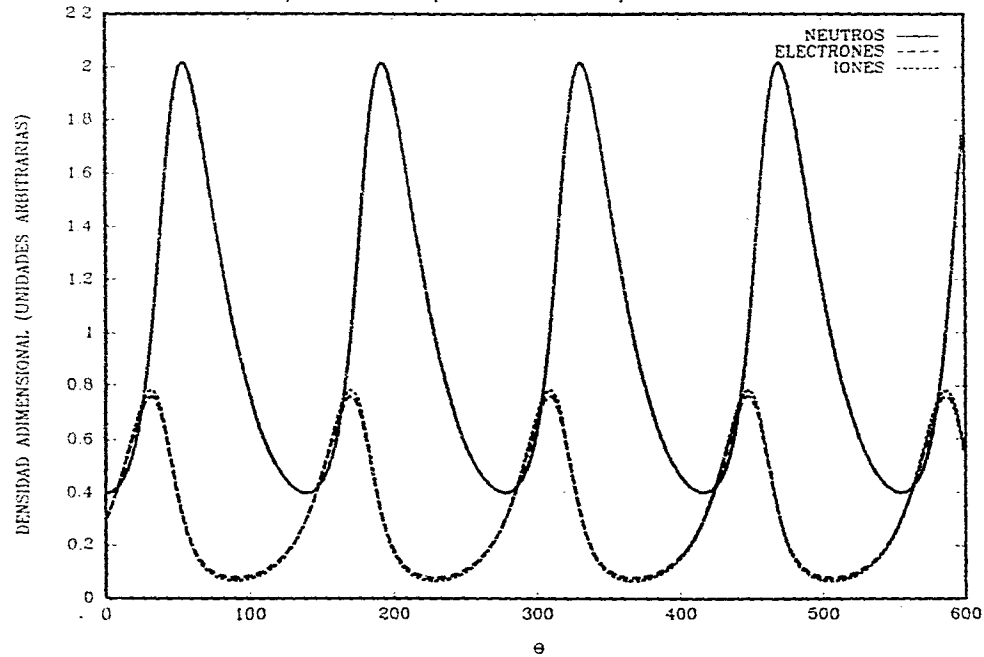


Figura 35b. Perfil de densidad como función de θ .
 $\eta=0.3$; $\beta=0.01$; $\gamma=0.7$

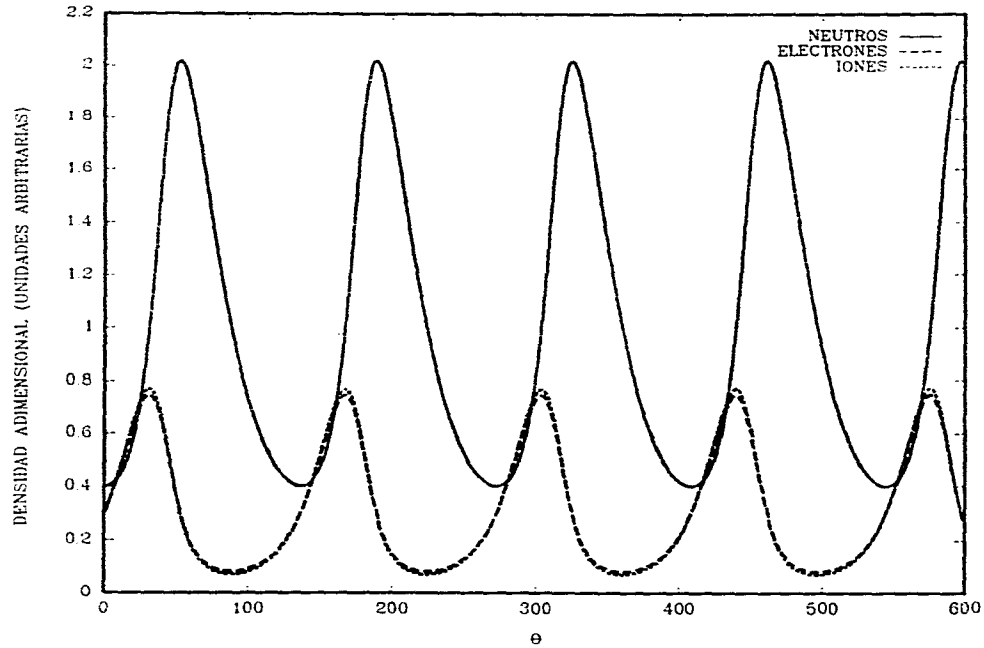


Figura 35c. Perfil de densidad como función de θ .

$$\eta=0.3 ; \beta=0.01 ; \gamma=10.0$$

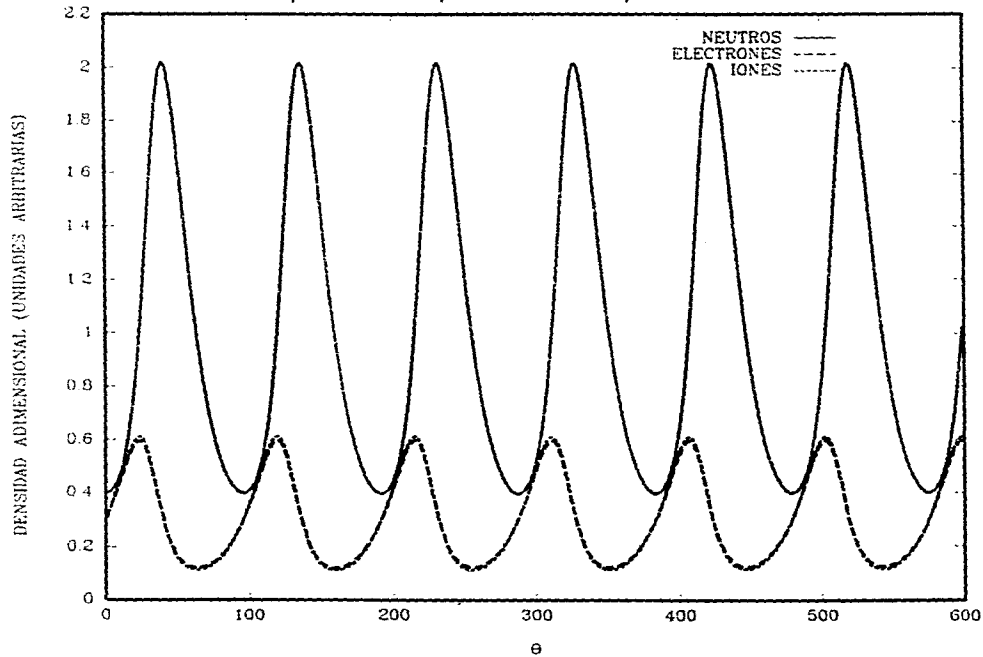
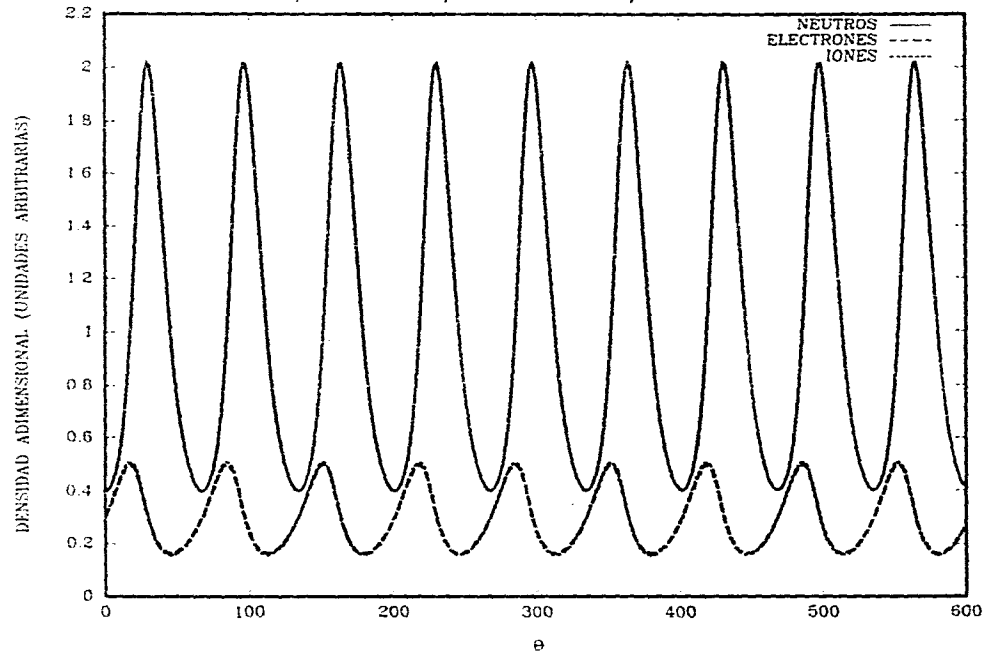


Figura 35d. Perfil de densidad como función de θ .

$$\eta=0.3 ; \beta=0.01 ; \gamma=15.0$$



CONCLUSIONES.

A lo largo del presente trabajo se han tratado algunos de los parámetros descriptivos de las estrías estacionarias que ocurren en una descarga luminiscente de baja presión. Para la descarga excitada por la fuente de voltaje de corriente directa, el número de estrías (Figura 15) para la descarga de nitrógeno tiende a aumentar conforme aumenta la presión del gas en el tubo, mientras que para argón, la tendencia es a disminuir. Para la descarga de helio, el número de estrías permanece aproximadamente constante. La distancia entre estrías (Figura 16) muestra un buen ajuste a la Ley de Goldstein (Figuras 17, 18 y 19) con el parámetro adimensional m igual a 0.9 y una clara tendencia a disminuir conforme aumenta la presión para la descarga con nitrógeno. En la descarga con helio, m tiene un valor de 0.4 y la misma tendencia a disminuir; así mismo, para la descarga con argón, la distancia entre estrías también disminuye conforme aumenta la presión. En este caso, se encontró que el parámetro m tiene un valor de 0.3.

Se midió la temperatura electrónica en la columna positiva estriada como función de la presión del gas usando una sonda eléctrica como diagnóstico. Se observaron algunos saltos en la corriente de la sonda cuando ésta, debido a la perturbación local que produce al ser polarizada, entraba o salía de una zona brillante de las estrías. La temperatura electrónica obtenida mostró (Figura 21) un

comportamiento que no corresponde a variaciones reales de ésta. Dicho comportamiento es debido a que las dimensiones de la sonda no son las adecuadas para una descarga como la que se estudió. Sin embargo, el valor medio de la temperatura, aproximadamente igual a 1.5eV, es consistente con los valores típicos de este tipo de plasmas parcialmente ionizados. La densidad de electrones estimada es de 10^{11}m^{-3} .

En la descarga excitada por la fuente de AC, en vez de ocurrir un rompimiento simétrico en ambos electrodos, se observaron tres configuraciones distintas que dependen de la presión y el voltaje de operación. La primera de ellas, 1-D, ocurre en el primer rompimiento de la descarga y se observa una anatomía muy similar a la de corriente directa con una sola columna positiva situada en el electrodo derecho del tubo. El oscilograma de corriente (Figura 22) muestra que la ruptura se da en el semiciclo positivo de la onda y que no hay tal ruptura para el semiciclo negativo. Al aumentar el voltaje en el tubo, manteniendo la presión fija, entra en operación la configuración designada por 2. En ésta se observa una doble columna positiva que es el resultado de una superposición visual de la columna que corresponde al semiciclo positivo y aquella del semiciclo negativo. El oscilograma de la corriente para esta configuración (Figura 23) confirma que hay ruptura en ambos semiciclos. La superposición visual se debe a que el ojo humano puede resolver eventos que no ocurran a más de 24 ciclos por segundo, y en la descarga tenemos 60 ciclos por segundo. El límite de voltaje para el que ocurre esta configuración está bien delimitado en el diagrama voltaje contra presión en la descarga (Figura 25). Una tercera configuración se observa al aumentar el voltaje de operación. Esta, designada por 1-I, muestra una columna positiva en el electrodo izquierdo del tubo. En este caso, el oscilograma (Figura 24) muestra que la ruptura se da sólo en el semiciclo negativo de la corriente. Al igual que en todos los casos, esta configuración también tiene límites bien definidos (Figura 25). A diferencia de algunos autores (Howatson 1965) que afirman que la ruptura se da al inicio de

cada semiciclo de corriente, se observó que esta ruptura ocurre cerca del máximo en valor absoluto.

En la descarga en corriente alterna a 60Hz se obtuvo también la curva de rompimiento eléctrico como función de la presión (Figura 25), la cual muestra una buena aproximación a la curva de Paschen, salvo una cresta alrededor de los 175 torrs, y que provoca que el potencial mínimo de rompimiento aumente en aproximadamente 200V. Por otro lado, la región a partir de la cual la columna se estría está bien definida en la curva voltaje contra presión de la descarga en AC (Figura 25). Con una diferencia de potencial en los electrodos del tubo por arriba de dicha curva, la descarga es siempre estriada.

El número de estrías en la configuración 1-D (Figura 29) disminuye conforme aumenta la presión, sin embargo, cerca de los 200 mtorr, aumenta abruptamente para volver a disminuir. En las otras dos configuraciones (Figura 29), el número de estrías disminuye al aumentar la presión. En lo que respecta a la distancia entre estrías (Figura 30), ésta permanece aproximadamente constante para las tres configuraciones.

La mayor parte de las investigaciones en estrías se encuentran bajo el sello de secreto industrial, y como consecuencia no se publican ni se presentan en conferencias ni congresos. En este trabajo se pretendió estudiar un intervalo de presiones por debajo de aquel comúnmente encontrado en la literatura para un geometría cilíndrica. *Las estrías siguen siendo un problema fundamental de la física de plasmas parcialmente ionizados para el cual NO existe hasta la fecha un modelo totalmente claro y convincente que pueda describirlas.*

TRABAJO FUTURO.

El trabajo futuro está enfocado al refinamiento de los métodos de diagnóstico, así como a un tratamiento más completo del modelo para describir la aparición de las estrías. Por una parte, es necesario el diseño y construcción de una sonda eléctrica doble de dimensiones adecuadas ($50\ \mu\text{m}$ de diámetro y 1mm de largo con una separación entre sus elementos de 1mm) al tamaño del plasma estudiado, y la cual pudiese ser movida en la dirección axial del tubo. Con este dispositivo, se podrían realizar mediciones muy precisas de temperatura y densidad electrónica en la columna positiva estriada. Así mismo, para determinar la distancia y número de estrías, se podría usar un fotodiodo y un osciloscopio (Hernandez y Camps 1995).

Asimismo es imprescindible mejorar el sistema de vacío mediante un sistema de bombeo que provea una presión residual menor a la que se obtuvo de 1×10^{-3} torr.

Por otro lado, el tratamiento teórico del problema requiere que se consideren las ecuaciones de transferencia de momento para las tres especies presentes en el plasma y se resuelva numéricamente el sistema de seis ecuaciones con seis incógnitas resultante. Una vez salvados estos dos aspectos, se podrían establecer comparaciones confiables entre la teoría y el experimento.

Finalmente, mediante el análisis del espectro de emisión en la región visible, obtenido con un monocromador, se podría obtener información respecto de los niveles atómicos que se están excitando en la descarga estriada.

REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFÍA.

- 1.- Allen J E 1995. Probe theories and applications: modern aspects. *Plasma Sources Sci. Technol.* 4. 234-241.
- 2.- Arfken G 1985. *Mathematical methods for physicist.* Academic press Inc.
- 3.- Boenig H V 1982. *Plasma science and technology.* Cornell University press.
- 4.- Brown S C 1994. *Basic data of plasma physics.* AIP press.
- 5.- Castillo F, Herrera J J E, Sakaguchi V 1995. Estudio de las estrías en una descarga luminiscente de baja presión *XXXVIII Congreso Nacional de Física SMF. Zacatecas México.*
- 6.- Castillo F, Herrera J J E, Sakaguchi V 1994. Study of striations in a cylindrical glow discharge. *International Conf. on Plasma Phys. Conference proceedings. Foz do Iguaçu Brasil.* 3 17-20.
- 7.- Castillo F, Sakaguchi V, Herrera J J E 1995. Study of striations in an AC glow discharge. *International Conf. on Plasma Science.* Madison Wisconsin USA.
- 8.- Chen F F 1984. *Introduction to plasma physics.* vol I Plenum press.
- 9.- Cobine J D 1958. *Gaseous conductors: theory and engineering applications.* Dover publications, Inc.
- 10.- Dudeck M, Poissant G, Rowe B R, Queffelec J L, Morlais M 1983. Plasma

- diagnostics by Langmuir probes and UV absorption. *J. Phys D: Appl Phys.* **16**, 995-1005.
- 11.- Engel A 1994. *Ionized gases*. AIP press.
 - 12.- Flüge S 1956. *Handbuch der physik*. vol 22 Springer Heidelberg.
 - 13.- Fowler R G 1962. Possible hydrodynamical character of moving and stationary striations. *Nature* **185**, 976-977.
 - 14.- Fukao M 1994. Practical plasma diagnostics. *VI Latin American workshop on plasma physics. Short course*. Foz do Iguacu Brasil.
 - 15.- Hernandez Avila Marcelo 1995. *Estudio de la naturaleza estratificada de una descarga de resplandor*. Tesis de licenciatura. Dir. Enrique Camps. ININ.
 - 16.- Hershkovitz N 1989. *How Langmuir probes work*. Academic press.
 - 17.- Howatson A M 1965. *Descargas eléctricas en gases*. Ediciones UNO Bilbao.
 - 18.- Lieberman M A, Lichtenberg A I 1994. *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, Inc.
 - 19.- Nedospasov A V 1968. Striations. *Soviet physics uspekhi*. **11**. 174-187.
 - 20.- Pekarek L 1968. Ionization waves (striations) in a discharge plasma. *Soviet physics uspekhi*. **11**. 188-208.
 - 21.- Press W H, Flannery B P, Teukolsky S A, Vetterling W T 1990. *Numerical recipes in C*. Cambridge university press.
 - 22.- Roth J R 1969. A theory of moving striations based on the continuity-equation plasma oscillation. *Ninth Int. Conf on phenom. in ionized gases*. Bucharest Romania.
 - 23.- Roth J R 1969. Experimental observation of low-frequency oscillations described by the plasma continuity equations. *Physics of fluids*. **12**. 260-262.
 - 24.- Roth J R 1995. *Industrial plasma engineering*. vol 1 Institute of physics publishing.

- 25.- Roth J R 1967. New mechanism for low-frequency oscillations in partially ionized gases. *Physics of fluids*. **10**. 2712-2714.
- 26.- Roth J R 1968. Periodic, small-amplitude solutions to the spatially uniform plasma continuity equations. *NASA technical note D-4472*.
- 27.- Roth J R 1969. Periodic small-amplitude solutions to Volterra's problem of two conflicting populations and their application to the plasma continuity equations. *Journal of math. phys.* **10**. 1412-1414.
- 28.- Sprott J C. *Electrostatic probe techniques*. University of Wisconsin.
- 29.- Thomson J J, Thomson G P 1969. *Conduction of electricity through gases. vol II Dover Publications, Inc.*
- 30.- Villagrán M, Rocca J 1990. Temporal evolution of plasma from highly ionized helium capillary discharge. *IEEE Transactions on plasma science*. **18**. 784-788.
- 31.- Wasserstrom E, Crispin Y 1982. Stability of glow discharge. *J appl. phys.* **53**. 5565-5577.

APÉNDICES.

A.1 Sondas eléctricas.

Se puede describir la dinámica de los electrones por su función de distribución $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ que da el número de electrones por unidad de volumen con velocidad \mathbf{v} y $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$, en la posición \mathbf{x} al tiempo t . La densidad electrónica en \mathbf{x} y t está dada por:

$$n_e(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dv_x dv_y dv_z \quad . \quad (67)$$

Las sondas proveen una manera de obtener información de la función de distribución electrónica, ya que la densidad de corriente electrónica a la sonda se puede escribir en general como

$$j = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \underbrace{\int f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dv}_{n_{\alpha}} \underbrace{\int \tilde{v} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dv}_{u_{\alpha}} \quad ,$$

Para un plasma cuasineutro, esto es $n_i = n_e$, se tiene

$$j = Zen(u_i - u_e)$$

como

$$j = c \int f(\mathbf{v}) \mathbf{v} \cdot \hat{n} d^3v \quad , \quad (68)$$

donde \hat{n} es la normal a la superficie de la sonda, $f(\mathbf{v})$ es el número de electrones por unidad de volumen con velocidad \mathbf{v} y $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$, $\mathbf{v} \cdot \hat{n}$ es la componente normal de \mathbf{v} por lo que

$$\int f(\mathbf{v}) \mathbf{v} \cdot \hat{n} d^3v$$

representa el número de electrones con velocidad entre \mathbf{v} y $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ que fluyen normalmente a la sonda por unidad de área.

Se requiere de un conocimiento explícito de $f(\mathbf{v})$, o de hipótesis adicionales. Pero se puede recurrir a algunas aproximaciones. En el sistema en estudio, las dimensiones del apantallamiento son pequeñas comparadas con las de la sonda, por lo que se puede asumir que la superficie de sonda es plana. Bajo esta condición, en coordenadas cartesianas la densidad de corriente a una sonda polarizada negativamente es

$$j = c \int_{v_{min}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_z dv_x dv_y dv_z \quad , \quad (69)$$

donde

$$v_{min} = \left[\frac{2e(v_p - v_B)}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad .$$

En esta expresión $\frac{1}{2} m v^2 = eV$ y v_B es el voltaje polarizador de la sonda, m_e la masa electrónica y v_p es el potencial del plasma junto a la sonda.

Se puede integrar sobre las componentes x y y de la velocidad para obtener

$$j = c \int_{v_{min}}^{\infty} f_z(v_z) v_z dv_z \quad . \quad (70)$$

Si f no es isotrópica entonces se estará perdiendo información en x y y .

Si se expresa la densidad del plasma en coordenadas esféricas,

$$n = \int f(v, \theta, \phi) v^2 \sin\theta dv d\theta d\phi ,$$

y la función de distribución es isotrópica, entonces

$$n = 4\pi \int v^3 f(v) dv .$$

Haciendo el cambio de variable

$$\epsilon = \frac{1}{2}mv^2 ,$$

$$v^2 = \frac{2\epsilon}{m} ,$$

$$2v dv = \frac{2}{m} d\epsilon ,$$

$$dv = \frac{d\epsilon}{mv} = \frac{1}{m\sqrt{\frac{2\epsilon}{m}}} d\epsilon ,$$

$$dv = \frac{d\epsilon}{\sqrt{\frac{2\epsilon m^2}{m}}} = \frac{d\epsilon}{\sqrt{2\epsilon m}} ,$$

se tiene que

$$n = 4\pi \int \sqrt{\frac{2}{m^3}} f(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon . \quad (7)$$

De esta ecuación se puede identificar la función de distribución energía como

$$f_E(\epsilon) = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m^3}} f(\epsilon) \sqrt{\epsilon} . \quad (7)$$

Por otro lado, la densidad de corriente a una sonda polarizada negativamente se puede escribir en coordenadas esféricas como

$$j = e \int_{v_{\min}}^{\infty} \int_{\theta_{\min}}^{\pi^2} \int_0^{2\pi} v \cos \theta f(v, \theta, \phi) v^2 \sin \theta dv d\theta d\phi \quad ,$$

con

$$\theta \leq \arccos \sqrt{\frac{v_{\min}^2}{v^2}} \quad .$$

Para funciones de distribución isotrópicas $f(v, \theta, \phi) = f(\epsilon)$ por lo que (73) se reduce a

$$j = e \frac{2\pi}{m^2} \int_{\epsilon(v_p - v_B)}^{\infty} \epsilon f(\epsilon) \left(1 - \frac{c(v_p - v_B)}{\epsilon}\right) d\epsilon \quad . \quad (74)$$

Esta expresión nos da la corriente en la sonda como función del voltaje de polarización.

Supongase ahora que se tienen electrones con una distribución maxwelliana con temperatura T_e , masa m_e , y una densidad n_e dada por:

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{m_e v^2}{2T_e}\right] \quad . \quad (75)$$

La corriente electrónica (ver Figura A1) por unidad de área a una sonda plana polarizada a V_B puede ser calculada por la integral

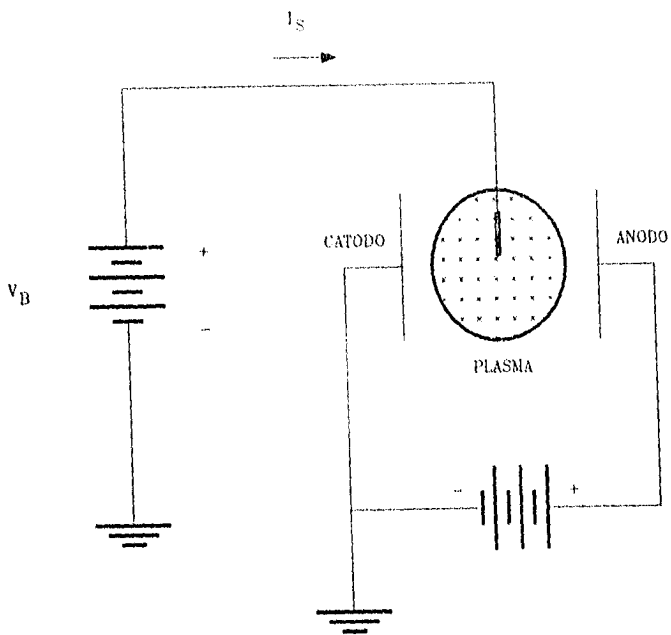
$$j_e(V_B) = en_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{v_{\min}}^{\infty} \exp\left[-\frac{m_e v^2}{2T_e}\right] v_x dv_x dv_y dv_z \quad . \quad (76)$$

Realizando la integral y multiplicando por el área de la sonda S se tiene que la corriente a la sonda está dada por

$$I_e(V_B) = I e^* \exp\left[\frac{-c(V_p - V_B)}{T_e}\right] \quad (77)$$

para $V_B \leq V_p$, y

Figura A1. Definición del voltaje y la corriente en la sonda eléctrica.



$$I_e = I_e^* \quad (78)$$

para $V_H > V_p$, donde

$$I_e^* = S n_{e\infty} e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}}$$

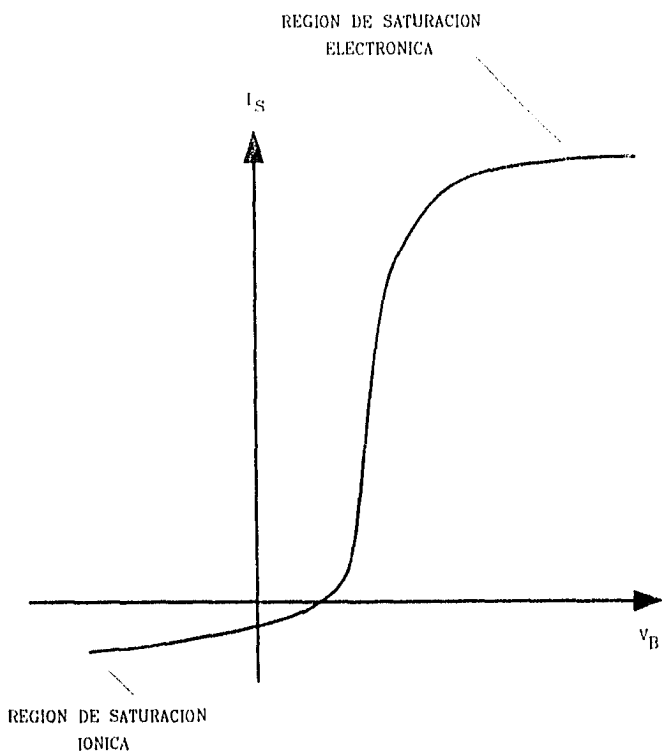
es la corriente electrónica de saturación y $n_{e\infty}$ es la densidad electrónica del plasma.

La Figura A2 muestra la gráfica de la ecuación (77), la característica más prominente es la "rodilla" cerca del potencial del plasma. Esta figura sugiere una técnica muy simple para determinar la densidad del plasma y la temperatura electrónica. La pendiente de una gráfica semilogarítmica de I_e contra V_B es e/T_e . Dada T_e , la corriente de saturación electrónica I_e^* dada por

$$I_e^* = S n_{e\infty} e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}}$$

proporciona la densidad del plasma. Este procedimiento es fácil de usar y da resultados ampliamente reproducibles.

Figura A2. Curva corriente-voltaje de la sonda eléctrica.



A.2 Deducción de la ecuación (65).

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_{de} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \hat{n} n_e (\sigma v)_{ne} - \frac{2.405^2 D_a}{R^2} n_e + n_e n (\sigma v)_{ne} \quad (50)$$

Dividiendo (50) entre $(\sigma v)_{ne}$ y factorizando la densidad de electrones se tiene

$$\frac{v_{de}}{(\sigma v)_{ne}} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{1}{(\sigma v)_{ne}} = n_e \left[n - \hat{n} - \frac{2.405^2 D_a}{R^2 (\sigma v)_{ne}} \right] \quad (79)$$

Sustituyendo la definición (57) en (79) y factorizando n_{1e}

$$\frac{v_{de}}{(\sigma v)_{ne}} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{1}{(\sigma v)_{ne}} = n_e n_{1e} \left[1 - \frac{n}{n_{1e}} \right] \quad (80)$$

Ahora, de la definición

$$y \equiv \frac{n_e}{n_{e0}} \quad (58)$$

y debido a que $n_e = n_e(z, t)$ tenemos que

$$\frac{dy}{d\theta} = \frac{1}{n_{e0}} \left[\frac{\partial n_e}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \theta} + \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial \theta} \right] ,$$

pero

$$\frac{\partial z}{\partial \theta} = \frac{1}{k} ,$$

y

$$\frac{\partial t}{\partial \theta} = -\frac{1}{\omega} ,$$

por lo que

$$\frac{dy}{d\theta} = \frac{1}{n_{e0}} \left[\frac{\partial n_e}{\partial z} \frac{1}{k} - \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{1}{\omega} \right] \quad (81)$$

Ahora, con la ayuda de las definiciones (53) y (54), (80) se puede escribir como

$$\frac{K}{k} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \frac{W}{\omega} \frac{\partial n_e}{\partial t} = \sqrt{\frac{n_{1e}}{\hat{n}_e}} n_e \left(1 - \frac{n}{n_{1e}} \right) \quad (82)$$

Pero si

$$\frac{W}{k} \frac{\partial n_e}{\partial z} = \frac{K}{\omega} \frac{\partial n_e}{\partial t}$$

entonces, dividiendo entre n_{e0} tenemos

$$\frac{W}{n_{e0}} \frac{\partial n_e}{\partial z} \frac{1}{k} - \frac{K}{n_{e0}} \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{1}{\omega} + \frac{K}{n_{e0}} \frac{\partial n_e}{\partial z} \frac{1}{k} - \frac{W}{n_{e0}} \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{1}{\omega} = \left(\frac{\hat{n}_e}{n_{1e}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{n_e}{n_{e0}} \left(1 - \frac{n}{n_{1e}} \right)$$

o lo que es lo mismo

$$\frac{dy}{d\theta} = \frac{\delta^{-\frac{1}{2}} y (1 - \chi)}{(W + K)} \quad (65)$$