

Tesis Doctoral

Estudio y aplicaciones de un filtro magnético recto en una descarga arco de baja presión

Giuliani, Leandro Estanislao

2009

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Giuliani, Leandro Estanislao. (2009). Estudio y aplicaciones de un filtro magnético recto en una descarga arco de baja presión. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Giuliani, Leandro Estanislao. "Estudio y aplicaciones de un filtro magnético recto en una descarga arco de baja presión". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2009.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

*Estudio y aplicaciones de un filtro magnético recto
en una descarga arco de baja presión*

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por *Leandro Estanislao Giuliani*

Director de Tesis: Dr. Héctor Kelly
Director Asistente: Dra. Diana Grondona

Lugar de Trabajo: Instituto de Física del Plasma

Septiembre de 2009

Resumen.

Los equipos de descargas arco en vacío son una fuente de plasma atractiva para la producción de películas delgadas. En estos equipos se produce un intenso jet de plasma metálico formado por iones de relativamente alta energía que son producidos con mucha eficiencia en la superficie del cátodo. Sin embargo, estos arcos también producen macropartículas de material catódico derretido que son depositadas en los sustratos. La presencia de estas macropartículas aumenta la porosidad y rugosidad de los recubrimientos afectando las propiedades de los films. Se han desarrollado varios sistemas de filtrado para separar las macropartículas del plasma, pero el filtrado magnético es el más empleado en la actualidad. Este tipo de filtro consiste en un tubo con un campo magnético axial que transporta el plasma a lo largo del mismo.

En este trabajo se presenta un estudio del plasma generado mediante una descarga arco pulsada en vacío en un filtro magnético recto y de los recubrimientos obtenidos con este equipo. El estudio del plasma involucró mediciones con sondas electrostáticas y analizadores por campo retardador. Los resultados obtenidos para la energía cinética de los iones son similares a los hallados por otros autores, pero también se encontró que la energía era independiente de la intensidad del campo magnético dentro del rango estudiado en este trabajo. La temperatura electrónica también resultó independiente del campo magnético y de la posición a lo largo del filtro, indicando la ausencia de colisiones. Se realizaron mediciones de corriente iónica de saturación y de potencial flotante en diferentes posiciones axiales y radiales dentro del filtro para distintas intensidades del campo magnético, y se desarrolló un modelo teórico para entender la dinámica de la entrada de plasma y su transporte a lo largo del filtro. Un análisis de los resultados experimentales realizado con el modelo teórico mostró que, en este dispositivo, a medida que la intensidad del campo magnético aumenta a lo largo del filtro, el movimiento del plasma evoluciona de una compresión radial con baja velocidad de rotación a un jet rotante guiado a lo largo del tubo.

El estudio de los recubrimientos se realizó con cátodos de Cu, Ni, Ti, Zr y Mo, e involucró técnicas de microscopía así como difracción y reflectometría de rayos x. se encontró que los films crecen nanoestructurados, con granos columnares y espesores de alrededor de 10 nm por descarga. La presencia de macropartículas en los recubrimientos también fue estudiada y se encontró que el número y tamaño de las mismas variaba con el punto de fusión del material del film. A la entrada del filtro, el campo magnético axial

produce una reducción considerable del número de partículas normalizado con la corriente iónica colectada. Sin embargo, no se observó más reducción en los films obtenidos a la salida del filtro, indicando que el flujo de macropartículas no es apreciablemente reducido a lo largo del tubo.

Palabras clave: plasma, arco en vacío, filtro magnético, recubrimientos, macropartículas.

Straight magnetized filter of a pulsed vacuum arc: study and applications

Vacuum Arc plasma sources are attractive for the deposition of thin films, since an intense jet of metallic plasma including relatively high-energy ions is produced with a high efficiency at the cathode surface. However, cathodic arcs also produce macroparticles from the melted cathode material that are deposited on the substrate. The presence of macroparticles increases the porosity and roughness of the coating, affecting the films properties. Several filtering systems to separate the arc plasma and the macroparticles have been developed. Presently, magnetic filtering is a widely used method for removing the macroparticles. This kind of filter consists in a tube with an axial magnetic field that guides the plasma along the duct.

In this work, a study of the plasma jet generated in a pulsed vacuum arc along a straight magnetized filter and of the films obtained with this equipment is presented.

The plasma study involved measurements with electrostatic Langmuir probes and a retarding field analyzer. The obtained results for the ion kinetic energy are similar to those reported by other authors, but they were also found to be independent of the magnetic field strength. The electron temperature was also found to be independent of the magnetic field strength and of the axial position along the filter, indicating the absence of collisions. The ion saturation current and the plasma potential at different radial and axial positions and magnetic field intensities were measured and a theoretical model was developed to understand the dynamics of the plasma entry and guiding in the filter. This model takes into account magnetic field variations and Gaussian ion radial profiles. An analysis of the experimental results with the theoretical model shows that, in our device, as the magnetic field intensity increases along the filter, the plasma motion evolves from a radial compression with a low rotational velocity at the filter entrance to a rotating jet guided along the duct.

The coatings study was performed with cathodes of Cu, Ni, Ti, Zr and Mo. It involved microscopy techniques as well as x-ray diffraction and reflectometry. The films were found to be grown nano-structured with columnar grains, and thicknesses of about 10 nm per discharge. The presence of macroparticles in the films has been also studied. It was found that number and size of the macroparticles varied with the melting point of the film material. At the filter entrance, the axial magnetic field led to a considerable reduction of the number of macroparticles normalized to the collected ion current.

However, no further reduction was observed in films obtained at the end of the magnetic filter, thus implying that the macroparticle flux is not appreciably reduced along the tube.

Key words: plasma, vacuum arc, magnetized filter, coatings, macroparticles

Índice

1. Introducción	6
2. Dispositivo experimental	15
2.1 Descripción del equipo PROTO-2CC	15
2.2 Diagnósticas	18
3. Resultados experimentales	28
3.1 Parámetros eléctricos	28
3.2 Comportamiento eléctrico del filtro	31
3.3 Corrientes iónicas y potenciales flotantes	33
3.4 Mediciones radiales a lo largo del filtro	37
3.5 Mediciones radiales a la entrada del filtro	40
3.6 Potencial del plasma y temperatura electrónica	44
3.7 Energía de los iones	46
4. Interpretación y discusión de los resultados	48
4.1 Modelado del plasma en el interior del filtro	48
4.2 Modelado de la entrada del plasma al filtro	56
5. Caracterización de los recubrimientos obtenidos con el equipo PROTO-2CC	67
5.1 Composición de los recubrimientos	68
5.2 Morfología de la superficie de los recubrimientos	70
5.3 Espesor de los recubrimientos	72
5.4 Estudio de las macropartículas presentes en los recubrimientos	76
6. Conclusiones	81
Referencias	86
Agradecimientos	89

1. Introducción

Una descarga arco en vacío (vacuum arc^[1-2]), consiste en una descarga autosostenida que está caracterizada por corrientes grandes y bajo voltaje entre electrodos (~10-50 V). En este tipo de descargas la presión base de la cámara es del orden de 0,01 Pa, de modo que el gas no participa en la descarga. El vacío *per se* no puede soportar una descarga con alta corriente y bajo voltaje, un medio conductor es necesario, y es el propio arco el encargado de proveerlo en forma de plasma altamente ionizado del material electrodico (plasma metálico).

En estos arcos la corriente no es difusa en el cátodo, sino que se concentra en regiones diminutas (~1-10 μm de diámetro), denominadas “spots”, muy calientes y brillantes que aparecen y desaparecen moviéndose rápidamente sobre la superficie. La densidad de corriente en el spot es muy alta ($j_c \sim 10^6\text{-}10^{10}$ A/cm²) y aún hoy su valor preciso es motivo de controversia. Cada spot puede soportar la emisión de una corriente característica que depende del material del cátodo y de la presión a la que se encuentra^[2]. Esta concentración del flujo de corriente genera un fuerte aumento local de la temperatura aunque el resto del cátodo permanezca frío. Esta elevada temperatura local permite producir una emisión termoiónica de electrones significativa y evaporar e incluso ionizar material catódico formando una nube de plasma en la región próxima al cátodo. Debido a la gran diferencia de masa que existe entre los iones metálicos y los electrones, éstos últimos escapan de la proximidad del cátodo dejando dicha región con exceso de carga positiva. Este exceso de carga produce campos eléctricos sobre la superficie del cátodo que también producen emisión electrónica. Los iones que se encuentran en esta región se repelen electrostáticamente, y una fracción de ellos (~ 50 %) es eyectada con energías comprendidas entre 25 y 150 eV produciendo la emisión de un jet de vapor-plasma con velocidades que exceden los 10⁴ m/s. El haz de iones transporta aproximadamente el 10 % de la corriente del arco^[3], y viaja en dirección aproximadamente axial neutralizado por electrones que son arrastrados electrostáticamente desde la descarga^[2]. La otra fracción (~ 50%) de estos iones regresan al cátodo realimentando los spots.

Los spots catódicos son el fenómeno más importante y más estudiado de las descargas arco en vacío^[2]. Sin embargo, muchos aspectos del mismo tanto en lo referente a su caracterización experimental como a su explicación teórica siguen siendo motivo de controversia.

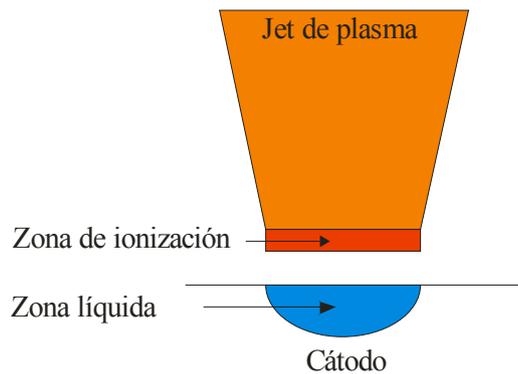


Figura 1.1: esquema del spot catódico.

El modelo más difundido y aceptado para el spot es el llamado de “pileta líquida”^[4]. En el spot catódico, debido a la gran densidad de corriente, se forma una pileta de metal fundido por medio de calentamiento Joule (ver figura 1.1). La superficie de la micro-pileta líquida evapora grandes cantidades de material catódico, y produce electrones mediante una combinación de emisión termoiónica y por campo. Los electrones son acelerados por un campo eléctrico local, y después de recorrer un camino libre medio, chocan con el material evaporado y lo ionizan en una región plana cercana a la superficie del cátodo. Esa región de plasma muy densa se expande en ambas direcciones, tanto hacia el ánodo como hacia el cátodo. Debido a la diferencia de masas electrónicas e iónicas resulta un proceso de difusión ambipolar en el cual la difusión de los electrones livianos es igualada por el flujo iónico mediante la generación de un campo eléctrico producido por el exceso de carga positiva en la región de ionización. Este campo retrasa la expansión de los electrones mientras acelera a los iones. Esta región con exceso de carga positiva es la que genera el campo eléctrico en la superficie del cátodo que produce la emisión de electrones por campo eléctrico. Este campo acelera los electrones fuera del cátodo y a una fracción de los iones hacia el mismo, contribuyendo a un calentamiento local en el spot junto con el efecto Joule debido a la concentración de corriente eléctrica. El calentamiento local debe ser balanceado por evaporación y conducción térmica hacia el interior del cátodo.

La fracción del plasma que viaja en la dirección opuesta al cátodo, se expande y se enfría convirtiendo la energía térmica en una energía dirigida. Esta expansión del jet de plasma junto con las fuerzas electrostáticas debidas a la región con exceso de carga positiva explica las altas energías dirigidas observadas en los iones metálicos. Beilis^[5], en un análisis mas detallado, señaló que el plasma en expansión es calentado por efecto

Joule debido a la corriente eléctrica que fluye por el mismo, por lo tanto el calentamiento, la expansión, y la conversión de energía térmica en energía dirigida continúa durante parte del trayecto. Este es el motivo por el cual se pueden alcanzar energías dirigidas de hasta 150 eV a pesar de que el voltaje del arco no excede de unos pocos voltios.

La fracción de plasma que regresa al cátodo transfiere energía cinética a la pileta de metal líquido, haciendo que parte de éste salga expulsado por los bordes^[6] (ver figura 1.2). Las gotas de material fundido del cátodo, o macropartículas, son emitidas mayoritariamente en ángulos pequeños respecto de la superficie del cátodo y tienen una distribución exponencial de tamaños, alcanzando las más grandes, tamaños de centenas de micrones^[7]. Las macropartículas más pequeñas son las más rápidas, habiéndose llegado a detectar velocidades de hasta 700 m/s^[8]. En general, la producción y características de estas gotas dependen del material catódico.

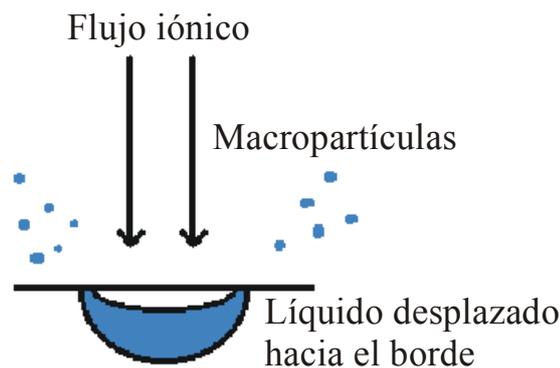


Figura 1.2: esquema de la emisión de macropartículas generadas por el flujo iónico hacia el cátodo.

El jet de plasma eyectado desde el spot puede ser proyectado sobre un sustrato, generando de esta manera un recubrimiento metálico. A su vez, inyectando un gas reactivo en la cámara de descarga a una presión adecuada, es posible obtener una combinación química entre los iones metálicos y los átomos gaseosos. Se pueden obtener así una enorme variedad de recubrimientos. La producción de recubrimientos utilizando arcos en vacío es una técnica establecida industrialmente. Esta técnica se caracteriza por la alta fracción de ionización del material depositado (en cobre, aproximadamente el 54 % y el 15 % de los iones producidos son Cu^{++} y Cu^{+++} , respectivamente), la alta energía de las partículas depositadas y las altas tasas de deposición que se pueden lograr^[9].

En su tutorial presentado en el Israel-Korea Hard Coating Workshop de 1998, Boxman^[9] cuenta que los depósitos por arco en vacío fueron investigados por primera vez por A. Wright en 1870. Al usar los arcos en interruptores de alto voltaje, Wright observó la formación de un depósito del mismo material del cátodo que se hallaba adherido cerca del mismo. A partir de esto, tuvo la idea de utilizar estos arcos para recubrir intencionalmente sustratos ubicados cerca de la descarga. Thomas Edison fue el primero en tomar la idea y patentar el proceso en 1880. Casi un siglo después, en 1960, resurgieron los arcos en vacío como una técnica para generar recubrimientos. En estos tiempos fue Kikuchi^[10], del instituto de tecnología de Tokio, el primero en utilizar arcos en laboratorio para obtener recubrimientos. Luego Aksenov^[11], en el Instituto de Física y Tecnología de Kharkov, implementó el método en forma industrial. En la actualidad el método de deposición por arco en vacío (o baja presión) es empleado en la industria, por ejemplo, para producir recubrimientos de nitruro de titanio destinados al endurecimiento de herramientas. No obstante esto, la deposición por arco es aún una técnica menos conocida que otros métodos de deposición ya que el proceso requiere de la optimización de varios parámetros de la descarga para cada tipo específico de recubrimiento. Actualmente las investigaciones están centradas principalmente en la generación de dispositivos para la eliminación de macropartículas en los recubrimientos, de forma de mejorar la calidad de los mismos para aplicaciones que así lo requieran.

Los equipos utilizados para producir descargas arco pueden clasificarse en dos categorías de acuerdo a su duración, pulsados o continuos. Las descargas pulsadas tienen una duración típica que varía desde algunos microsegundos hasta un segundo, y se obtienen por lo general descargando un banco de capacitores o a través del corte rápido de fuentes continuas. En las descargas continuas, el arco es sostenido con una fuente de corriente continua y su duración alcanza varias decenas de minutos. En este último caso, deben refrigerarse los electrodos.

Las configuraciones típicas de electrodos empleadas en las descargas arco se presentan en la figura 1.3.

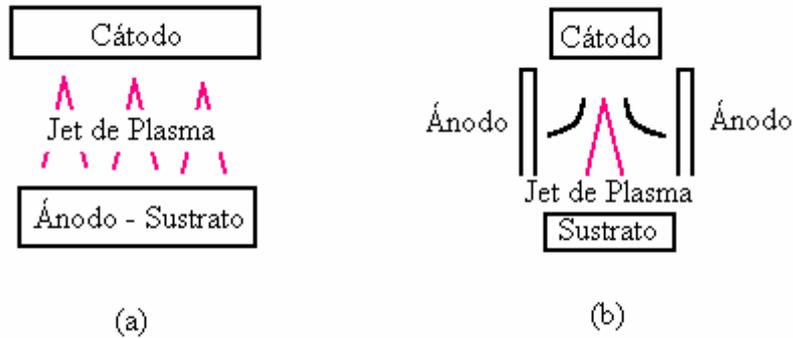


Figura 1.3: configuración típica de electrodos.

En el primer caso, figura 1.3 (a), el cátodo se encuentra enfrente al ánodo. El ánodo cumple dos funciones, cerrar el circuito eléctrico para producir la descarga arco y servir de soporte para colocar el sustrato a recubrir. En esta configuración tanto el sustrato como el recubrimiento deben ser conductores. En el segundo caso, figura 1.3 (b), el ánodo de geometría anular se encuentra rodeando al cátodo. Esta configuración permite independizar al sustrato del ánodo colocándolo de forma tal que intercepte el jet de plasma. En este caso, los sustratos pueden o no ser conductores al igual que los recubrimientos obtenidos. Independientemente de la configuración empleada, para iniciar el arco se debe generar un canal de plasma inicial superando la barrera dieléctrica entre el cátodo y el ánodo que permita que la corriente del arco fluya entre los electrodos. Una vez encendida, la descarga arco genera su propio plasma permitiéndole persistir en el tiempo. Los mecanismos usuales para generar el plasma inicial son: un pulso de alta tensión, ablación láser o usando un electrodo auxiliar en contacto con el cátodo que es retirado rápidamente.

En los recubrimientos producidos con estos equipos se observa la presencia de macropartículas de material fundido del cátodo. Las macropartículas aumentan la porosidad y rugosidad del recubrimiento, afectando las propiedades del mismo^[12]. Hasta el momento, se han desarrollado diversos sistemas para separar las macropartículas del plasma, siendo el filtrado magnético el método más popular. Este tipo de filtro consiste en un tubo, que puede ser recto^[13-14] o curvo^[15-16], con un campo magnético axial ($\sim 10-300$ G), interpuesto entre los electrodos y el sustrato a recubrir. Estas intensidades de campo magnético son en general suficientes para magnetizar los electrones pero no los iones del plasma. El flujo de plasma es guiado a través del tubo por el campo magnético, y las macropartículas, por el contrario, chocan y se adhieren a las paredes del tubo

debido a que por su comparativamente elevada masa ellas no son desviadas por el campo y siguen trayectorias rectas. En general, el mayor problema de los filtros magnéticos es la pérdida de iones que se produce a lo largo del mismo y principalmente en la entrada del filtro, lo cual genera una importante reducción en la tasa de deposición de recubrimiento. Por esta razón es importante entender la dinámica del haz de plasma en el filtro para optimizar los sistemas de filtrado. Los filtros curvos son los más efectivos en la eliminación de macropartículas debido a que no hay un camino directo entre la zona de emisión y el sustrato. Sin embargo, los filtros curvos presentan una mayor complejidad y una menor eficiencia en el transporte del plasma que los filtros rectos. Un sistema muy utilizado para reducir las pérdidas en estos tipos de filtros es el de polarizar las paredes de los mismos. Al polarizar las paredes del filtro a voltajes superiores al potencial del plasma, las mismas repelen a los iones (no magnetizados) reduciendo las pérdidas a lo largo del tubo. Sin embargo, como generalmente el voltaje de polarización es mayor al voltaje del ánodo, deben tomarse precauciones en el diseño de los dispositivos para evitar que la descarga principal se produzca sobre el filtro.

El primer filtro magnético utilizado para remover las macropartículas del plasma fue desarrollado en 1976 también por Aksenov^[11], y consistía en un conducto magnético con forma de cuarto de toroide. Cluggish^[17] estudió el transporte de iones de aluminio a lo largo de un filtro magnético recto, observando un incremento en la corriente iónica al aumentar el campo magnético hasta llegar a una saturación cuando el radio de Larmor de los iones es aproximadamente del orden del radio del filtro (es decir, cuando los iones están magnetizados). El flujo de iones a lo largo del filtro presentaba un decaimiento exponencial con una longitud de atenuación dependiente del campo aplicado hasta valores de campo tales que el radio de Larmor de los iones era de medio radio del filtro. Zhitomirsky^[18] utilizando un filtro recto con un campo magnético en la región de la descarga para confinar los spots, realizó un estudio similar al de Cluggish con iones de Sn y Al. En ambas especies, la dependencia de la corriente iónica presentaba un decaimiento exponencial con la distancia a la entrada del filtro cuando los iones no estaban magnetizados. Storer^[13] estudió el transporte de iones tanto a lo largo de un filtro recto como de uno curvo. Encontró que en el filtro recto la longitud de atenuación de la corriente iónica a lo largo del filtro aumentaba con el campo magnético hasta que éste llegaba a un valor para el cual los iones estaban magnetizados. El transporte de plasma a lo largo del filtro curvo resultaba en menores flujos de plasma, con longitudes de atenuación que apenas llegaban a la mitad que en el filtro recto. Si

embargo, también observó que varios de los ajustes se apartaban notablemente de un decaimiento exponencial. Keidar^[19], realizó un estudio de la expansión de un jet de plasma generado mediante una descarga arco en vacío con un campo magnético axial. En este estudio encontró que la velocidad axial del jet de plasma es prácticamente uniforme en la sección transversal del jet (con y sin campo magnético), mientras que la velocidad radial aumenta linealmente con el radio hasta alcanzar valores similares a los de la velocidad axial para valores del campo del orden de los 10 G. Sin embargo, la presencia de campos magnéticos de 100 G o más, restringe el aumento de la velocidad radial que solo alcanza un 30 % del valor de la velocidad axial.

Cuando se emplean campos magnéticos para la producción de recubrimientos por descargas arco, aparece una rotación espontánea del plasma que en algunos casos puede ser significativa. La rotación del plasma en los filtros magnéticos es considerada generalmente sólo en los filtros curvos, donde el corrimiento del jet de plasma respecto del eje del filtro (por efectos centrífugos) hace dicha rotación evidente e importante para las aplicaciones. Las observaciones muestran que la zona de mayor densidad del jet de plasma está desplazada del eje del filtro y rota en torno a este. En este tipo de filtros, cuando los electrones (fuertemente magnetizados) recorren la curva, los iones tienden a seguir en línea recta apareciendo una componente de velocidad perpendicular al campo magnético que hace que las rotaciones sean ineludibles y propias de la geometría del filtro. En el caso de los filtros rectos, donde el jet de plasma no sufre ningún corrimiento, la rotación no es tan evidente y usualmente no es considerada en los modelos teóricos^[20-21-22]. En estos filtros, la rotación no se genera por la geometría del filtro sino por las velocidades radiales que pueda tener el plasma al entrar en el tubo. Sin embargo, para valores suficientemente grandes del campo magnético, la rotación del plasma es un constituyente importante a ser considerado en cualquier modelo teórico autoconsistente, ya que influencia los perfiles radiales de los parámetros del plasma dentro del filtro. Un equilibrio del plasma rotante, recto y axialmente simétrico del tipo “rotor rígido” es predicho teóricamente^[23] y, con mayor o menor aproximación, verificado en los experimentos^[24]. En este tipo de equilibrio el potencial electrostático del plasma tiene una dependencia cuadrática con la distancia al eje de simetría, y la distribución radial de la densidad es bien aproximada por una Gaussiana centrada en este eje. En este cuadro se identifican básicamente dos regiones, una donde se generan las rotaciones y otra donde se verifica el equilibrio del plasma rotante.

En cuanto a la eficiencia en la remoción de macropartículas, Tan^[25] realizó un estudio en un filtro magnético recto de un metro de longitud produciendo recubrimientos de Magnesio sobre sustratos de silicio. Ubicando los sustratos en distintas posiciones a lo largo del filtro y utilizando un microscopio de barrido electrónico para observar las muestras, encontró que la densidad de macropartículas decrecía significativamente con la distancia muestra-cátodo. Los recubrimientos realizados a distancias de 85 cm estaban prácticamente libres de contaminación y colocando los sustratos con su superficie paralela a la dirección de propagación del jet de plasma se lograba un filtrado completo. Sin embargo, estos resultados están en contradicción con los de Simone y Andre Anders^[26-27] que aseguran que los filtros rectos no eliminan macropartículas debido a que existe una línea de vista entre el cátodo y el sustrato. Estos autores señalan que el campo magnético axial no modifica la distribución de tamaños ni la cantidad de macropartículas, pero mejora la calidad de los recubrimientos debido a que la focalización del plasma reduce la proporción de partículas en el film. En su trabajo experimental^[26], utilizando cátodos de distintos materiales (Pb, Ag, Cu, Pt, W y Ni), mostraron que con campos de 170 G el contenido de partículas normalizado al espesor de los films se reducía a un 20-30% respecto de la situación sin filtrar. También se observó que los materiales con menor punto de fusión producían la mayor cantidad de macropartículas y las de mayores tamaños.

El objetivo de este trabajo fue caracterizar un filtro magnético recto de pequeño diámetro construido de material conductor. Se realizó un estudio que abarcó tanto el plasma generado y su transporte a lo largo del filtro, como las características de los recubrimientos obtenidos y la eficiencia del filtro en la reducción de macropartículas presentes en los recubrimientos. Para el estudio del plasma se realizaron mediciones con sondas electrostáticas y analizadores por campo retardador, en varias posiciones a lo largo del filtro y para distintas configuraciones del campo magnético y polarización del filtro. Los resultados experimentales fueron analizados desarrollando modelos teóricos que permitieron entender el comportamiento del flujo de plasma a lo largo del filtro. Se encontró que, en este dispositivo, a medida que la intensidad del campo magnético aumenta a lo largo del filtro, el movimiento del plasma evoluciona de una compresión radial con baja velocidad de rotación a la entrada a un jet rotante guiado a lo largo del tubo. Para el estudio de los recubrimientos se realizaron films de varios materiales que fueron estudiados mediante distintas técnicas (Difracción de rayos x (XRD), reflectometría de rayos x (XRR), microscopía óptica y electrónica, etc) que permitieron

caracterizar la morfología y estructura de los mismos. La eficiencia del filtro se estudió contando las macropartículas presentes en los films realizados en distintas posiciones a lo largo del filtro y bajo diferentes condiciones de polarización e intensidad de campo magnético en el filtro. Se encontró que los films crecen en granos columnares nanoestructurados y que la cantidad y tamaño de las macropartículas dependen del material empleado. En cuanto a la eficiencia del filtro se observó que la aplicación del campo magnético y la polarización del filtro reducen en aproximadamente un factor 5 la relación macropartículas-plasma.

En cuanto a la distribución de temas a lo largo de esta tesis, en el capítulo 2 se presenta el dispositivo experimental dando una descripción del equipo de descarga (PROTO-2CC) y del filtro magnético, junto con una breve descripción de las diagnósticas utilizadas. En capítulo 3 se presentan los resultados experimentales que se componen de una primera caracterización donde se estiman los parámetros característicos del plasma, junto con los resultados de un estudio posterior más refinado que se analizaron con los modelos presentados en el capítulo 4. El capítulo 5 corresponde a la caracterización de los recubrimientos obtenidos con este equipo y al estudio de la eficiencia en la reducción del porcentaje de macropartículas en los films. En el capítulo 6 se presentan las conclusiones finales del trabajo.

2. Dispositivo Experimental

2.1. Descripción del equipo PROTO-2CC

El estudio experimental fue realizado en el equipo denominado PROTO-2CC^[14]. Un esquema del dispositivo se puede ver en la figura 2.1.1. En este equipo se produce entre dos electrodos una descarga arco pulsada de ~ 450 A de corriente pico y ~ 35 ms de duración (a mitad de altura), descargando un banco de capacitores electrolíticos ($C = 0,075$ F) conectado en serie a una inductancia y resistencia ($L = 2$ mH, $R = 0,33 \Omega$) que amortiguan críticamente la descarga con el fin de evitar las oscilaciones que intercambiarían los roles de los electrodos. El banco de capacitores cuenta con 25 capacitores electrolíticos (3 mF x 350 V) y la inductancia consiste en un bobinado de 75 vueltas de un cable de cobre de 3 mm de diámetro sobre un armazón cilíndrico de 1 m de alto y 70 cm de diámetro. La resistencia del circuito es provista simplemente por la resistencia del bobinado.

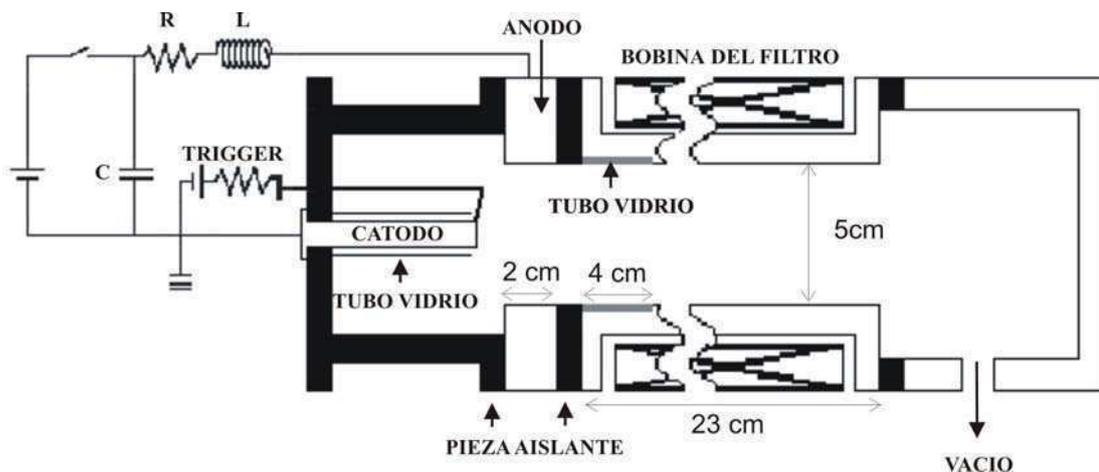


Figura 2.1.1: esquema del equipo PROTO-2CC.

El cátodo es un cilindro de cobre de 5 cm de longitud por 1 cm de diámetro conectado a tierra enfrentado a un ánodo anular de cobre de 2 cm de espesor y un radio interno de $2,5$ cm. La cara lateral del cátodo se recubre con un tubo de vidrio para confinar los spots en la superficie plana frontal. La distancia entre la superficie frontal del cátodo y el plano más cercano del ánodo es de 1 cm. Ambos electrodos están separados por una pieza aislante de PVC. A continuación del ánodo, y también separado por una pieza aislante de PVC de 1 cm de longitud, se colocó el filtro magnético. Este

filtro consiste en un tubo de acero inoxidable de 23 cm de longitud y 5 cm de diámetro interno alrededor del cual se colocó una bobina de cable por la cual circula una corriente que proporciona el campo magnético del filtro (B_f). El bobinado del filtro fue alimentado con una fuente d-c independiente, alcanzando valores máximos del campo magnético de 430 G para una corriente de 80 A (este límite superior de corriente fue establecido por la resistencia propia del bobinado). Los primeros cuatro centímetros del filtro fueron recubiertos con un tubo de vidrio de 5 cm de diámetro interno y paredes de 5 mm de espesor. Para colocar dicho tubo de vidrio se realizó una sede en el tubo metálico del filtro para que su diámetro interno no se vea modificado (ver figura 2.1.1). La función de este tubo fue evitar que la descarga se desvíe hacia el filtro cuando el mismo era polarizado, debido a que el voltaje de polarización era mayor que el voltaje del ánodo. De esta forma, el tubo del filtro tiene paredes aislantes en los primeros cuatro centímetros de su longitud.

A continuación del filtro, y separado por una pieza aislante de PVC, se conectó un cilindro metálico hueco de acero de 10 cm de radio interno que en su extremo opuesto lleva montada una tapa con una varilla móvil que sostiene los sustratos y las sondas utilizadas permitiendo moverlos a lo largo del eje del filtro.

La descarga se genera en alto vacío producido mediante una bomba difusora asistida por una mecánica que llega a una presión base de 0,01 Pa. Esta descarga debe ser inducida mediante un disparador (trigger). Este disparador consiste en una descarga auxiliar entre el cátodo y un electrodo adicional de tungsteno que es bruscamente retirado mientras circula una corriente d-c de aproximadamente 20 A, generando así un arco auxiliar que desencadena la descarga principal. Durante todas las descargas se trabajó cargando el banco de capacitores a 260 V y la cámara se mantuvo a una presión base de aproximadamente 0,01 Pa.

Una fotografía del equipo se puede ver en la figura 2.1.2. En esta foto se pueden observar los electrodos, el filtro magnético y el cilindro metálico hueco de acero de izquierda a derecha, en el mismo sentido que en la figura 2.1.1. El bobinado celeste genera el campo magnético del filtro. Sobre la tapa de la izquierda se observa la varilla del trigger que debe girarse para poner el electrodo auxiliar en contacto con el cátodo y retirarse abruptamente para desencadenar la descarga. Detrás del equipo se observa la inductancia-resistencia y el banco de capacitores que conforman el circuito de la descarga.



Figura 2.1.2: foto del equipo PROTO-2CC.

2.2. Diagnósticas

Para caracterizar la descarga se realizaron mediciones del voltaje del arco (V_{ac}) y de la corriente de la descarga (I_d). La caída de voltaje del arco se midió utilizando un divisor de tensión resistivo de alta impedancia (factor de división 16) conectado entre el ánodo y tierra. Para la medición de la corriente se midió la caída de tensión sobre una resistencia de $8\text{ m}\Omega$ conectada entre el cátodo y tierra (ver figura 2.2.1). Las señales fueron adquiridas con un osciloscopio digitalizador Tektronix modelo TDS 540 de cuatro canales, 500 MSs^{-1} de frecuencia de muestreo y 100 MHz de ancho de banda analógico.

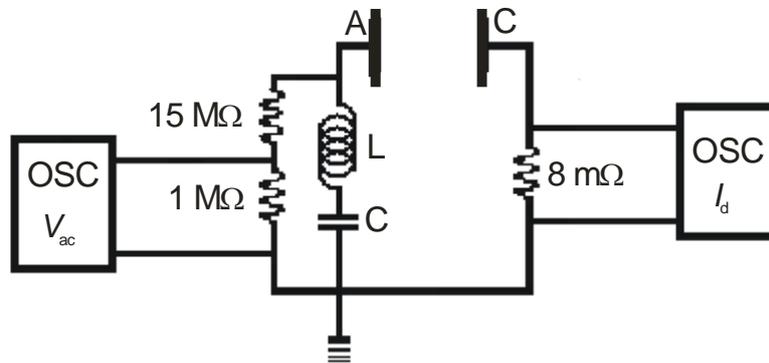


Figura 2.2.1: esquema del circuito de la descarga y las mediciones eléctricas.

La intensidad del campo magnético se midió a lo largo del eje del filtro utilizando una sonda Hall modelo HGT-3010 con una apreciación de 1 Gauss. Para una dada corriente de la bobina del filtro, se observó que el campo magnético es prácticamente uniforme en la región central del filtro alcanzando su valor máximo y empieza a decaer en forma abrupta a aproximadamente cuatro centímetros de los extremos del tubo. Dado que la corriente de la bobina del filtro fue variada a lo largo de este trabajo, el perfil del campo magnético fue caracterizado en cada caso por el valor medido en el centro del filtro (B_f). Debido a la dificultad que presentaba el ajuste del cero del amplificador operacional del circuito de medición de la sonda Hall, se le asignó a cada medición de campo una incertidumbre del 5 %.

Con el fin de medir la corriente iónica y evaluar los parámetros característicos del plasma, se empleó un colector de carga o sonda electrostática. Una sonda electrostática es sencillamente un electrodo sumergido en el seno del plasma, y polarizado con

respecto a éste. Dado que la sonda colecta partículas del plasma (electrones o iones, de acuerdo a la polarización del electrodo), a través de la medición de la curva característica de la sonda V-i, se puede obtener información de la densidad del plasma n y de la temperatura electrónica T_e . En la figura 2.2.2 se muestra un esquema de una conexión típica de una sonda, que corresponde también al circuito utilizado en este trabajo, en la cual el cátodo es el electrodo de referencia.

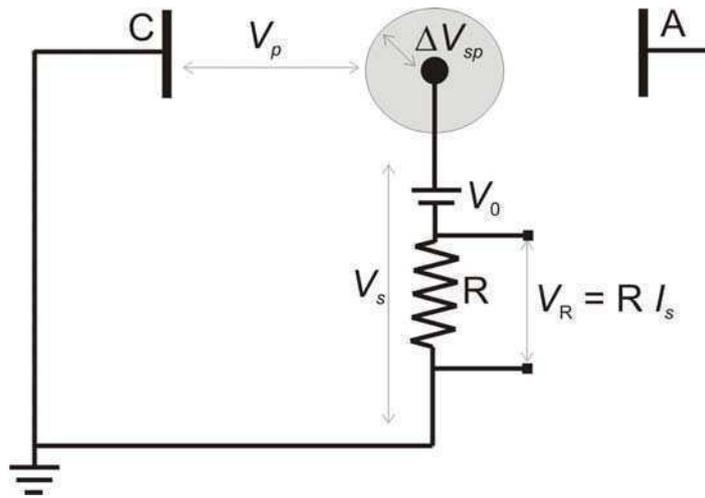


Figura 2.2.2: circuito de la sonda electrostática.

Con V_p se indica el potencial del plasma respecto del electrodo de referencia (C) en la posición de la sonda, y con V_s el potencial de la sonda respecto de C. Dado que ambos potenciales no coinciden en general, se produce en una región adyacente a la sonda una zona con densidad neta de carga en donde el potencial cae en $\Delta V_{sp} = V_s - V_p$. La sonda es polarizada a través de una fuente d-c (V_0) conectada a tierra a través de una resistencia R (ver figura 2.2.2), y entonces la caída de tensión sobre dicha resistencia (V_R) permite determinar la corriente colectada ($I_s = V_R / R$) y V_s se obtiene simplemente como $V_s = V_0 + V_R$. Una curva característica típica $V_s - I_s$ de la sonda se muestra en la figura 2.2.3. En esta curva, la corriente electrónica (I_e) se toma como positiva.

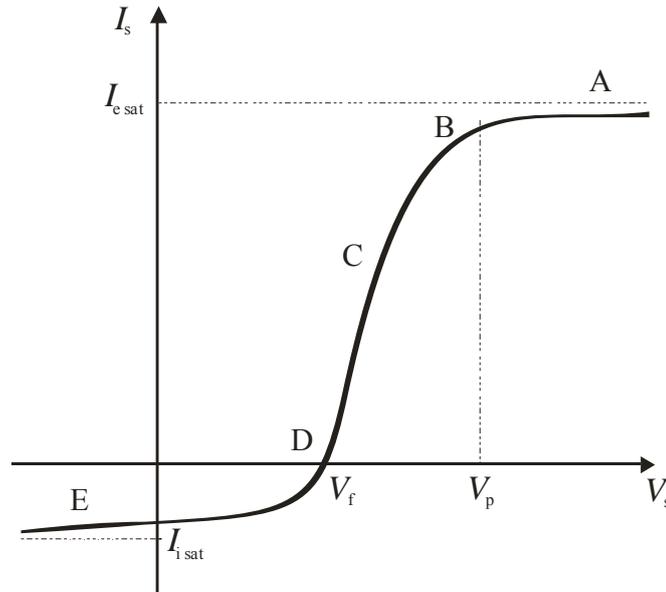


Figura 2.2.3: curva característica V-i.

Supongamos primero que $V_s = V_p$ ($\Delta V_{sp} = 0$). En este caso las cargas alcanzan la superficie de la sonda sólo debido a su movimiento térmico (no hay campo eléctrico entre la sonda y el plasma), y entonces dominan los electrones por su mayor movilidad y la corriente registrada es puramente electrónica ($I_s \sim I_e$).

Para $V_s > V_p$ la sonda se encuentra a un potencial positivo respecto del plasma imperturbado, se repelen los iones, y se forma una lámina negativa alrededor de la sonda, en donde el potencial cae desde la sonda hasta el plasma ($\Delta V_{sp} = V_s - V_p > 0$). Habrá una cierta superficie externa a partir de la cual el plasma no está perturbado, y donde existe neutralidad de cargas $n_e = n_i = n_0$. Los electrones llegan desde el plasma imperturbado hasta esa superficie por movimiento térmico, y esto determina su flujo, el cual depende muy débilmente del potencial de la sonda: la corriente electrónica está saturada $I_{e \text{ sat}}$ (región BA de la Fig. 2.2.3).

Si $V_s < V_p$ ($\Delta V_{sp} < 0$), la cantidad de electrones que alcanzan la sonda cambia muy fuertemente con V_s , ya que ahora la lámina rodeando la sonda está cargada positivamente y rechaza aquellos electrones que no pueden vencer la barrera de potencial. Esta es la región C de la curva (Fig. 2.2.3). Existe un cierto potencial (negativo respecto del plasma) $V_s = V_f$ ($\Delta V_{sp}^f = V_f - V_p < 0$) para el cual la corriente se anula. En este caso el pequeño flujo de electrones capaces de vencer a V_p es compensado por el flujo de iones. V_f es conocido como el potencial flotante, y es el

potencial que adquiriría un objeto aislado introducido en el plasma, que se carga (negativamente) hasta anular la corriente colectada.

A potenciales más negativos, $V_s < V_f$, la sonda repele a todos los electrones pero atrae a los iones, por lo tanto, la corriente es puramente iónica (I_i). El flujo de corriente iónica depende muy débilmente de V , por lo tanto se produce una zona de saturación iónica, $I_s \sim I_i$. Este es el sector ED de la curva.

Para interpretar las mediciones realizadas con las sondas (y poder calcular los parámetros del plasma), la teoría más usual es la llamada no colisional de Langmuir^[28]. Según el modelo de Langmuir, la corriente electrónica en la región C de la curva está dada por

$$I_e = I_{e, sat} \exp(e\Delta V_{sp} / kT_e); \quad (2.2.1)$$

donde $I_{e, sat} = A (en_0 v_{th} / 4)$ con $v_{th} = (8kT_e / \pi m)^{1/2}$.

La corriente iónica de saturación (I_i) colectada por la sonda está dada por,

$$I_i = A z e n_e [2(z T_e + W_i) / m_i]^{1/2} \quad (2.2.2)$$

En realidad, la (2.2.2) incluye una generalización de la teoría original de Langmuir, que consiste en la inclusión de iones con grandes energías cinéticas dirigidas y es debida a Lam^[29]. En las ecuaciones (2.2.1) y (2.2.2), A es el área de la sonda, W_i y z son la energía dirigida y la carga media de los iones ($W_i \sim 57$ eV y $z \sim 2$ para cobre^[30]) y m_i es la masa de los iones.

Dentro de la misma teoría, el potencial flotante está dado por,

$$V_f = V_s - (T_e / e) \ln(I_{e, sat} / I_i). \quad (2.2.3)$$

A partir de las mediciones de potencial flotante y del potencial del plasma, se obtiene la temperatura electrónica empleando la ecuación (2.2.3), que no depende de la densidad del plasma ni de las características geométricas de la sonda. Por otra parte, a partir de la ecuación (2.2.2), con las mediciones de la corriente iónica de saturación y el valor de T_e se obtiene la densidad del plasma. Alternativamente, la temperatura electrónica puede obtenerse también de la pendiente (en escala semi-logarítmica) de la porción DB de la curva característica.

La teoría Langmuir-Lam supone que una vez que las partículas entran a la lámina que rodea la sonda no sufren colisiones hasta llegar a ésta. Como la lámina con carga descompensada que se forma alrededor de la sonda tiene un espesor del orden de la longitud de Debye ($\lambda_D = (kT_e / 4\pi e^2 n_e)^{1/2}$), esta teoría funciona bien para plasmas de baja densidad en los cuales el camino libre medio de las partículas que llegan a la sonda es mucho mayor que λ_D .

Un aspecto importante respecto de la interpretación de las mediciones con sondas es el análisis de la teoría de las sondas cuando se está en presencia de un campo magnético importante. Para valores de la temperatura electrónica del orden de 1-5 eV, el radio de Larmor de los electrones es del orden del radio del filtro para valores muy pequeños de campo magnético (~ 2 G). Como los valores típicos de B_f empleados exceden largamente el valor recién mencionado, los electrones están confinados a lo largo de las líneas de campo para todo el rango investigado de B_f (electrones magnetizados). Por el contrario, y debido a su mayor masa, los iones no se encuentran magnetizados (el B_f necesario para magnetizar iones debería superar los 1000 G). Koch^[31], utilizando sondas con forma de discos planos, realizó un estudio de las curvas características en función del ángulo entre la normal de la sonda y la dirección del campo magnético. Este estudio, que abarcó campos magnéticos de hasta 1000 G, mostró que para ángulos mayores a 20° las curvas se modificaban considerablemente aumentando el potencial flotante y no llegando a la saturación ni en la rama electrónica ni en la iónica. Pero en cambio, para ángulos menores a 20°, la curva característica era la misma que la obtenida sin campo magnético. Por lo tanto, las sondas utilizadas en este trabajo son discos planos y cuya normal es paralela a las líneas de campo magnético. En este trabajo se utilizó la teoría tradicional sin campo magnético para interpretar los resultados.

A lo largo de este trabajo, se emplearon sondas planas circulares de dos tamaños diferentes. En todos los casos y como fuera recién mencionado, el área colectora fue orientada en forma perpendicular al campo magnético. Por una parte, se utilizaron tres sondas pequeñas idénticas de $(6,0 \pm 0,2)$ mm de diámetro para investigar las propiedades locales del plasma y levantar perfiles radiales y axiales de ciertas magnitudes de interés. Una de las sondas (sonda 1) fue colocada en el eje de simetría del filtro, y las otras dos (sondas 2 y 3) fueron colocadas desplazadas radialmente a 1 y 2 cm del eje, respectivamente. La figura 2.2.4 muestra la disposición de estas tres sondas. Por otra parte, se utilizó otra sonda plana (sonda 4), cuyo diámetro era prácticamente coincidente con el diámetro interno del filtro ($49,0 \pm 0,5$ mm) para medir

la corriente iónica total que fluía a lo largo del filtro. En todos los casos, para medir la curva característica, las sondas fueron polarizadas con una fuente variable (0-100V) de tensión continua (V_0) y puesta a tierra a través de una resistencia de $R = 4,8 \Omega$. La corriente colectada por la sonda (I_s) en función de su voltaje de polarización ($V_s = V_0 + V_R$) se obtiene de la medición de la caída de tensión en R ($I_s = V_R / R$). Los potenciales flotantes fueron medidos simplemente desconectando la fuente de polarización anterior con su resistencia, y conectando las sondas a una resistencia muy grande ($R \approx 20 \text{ M}\Omega$), para garantizar que la corriente colectada sea prácticamente nula. En algunas ocasiones, la corriente iónica de saturación se midió quitando también la fuente de polarización y conectando las sondas a tierra a través de una pequeña resistencia conocida ($R = 4,8 \Omega$) sobre la que se midió un voltaje proporcional a la corriente iónica. Este método fue especialmente útil para operar las tres sondas simultáneamente, aunque se debe tener especial cuidado de asegurar que el voltaje de la sonda ($= R I_i$) sea siempre menor que V_f (sector ED de la curva característica V-i) ya que las sondas se auto-polarizan con este método.

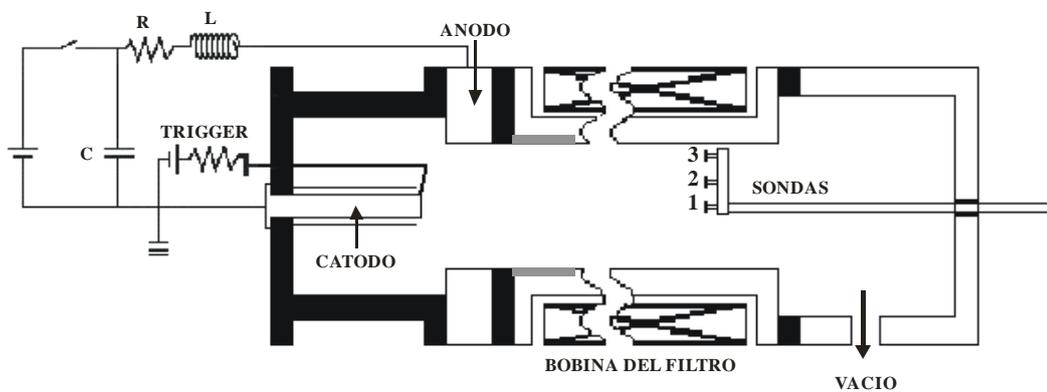


Figura 2.2.4: disposición de las tres sondas.

El filtro fue polarizado utilizando una fuente d-c independiente (0-100V) que soportaba corrientes de hasta 20 A. Dado que el potencial del filtro (V_{filtro}) fue siempre mayor que el potencial del plasma de forma que repela a los iones, el filtro colecta una gran cantidad de electrones. La limitación en corriente de la fuente impuso un límite práctico para la polarización del filtro de 80 V. La corriente colectada por el filtro (I_{filtro}) fue determinada conectando en serie con la fuente una resistencia pequeña (1Ω) sobre la que se midió una diferencia de potencial proporcional a la corriente. El circuito utilizado es equivalente al de la sonda electrostática que se muestra en la figura 2.2.2 reemplazando la sonda por el filtro. El potencial flotante del filtro (F_{flot}) se determinó

igual que en las sondas, desconectando la fuente de polarización con su resistencia, y conectando el mismo a una nueva resistencia de 20 MΩ.

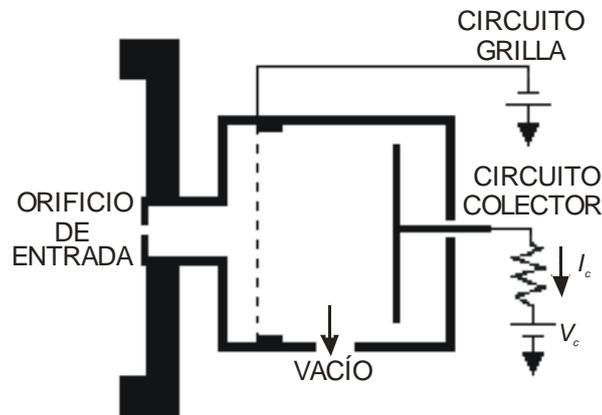


Figura 2.2.5: esquema del analizador por campo retardador.

La energía de los iones fue medida utilizando un Analizador por Campo Retardador (ACR)^[32]. Este dispositivo consiste en una cámara conectada a la cámara principal a través de un pequeño orificio que contiene una grilla polarizada negativamente respecto del potencial del plasma (para separar los electrones de los iones), y un electrodo conductor que registra la corriente iónica (I_c) colectada para diferentes voltajes del colector (V_c) (ver figura 2.2.5). La función del pequeño orificio de entrada al ACR es la de disminuir la densidad del plasma hasta que la longitud de Debye del plasma en la región orificio-grilla sea mayor que la distancia entre los alambres de la grilla, y de esta forma la grilla permita separar los electrones de los iones. La distribución de energía de los iones (f) se puede determinar a partir de las mediciones de I_c y del voltaje V_c que produce el campo retardador de los iones. La energía de los iones (W_i) se calcula a partir del potencial retardador (V_c) y el potencial del plasma (V_p) como

$$W_i = ze (V_c - V_p) \quad (2.3.4)$$

donde z es el estado de carga media del ión.

Una curva característica típica I_c - V_c del ACR se muestra en la figura 2.2.6. Esta curva se puede subdividir en tres rangos:

Rango de saturación A: el voltaje del colector es mucho menor que el voltaje del plasma. Por lo tanto, todos los iones que entran al ACR y atraviesan la grilla son

acelerados hacia el colector. La corriente de saturación (iónica) depende de la densidad de iones, el diámetro del orificio de entrada y la transparencia de la grilla.

Rango de transición B: la corriente colectada disminuye fuertemente. No hay explicaciones precisas para esta porción de la curva, pero su existencia puede ser debida a que los iones se generan en una pequeña región (spot) donde el voltaje local es variable (entre 0 y V_p). También puede deberse a la generación de iones de menor energía (por pérdidas de energía elásticas o intercambios de carga^[33]) pero esta última hipótesis no se aplica a este experimento por trabajar en condiciones de alto vacío.

Rango de retardación C: los iones que atraviesan la grilla son retardados por el campo retardador que se genera entre la grilla y el colector. Ocurre para voltajes de colector mayores a V_p , por lo que se analizan las energías de los iones que se generaron en una región de plasma con voltaje bien definido (V_p). Para un dado V_c , solo los iones que emergieron del spot catódico con energías cinéticas mayores que $W_i = ze(V_c - V_p)$ pueden alcanzar el colector.

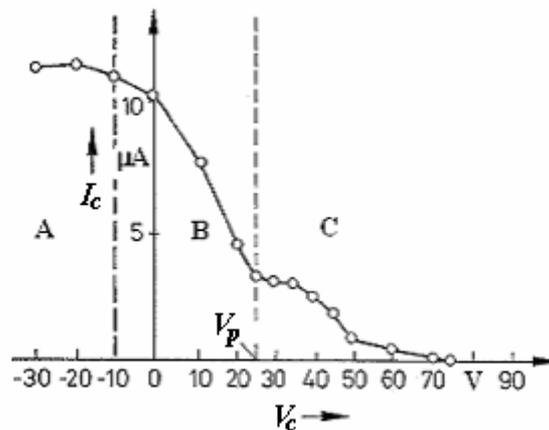


Figura 2.2.6: curva característica típica I_c - V_c del ACR.

Como los iones tienen una cierta distribución de energías, en la región C de la curva se observa un decaimiento de la corriente colectada dado por

$$I_c = c_1 \int_{W=ze(V_c-V_p)}^{\infty} f(W_i) dW_i, \quad (2.3.5)$$

donde c_1 es una constante. La función distribución de la energía de los iones se puede calcular directamente mediante derivación numérica como

$$f(W_i) = -c_2 \frac{dI_c}{dV_c}, \quad (2.3.6)$$

donde c_2 es una constante.

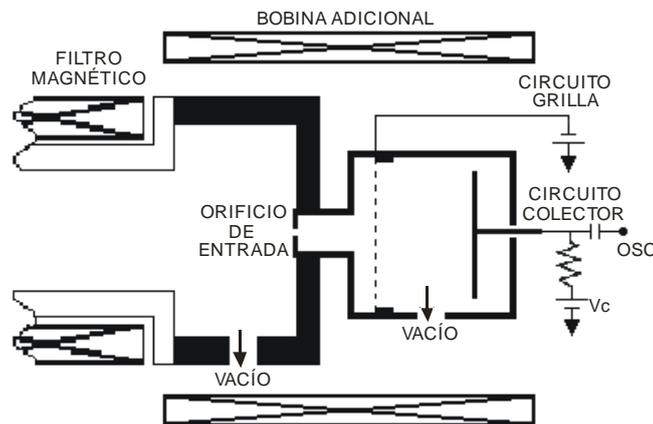


Figura 2.2.7: Esquema del Analizador por Campo Retardador.

El ACR fue colocado a la salida del filtro como se ve en la figura 2.2.7 y se colocó un bobinado adicional alrededor del mismo para mantener el campo magnético al mismo valor que en el filtro. Esta última modificación evita distorsiones en la energía de los iones debidas a la dispersión de las líneas del campo magnético del filtro a la salida del mismo (efecto de espejo magnético). Los diámetros del orificio de entrada para los dos valores investigados del campo magnético fueron seleccionados observando que no lleguen electrones al colector. Los valores utilizados fueron de 0,8 mm para $B_f = 200$ G y de 1,5 mm para $B_f = 0$ G. El diámetro mayor resulta de la menor densidad de plasma que se obtiene para $B_f = 0$ G. La grilla utilizada para separar los iones del plasma de los electrones se mantuvo a una polarización de -20 V y se ubicó a 3 cm del electrodo colector. Este electrodo consistía en un disco de cobre de 40 mm de diámetro. Los circuitos eléctricos del colector y la grilla también se observan en la figura 2.2.7, los valores del capacitor y de la resistencia eran de $0,68 \mu\text{F}$ y $20 \text{ M}\Omega$, respectivamente. La función del capacitor y resistencia es desacoplar los circuitos de polarización y colección. La grilla y el colector fueron polarizados con dos fuentes independientes. El analizador fue evacuado a través de un circuito de evacuación adicional (no solo desde la cámara principal del equipo a través del orificio de entrada)

debido a la gran impedancia que genera el orificio para la evacuación del ACR. De esta forma, la presión dentro del analizador era la misma que en el filtro (0,01 Pa).

3. Resultados experimentales

Dado que los resultados experimentales que se presentarán a lo largo de todo este trabajo corresponden al estudio de una descarga pulsada y por lo tanto variable en el tiempo, corresponde primeramente hacer una breve mención a la reproducibilidad de una dada medición y a como se procedió para su procesamiento posterior. Como se verá enseguida, la reproducibilidad en las formas temporales de las señales registradas resultaron bastante razonables, con formas temporales muy similares y con fluctuaciones en los valores picos que no superaban el 20 %. Para tener en cuenta estas últimas fluctuaciones se decidió realizar cinco disparos consecutivos en condiciones de operación similares, representando el valor pico de la variable simplemente por su promedio. Por lo tanto, en todos los gráficos que se presenten a lo largo de este trabajo, cada punto corresponde al promedio mencionado.

3.1 Parámetros eléctricos

La corriente de la descarga (I_d) y el voltaje del arco (V_{ac}) se midieron para varios valores de campo magnético en el filtro (B_f).

En la figura 3.1.1 se muestra una señal típica de la corriente de la descarga, correspondiente a un circuito RLC en régimen de amortiguamiento crítico. Se observa que I_d alcanza un máximo en $t \sim 10$ ms y tiene una duración de ~ 35 ms a mitad de altura de la señal.

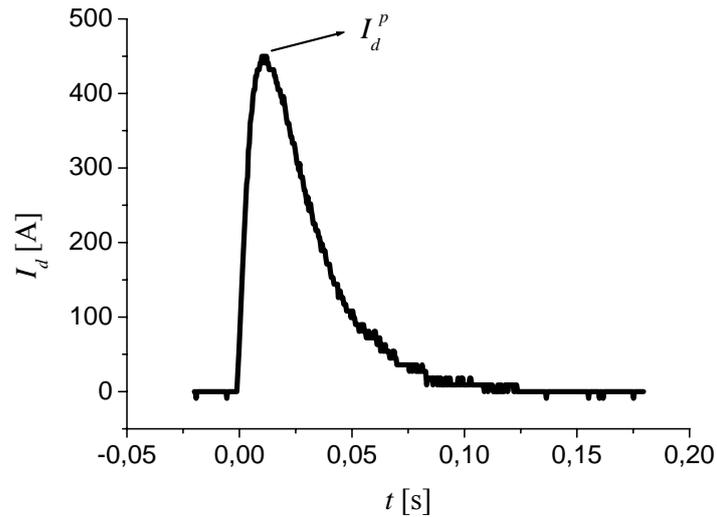


Figura 3.1.1: señal típica de la corriente de la descarga.

En la figura 3.1.2 se muestra una señal típica del voltaje del arco. En esta figura se observa que el voltaje entre electrodos cae abruptamente (desde el valor de voltaje de carga del banco electrolítico) al comenzar la descarga en un tiempo del orden de 1 ms. En este tiempo la corriente de la descarga alcanza valores de entre 40 y 70 A, que son compatibles con las corrientes típicas reportadas en la literatura^[2] que se requieren para sostener un spot catódico en cobre. Nótese que luego del proceso de ruptura el voltaje no se reduce a cero, lo cual es compatible con el voltaje requerido para mantener el mencionado spot. Luego de la ruptura, el voltaje evoluciona en el tiempo con una forma muy similar a la de I_d y permanece en un valor constante una vez finalizada la descarga. Este último hecho está relacionado con un fenómeno de estricción electrostática en los capacitores electrolíticos y no tiene que ver con la descarga en sí.

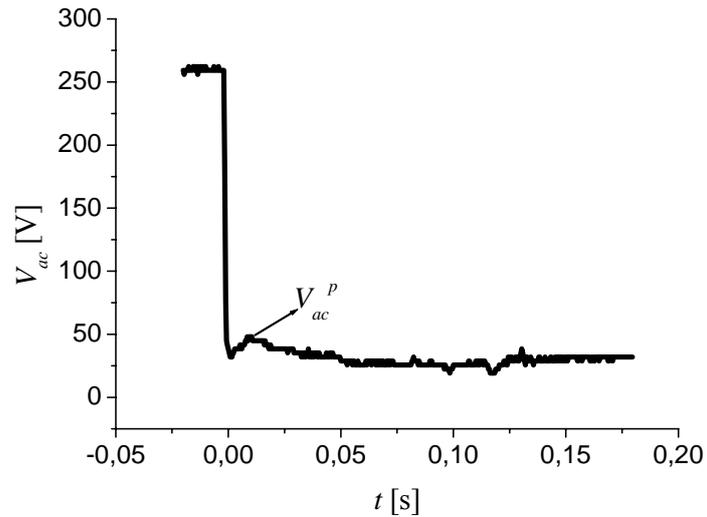


Figura 3.1.2: señal típica del voltaje entre electrodos.

Dado que las magnitudes eléctricas varían con el tiempo, y con el fin de establecer correlaciones entre las magnitudes eléctricas y la intensidad de los campos magnéticos se utilizaron convencionalmente los valores pico de las señales como se indica en las figura, denominándolos (V_{ac}^p e I_d^p , ver figuras 3.1.1 y 3.1.2).

Se encontró que tanto el voltaje del arco como la corriente de la descarga eran prácticamente independientes de B_f y tomaban los valores $V_{ac}^p = (50 \pm 5)$ V e $I_d^p = (450 \pm 10)$ A.

3.2 Comportamiento eléctrico del filtro

La figura 3.2.1 muestra el potencial flotante del filtro en función de B_f . En esta figura se observa que F_{flot} aumenta con el campo magnético hasta valores aún mayores que 40 V. Este fenómeno está claramente asociado a la magnetización de los electrones, teniendo en cuenta que la superficie del filtro es aproximadamente paralela al campo. En ausencia de campo magnético un objeto flotante se polariza negativamente respecto del plasma para disminuir fuertemente la corriente electrónica hasta balancearla con la iónica. En cambio, en presencia del campo, los electrones magnetizados reducen fuertemente su flujo hacia la pared del filtro sin necesidad de la presencia de una autopolarización tan negativa.

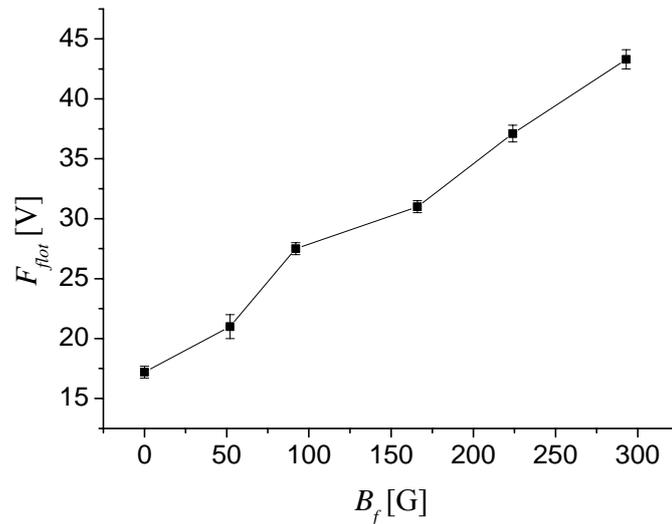


Figura 3.2.1: potencial flotante del filtro en función de B_f . Las líneas son sólo una guía para el lector.

La distribución axial de corriente colectada por el filtro fue medida ubicando la sonda 4 en diferentes posiciones d (medidas desde la superficie del cátodo) de forma que el tubo sólo colecta corriente desde la entrada hasta la posición de la sonda. Recuérdese que esta sonda tiene un diámetro que coincide con el diámetro interno del filtro impidiendo la recolección de corriente por parte del filtro por detrás de la misma. En la figura 3.2.2 se presenta un gráfico de I_{filtro} en función de d para varios valores del campo magnético en el filtro. El filtro fue polarizado a un valor nominal de 80 V (de la fuente), pero su polarización real dependía de la corriente colectada por el filtro debido

a la caída óhmica en la resistencia de 1Ω utilizada para la medición de la corriente. Se puede observar que la corriente es negativa (electrónica) y aumenta (en valor absoluto) suavemente al principio (en la región donde se encuentra el tubo de vidrio), luego aumenta rápidamente para d en el rango 7-10 cm, hasta que para $d \geq 10$ cm vuelve a tener un comportamiento suave con un leve incremento a lo largo del resto del filtro. También se puede observar un fuerte aumento (en valor absoluto) de I_{filtro} cuando B_f disminuye. El caso sin campo magnético no fue estudiado debido a las grandes corrientes electrónicas que colecta el filtro polarizado.

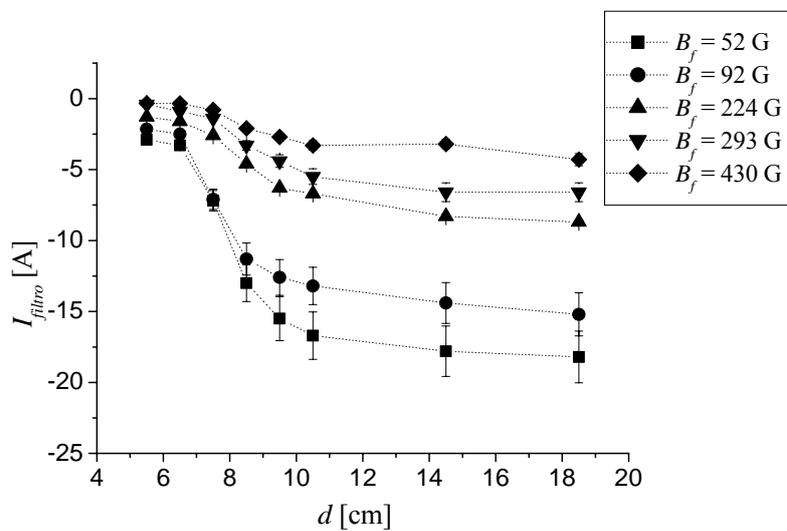


Figura 3.2.2: distribución axial de la corriente colectada por el filtro. Las líneas son sólo una guía para el lector.

Nótese de la figura 3.2.2 que el filtro colecta corriente electrónica aún donde la sonda se encuentra adyacente al tubo de vidrio ($d < 8$ cm). Este efecto es atribuido a que en realidad existe una pequeña diferencia entre el diámetro de la sonda 4 y el diámetro interno del filtro, que permite el paso de una pequeña porción de plasma por detrás de la sonda. Ambos diámetros no pueden ser coincidentes debido a la necesidad de evacuar todo el sistema. Nótese también el efecto de la progresiva magnetización electrónica al aumentar B_f que se traduce en una fuerte disminución de la corriente electrónica.

3.3 Corrientes iónicas y potenciales flotantes

Las figuras 3.3.1 y 3.3.2 muestran señales adquiridas en cinco disparos consecutivos de la corriente iónica colectada (I_i) y de potencial flotante (V_f), respectivamente, obtenidas con la sonda 1 a 14,5 cm del cátodo y con $B_f = 293$ G. Se observa que tanto la corriente iónica como el potencial flotante tienen una forma similar a I_d . Puede observarse también que si bien las señales no son idénticas, poseen una reproducibilidad razonable con fluctuaciones en sus parámetros característicos que no superan el 20 %, como fuera mencionado al comienzo de este capítulo. También acá se utilizaron los valores pico para caracterizar a I_i y V_f y se los denominó I_i^p y V_f^p .

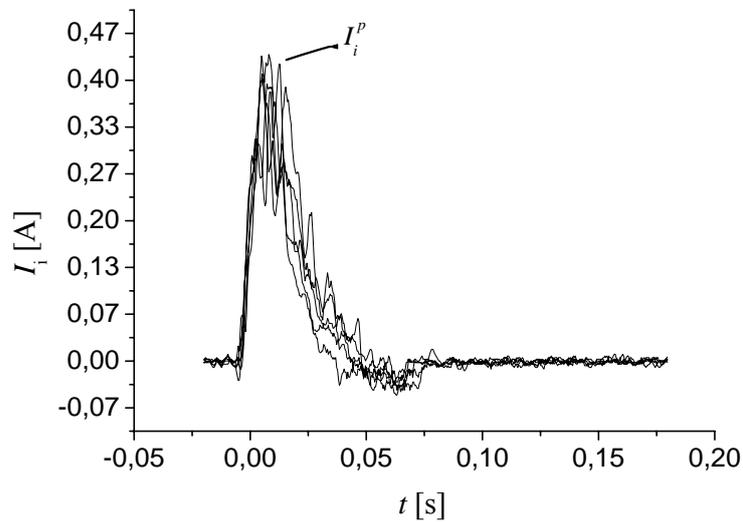


Figura 3.3.1: señales típicas de la corriente iónica colectada con la sonda 1 para $d = 14,5$ cm y $B_f = 293$ G.

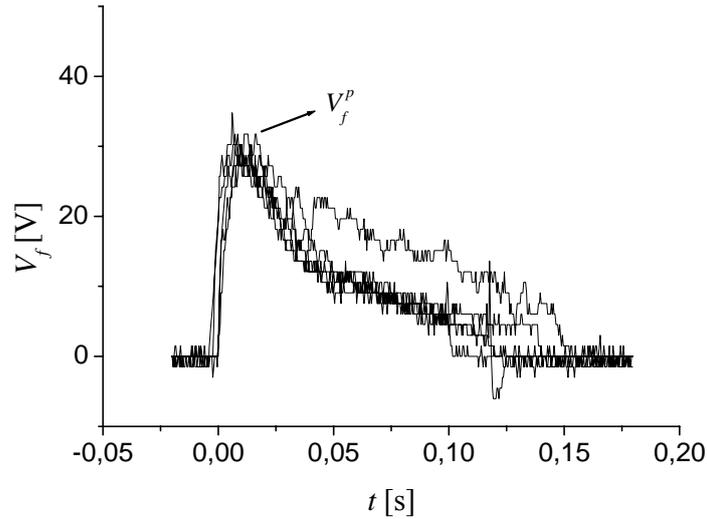


Figura 3.3.2: señales típicas del potencial flotante de la sonda para $d = 10,5$ cm y $B_f = 293$ G.

El potencial flotante de la sonda resultó prácticamente independiente de B_f y d , manteniéndose en un valor de (31 ± 2) V.

La figura 3.3.3 muestra la corriente pico que colecta la sonda 4 (I_{i4}^p) en función de d con B_f como parámetro y con el filtro flotante. Puede verse que esta corriente decrece a lo largo del filtro y tiene una fuerte dependencia con el campo magnético. El decaimiento observado es debido a la pérdida total de iones hacia las paredes del filtro, y equivale a aproximadamente un 30 % para los valores de $B_f \geq 90$ G, y hasta un 60 % para $B_f \leq 90$ G.

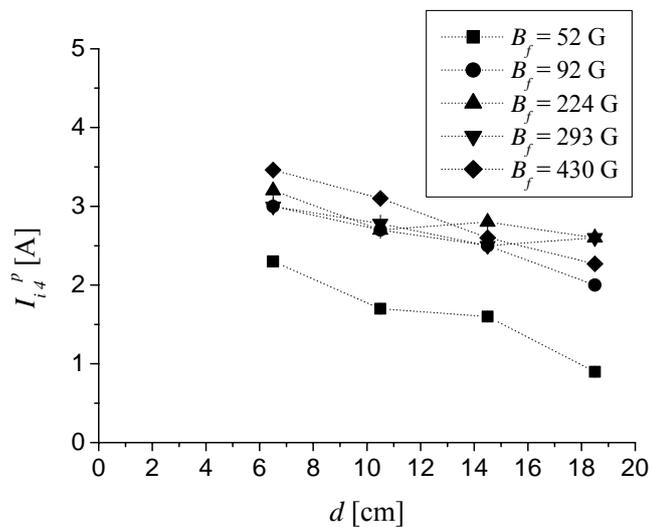
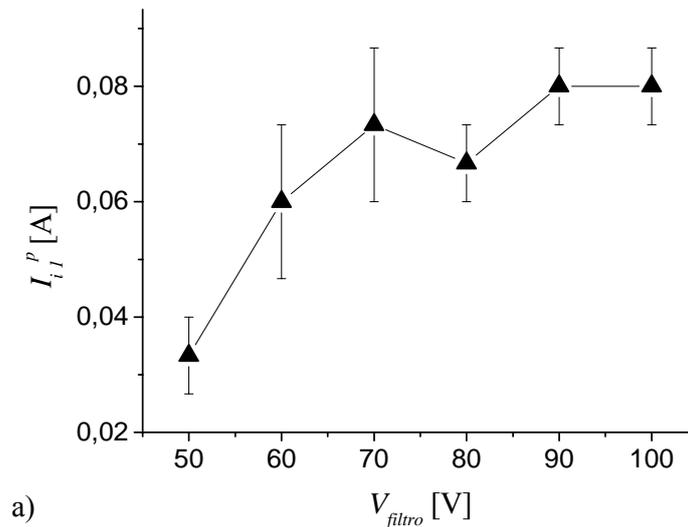


Figura 3.3.3: corriente iónica total fluyendo a lo largo del filtro en función de d con B_f como parámetro y con el filtro flotante. Las líneas son sólo una guía para el lector.

Cabe destacar que los valores medidos cerca de la entrada de aproximadamente 3A distan mucho de la corriente iónica total generada en la descarga ($\sim 10\% I_d = 45 \text{ A}$), indicando que la mayor parte de las pérdidas se producen en la entrada del filtro.

En las figuras 3.3.4 y se presenta el gráfico de la corriente iónica colectada con la sonda 1 a $d = 18,5 \text{ cm}$ (cerca de la salida del filtro) en función del voltaje de polarización del filtro (V_{filtro}) para a) $B_f = 52 \text{ G}$ y b) $B_f = 293 \text{ G}$. La gran dependencia de I_i con B_f se sigue observando con el filtro polarizado; por ejemplo, para $V_{\text{filtro}} = 100 \text{ V}$, la corriente iónica aumenta en aproximadamente un factor 10 cuando se pasa de $B_f = 52 \text{ G}$ a $B_f = 293 \text{ G}$. Para los valores bajos de campo magnético la dependencia de I_{i1}^p con V_{filtro} es bastante marcada (I_{i1}^p cambia por un factor 2 en el rango de V_{filtro} investigado), pero para los valores grandes de B_f el cambio en I_{i1}^p es muy pequeño. Resulta claro entonces la ventaja de utilizar campos magnéticos intensos para los cuales el valor de la polarización del filtro prácticamente no influye sobre la corriente iónica a la salida del filtro. Sin embargo, el incremento en la polarización del filtro influye favorablemente cuando los campos magnéticos son pequeños.



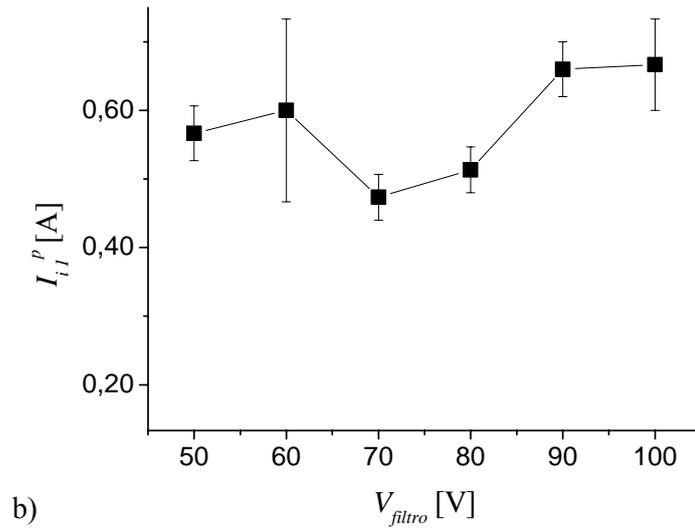


Figura 3.3.4: I_i colectada a $d=18,5$ cm en función de V_{filtro} , para a) $B_f = 52$ G y b) $B_f = 293$ G. Las líneas son sólo una guía para el lector.

Las señales mostradas de potencial flotante y corriente iónica de las sondas fueron utilizadas para inferir la temperatura electrónica y las densidades del plasma empleando la teoría de sondas no colisional. Para evaluar la validez de dicha aproximación se requiere un conocimiento al menos aproximado de dichas cantidades del plasma. Se calculó entonces la densidad del plasma tomando como valor característico el de una región central del filtro. La densidad del plasma fue calculada a partir de las mediciones de corriente iónica realizadas a 14,5 cm del cátodo (figura 3.3.1) utilizando la ecuación 2.2.2 (con $W_i \sim 57$ eV y $z \sim 2$ para cobre^[30], y estimando la temperatura electrónica en $T_e \sim 3$ eV (ver sección 3.6)). Los valores obtenidos fueron de $n \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ y $n \sim 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ para $B_f = 0$ G y $B_f = 293$ G, respectivamente. Entonces, la longitud de Debye obtenida para $T_e \sim 3$ eV y $n \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ fue $\lambda_D = 9 \times 10^{-3}$ cm mientras que el camino libre medio de los electrones para colisiones coulombianas^[1] resulta del orden de 10^3 cm (siendo el de los iones aún mayor). De esta forma se verificó la aplicabilidad de la teoría no colisional.

3.4 Mediciones radiales a lo largo del filtro

Con el fin de caracterizar el plasma dentro del filtro, se realizaron mediciones de la corriente iónica y del potencial flotante de tres sondas ubicadas en diferentes posiciones radiales (sondas 1, 2 y 3) en función de d y B_f (ver figura 2.2.4). El filtro fue polarizado a un valor de 80 V y esta polarización se mantuvo a lo largo de todas las mediciones que se presentan en esta sección.

Los perfiles axiales de los potenciales flotantes de las sondas 1, 2 y 3 (V_{f1}^p , V_{f2}^p y V_{f3}^p , respectivamente) para los dos casos extremos de B_f (52 y 430 G) se muestran en la figura 3.4.1. En la figura se observa que los perfiles son prácticamente independientes de d en el rango estudiado, y que para el menor valor del campo los perfiles son prácticamente coincidentes mientras que para el mayor valor de B_f aparecen diferencias de aproximadamente 10 y 20 V entre dos sondas consecutivas. Esto último indica la presencia de un campo eléctrico radial (E_r) en el plasma. Las mediciones realizadas con valores intermedios de B_f mostraron que los perfiles también son independientes de d y con valores de potencial flotante intermedios a los casos extremos que se muestran en la figura 3.4.1.

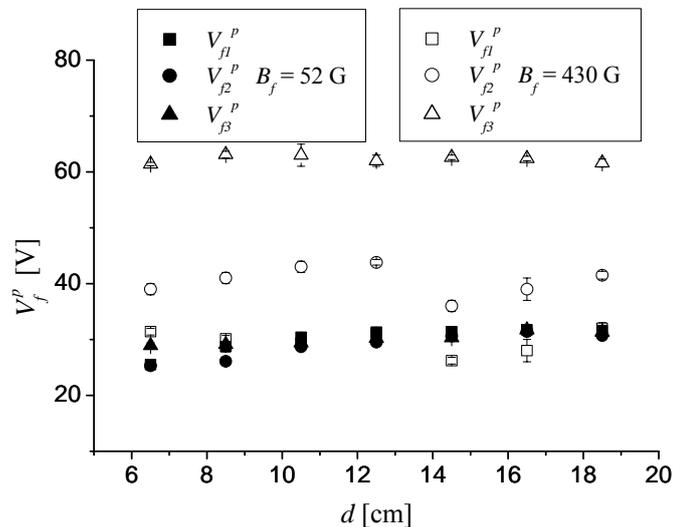


Figura 3.4.1: perfiles axiales y radiales de potencial flotante correspondientes a las 3 sondas para los dos valores extremos de B_f (52 y 430 G).

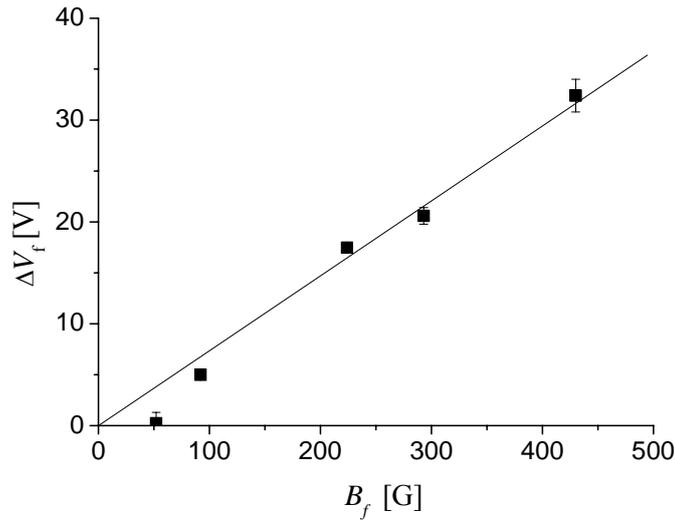


Figura 3.4.2: diferencia $\Delta V_f = V_{f3}^p - V_{f1}^p$ entre las dos posiciones radiales extremas en función de B_f para una posición axial genérica. La línea recta corresponde a un ajuste por cuadrados mínimos de los datos experimentales.

En la figura 3.4.2 se muestra la diferencia $\Delta V_f = V_{f3}^p - V_{f1}^p$ entre los potenciales flotantes de las sondas 1 y 3 en función de B_f . Puede verse que ΔV_f aumenta en forma prácticamente lineal con B_f .

En las figuras 3.4.3 (a) y 3.4.3 (b) se muestran ejemplos de la corriente iónica colectada con las sondas 1, 2 y 3 (I_{i1}^p , I_{i2}^p e I_{i3}^p) en función de d para los casos extremos $B_f = 52$ y 430 G, respectivamente. Nuevamente, la corriente iónica colectada por las sondas decrece a lo largo del filtro y tiene una fuerte dependencia con el campo magnético. La distribución radial de corriente con campo magnético pequeño es prácticamente homogénea (las tres sondas registran prácticamente la misma corriente, figura 3.4.3.a) mientras que la distribución radial con campo magnético grande aparece fuertemente concentrada hacia el eje del filtro. Las distribuciones radiales obtenidas con campos magnéticos intermedios mostraron situaciones intermedias a los dos casos extremos descritos.

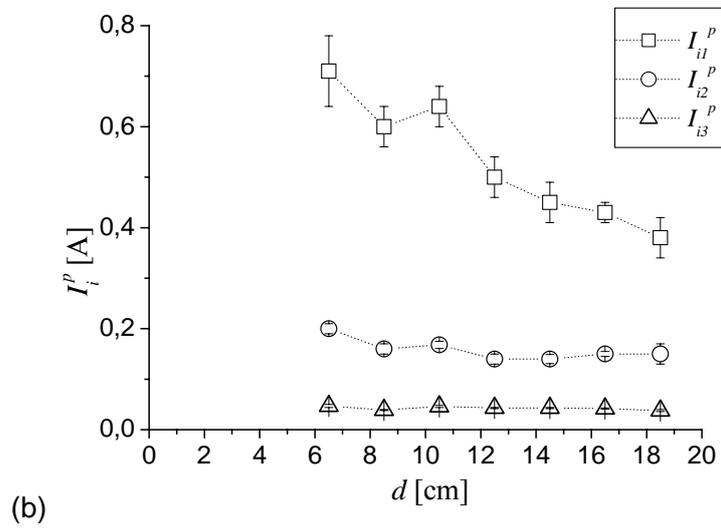
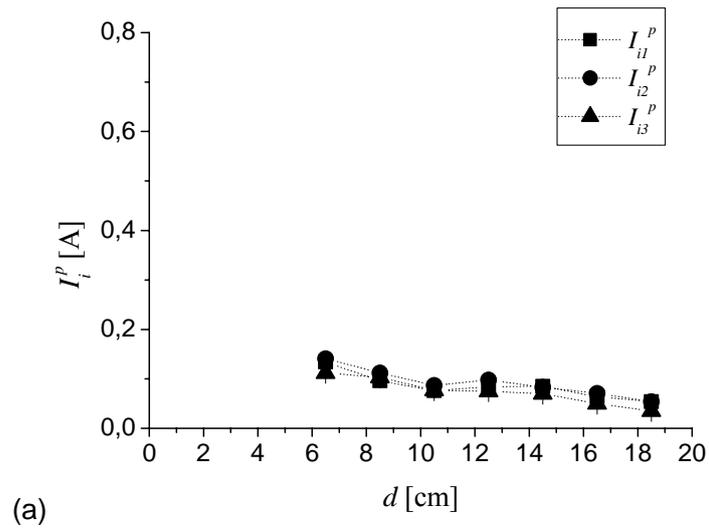


Figura 3.4.3: corriente iónica colectada por las sondas pequeñas ubicadas en distintas posiciones radiales en función de d para: (a) $B_f=52$ G y (b) $B_f=430$ G. Las líneas son sólo una guía para el lector.

3.5 Mediciones radiales a la entrada del filtro

En la sección anterior se presentaron resultados experimentales de los perfiles de potencial flotante del plasma y corriente de saturación iónica medidos con sondas electrostáticas en la región interna del filtro, donde el campo magnético permanece prácticamente constante. Se encontró que dentro del filtro, los parámetros del plasma permanecen constantes o varían muy poco a lo largo del tubo.

En esta sección se presentan resultados de mediciones con sondas electrostáticas realizadas a la entrada del filtro. En esta región, al contrario que en el interior del filtro, el campo magnético varía considerablemente. Las mediciones fueron similares a las de la sección anterior y se llevaron a cabo bajo las mismas condiciones, salvo por la inclusión de una grilla metálica en contacto eléctrico con el ánodo, como se indica en la figura 3.5.1. La presencia de la grilla permitió acercar las sondas al cátodo para realizar mediciones a la entrada del filtro. La entrada del filtro coincide con la región interior al ánodo donde circulan las grandes corrientes de la descarga arco. Estas corrientes destruían las sondas e impedían la realización de las mediciones. La grilla metálica facilita el cierre del circuito y mantiene la descarga en la región comprendida entre el cátodo y la grilla, permitiendo realizar mediciones dentro del ánodo hasta valores de $d = 1,5$ cm.

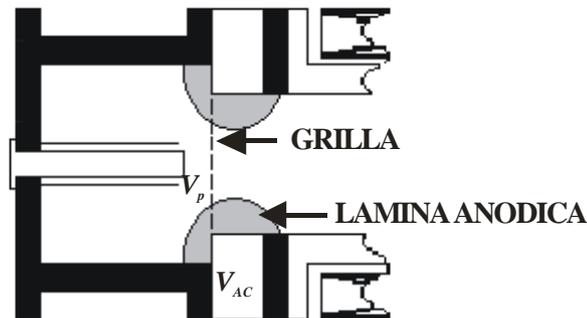


Figura 3.5.1: disposición de los electrodos señalando la posición de la grilla.

La presencia de la grilla no modificó la corriente del arco ($I_d \sim 450$ A) pero sí el voltaje inter-electródico, obteniéndose para esta cantidad un valor de $V_{ac}^p = (41 \pm 2)$ V, a diferencia de los 50 V que se obtuvieron en ausencia de la grilla (ver sección 3.1). Nótese que cuando la grilla está presente los iones del jet viajan hacia el ánodo (grilla)

sin ningún impedimento geométrico, a diferencia de lo que ocurre en la geometría coaxial original de los electrodos, donde los iones energéticos no alcanzan prácticamente el ánodo. Si uno tiene en cuenta la lámina que se forma alrededor del ánodo (lámina anódica, ver figura 3.5.1) para ajustar la diferencia de potencial existente entre el plasma y el ánodo e impedir que los iones lleguen a éste último, se hace evidente que esta condición se relaja considerablemente en presencia de la grilla ya que con ella los iones energéticos del jet no pueden ser frenados por una eventual lámina. Por lo tanto es esperable una reducción importante de la caída de potencial en la lámina anódica en presencia de la grilla. Esta reducción (o desaparición) de la lámina anódica reduce la diferencia de potencial entre los electrodos en aproximadamente 10 V, haciendo que la misma esté dada sólo por la caída en la lámina catódica, es decir $V_{ac} \sim V_p$.

La figura 3.5.2 muestra los perfiles del campo magnético medidos en el eje del filtro para $B_f = 224$ y 430 G. Se puede observar que la intensidad del campo magnético varía considerablemente a la entrada del filtro y alcanza su valor máximo en el centro del tubo.

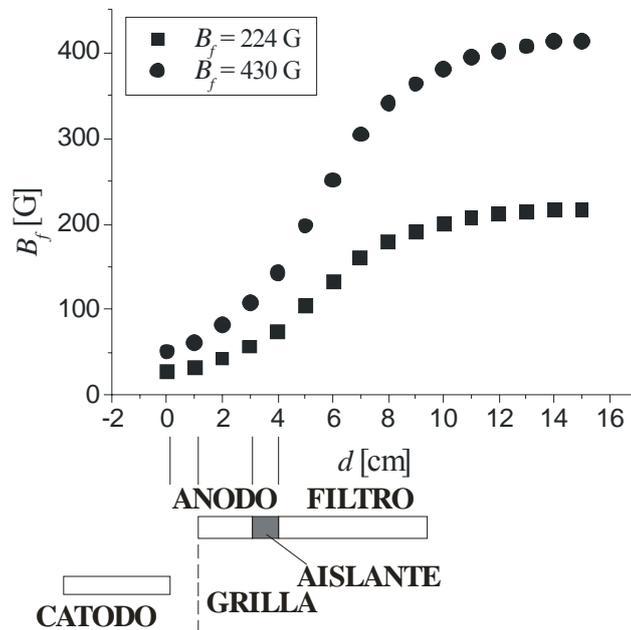


Figura 3.5.2: perfiles axiales del campo magnético para dos corrientes en el bobinado. Abajo se muestra la geometría del dispositivo.

La figura 3.5.3 muestra los perfiles axiales del potencial flotante del plasma medidos en las tres posiciones radiales diferentes para $B_f = 224$ y 430 G.

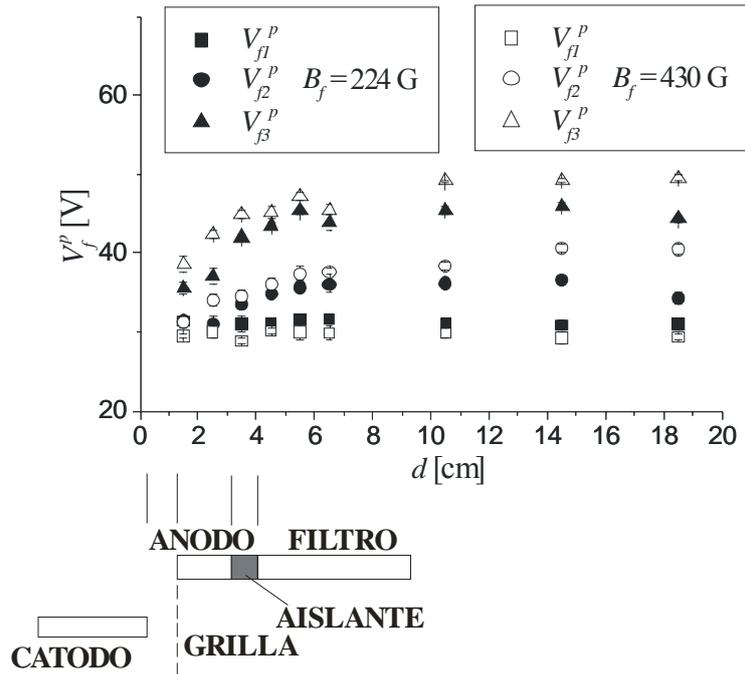


Figura 3.5.3: perfiles axiales del potencial flotante para $B_f = 224$ y 430 G.

Como en las mediciones anteriores (sección 3.4), se observa que las tres sondas ubicadas en la misma posición axial presentan diferencias del potencial flotante que indican la presencia de un campo eléctrico radial (E_r). Estas diferencias se incrementan a medida que las sondas se alejan del cátodo, llegando a un valor prácticamente constante para $d \sim 10$ cm. El comportamiento descrito es más pronunciado para el mayor valor de B_f .

La corriente de saturación iónica colectada por las sondas en función de d se muestra en la figura 3.5.4 para $B_f = 224$ y 430 G. Esta figura muestra que la corriente colectada disminuye fuertemente en los primeros 3 cm (correspondiente a la región del ánodo), y se observa poco cambio a partir de ese punto. Se puede observar que la distribución de corriente no es radialmente homogénea a lo largo del filtro, y está mucho más concentrada en el eje para el mayor valor del campo magnético. Si comparamos esta figura con la 3.4.3 b) se observa que la corriente iónica colectada en presencia de la grilla es menor (para el mismo B_f y en la misma posición). Esta disminución es compatible con la transparencia de la grilla que es del orden del 60 %.

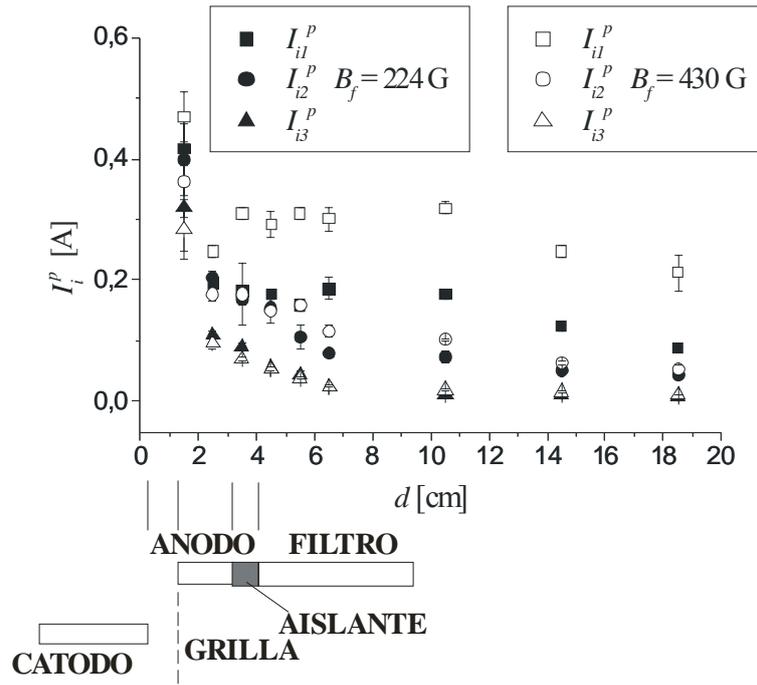


Figura 3.5.4: corriente colectada por las sondas en función de d para $B_f = 224$ y 430 G.

3.6 Potencial del plasma y temperatura electrónica

En esta sección se muestran los resultados de mediciones realizadas con una sonda electrostática, a partir de las cuales se determinó el valor del potencial del plasma y de la temperatura electrónica en varias posiciones del filtro y para varios valores del campo magnético.

Las mediciones con la sonda fueron realizadas en cuatro configuraciones diferentes, en posiciones $d = 6,5$ y $d = 16$ cm sobre el eje del filtro y para valores del campo magnético en el filtro (B_f) de 0 y 300 G. El potencial flotante de la sonda (V_f) también fue medido en esas posiciones para los mismos dos valores de B_f .

En la figura 3.6.1 se observa una curva característica I_s - V_s de la sonda electrostática medida a $d = 6.5$ cm y con $B_f = 0$ G. Los valores del potencial del plasma y de la temperatura electrónica obtenidos a partir de esta curva fueron $V_p = (40 \pm 3)$ V y $T_e = (3,3 \pm 0,5)$ eV. En las otras tres configuraciones mencionadas se obtuvieron resultados similares (dentro de la incertidumbre experimental), pero con diferentes valores de las corrientes de saturación electrónica e iónica. Las mediciones de V_f realizadas en forma independiente en las mismas cuatro configuraciones estaban todas contenidas en el intervalo $V_f = (32 \pm 2)$ V.

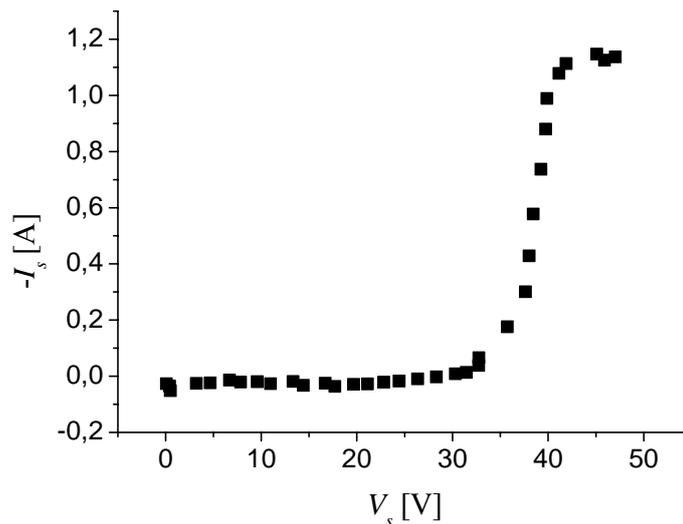


Figura 3.6.1: Curva característica de la sonda electrostática para $d = 6,5$ cm y $B_f = 0$ G.

El resultado experimental de que T_e es independiente de la posición a lo largo del filtro y del valor de B_f (hecho que puede explicarse a partir de la ausencia de colisiones),

verifica una hipótesis muy utilizada en los modelos teóricos^[19-20] que describen el transporte de plasma a lo largo de filtros magnéticos.

3.7 Energía de los iones

En esta sección se presentan resultados obtenidos con el Analizador por Campo Retardador a la salida del filtro con y sin campo magnético, a partir de los cuales se determinó la energía de los iones.

En la figura 3.7.1 se muestran los resultados experimentales de la curva característica I_c - V_c del ACR para $B_f = 0$ y 200 G. Cada punto en el gráfico corresponde al promedio de cinco disparos realizados bajo las mismas condiciones. Solo se presentan los resultados para valores de V_c mayores a V_p (~ 40 V, ver figura 3.6.1) ya que el resto de la curva no se utiliza para la determinación de la energía de los iones con el ACR.

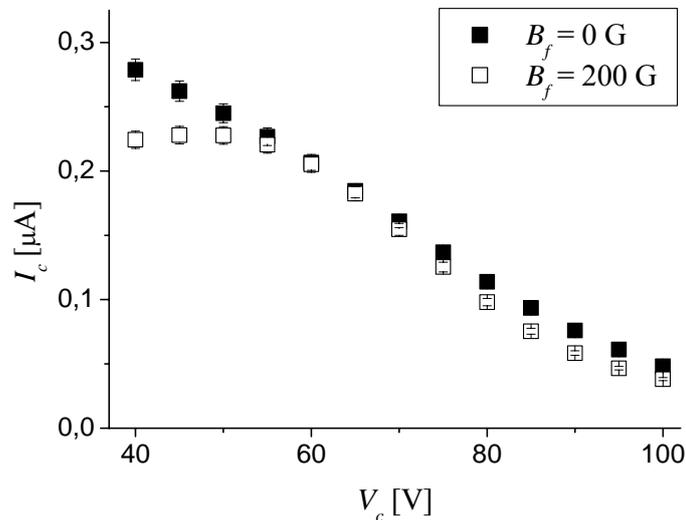


Figura 3.7.1: Curva característica del ACR.

La derivada numérica de la corriente colectada respecto del voltaje del colector (I'_c), que es proporcional a f , se muestra en la figura 3.7.2. En esta figura, se puede observar que para los dos valores investigados de B_f las curvas presentan un pico en 70 V. Sin embargo, la curva de distribución f es más angosta para el caso con $B_f = 200$ G. A partir de este pico y del valor del potencial del plasma obtenido con las mediciones de la sonda, el pico de energía cinética de los iones se puede calcular como $W_i = ze(V_c^P - V_p)$, donde z es el estado de carga del ión, e es la carga del electrón y V_c^P es el voltaje del colector correspondiente al pico de f . Tomando $V_c^P = 70$ V y $V_p = 40$ V, resulta en $W_i/z = 30$ eV.

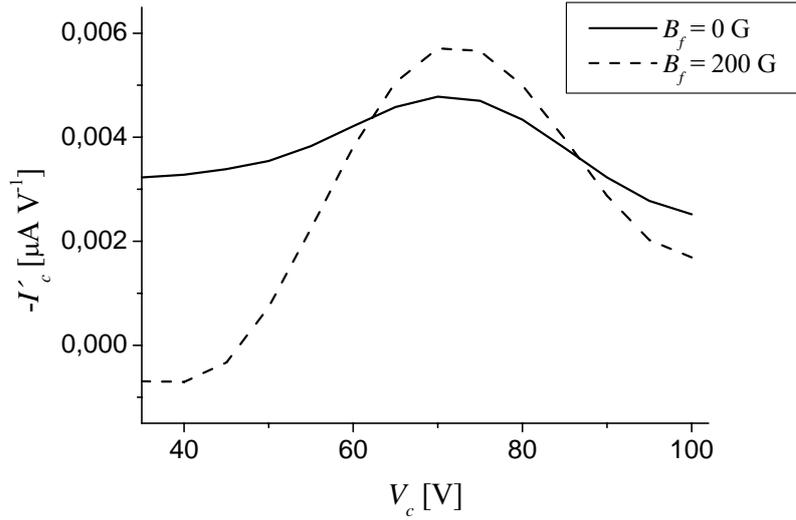


Figura 3.7.2: Derivada numérica de I_c .

También debe notarse de la figura 3.7.2 que sólo aparece un pico en la distribución de energía de los iones a pesar de que otros autores^[34] han reportado la presencia de por lo menos otras dos especies de iones de cobre ($z = 1$ y 2) con suficiente abundancia para ser registrados con el ACR. Ya que las interacciones de intercambio de carga pueden ser despreciadas en las condiciones de alto vacío en las que opera el equipo (el camino libre medio para el intercambio de carga es del orden del metro), se debe concluir que ambas especies de iones son frenadas para el mismo voltaje del colector. Esto daría como resultado un pico de energía cinética de $W_i^1 = (30 \pm 4)$ eV para $z = 1$ y de $W_i^2 = (60 \pm 8)$ eV para $z = 2$. Estos valores son similares a los reportados en [34].

4. Interpretación y discusión de los resultados

Los resultados experimentales presentados en el Capítulo anterior muestran que el empleo de un campo magnético aproximadamente axial en el filtro con intensidades superiores a 100 G produce un buen confinamiento del plasma en el interior del filtro con una pérdida de iones de aproximadamente un 30 % a lo largo del mismo. Por otra parte, para esas intensidades de campo una eventual polarización positiva del filtro (con voltajes superiores al de plasma, para rechazar los iones) no produce cambios sustanciales en el flujo iónico. Si se compara el flujo iónico a la entrada del filtro con el flujo determinado a la salida de los spots^[3] (de aproximadamente un 10 % de la corriente de descarga) se concluye que una parte muy importante de este flujo de iones se pierde durante la inyección de estos iones a la entrada del filtro, donde el campo magnético es fuertemente variable.

Por otra parte, las cantidades características del plasma derivadas de las mediciones muestran que se trata de un plasma con una $T_e \approx 3,3$ eV (uniforme a lo largo del filtro e independiente del valor de B_f) y con una densidad $n \approx 1-4 \cdot 10^{11}$ cm⁻³, sobre el eje del filtro. Con estos valores se puede derivar el camino libre medio electrónico para colisiones coulombianas^[35], que resulta del orden de 100 cm, y por lo tanto se está en presencia de un plasma no-colisional, en el cual la T_e puede asumirse como constante a lo largo del filtro. Las mediciones con el ARC a la salida del filtro muestran que la energía cinética de los iones coincide, dentro de la incertidumbre experimental, con las energías reportadas medidas en las proximidades del spot^[30], lo que evidencia que los iones tampoco ven afectada su energía por colisiones.

Los resultados experimentales de corriente de saturación iónica y potencial flotante permiten inferir, utilizando la teoría de sondas no-colisional, la distribución de densidad y potencial electrostático del plasma. Nótese que a $T_e, W_i = \text{const.}$ los potenciales flotante y del plasma difieren sólo en una constante (ec.(2.2.3)).

En este Capítulo se presenta el desarrollo de modelos teóricos simplificados que permiten interpretar los resultados obtenidos.

4.1 Modelado del plasma en el interior del filtro

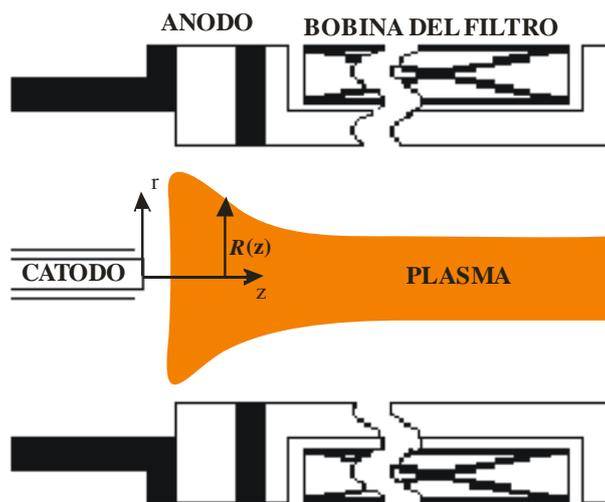


Figura 4.1.1: esquema del dispositivo indicando las coordenadas utilizadas en el modelo y el jet de plasma de radio $R(z)$ que ingresa en el filtro.

En esta sección se desarrolla un modelo simple para estudiar el movimiento de los iones dentro del filtro. Se considera un jet de plasma estacionario y con simetría axial, que representa los iones y electrones que se alejan de la descarga principal y entran al filtro. No se pretende aquí estudiar el plasma en expansión a la salida del (o los) spot (s) sino describir la situación en la región del filtro donde el plasma es guiado por las líneas de campo magnético convergentes (ver figura 4.1.1) e ingresa en el mismo. Usaremos las ecuaciones de fluidos que describen al plasma, despreciando las colisiones. Las ecuaciones son consideradas independientes del tiempo ya que el tiempo de tránsito de los iones a lo largo del filtro es muy pequeño (décimas de milisegundo) comparado con la duración de la descarga, y por lo tanto, puede considerarse que en un dado instante de tiempo los perfiles de las variables del plasma se adaptan instantáneamente al valor de $I_d(t)$. Además, dado que los iones poseen en su convergencia hacia el eje del sistema una componente relativamente importante de velocidad radial, aparece una componente azimutal de la fuerza magnética sobre los mismos que genera una rotación.

En esta sección se utilizará este modelo simplificado para analizar los resultados de la sección 3.4. En la figura 3.2.2 se puede notar que prácticamente toda la corriente electrónica es colectada por el filtro en los primeros 6 cm del tubo. La relativamente pequeña corriente electrónica que colecta el filtro a $d \geq 10$ cm es, sin embargo, suficientemente alta para enmascarar la corriente iónica que también está siendo colectada (de acuerdo con el decaimiento en el perfil de la corriente iónica que se observa en la figura 3.3.3). También debe notarse que la distribución radial de voltaje

también permanece prácticamente uniforme a lo largo del tubo. Estos resultados sugieren que hay una transición en la región comprendida entre el ánodo y algunos centímetros dentro de la entrada del filtro. Después de esta región de transición, los parámetros del plasma permanecen constantes o varían muy poco a lo largo del tubo (asumiendo que las pérdidas de plasma al filtro son relativamente pequeñas), indicando que el plasma está en un estado de cuasi-uniformidad. Esta situación es más apreciable para valores grandes del campo magnético (típicamente para $B_f \geq 100$ G).

Veamos las ecuaciones fluidísticas que rigen la estructura del plasma dentro de la región cuasi-uniforme. Despreciando el término de aceleración de los electrones (debido a lo pequeño de la masa electrónica), la ecuación del momento de los electrones en la dirección radial se puede escribir como

$$T_e \frac{\partial}{\partial r} \ln n + eE_r + eB\Omega_e r = 0 \quad (4.1.1)$$

donde n es la densidad del plasma y $\Omega_e r$ es la velocidad de los electrones en la dirección azimutal. Las colisiones entre electrones e iones también fueron despreciadas en la ecuación 4.1.1, ya que para los valores típicos de n y T_e encontrados en este experimento, el término de colisiones ($\nu_{ei}(u-u_e)$, donde ν_{ei} es la frecuencia de colisiones electrón-ion y u y u_e son las velocidades iónicas y electrónicas, respectivamente) resulta más de un orden de magnitud menor que, por ejemplo, la fuerza de gradiente de presión. Para los valores típicos de temperatura electrónica el radio de Larmor de los electrones es del orden del radio del filtro incluso para valores muy pequeños de campo magnético (~ 2 G), por lo tanto, los electrones están confinados a lo largo de las líneas de campo para todo el rango investigado de B_f . Cuando esto ocurre se dice que los electrones están magnetizados y el término proporcional a B en la ecuación 4.1.1 no puede ser despreciado.

Por otro lado, considerando iones no magnetizados y despreciando el término correspondiente a la viscosidad (esta simplificación será justificada al final de esta sección a la luz de los resultados obtenidos), la ecuación para el momento de los iones en la dirección radial se puede escribir como

$$m_i \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} \right) = -\frac{T_i}{Z} \frac{\partial}{\partial r} \ln n + ZeE_r \quad (4.1.2)$$

donde Z para el cobre toma el valor $Z \approx 2$ ^[30], T_i es la temperatura iónica ($T_i \approx 0,2-0,3$ eV, cercana al punto de ebullición del material^[36]), y u_r , u_θ y u_z son las componentes de la velocidad iónica en coordenadas cilíndricas. Como se mencionó en la introducción, Keidar^[19] encontró que $u_r \sim r$ y $u_z \sim \text{cte}$ (esta última aproximación sera justificada con mayor rigor en la siguiente sección), por lo tanto, todos los términos de aceleración de los iones son proporcionales a la coordenada radial y el término del lado izquierdo de la ecuación 4.1.2 puede ser escrito como $-m_i \Omega_i^2 r$, donde Ω_i es una constante. Debe notarse que Ω_i no es necesariamente una velocidad angular (lo sería si la aceleración centrípeta fuese el término dominante). Con estas consideraciones, la ecuación del momento de los iones puede reescribirse como

$$m_i \Omega_i^2 r - \frac{T_i}{Z} \frac{\partial}{\partial r} \ln n + ZeE_r = 0. \quad (4.1.3)$$

Las ecuaciones 4.1.1 y 4.1.3 pueden combinarse para eliminar n , y entonces el campo eléctrico radial puede expresarse como

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = -\left(1 + \frac{T_i}{Z^2 T_e}\right)^{-1} \frac{m_i}{Ze} \left(\Omega_i^2 + \frac{T_i}{Z^2 T_e} \omega_{ci} \Omega_e\right) r, \quad (4.1.4)$$

donde $\omega_{ci} = ZeB/m_i$ es la frecuencia iónica de ciclotrón. Bajo la suposición de que Ω_i y Ω_e son constantes (utilizando la solución de tipo rotor rígido^[37], que considera que tanto iones como electrones rotan como un rígido con velocidades diferentes), y despreciando $T_i/Z^2 T_e$ frente a la unidad, la ecuación 4.1.4 puede integrarse para obtener el potencial electrostático

$$V(r) = V_0 + \frac{m_i}{2Ze} \left(\Omega_i^2 + \frac{T_i}{Z^2 T_e} \omega_{ci} \Omega_e\right) r^2, \quad (4.1.5)$$

donde V_0 es valor del potencial electrostático en el eje del filtro.

Remplazando la ecuación 4.1.4 en la 4.1.1 o 4.1.3, la densidad del plasma puede obtenerse como

$$n = n_0 \exp\left[\frac{m_i}{2ZT_e}(\Omega_i^2 - \omega_{ci}\Omega_e)r^2\right], \quad (4.1.6)$$

donde n_0 es la densidad del plasma en el eje del filtro.

Como se verá enseguida en esta misma sección, para poder ajustar los valores experimentales de densidad del plasma utilizando la ecuación 4.1.6 (usando los valores experimentales de los parámetros) se requiere que $\Omega_i^2 \sim \omega_{ci}\Omega_e$ (esta aproximación será mejor justificada más adelante en este capítulo). Como $(T_i/Z^2T_e) \ll 1$, se puede despreciar al primer orden $(T_i/Z^2T_e)\omega_{ci}\Omega_e$ comparado con Ω_i^2 en la ecuación 4.1.5. Teniendo esto en cuenta y empleando la variable auxiliar $\delta^2 = -(\Omega_i^2 - \omega_{ci}\Omega_e)$, las ecuaciones 4.1.5 y 4.1.6 pueden describirse como

$$V(r) \approx V_0 + \frac{m_i\omega_{ci}\Omega_e}{2Ze}r^2, \quad (4.1.7)$$

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{m_i}{2ZT_e}\delta^2r^2\right). \quad (4.1.8)$$

La ecuación 4.1.7 es consistente con lo observado experimentalmente en el hecho de que $V(r)$ es independiente de la coordenada axial a lo largo del filtro. Esta ecuación también predice un perfil radial de voltaje que aumenta desde el eje del filtro y puede ser comparado con los valores experimentales. La diferencia de voltaje del plasma (que es igual a la diferencia del potencial flotante) entre dos posiciones radiales (i, j) puede ser escrita en unidades prácticas (luego de remplazar las constantes por sus valores numéricos) como

$$\Delta V_{ij} = V_i - V_j(V) = 4 \times 10^9 B(G)\Omega_e [r_i^2 - r_j^2](cm) \quad (4.1.9)$$

donde Ω_e (que representa una velocidad de rotación real de los electrones) puede ser determinada a partir de la pendiente de ΔV_{ij} en función de B para valores dados de r_i y r_j . Utilizando la figura 3.4.2, que muestra la diferencia $\Delta V_s = \Delta V_f = V_{f3}^p - V_{f1}^p$ entre los

potenciales flotantes de las sondas 1 y 3 ($r_i = 2$ cm y $r_j = 0$ cm) en función de B_f , se obtuvo como resultado para Ω_e un valor de $(5,2 \pm 0,3) 10^6$ s⁻¹. El considerar las diferencias entre las sondas 1 y 2 ó 2 y 3 no modifica este resultado.

Por otro lado, la ecuación 4.1.8 se puede emplear para determinar el valor de δ^2 a partir de las mediciones de corriente iónica (la corriente iónica colectada por las sondas está relacionada con la densidad según la fórmula 2.2.2). Como ejemplo, en la figura 4.1.2 se presenta un perfil de densidad ajustado con una curva Gaussiana (como predice la teoría del rotor rígido^[37]) para el caso $B_f = 430$ G y $d = 6,5$ cm.

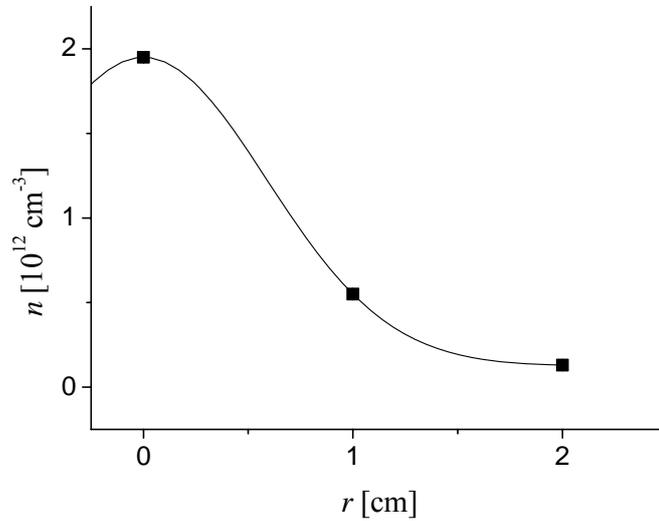


Figura 4.1.2: perfil radial de densidad del plasma ajustado con una curva Gaussiana para el caso $B_f=430$ G y $d=6,5$ cm. La densidad del plasma se obtuvo a partir de la corriente iónica.

A partir de los perfiles de densidad obtenidos para todos los casos, se puede obtener la longitud típica de decaimiento de la exponencial (r_0) que está relacionada con el valor de δ por la relación (en unidades prácticas): r_0 (cm) = $3,5 \times 10^5 / \delta$ (s⁻¹).

En la tabla 4.1.1 se presentan los valores obtenidos para δ , el correspondiente de r_0 , $\omega_{ci}\Omega_e$ y $\Omega_i = (\omega_{ci}\Omega_e - \delta^2)^{1/2}$ para todos los valores de B_f investigados y para $d = 6,5$ cm.

B_f [G]	$\omega_{ci}\Omega_e$ [10^{10} s ⁻²]	δ^2 [10^{10} s ⁻²]	r_0 [cm]	Ω_i [10^5 s ⁻¹]
430±20	67±7	17±1	0,8±0,1	7,1±0,4
293±15	46±5	15±1	0,9±0,1	5,6±0,3

224±10	35±4	14±1	0,9±0,1	4,6±0,3
92±5	14±2	5±1	1,6±0,1	3,0±0,2
52±3	8±1	1±1	3,5±0,1	2,6±0,2

Tabla 4.1.1: diferentes parámetros del modelo obtenidos para cada valor experimental de B_f .

Se puede observar en la tabla que los valores obtenidos para δ^2 están bien por debajo de los valores de $\omega_{ci}\Omega_e$, sosteniendo la aproximación adoptada ($\Omega_i^2 \sim \omega_{ci}\Omega_e$). Los valores obtenidos para Ω_i están en el rango $(2,6 - 7,1) \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Como era de esperarse, los valores de r_0 decrecen cuando aumenta el campo magnético, indicando un flujo de plasma más colimado para mayores valores de B_f .

El comportamiento del perfil de densidad a lo largo del filtro se puede observar en la figura 4.1.3, donde se graficó r_0 en función de d con B_f como parámetro. También en esta figura se hace evidente que a mayores valores del campo magnético, más colimado está el plasma. Para $B_f = 430 \text{ G}$ el valor de r_0 permanece prácticamente constante a lo largo del filtro tomando el valor $r_0 \sim 0,8 \text{ cm}$, mientras que el perfil se esparce a lo largo del tubo para menores valores de B_f (para $B_f < 100 \text{ G}$ el plasma ocupa completamente el tubo para $d > 10 \text{ cm}$).

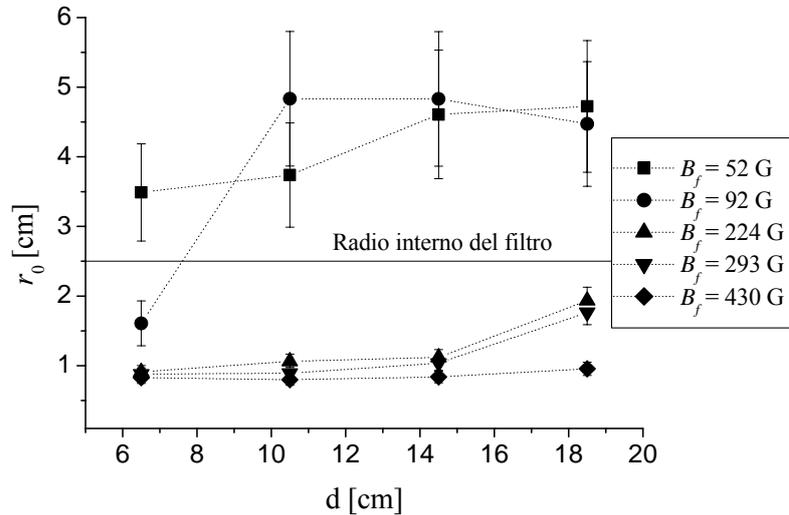


Figura 4.1.3: longitud de decaimiento típica de la distribución Gaussiana de densidad en función de d con B_f como parámetro. Las líneas son sólo una guía para el lector.

Se observa también de la figura 4.1.3 que para campos mayores a 100 G, las variaciones de r_o a lo largo de los 12 cm en los cuales se realizaron las mediciones son de alrededor de 1 cm. Si se considera que esta variación del radio característico de la columna del plasma está asociada con una expansión debida a la velocidad radial de los iones, se puede concluir que ésta es, a lo sumo, un 10 % de la velocidad en la dirección axial. Si se analizan los términos de la sustitución $\Omega_i^2 r = (u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r})$ realizada para escribir la ecuación 4.1.3, tomando longitudes de variación en z del orden de los 10 cm y en r del orden del radio característico del plasma (1 cm), se observa que los dos primeros sumandos de la derecha toman valores de hasta $1 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-2}$ mientras que el término de la izquierda toma valores entre $\sim 9 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-2}$ para $B_f = 52 \text{ G}$ y $\sim 64 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-2}$ para $B_f = 430 \text{ G}$. Por lo tanto, a la luz de los resultados experimentales, se infiere que el término de la aceleración centrípeta es el dominante y que Ω_i puede ser asociado a una genuina rotación de los iones.

En este punto estamos en condiciones de estimar el término correspondiente a la fuerza viscosa que se despreció en la ecuación 4.1.2. La fuerza viscosa por unidad de volumen $\eta_0 (\nabla^2 u_r - u_r / r^2)$ (donde η_0 es la viscosidad iónica), puede escribirse como $\eta_0 (\partial^2 u_r / \partial z^2)$ si u_r es proporcional a r . Utilizando la expresión de η_0 dada en [35], estimando u_r como $0,1 u_z$ y tomando variaciones en z del orden de los 10 cm, el término correspondiente a la fuerza viscosa toma valores de aproximadamente $10^{-3} \text{ erg cm}^{-1}$. Por otro lado, si estimamos el término correspondiente a la fuerza eléctrica en la ecuación 4.1.2 (dado por $ZenE_r$), asumiendo campos eléctricos de 10 V cm^{-1} (ver figura 3.4.1), se obtienen para este último valores de 3 erg cm^{-1} . Estas estimaciones muestran que el término correspondiente a la fuerza viscosa puede ser despreciado frente al correspondiente a la fuerza eléctrica.

4.2 Modelado de la entrada del plasma al filtro

En esta sección se desarrolla un modelo teórico que permitirá interpretar los resultados de las mediciones de la sección 3.5, donde se obtuvieron perfiles de corriente iónica y potencial flotante tanto dentro como a la entrada del filtro, donde el campo magnético varía de forma considerable. El modelo es similar al utilizado en la sección 4.1 pero incluye un campo magnético no uniforme.

Como en la sección anterior, el modelo describe un jet de plasma independiente del tiempo, con simetría azimutal alrededor del eje del filtro, que representa los iones y electrones que, saliendo de la descarga principal, entran al filtro magnético (ver figura 4.1.1). Es importante mencionar que el modelo describe al plasma que efectivamente ha entrado en el filtro y se concentra alrededor del eje del mismo. La convergencia de los iones es forzada por el campo eléctrico generado por la separación de carga entre los electrones magnetizados y los iones sin magnetizar. Teniendo en cuenta el comportamiento descrito de la corriente iónica que llega a las sondas para $d \geq 3$ cm (ver figura 3.5.4), se desprecia la pérdida de plasma a las paredes del filtro. La idea del modelo es describir con algún detalle la dinámica de los iones, despreciando en las ecuaciones de fluidos las colisiones y la viscosidad de los iones (estas aproximaciones fueron discutidas en la sección 4.1). No se considerarán las ecuaciones para los electrones, siendo su único efecto el campo eléctrico que contribuyen a generar. Se mostrará que, basándose en las suposiciones hechas para la dinámica de los iones, la componente radial de este campo eléctrico resulta una función lineal de la distancia al eje del filtro, con coeficientes dependientes de la posición axial a ser determinados experimentalmente.

La ecuación de conservación de la carga para la densidad de corriente iónica j en coordenadas cilíndricas es, con la simetría asumida

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rj_r) + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0. \quad (4.2.1)$$

La densidad de corriente iónica axial j_z se asume distribuida en la sección transversal del jet de plasma con un perfil Gaussiano dado por

$$j_z(r, z) = \frac{I_i}{\pi R^2(z)} \exp[-r^2 / R^2(z)], \quad (4.2.2)$$

de forma que $R(z)$ determina el perfil de corriente iónica de cada sección $z = \text{cte}$ del jet (ver figura 4.1.1). De 4.2.1 y 4.2.2 se obtiene

$$j_r(r, z) = \frac{I_i R'(z)}{\pi R(z) r} [2(1 - \exp[-r^2 / R^2(z)]) - r^2 / R^2(z)], \quad (4.2.3)$$

donde $R' = dR/dz$ e I_i es la corriente iónica total entrando al filtro (una pequeña fracción de la corriente del arco I_d). La dirección positiva de z es aquella que sale del cátodo y entra en el filtro, es decir, la dirección en que se mueve el jet de plasma, de forma que $I_i > 0$.

Dado que en este equipo el valor de I_d es relativamente grande (450 A), los iones son eyectados desde varios spots que se mueven rápidamente sobre la superficie del cátodo. Como los iones son emitidos en ángulos pequeños respecto de la normal de la superficie del cátodo^[2], promediando en el tiempo, se puede considerar que el jet emitido de iones es distribuido uniformemente en toda la cara frontal del cátodo, con velocidades axiales u_z aproximadamente uniformes en la sección transversal del jet, y con velocidades radiales u_r relativamente pequeñas ($u_r < 0,1 u_z$) para ángulos de emisión menores a 10° ^[2]. Esta aproximación es muy utilizada en los modelos fluidísticos de descargas arco^[19-36].

Por lo tanto, si expresamos j_z en términos de u_z y de la densidad de masa de los iones $\rho = m_i n_i$ como

$$j_z = \frac{Z_i e}{m_i} \rho(r, z) u_z(z), \quad (4.2.4)$$

de 4.2.2 se obtiene

$$\rho(r, z) = \frac{m_i I_i}{Z_i e \pi R^2(z) u_z(z)} \exp[-r^2 / R^2(z)]. \quad (4.2.5)$$

Usando también

$$j_r = \frac{Z_i e}{m_i} \rho(r, z) u_r(r, z), \quad (4.2.6)$$

se determina u_r como

$$u_r(r, z) = u_z(z) g(r, z), \quad (4.2.7)$$

donde la función g se define como

$$g(r, z) \equiv \frac{R(z) R'(z)}{r} \exp[r^2 / R^2(z)] \times [2(1 - \exp[-r^2 / R^2(z)]) - r^2 / R^2(z)]. \quad (4.2.8)$$

La componente θ de la ecuación de conservación del momento de los iones es

$$u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} = \frac{j_z B_r}{\rho} - \frac{j_r B_z}{\rho}, \quad (4.2.9)$$

donde u_θ es la velocidad iónica azimutal y B_r y B_z son las componentes radiales y axiales del campo magnético, respectivamente.

Si en la ecuación 4.2.9 se reemplazan las expresiones obtenidas para j_z , j_r , ρ , u_z y u_r se expresa u_θ como $u_\theta(r, z) = \Omega_i(z) r$, se obtiene la siguiente ecuación para $\Omega_i(z)$:

$$r \frac{d\Omega_i}{dz} + 2 g \Omega_i = \frac{Z_i e}{m_i} (B_r - g B_z). \quad (4.2.10)$$

La ecuación $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ nos permite expresar B_r , en la simetría axial considerada, como

$$B_r = -\frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial B_z(r', z)}{\partial z} dr'.$$

Teniendo en cuenta el campo magnético generado por un solenoide semi infinito, si se usa la aproximación

$$\frac{\partial B_z(r', z)}{\partial z} \approx \frac{\partial B_z(0, z)}{\partial z},$$

donde se desprecian las variaciones de B_z en la dirección radial, $B_r(r, z)$ se puede expresar como

$$B_r(r, z) \approx -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z(0, z)}{\partial z}. \quad (4.2.11)$$

Evaluando la solución teórica del campo magnético generado por un solenoide finito para aproximar el campo real dentro del filtro, se verifica que la aproximación 4.2.11 es bastante buena en la región de interés. De hecho, los valores del campo magnético calculados de la solución teórica exacta y los valores calculados a partir de la ecuación 4.2.11 presentaron diferencias menores al 10%, incluso en regiones cercanas al cátodo y próximas a las paredes del filtro.

Además, la expansión de Taylor en r de la función g , dada por

$$g(r, z) = \frac{rR'(z)}{R(z)} \left[1 - \frac{r^4}{6R^4(z)} - \frac{r^6}{12R^6(z)} + O\left(\frac{r^8}{R^8(z)}\right) \right],$$

indica que en la región donde se concentra la mayor parte del plasma, $r < R(z)$, puede escribirse $g(r, z) \cong rR'(z)/R(z)$, ya que los términos dependientes de r en el corchete de la ecuación anterior son pequeños respecto de la unidad. Con esta última expresión y usando la 4.2.11, la ecuación 4.2.10 se puede escribir como

$$\frac{d\Omega_i}{dz} + \frac{2R'(z)}{R(z)} \Omega_i(z) = -\frac{Z_i e}{2m_i} \left(\frac{dB_z(0, z)}{dz} + \frac{2R'(z)}{R(z)} B_z(0, z) \right),$$

cuya solución general es

$$\Omega_i(z) = -\frac{Z_i e B_z(0, z)}{2m_i} + \frac{C}{R^2(z)}, \quad (4.2.12)$$

donde C es una constante.

Si se considera ahora el flujo de iones en las direcciones axial y radial, las correspondientes ecuaciones de momento se pueden escribir, con las expresiones asumidas para la velocidad iónica, como

$$m_i u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -T_i \frac{\partial}{\partial z} \ln(n_i) + Z_i e (E_z - u_\theta B_r) \quad (4.2.13)$$

$$m_i \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} \right) = -T_i \frac{\partial}{\partial r} \ln(n_i) + Z_i e (E_r + u_\theta B_z) \quad (4.2.14)$$

donde n_i es la densidad iónica y la temperatura iónica T_i se asume constante. Dividiendo la ecuación 4.2.13 por $2W_i$ (dos veces la energía cinética de los iones), se obtiene

$$\frac{1}{u_z} \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{T_i}{2W_i} \frac{\partial}{\partial z} \ln(n_i) - \frac{Z_i e}{2W_i} \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{Z_i e u_\theta B_r}{2W_i}$$

La energía cinética de los iones es de alrededor de 60 eV, y $T_i \approx 0,3$ eV. Por lo tanto, el flujo de iones es altamente supersónico (número de Mach $M \approx 12$) y se esperaría un cambio en la velocidad de flujo axial a medida que cambia la sección del jet. Sin embargo, como las longitudes características de variación de la densidad y de la velocidad son similares ya que están relacionadas por la conservación de la masa, el término de presión (el primero de la derecha en la última ecuación), responsable del efecto mencionado, es alrededor de M^2 veces menor que el término de la izquierda. Más aún, se encontró que V varía solo unos pocos voltios a lo largo del filtro (ver figura 3.5.3), de forma que el segundo término del lado derecho también es pequeño comparado con el término de la izquierda. Por último, el tercer término se puede estimar usando $u_\theta(r, z) = \Omega_i(z)r$ con los valores característicos $\Omega_i = 10^5 \text{ s}^{-1}$ y $r \approx r_0 \approx 10^{-2} \text{ m}$ (ver sección 4.1), resultando ser menor que $0,5 \text{ m}^{-1}$. A partir de todo esto, la longitud característica de variación de u_z resulta mucho mayor que la longitud del filtro, de modo que u_z puede ser considerada constante en el modelo.

Por otro lado, como $n_i = \rho/m_i$, usando las ecuaciones 4.2.5 y 4.2.7, se puede escribir a partir de 4.2.14.

$$m_i \left(\frac{u_z^2 R''}{R} - \Omega_i^2 \right) = \frac{2T_i}{R^2} + Z_i e \left(\frac{E_r}{r} + \Omega_i B_z \right) \quad (4.2.15)$$

donde, como antes, se despreciaron los términos de orden $(r/R)^3$ y superiores en el lado izquierdo de la ecuación 4.2.14, y se reemplazó $u_\theta(r, z) = \Omega_i(z)r$. Considerando pequeñas variaciones de B_z con r , como se hizo en 4.2.11 (o a partir de estimaciones a posteriori que permiten despreciar la fuerza magnética comparada con la eléctrica), el único término en 4.2.15 con dependencia en r es E_r/r , y entonces E_r debe ser lineal en r . Tomando $E_r = -\partial V / \partial r$, el potencial electrostático V es una función cuadrática de r , y como $\partial V / \partial r|_{r=0} = 0$, se puede escribir

$$V(r, z) = V_0(z) + F(z)r^2, \quad (4.2.16)$$

donde $F(z)$ es una función dependiente únicamente de z , a ser determinada experimentalmente. La ecuación 4.2.16 permite reescribir la ecuación 4.2.15 como

$$\frac{m_i u_z^2(z) R''(z)}{R(z)} = m_i \Omega_i(z)^2 + \frac{2T_i}{R^2(z)} + Z_i e [\Omega_i(z) B_z(0, z) - 2F(z)]. \quad (4.2.17)$$

Para valores suficientemente grandes del campo magnético, los parámetros del plasma alcanzan perfiles prácticamente independientes de z en la región de cuasi-uniformidad dentro del filtro (esta independencia de z es la definición de esta región, donde también el campo magnético es bastante uniforme y cercano a su valor máximo, $(B_z(r, z) = B_{\max})$). En esta región, $R'' = 0$, $R = R_{eq}$ y $F = F_{eq}$, entonces, de 4.2.17, se tiene una relación entre valores de equilibrio que permite determinar la constante C de la ecuación 4.2.12. El valor de C obtenido es

$$C = \left(\Omega_{i\ eq} + \frac{Z_i e B_{\max}}{2m_i} \right) R_{eq}^2, \quad (4.2.18)$$

donde

$$\Omega_{i\ eq} = -\frac{\Omega_{ci}}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{8}{\Omega_{ci} B_{\max}} \left(F_{eq} - \frac{T_i}{Z_i e R_{eq}^2} \right)} \right], \quad (4.2.19)$$

y Ω_{ci} es la frecuencia de ciclotrón iónica correspondiente a B_{\max}

$$\Omega_{ci} = \frac{Z_i e B_{\max}}{m_i}.$$

Esta expresión es similar a la solución de rotor rígido propuesta por Davidson^[37]. De esta forma, a partir de los valores de F_{eq} y R_{eq} obtenidos experimentalmente, la ecuación 4.2.12 determina completamente la velocidad angular de los iones $\Omega_i(z)$ en términos del radio del plasma $R(z)$.

Experimentalmente, los valores de $R(z)$ se pueden determinar como en la sección 4.1, ajustando la corriente iónica colectada por las sondas, en cada posición z , con un perfil Gaussiano, como en la sección anterior. Por otro lado, $F(z)$ se determina usando la diferencia de voltaje entre las sondas 3 y 1 como

$$F(z) = \frac{S_{fl}^3 - S_{fl}^1}{(\Delta r_{3-1})^2}$$

donde Δr_{3-1} es la distancia entre las dos sondas.

En este punto, es importante notar que de acuerdo a los valores medidos, las expresiones 4.2.17 y 4.2.19 pueden ser simplificadas significativamente. En la ecuación 4.2.19, la importancia relativa de los términos del campo eléctrico radial y de presión que se encuentran dentro de la raíz está dada por

$$F_{eq} : \frac{T_i}{Z_i e R_{eq}^2} = \frac{Z_i e \Delta V_{eq}}{T_i} : 1$$

donde $\Delta V_{eq} \equiv F_{eq} R_{eq}^2$. Considerando que ΔV_{eq} es del orden de algunos voltios y $T_i \approx 0.3$ eV, el término de presión puede ser despreciado. Dado que el término del campo eléctrico radial que sobrevive en la ecuación 4.2.19

$$\frac{8 F_{eq}}{\Omega_{ci} B_{Max}} = \frac{8 Z_i e \Delta V_{eq}}{m_i (\Omega_{ci} R_{eq})^2}$$

resulta ser de alrededor de 80 incluso para el mayor valor del campo magnético, la ecuación 4.2.19 puede escribirse en forma aproximada como

$$\Omega_{i\ eq} = \pm \sqrt{\frac{2 F_{eq} \Omega_{ci}}{B_{Max}}} = \pm \sqrt{\frac{2 Z_i e F_{eq}}{m_i}}. \quad (4.2.20)$$

En forma similar, los términos de presión y de fuerza magnética en 4.2.17 pueden ser despreciados (comparados con el término de fuerza eléctrica radial) en todo el rango de d investigado, ya que cuando uno se mueve hacia la entrada del filtro el término eléctrico se hace más importante a medida que el campo magnético y la rotación del plasma disminuyen. De esta forma, la ecuación 4.2.17 puede reescribirse como

$$u_z^2(z) R''(z) = \Omega_i(z)^2 R(z) - 2 Z_i e F(z) R(z) / m_i, \quad (4.2.21)$$

donde, para facilitar la interpretación, la ecuación 4.2.17 fue multiplicada por $R(z)$ y dividida por m_i . El primer término del lado derecho de la ecuación 4.2.21 es (menos) la aceleración centrípeta (a_{cp}) de un ion ubicado en $r = R(z)$, el segundo término corresponde a la fuerza eléctrica radial (por unidad de masa) que apunta en la dirección $-r$, mientras que el término de la izquierda es la aceleración radial de la columna de plasma (a_R). Esta expresión, junto con la 4.2.12, es de mucha ayuda para entender el comportamiento del plasma a partir de los valores de $F(z)$ y $R(z)$ determinados experimentalmente.

Las figuras 4.2.1 y 4.2.2 muestran, respectivamente, los valores de $R(z)$ y $\Omega_i(z)$ obtenidos experimentalmente (el último a partir de la ecuación 4.2.12) para $B_f = 224$ y 430 G.

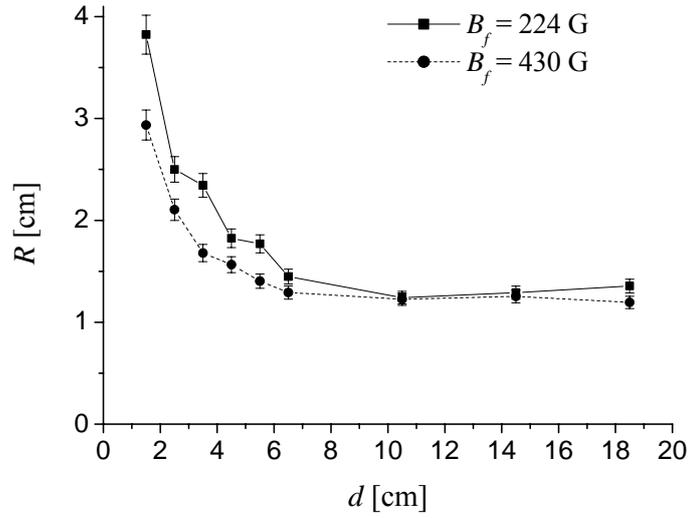


Figura 4.2.1: longitud de decaimiento típica de la distribución Gaussiana de densidad en función de d con B_f como parámetro. Las líneas son sólo una guía para el lector.

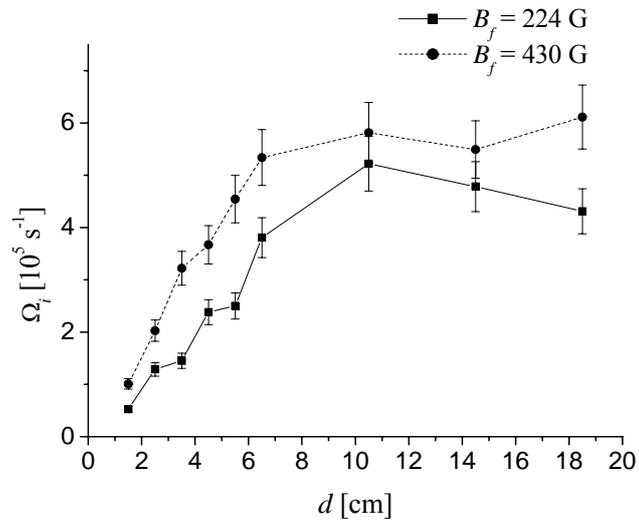


Figura 4.2.2: valores de $\Omega_i(z)$ determinados experimentalmente en función de d con B_f como parámetro. Las líneas son sólo una guía para el lector.

Se puede ver de la figura 4.2.1 que el radio de la columna de plasma decrece a medida que el jet entra en el filtro, hasta que alcanza un valor de equilibrio a aproximadamente 6 cm del cátodo. Como era de esperarse, los radios de la columna de plasma son menores cuanto mayor es el campo magnético. La rotación de los iones debida al campo magnético se hace evidente en la figura 4.2.2, llegando a un valor de

equilibrio para la rotación en la misma región del tubo en que lo hace el radio del plasma. También la rotación es consistentemente mayor para valores mayores del campo magnético. Vale la pena notar que la constante en la ecuación 4.2.12 fue elegida a partir de valores de equilibrio obtenidos bien adentro del tubo, y no imponiendo rotación cero fuera del filtro. Las velocidades tangenciales obtenidas a partir de los valores de Ω_i corresponden a energías de rotación menores a 7 eV, que son prácticamente un orden menor que la energía asociada al movimiento axial de los iones.

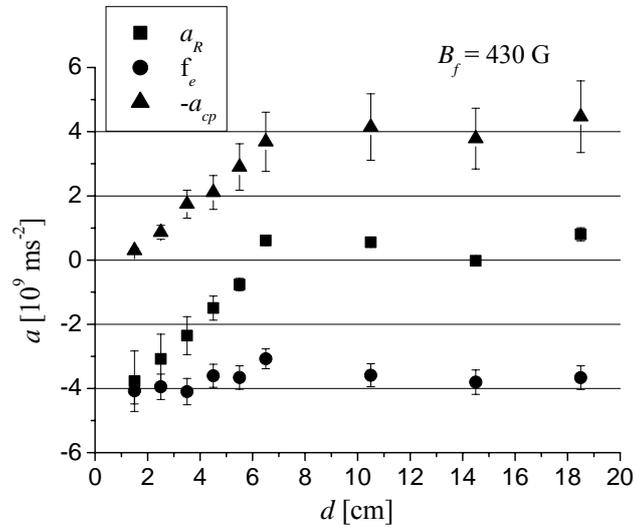


Figura 4.2.3: comparación entre los términos de la ecuación de momento radial de los iones 4.3.21 para $B_f = 430 \text{ G}$.

En la figura 4.2.3 se muestran los valores obtenidos para los términos de la derecha de la ecuación 4.2.21, obtenidos a partir de los valores determinados experimentalmente de $R(z)$ y $\Omega_i(z)$, en función de la distancia al cátodo para $B_f = 430 \text{ G}$. Uno de ellos ($-a_{cp}$) es proporcional a menos la aceleración centrípeta de un ion ubicado en $r = R(z)$, y el otro (f_e) representa la fuerza eléctrica por unidad de masa que siente ese ion. Por razones comparativas, también se presenta el término de la izquierda de esa ecuación (a_R) que representa la aceleración radial (por unidad de masa) del ion. Los valores de esta última magnitud se obtuvieron a partir de la ecuación 4.2.21 como la diferencia entre los dos términos de la derecha, ya que la segunda derivada espacial no se puede calcular con suficiente precisión a partir de los valores de $R(z)$ determinados experimentalmente. De esta figura se observa que f_e toma un valor aproximadamente

constante a lo largo del filtro, mientras que $-a_{cp}$ aumenta gradualmente hasta alcanzar su valor de equilibrio para distancias al cátodo mayores a 6 cm. Se puede notar que en la zona de equilibrio, la aceleración radial de la columna de plasma es prácticamente nula, consistente con el radio constante medido en esa región. Un comportamiento completamente similar se obtuvo para el caso $B_f = 224$ G.

5. Caracterización de los recubrimientos obtenidos con el equipo PROTO-2CC

Como se mencionó en la introducción, los arcos de baja presión son empleados para la producción de recubrimientos. En esta sección se presenta una caracterización de los recubrimientos obtenidos y se realiza un análisis de la eficiencia del filtro magnético recto en el transporte de plasma y reducción de macropartículas.

Los recubrimientos se realizaron utilizando el equipo en las condiciones usuales de vacío y de carga del banco de capacitores y sin la presencia de la grilla metálica adosada al ánodo. Durante todas las descargas se trabajó cargando el banco de capacitores a 260 V y la cámara se mantuvo a una presión base de aproximadamente 0,01 Pa. Los recubrimientos fueron hechos sobre sustratos de silicio dopado con boro con orientación cristalográfica 100. Los sustratos se colocaron sobre un portamuestra metálico eléctricamente aislado que podía ser dejado flotante o polarizado respecto del plasma. El portamuestra, al igual que las sondas empleadas en los capítulos anteriores, podía ser ubicado en cualquier posición (d) a lo largo del filtro sobre el eje del tubo. El área a recubrir que dejaba libre el portamuestra era circular, de 1 cm de diámetro, y centrada en el eje del filtro. Esta dimensión fue seleccionada a la luz de los resultados de las secciones anteriores, para obtener recubrimientos con un espesor uniforme en la superficie recubierta ($r_0 \sim 1$ cm). Los sustratos podían ser calentados ubicándolos sobre una lámpara dicróica, ubicada en las mismas posiciones que el portamuestra, que mantenía la temperatura de los mismos a $(220 \pm 10)^\circ$ C durante la deposición de los recubrimientos.

En una primera inspección de los recubrimientos obtenidos con este equipo se observó que era necesario realizar varios disparos de acondicionamiento (~ 10) para obtener una buena calidad de recubrimiento, probablemente debido a la contaminación del cátodo al abrir la cámara para colocar o retirar las muestras. Se observó también que la calidad de las muestras dependía fuertemente de las condiciones de vacío. Debido a esto, se tomó como protocolo esperar una hora a partir del momento en que los medidores de presión marcaban 0,01 Pa y realizar 10 disparos de acondicionamiento antes de realizar cada recubrimiento. Los disparos de acondicionamiento fueron realizados reemplazando la pieza aislante de PVC de 1 cm de espesor que separaba el filtro del ánodo por otra más ancha (2 cm de longitud) del mismo material que contaba

con un sistema de cierre (shutter), que permitía interrumpir el acceso del plasma a la región en que se colocaban los sustratos. Esta pieza puede observarse en la fotografía de la figura 2.1.2.

Se realizaron recubrimientos empleando cátodos comerciales de Cu, Ni y Ti, y para el estudio de las macropartículas se agregaron cátodos de Zr y Mo. Los films fueron obtenidos en dos posiciones a lo largo del filtro magnético ($d = 7\text{ cm}$ y 25 cm) para varias condiciones de polarización (flotante y polarizado a -40 V respecto del plasma) y temperatura del sustrato (temperatura ambiente y $220\text{ }^\circ\text{C}$). El filtro magnético se polarizó a 80 V y el campo magnético se fijó en $B_f = 293\text{ G}$.

Todos los recubrimientos obtenidos en las diferentes condiciones presentaron una buena adhesión. La adhesión fue evaluada empleando el test de la cinta adhesiva con una cinta comercial y en ninguna de las muestras se detectó desprendimiento de masa.

5.1 Composición de los recubrimientos

La composición de las películas fue analizada con difracción de rayos x (XRD) utilizando un difractómetro Philips PW 3710 con una fuente de CuK_α , operado en una geometría de ángulo rasante (1°) utilizando el accesorio Philips para películas delgadas.

Difractogramas típicos de las películas de Cu y Ni se presentan en la figura 5.1.1. En las películas de cobre y níquel fueron claramente identificados picos correspondientes a cada material, asociados a distintos planos cristalográficos. La diferencia de altura entre los picos de ambos materiales no está necesariamente asociada al espesor de las muestras y podría deberse simplemente al ángulo de incidencia del haz. En los difractogramas de las películas de Ti sólo se observan los picos asociados al sustrato de Si a pesar de haber realizado varios difractogramas rotando las muestras. El hecho de que no se observen los picos del titanio podría deberse a que la sección eficaz de fotoabsorción del titanio, en la línea CuK_α , es un orden de magnitud mayor que la del Cu y Ni^[38].

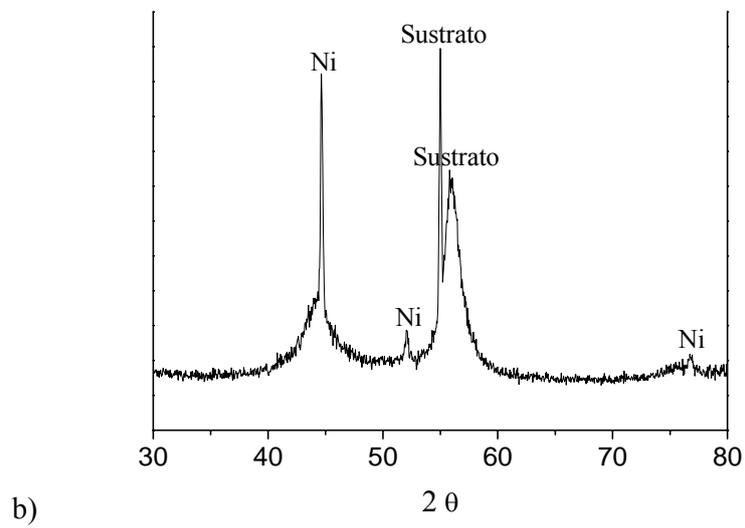
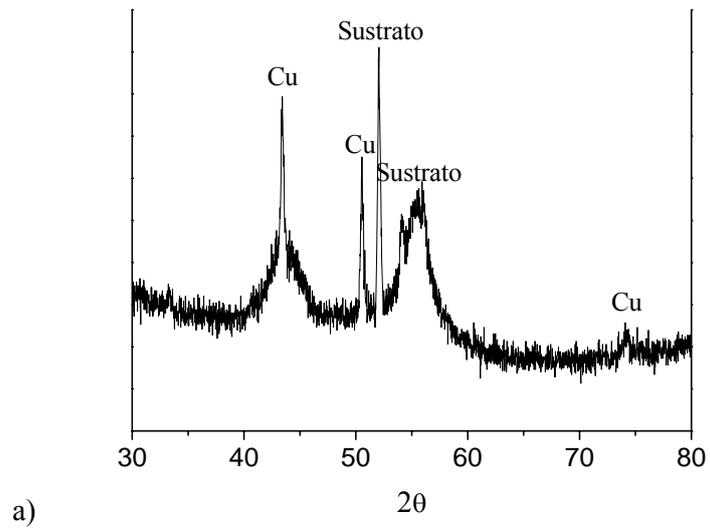


Figura 5.1.1: difractogramas típicos de las películas de: a) Cu, b) Ni.

5.2 Morfología de la superficie de los recubrimientos

La morfología de la superficie fue observada con un microscopio de fuerza atómica (AFM) Nanoscope III Digital-VEECO en modo tapping.

En la figura 5.2.1 se presentan las imágenes obtenidas con el AFM de la superficie de películas de cobre depositadas sobre silicio obtenidas en diferentes condiciones de temperatura y polarización del sustrato. En todos los casos las películas crecieron con granos columnares. El detalle de la superficie obtenida con el sustrato flotante exhibe un perfil similar al obtenido en las películas depositadas con el sustrato polarizado a -40 V respecto del plasma (Figuras 5.2.1 a) y 5.2.1 b)), con granos columnares de ~ 10 nm de altura y 20 nm de ancho distribuidos en forma uniforme, y con distancias entre los picos similares al ancho de las columnas. La rugosidad cuadrática media (RMSR) determinada con el AFM sobre las imágenes de $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ fue de $\sim 2,2$ nm para ambas polarizaciones. La superficie correspondiente a la película crecida con el sustrato polarizado a -40 V y a 220 °C (Figura 5.2.1 c)) presenta un aspecto diferente. En esta se observa la presencia de columnas aisladas de ~ 10 nm de altura pero mucho más anchas sobre una base suave con alturas inferiores a los 3 nm y anchos de 40 nm. La RMSR medida en estas muestras resultó del orden de 1,1 nm.

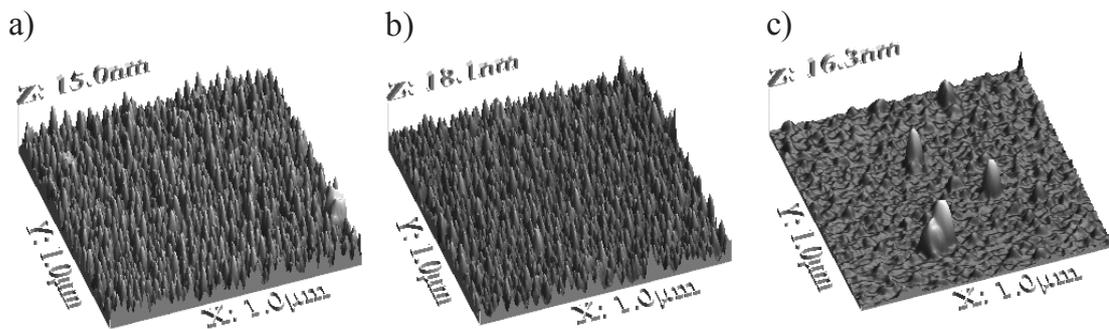


Figura 5.2.1: Imágenes adquiridas con el AFM de películas de Cu depositadas sobre sustratos de Si en diferentes condiciones: a) a potencial flotante y temperatura ambiente, b) polarizada a -40 V respecto del potencial del plasma y temperatura ambiente, c) polarizada a -40 V y a 220 °C..

En la figura 5.2.2 se muestran imágenes adquiridas con el AFM de las películas de titanio crecidas con el sustrato a) flotante, b) polarizado, y c) polarizado y a 220 °C. Se observa que las superficies son similares, con granos columnares de ~ 1 nm de altura.

En la Fig. 5.2.2 c) también se nota un leve aglutinamiento de las columnas que da lugar a la formación de algunas columnas un poco más anchas. La RMSR determinada en estas muestras resultó inferior a 0.3 nm.

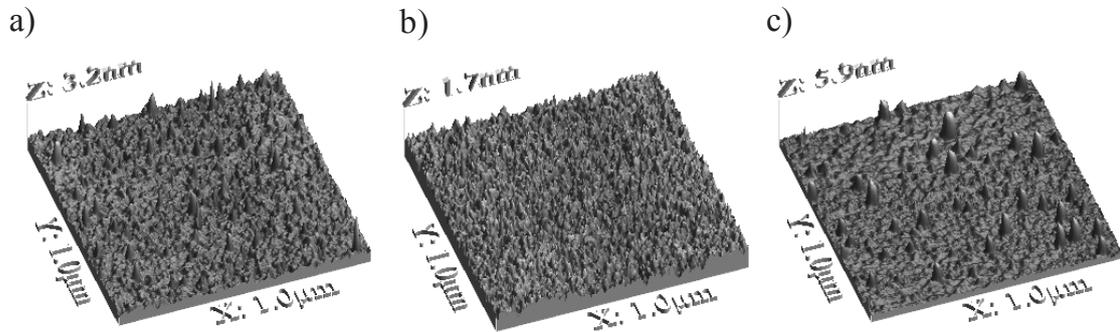


Figura 5.2.2: Imágenes adquiridas con el AFM de películas de Ti depositadas sobre sustratos de Si en diferentes condiciones: a) a potencial flotante y temperatura ambiente, b) polarizada a -40 V respecto del potencial del plasma y temperatura ambiente, c) polarizada a -40 V y a 220 °C..

Las imágenes de las películas de níquel muestran el mismo comportamiento con picos de alturas intermedias entre las de Cu y Ti.

5.3 Espesor de los recubrimientos

Para poder determinar el espesor y la densidad de los recubrimientos, algunas de las muestras fueron estudiadas por reflectometría de rayos x (XRR) en la línea D12A-XRD1 (4-12 keV, 1-3 Å) del Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (Brasil).

En la figura 5.3.1 se muestra una señal obtenida por XRR (longitud de onda (λ) = 1,55 Å) de un recubrimiento de titanio realizado con dos descargas a $d = 25$ cm, con $B_f = 293$ G y $V_{filtro} = 80$ V. Para interpretar esta señal debe tenerse en cuenta que en la banda de rayos x considerada, el índice de refracción (n) de un sólido es levemente menor a uno^[39]. Volviendo a la figura, los ángulos (α) pequeños corresponden a situaciones de reflexión total, es decir, altas intensidades reflejadas. A partir de un cierto ángulo crítico (α_c) deja de haber reflexión total, la luz x penetra en el recubrimiento y la intensidad reflejada comienza a decrecer ($\alpha_c \sim 0,3^\circ$, ver figura). Las oscilaciones que se observan para ángulos mayores están asociadas a la interferencia entre el haz que se refleja en la superficie del film y el que penetra el mismo y se refleja en la superficie del sustrato.

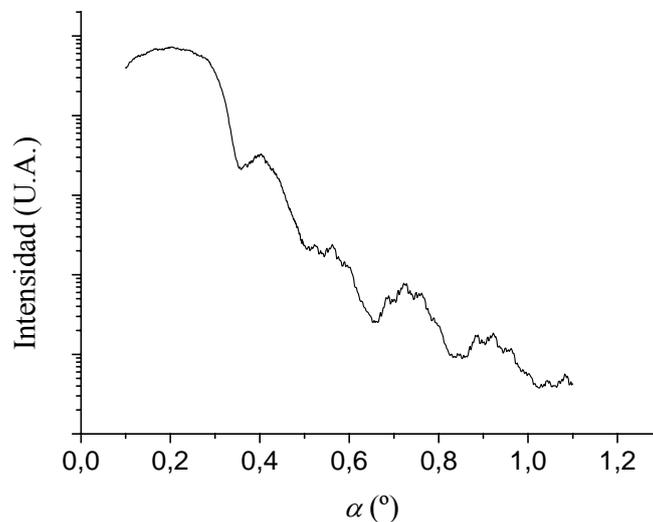


Figura 5.3.1: Espectro de XRR de una muestra de titanio.

A partir de las características que se observan en la señal de la figura 5.3.1, se puede determinar la densidad y el espesor del recubrimiento utilizando la técnica descrita por Huang^[39]. Esta técnica se basa en la ecuación de Bragg modificada

$$\alpha_m^2 = \alpha_c^2 + (m + \Delta m)^2 \frac{\lambda^2}{4h^2} \quad (5.3.1)$$

que permite calcular el ángulo crítico y el espesor (h) del film a partir de la relación entre las posiciones angulares de los máximos y mínimos de interferencia (α_m) y el orden (m) de los mismos ($m = 1$ y $m = 1/2$ corresponden al primer mínimo y máximo, respectivamente, contando a partir α_c ; $\Delta m = 0$ para los mínimos y $\Delta m = 1/2$ para los máximos). El ángulo crítico depende del índice de refracción y, por lo tanto, está relacionado con la densidad (ρ) del film. La relación está dada por^[39]

$$\alpha_c^2 = \frac{\lambda^2}{\pi} r_e N_A \rho \frac{Z + f'}{A} \quad (5.3.2)$$

donde r_e es el radio clásico del electrón, N_A el número de Avogadro, A la masa atómica, Z el número atómico, y f' es un factor de corrección que depende del material y de la longitud de onda empleada^[38].

En la figura 5.3.2 puede observarse el gráfico de α_m^2 en función de $(m + \Delta m)$ obtenido a partir de la figura 5.3.1. Un ajuste por cuadrados mínimos de los datos experimentales, empleando la ecuación 5.3.1, permitió obtener el valor del ángulo crítico y del espesor de la muestra a partir de la ordenada al origen y de la pendiente, respectivamente. Con el ángulo crítico obtenido, $\alpha_c = (0,30 \pm 0,01)^\circ$, y empleando la ecuación 5.3.2, se determinó la densidad del recubrimiento obteniéndose un valor de $\rho = (4,5 \pm 0,3) \text{ g cm}^{-3}$. La densidad obtenida para el recubrimiento de titanio coincide, dentro de la incertidumbre experimental, con el valor de la densidad del titanio sólido ($\rho_{\text{titanio}} = 4,51 \text{ g cm}^{-3}$) dando una idea de la gran compactación del film. El espesor de la muestra fue de $h = (22,9 \pm 0,2) \text{ nm}$, lo cual equivale a un espesor del recubrimiento por descarga de $h_d = (11,4 \pm 0,1) \text{ nm}$.

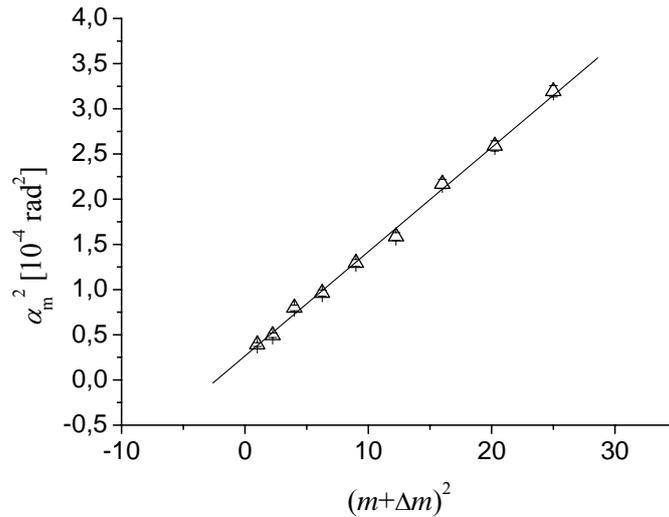


Figura 5.3.2: gráfico de α_m^2 en función de $(m + \Delta m)$. La línea recta corresponde a un ajuste lineal de los datos experimentales.

Debido a la falta de equipos apropiados en la Argentina, la aplicación de esta técnica para la determinación de espesores es poco práctica y muy costosa para un uso intensivo. Por lo tanto, se decidió estimar el espesor de los films a partir de la corriente de saturación iónica colectada por una sonda. Este procedimiento se realizó con cátodos de Cu, Ni y Ti, ubicando la sonda en la misma posición de los sustratos ($d = 7$ y 25 cm), y realizando descargas con el filtro polarizado y sin polarizar, y con y sin campo magnético aplicado.

El espesor de los recubrimientos, por descarga, fue estimado a partir de la carga total Q colectada por la sonda 1 (obtenida como la integral de I_i) utilizando la densidad (ρ), la masa atómica (A) y el estado de carga medio (Z) de cada uno de los materiales. Si se asume que todos los iones que llegan al sustrato permanecen adheridos formando un recubrimiento cilíndrico sobre el área del mismo (despreciando los rebotes y efectos de sputtering), y se asume también que la densidad del recubrimiento es similar a la del sólido, el espesor por descarga (h_d) de los recubrimientos queda determinado por

$$h_d = \frac{Q A m_p}{Z e \rho a}, \quad (5.3.3)$$

donde m_p es la masa del protón y a el área de la sonda (6 mm de diámetro). A pesar de que esta técnica solo permite realizar una estimación del orden de magnitud del espesor, las variaciones obtenidas para las diferentes configuraciones estudiadas deberían ser representativas.

Los espesores por descarga de los recubrimientos, estimados a partir de la carga colectada con la sonda 1, presentaron pequeñas variaciones según el material empleado, pero para todos ellos se encontró un comportamiento similar. El espesor de los recubrimientos depende fuertemente del campo magnético y no tan fuertemente de la polarización del filtro. Si se toma como ejemplo el titanio a $d = 7$ cm, el espesor por descarga es de $(2,9 \pm 0,3)$ nm para $B_f = 0$ G y el filtro sin polarizar, de (12 ± 1) nm para $B_f = 293$ G y el filtro sin polarizar, y de (14 ± 2) nm para $B_f = 293$ G y $V_{filtro} = 80$ V. Se observa que con $B_f = 293$ G y $V_{filtro} = 80$ V se obtienen recubrimientos de espesores cinco veces mayores que sin campo magnético y con el filtro flotante. A $d = 25$ cm, el espesor por descarga en las mismas tres condiciones es de $(0,26 \pm 0,04)$ nm, $(4,5 \pm 0,9)$ nm y $(8,3 \pm 0,3)$ nm, respectivamente. Si se compara el espesor a la entrada y a la salida del filtro en la condición $B_f = 293$ G y $V_{filtro} = 80$ V, se observa una reducción en el mismo de aproximadamente un 40 %. Esta reducción en el espesor es compatible con la reducción de las corrientes iónicas estudiadas en los capítulos precedentes (30 % para valores de $B_f \geq 90$ G, ver figura 3.3.3). Debe notarse, al comparar estos valores, que la variación del 30 % corresponde a corrientes medidas a $d = 6,5$ y $18,5$ cm.

5.4 Estudio de las macropartículas presentes en los recubrimientos

El estudio del número y tamaño de las macro-partículas presentes en los recubrimientos se realizó con un microscopio óptico (Olympus BX60M) y con un microscopio electrónico (FEG-SEM Zeiss LEO 982 GEMINI). Se realizaron muestras de dos descargas, con cátodos de Cu, Ni, Ti, Zr y Mo sobre los mismos sustratos de Si de 1 cm de diámetro.

La figura 5.4.1 muestra fotografías obtenidas con el microscopio óptico de 500x de los recubrimientos realizados con cátodos de: a) cobre, b) níquel, c) titanio, d) zirconio, e) molibdeno. Las deposiciones de los films que se observan en la figura se realizaron con el sustrato a 7 cm del cátodo, con $B_f = 293$ G, y el sustrato flotante y a temperatura ambiente. La observación con el microscopio revela que todos los recubrimientos, independientemente de la condición de polarización y temperatura del sustrato durante el proceso de deposición, presentan una superficie compacta con macropartículas dispersas de diferentes tamaños. Calentar el sustrato a temperaturas de doscientos grados no produce ningún efecto sobre las macropartículas que llegan en forma de gotas líquidas y por lo tanto se encuentran a temperaturas del orden de las temperaturas de fusión de los diferentes materiales. El hecho de que las partículas llegan al sustrato en estado líquido se verifica por el aspecto de las macropartículas. Estas tienen forma circular con bordes altos indicando que, al chocar, el líquido se esparce hacia afuera debido a la presión en el impacto. El tamaño y cantidad de las macropartículas presentes en los films dependen del punto de fusión de los materiales empleados, siendo generalmente menos y de menor tamaño para materiales con mayor punto de fusión. Los tamaños máximos encontrados varían desde aproximadamente 30 μm en los recubrimientos de cobre hasta aproximadamente 5 μm en los recubrimientos de molibdeno. Los puntos de fusión, en grados centígrados, de los materiales empleados son de 1083, 1453, 1668, 1852 y 2610 para Cu, Ni, Ti, Zr y Mo, respectivamente.

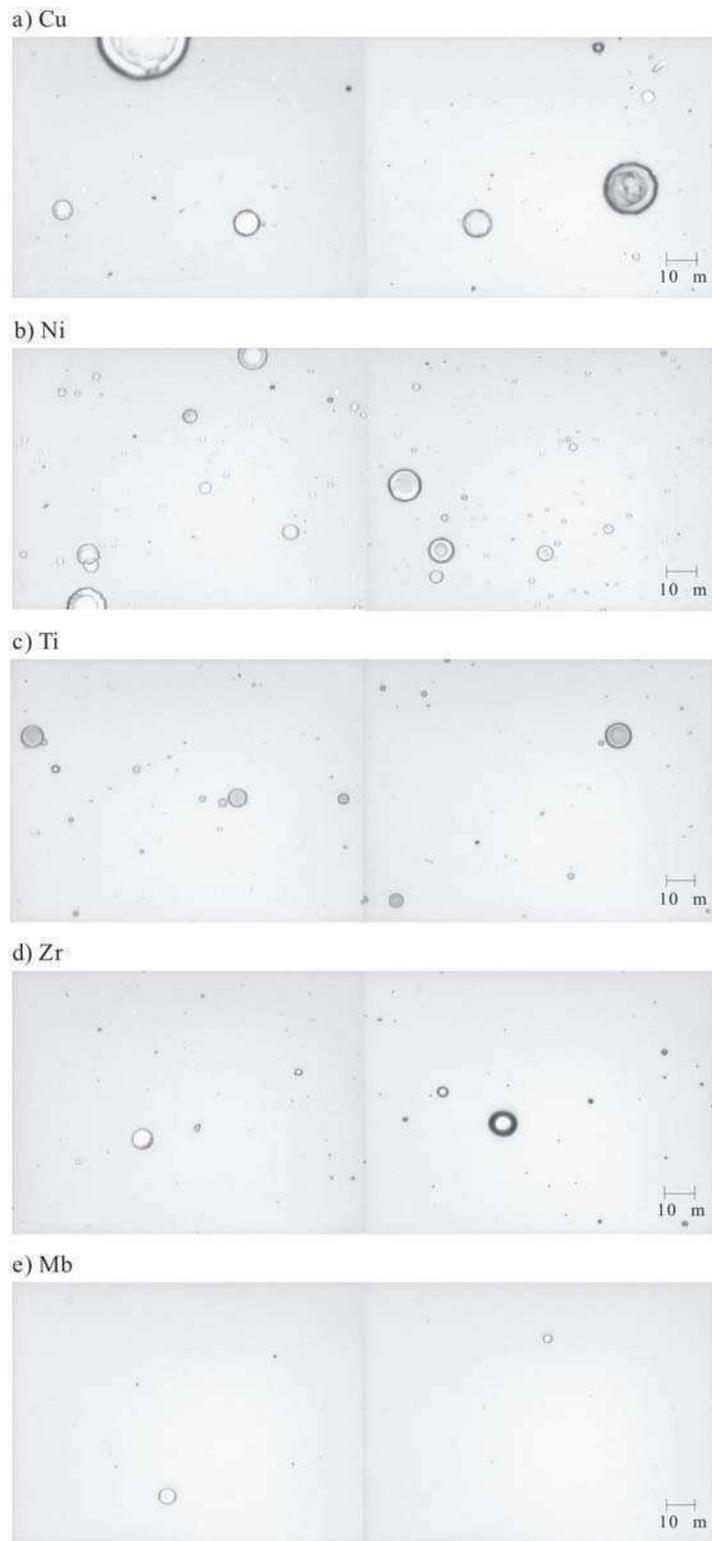


Figura 5.4.1: Fotografías tomadas con microscopio óptico (500x) de las superficies de las películas depositadas a $d = 7$ cm y con $B_f = 293$ G: a) cobre, b) níquel, c) titanio, d) zirconio, e) molibdeno.

La figura 5.4.2 muestra dos fotografías de recubrimientos de cobre, también realizadas a $d = 7$ cm y con $B_f = 293$ G, pero con el sustrato ubicado paralelo a la dirección de propagación del jet de plasma. En estas fotografías se observa que el

recubrimiento sigue presentando una gran cantidad de macropartículas y muchas de ellas se encuentran esparcidas a lo largo de su dirección de ropagación. Estas gotas estiradas, que alcanzan longitudes de hasta $100\ \mu\text{m}$, muestran fehacientemente que las mismas se encuentran en estado líquido al llegar al sustrato.

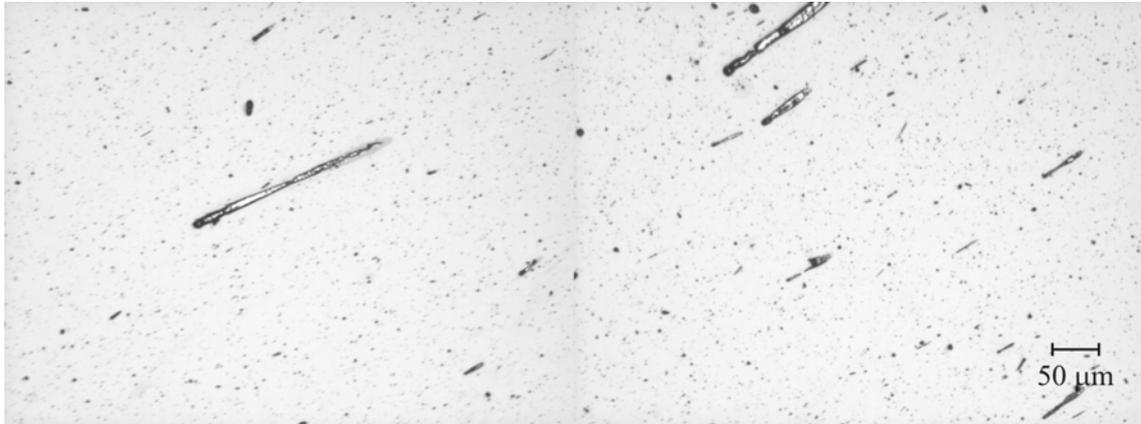


Figura 5.4.2: Fotografías tomadas con microscopio óptico (100x) de recubrimientos de cobre depositadas a $d = 7\ \text{cm}$ y con $B_f = 293\ \text{G}$ con el sustrato ubicado paralelo al haz.

La distribución radial de macropartículas se estudió realizando recubrimientos de cobre sobre sustratos de diámetro similar al diámetro interno del filtro, con y sin campo magnético aplicado. La figura 5.4.3 muestra una serie de fotografías tomadas con el microscopio óptico (100x) a intervalos equiespaciados a lo largo del radio del sustrato, de una muestra realizada a 7 cm del cátodo y con $B_f = 293\ \text{G}$. En esta figura no se aprecia diferencia en la cantidad de macropartículas presentes en el recubrimiento en los aproximadamente 5 cm de diámetro que posee el sustrato. La muestra realizada en ausencia de campo magnético no mostró diferencias ni en el número, ni en la distribución de macropartículas respecto de la muestra obtenida con campo magnético. A pesar de que las fotografías de las muestras con y sin campo magnético eran indistinguibles a través del microscopio, las muestras realizadas con $B_f = 293\ \text{G}$ presentaban, al ojo desnudo, una región central más oscura de aproximadamente 1 cm de diámetro. Esta región central más oscura da cuenta de una mayor cantidad de recubrimiento en la zona central al ser colimado el haz de plasma por efecto del campo magnético. Todo esto estaría indicando que las macropartículas se encuentran distribuidas uniformemente en la sección transversal del filtro y que esta distribución no se ve afectada por la presencia del campo magnético.

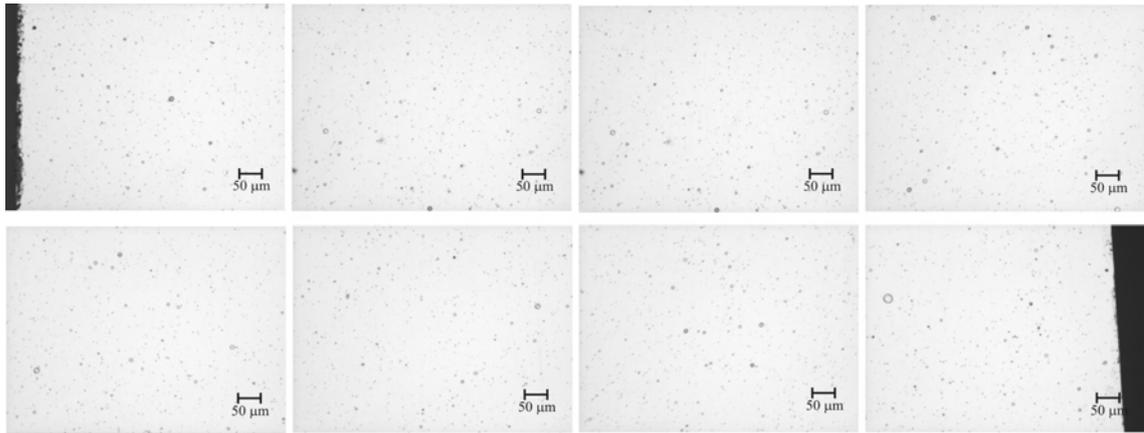


Figura 5.4.3: Fotografías de un recubrimiento de cobre, depositado sobre un sustrato de 5 cm de diámetro a $d = 7$ cm y con $B_f = 293$ G, tomadas con microscopio óptico (100x). Las fotografías fueron tomadas a intervalos regulares sobre el diámetro del sustrato.

La eficiencia del filtro en la reducción de macropartículas fue estudiada comparando el número de macropartículas presentes en muestras realizadas a la entrada y a la salida del mismo (a $d = 7$ y 25 cm, respectivamente), para diferentes configuraciones. Las configuraciones de campo magnético y polarización del filtro, estudiadas en cada una de las dos posiciones mencionadas fueron: $B_f = 0$ G y el filtro sin polarizar, $B_f = 293$ G y el filtro sin polarizar, y $B_f = 293$ G y $V_{filtro} = 80$ V. Se realizaron tres muestras en cada una de las configuraciones y se tomaron dos imágenes de cada una en dos regiones cualesquiera para contar la cantidad de macropartículas.

La figura 5.4.4 muestra una serie de fotografías típicas de las utilizadas para contar macropartículas. Las fotografías 5.4.4 a), b) y c) corresponden a tres aumentos distintos (100x, 500x y 5000x, respectivamente) de una muestra de Ni realizada bajo las condiciones $B_f = 293$ G y el filtro sin polarizar a la entrada del filtro, mientras que las fotografías 5.4.4 d), e) y f) corresponden a los mismos tres aumentos de otra muestra de níquel realizada bajo las mismas condiciones a la salida del filtro. Los distintos aumentos permitieron contar partículas de distintos tamaños. Los diámetros mínimos de las macropartículas contadas fueron de 10 μm , 2 μm y 200 nm para aumentos de 100x, 500x y 5000x, respectivamente. El número total de macropartículas para cada condición se tomó sobre seis fotografías (para cada aumento), correspondientes a dos zonas distintas de tres muestras realizadas bajo las mismas condiciones. No se encontraron, para un mismo material, diferencias significativas en la cantidad de partículas presentes en los recubrimientos realizados en los seis casos diferentes. Esto estaría indicando que las macropartículas viajan a lo largo del filtro sin ser afectadas ni por el campo

magnético ni por la polarización del filtro. Además, para los espesores y rugosidades típicas, la oclusión de las macropartículas por el recubrimiento (burial mechanism) puede ser despreciada.

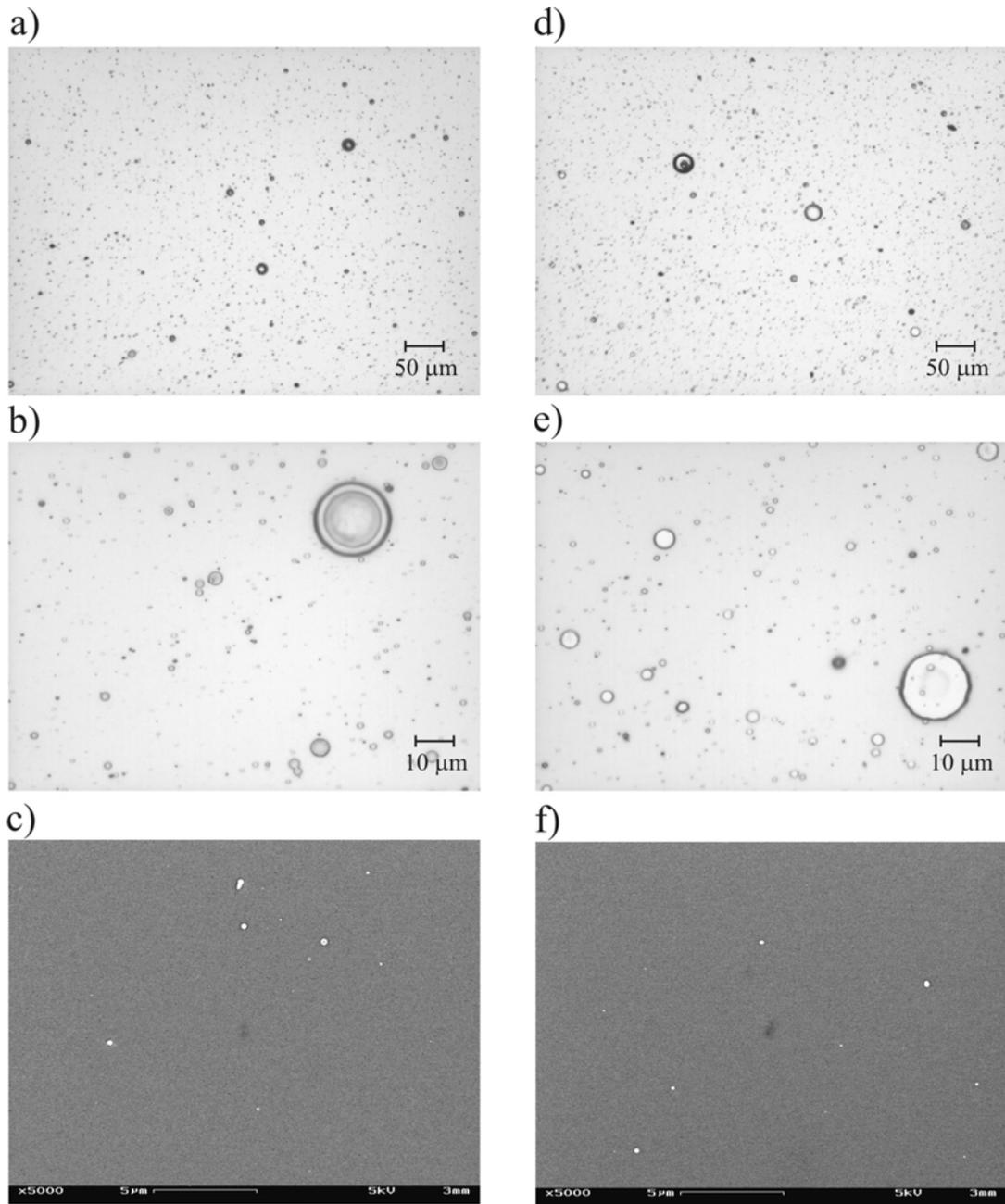


Figura 5.4.4: Fotografías de recubrimientos de níquel depositados con $B_f = 293$ G y sin polarizar el filtro a $d = 7$ cm (a),b),c)) y a $d = 25$ cm (d),e),f)) tomadas con distintos aumentos.

6. Conclusiones

A partir de los resultados mostrados se obtuvieron los parámetros característicos de la descarga y del plasma generado en este equipo. El voltaje del arco y la corriente de la descarga principal resultaron independientes del campo magnético con valores de $V_{ac} \sim 50$ V e $I_d \sim 450$ A. Esta independencia se explica por la baja intensidad que tiene el campo magnético en la región interelectródica. Las señales de V_{ac} e I_d tienen la forma característica de una descarga críticamente amortiguada, así como las señales de potencial flotante y corriente colectada por las sondas.

A partir de las curvas características I_s - V_s de la sonda electrostática realizadas en posiciones cercanas a la entrada y a la salida del filtro con y sin campo magnético, se encontró que tanto el potencial del plasma como la temperatura electrónica resultaron independientes de d y de B_f dentro de las incertidumbres experimentales. Los valores obtenidos para las cuatro configuraciones estaban todos comprendidos en los intervalos $V_p = (40 \pm 3)$ V y $T_e = (3,3 \pm 0,5)$ eV. El hecho de que la temperatura electrónica no varíe a lo largo del filtro ni con el campo magnético indica que el plasma en el filtro es no colisional, lo cual es una de las hipótesis fundamentales de los modelos del capítulo 4.

La densidad del plasma dentro del tubo, calculada para $T_e \sim 3,3$ eV, tomó valores de $n \sim 2 \times 10^{10}$ cm⁻³ y $n \sim 2 \times 10^{11}$ cm⁻³ para $B_f = 0$ G y $B_f = 293$ G, respectivamente. Para el menor valor de densidad la longitud de Debye se estimó en $\lambda_D = 9 \times 10^{-3}$ cm, mucho menor que el camino libre de los electrones, justificando entonces el uso de la teoría no colisional de sondas electrostáticas. En el gráfico de la corriente colectada por la sonda de la figura 3.3.4 se observa una gran dependencia de I_i con B_f , produciéndose un aumento en un factor 10 cuando el campo pasa de 0 a 293 G. La corriente iónica colectada a $d = 18,5$ cm (cerca de la salida del filtro) en función de la polarización del filtro muestra solo una leve dependencia que se pierde para valores grandes de B_f , ya que a esos valores de polarización, bastante mayores que el potencial del plasma, el filtro esta repeliendo iones. Esto indica que la pérdida de iones a las paredes del filtro es pequeña para valores de B_f mayores a 200 G.

El potencial flotante de la sonda medido sobre el eje no varía con d ni con el campo magnético, mientras que el potencial flotante del filtro aumenta con el campo magnético hasta valores aún mayores que 40 V. Este resultado indica que el potencial del plasma

en la región cercana a la pared del filtro también aumenta con B_f como consecuencia de la fuerte magnetización de los electrones.

En la sección 3.4 se muestran los valores de potencial flotante y de corriente iónica para diferentes posiciones radiales a lo largo del filtro y para diferentes valores del campo magnético. Estas mediciones, junto a su análisis correspondiente en la sección 4.1, constituyen un estudio detallado del comportamiento del plasma dentro del filtro en lo que denominamos “región de cuasi-uniformidad”.

El potencial del plasma resulta prácticamente independiente de la posición axial dentro del filtro pero presenta un perfil radial que depende de la intensidad del campo magnético. Para valores pequeños del campo magnético el potencial es prácticamente uniforme a lo largo del filtro, mientras que para B_f mayores a 100 G presenta un perfil radial que aumenta hacia las paredes del filtro indicando la presencia de un campo eléctrico dirigido hacia el eje. Este campo eléctrico, que aumenta al aumentar B_f , es el responsable del confinamiento del plasma. La densidad del plasma presenta perfiles radiales Gaussianos con radios característicos que dependen de la intensidad del campo magnético. Para valores de B_f mayores a 100 G, el radio característico del jet de plasma es inferior al radio interno del filtro (~ 1 cm) y no varía con la distancia al cátodo. Las mediciones realizadas con la sonda grande (sonda 4), muestran que para esos valores de campo magnético la corriente iónica total decae suavemente a lo largo del filtro. Junto con las mediciones de las sondas, se midió la corriente colectada con el filtro y se encontró que prácticamente la totalidad de corriente (electrónica) es colectada en los primeros 5 cm del tubo. Estos resultados se interpretaron como evidencia de una transición del plasma en la región comprendida entre el ánodo y algunos centímetros dentro del tubo (región en que se generan las rotaciones). Luego de esta región, los parámetros del plasma permanecen constantes o varían muy poco a lo largo del filtro (asumiendo que las pérdidas de plasma a las paredes del filtro son relativamente pequeñas), indicando que el plasma se encuentra en un estado de uniformidad con variaciones despreciables en la dirección axial. Se propuso un modelo en el cual las ecuaciones de momento de los iones y de los electrones regulan la estructura del plasma dentro del filtro. Con algunas suposiciones sencillas (despreciando las colisiones, asumiendo velocidades angulares de rotación constantes para los electrones y los iones en la dirección azimutal y temperaturas electrónica e iónica constantes) fue posible obtener las velocidades angulares de rotación, tanto de los iones como de los electrones, a partir de los perfiles radiales de potencial electrostático y de densidad del plasma

medidos. Los electrones rotan con una velocidad angular constante ($\Omega_e = (5,2 \pm 0.3) 10^6$ s⁻¹) que tiene un valor intermedio entre la frecuencia de ciclotrón electrónica y la velocidad angular de deriva, mientras que los iones rotan en el mismo sentido con velocidades angulares que dependen del campo magnético, llegando a frecuencias del orden de $8 \cdot 10^5$ s⁻¹ para campos del orden de los 400 G. A partir del modelo teórico propuesto, se concluye que la diferencia entre estas dos velocidades regula el radio del jet de plasma (r_0) dentro del filtro.

Resumiendo, los resultados experimentales de la sección 3.4 indicarían que el plasma se encuentra en un estado de uniformidad dentro del filtro para valores grandes del campo magnético (cuando las pérdidas a las paredes del filtro son lo suficientemente pequeñas como para no perturbar este equilibrio), y que la rotación del plasma es un constituyente esencial a ser considerado en cualquier modelo teórico auto consistente del plasma dentro del filtro.

En la sección 3.5 se presentan los resultados de mediciones en la entrada del filtro (la región de “generación de rotaciones”). A partir de estas mediciones y de su correspondiente análisis (sección 4.2), se obtiene el siguiente cuadro de la dinámica del plasma. A medida que el plasma se acerca al filtro, aparece gradualmente un movimiento de rotación que es generado por la fuerza magnética. En contraste, la fuerza eléctrica radial ya está presente y es prácticamente constante en el borde de la columna de plasma $r = R(z)$ (tener en cuenta que $R(z)$ varía apreciablemente con z). La aceleración radial de la columna de plasma es entonces generada por este desbalance hasta que se genera la rotación suficiente para alcanzar el equilibrio con $R(z)$ constante. Este equilibrio es del tipo de “rotor rígido”, en que el jet de iones rota como un todo.

El comportamiento del plasma es similar para los valores investigados del campo magnético, para los cuales los electrones están fuertemente magnetizados mientras que los iones no lo están. En todos los casos, el plasma alcanza sus valores de equilibrio en prácticamente la misma región ($d \sim 6$ cm). Cuando se comparan estos valores de equilibrio para los casos con $B_f = 224$ G y $B_f = 430$ G, se observa que para el mayor valor del campo magnético, la velocidad angular es aproximadamente un 15% mayor y el radio aproximadamente un 5% menor. El campo eléctrico en el radio de equilibrio del plasma es de alrededor de 1000 V/m para $B_f = 224$ G y de 1200 V/m para $B_f = 430$ G. Estas variaciones se dan en la dirección esperada, en el sentido de que un campo magnético mayor produce un plasma más confinado. Se puede observar en la figura 4.2.1 que para valores de B_f entre 200 y 430 G, R_{eq} no presenta variaciones

significativas. Debido a limitaciones técnicas no se estudiaron campos magnéticos superiores a 430 G, sin embargo, no se esperan grandes modificaciones de este cuadro por lo menos para valores de B_f por debajo de la intensidad requerida para magnetizar a los iones.

Las mediciones realizadas con el analizador por campo retardador a la salida del filtro muestran un solo pico en la derivada numérica de I_c , indicando que las dos especies de iones más abundantes ($Z = 1$ y 2) son frenadas para el mismo voltaje del colector. Los picos de energía cinética resultantes de $W_i^1 = (30 \pm 4)$ eV para $z = 1$ y de $W_i^2 = (60 \pm 8)$ eV para $z = 2$ son similares a los reportados por otros autores y resultaron independientes de B_f en el rango estudiado. Esto estaría indicando que los iones que atraviesan el filtro no pierden energía cinética aún en presencia del campo magnético. Este hecho también forma parte de las suposiciones realizadas en los modelos del capítulo 4.

Los recubrimientos obtenidos con este tipo de equipos presentan varias ventajas. El alto grado de ionización del plasma permite un relativamente sencillo transporte del mismo y facilita la combinación con los átomos o moléculas de algún gas reactivo, y la alta energía dirigida de los iones generados contribuye a la producción de compuestos con alta adhesión. La energía asociada al movimiento rotacional es mucho menor que la correspondiente al movimiento axial, y por lo tanto, no se esperan efectos notorios en la estructura de los recubrimientos. De todas formas, una cierta velocidad tangencial en los iones que llegan al sustrato puede ser útil, ya que esa componente de velocidad mejoraría la movilidad lateral de los iones contribuyendo a un crecimiento más homogéneo del film.

Los recubrimientos obtenidos mostraron una buena adhesión en todas las condiciones de crecimiento estudiadas, superando satisfactoriamente el test de la cinta adhesiva. Los test de rayado y de erosión (calotest) no pudieron ser realizados debido al pequeño espesor de las muestras.

Las imágenes obtenidas con el AFM mostraron que los films obtenidos son nanoestructurados. Las películas crecen en forma de granos columnares perpendiculares a la superficie, dirección que es favorecida por ser la dirección de incidencia del flujo de iones. Las alturas de las columnas, de algunos nm, dependen del material utilizado. Al calentar el sustrato durante el proceso de deposición se observó una aglomeración de las columnas producida por la migración de los átomos sobre la superficie debida a la energía térmica entregada.

El espesor de los recubrimientos aumentó fuertemente con el campo magnético. Los diferentes tipos de recubrimientos obtenidos con campos de ~ 300 G tienen espesores por descarga de alrededor de 10 nm, con pequeñas variaciones según el material empleado.

El tamaño y la cantidad de macropartículas presentes en los recubrimientos dependen del material empleado, habiendo generalmente menos macropartículas y de menor tamaño en recubrimientos realizados con materiales de mayor punto de fusión. Las partículas viajan a lo largo del filtro en estado líquido, y están uniformemente distribuidas en toda su sección. El conteo de macropartículas en recubrimientos de un mismo material, no mostró diferencias en la cantidad de partículas presentes para ninguna de las diferentes configuraciones. Si bien la cantidad de macropartículas presentes en los films no se ve afectada ni por el campo magnético ni por la polarización del filtro, con la aplicación de éstos se obtienen recubrimientos de espesores aproximadamente cinco veces mayores. Por lo tanto, la aplicación del campo magnético y la polarización del filtro producen una fuerte mejora (\sim factor 5) en la relación partículas – recubrimiento.

Referencias.

- [1] Y. Raizer, Gas Discharge Physics, Springer-Verlag, Berlin (1991).
- [2] R. Boxman, D. Sanders y P. Martín; Handbook of Vacuum Arc Science and Technology, Fundamentals and Applications. Park Ridge, NJ: Noyes, (1995).
- [3] C. Kimblin; J. Appl. Phys. **44**, 3074 (1973).
- [4] L. Harris and Y. Lau, General Electric Company report 74CRD154, (1974).
- [5] I. Beilis, en cap.2 (p. 54-55) de R. Boxman, D. Sanders y P. Martín; Handbook of Vacuum Arc Science and Technology, Fundamentals and Applications. Park Ridge, NJ: Noyes (1995).
- [6] G. McClure, J Appl. Phys. **45**, 2074 (1974).
- [7] J. Daalder, J. Phys. D: Appl. Phys. **9**, 2379 (1976).
- [8] S. Shalev, R. Boxman, S. Goldsmith, J. Appl. Phys. **58**, 2503 (1985).
- [9] R. Boxman, Israel-Korea Hard Coating Workshop, Chung-Ju, Korea (1998).
- [10] M. Kikuchi, S. Nagakura, H. Ohmura, and S. Oketani, Japan J. Appl. Phys. **4**, 940 (1965).
- [11] I. Aksenov, VI Ukrainian Conference and School on Plasma Physics and controlled fusion, Alushta, Crimea, Ukraine, Libro de resúmenes RL-20 (H-01), 124 (1998).
- [12] K Miernik, J. Walkowicz, J Bujak, Plasma & Ions **3**, 41 (2000).
- [13] J. Storer, J. Galvin and I. Brown, J. Appl. Phys. **66**, 11, 5245 (1989).
- [14] H. Kelly, L. Giuliani and F. Rausch; J. Phys.D: Appl. Phys. **36**, 1980 (2003).
- [15] I. A ksenov, V. Belous, V. Padalka and V. Khoroshikh, Sov. J. Plasma Phys. **4**, 425 (1979).
- [16] S. Anders, A. Anders and I. Brown, J. Appl. Phys. **74**, 4239 (1993).
- [17] B. Cluggish; IEEE Trans. Plasma Sci. **26**, 1645 (1998).
- [18] V. Zhitomirsky, O. Zarchin, R. Boxman and S. Goldsmith, XX Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, France (2002).
- [19] M. Keidar, I. Beilis, R. Boxman and S. Goldsmith, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 1973 (1996).
- [20] M. Keidar, I. Beilis and I. G. Brown, J. Appl. Phys, **84**, 5956 (1998).

- [21] M. Keidar, I. Beilis, R. L. Boxman and S. Goldsmith, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 1973 (1996).
- [22] I. A. Krinberg, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33**, 1548 (2005).
- [23] R. C. Davidson, *Phys. Fluids*, **19**, 1189(1976).
- [24] E. Del Bosco, S. W. Simpson, R. S. Dallaqua and A. Montes, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 2008 (1991).
- [25] I. H. Tan, M. Ueda, R. S. Dellaqua, J. O. Rossi, A. F. Beloto, E. Abramof, Y. Inoue and O. Takai, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, 317 (2002).
- [26] S. Anders, A. Anders, K. M. Yu, X. Y. Yao and I. G. Brown, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21**, 440 (1993).
- [27] [1.27] A. Anders, "Approaches to rid cathodic arc plasmas of macro- and nanoparticles: A review" (May 15, 2008). *Lawrence Berkeley National Laboratory*. Paper LBNL-42284. <http://repositories.cdlib.org/lbnl/LBNL-42284>
- [28] Y. Raizer, *Gas Discharge Physics*, cap. 6 ,Nauka, Moscow (1987).
- [29] S. Lam; *Phys. Fluids* **8**, 73 (1965).
- [30] A. Anders, G. Yushkov, *J. Appl. Phys.* **91**, 4824 (2002).
- [31] B. Koch, W. Bohmeyer, G. Fussmann, *Journal of Nuclear Materials*, **313**, 1114 (2003).
- [32] C. Rusteberg, M. Lindmayer, B. Jüttner, H. Pursch, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23**, 909 (1995).
- [33] D. Grondona, H. Kelly and A. Marquez, *Appl. Phys. Letter*, **79**, 317 (2001).
- [34] J. Kutzner and C. Miller, *J.Phys. D: Appl Phys.* **25**, 686 (1992).
- [35] S. Braginskii, *Reviews of Plasma Physics* vol 1, ed. M A Leontovich (New York: Consultants Bureau), 205 (1965).
- [36] F. Minotti, H. Kelly and A. Lepone, *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**, 294 (2002).
- [37] R. Davidson, *Phys. Fluids* **19**, 1189 (1976).
- [38] B. L. Henke, E. M. Gullikson and J. C. Davis, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54**, 181 (1993).

- [39] F. Huang, X-ray Reflectivity studies of thin films, internal report, Center for Materials for Information Technology, The University of Alabama, Tuscaloosa, AL 35487, (2005).

Agradecimientos

A Lau y Ange por estar siempre presentes.

A Diana y Héctor por su guía, paciencia y amistad.

A Fernando, Adriana y Ariel por estar siempre dispuestos a ofrecer su ayuda y participar en las discusiones.

Las mediciones de XRR fueron realizadas en el Laboratorio Nacional de Luz Sincrotron (LNLS, Brasil).

Las mediciones de XRD fueron realizadas en el Centro de Investigaciones en Sólidos (CINSO, CITEFA-CONICET).

Las imágenes de Microscopía electrónica y AFM se realizaron en el Centro de Microscopías Avanzadas (CMA, UBA).