

ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LA CORRIENTE  
HALL EN UN MAGNETRÓN SPUTTERING CON  
CÁTODO EQUIPOTENCIAL Y NO EQUIPOTENCIAL

PAULA ANDREA CÁRDENAS AYALA



UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2020

ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LA CORRIENTE  
HALL EN UN MAGNETRÓN SPUTTERING CON  
CÁTODO EQUIPOTENCIAL Y NO EQUIPOTENCIAL

PAULA ANDREA CÁRDENAS AYALA

Trabajo de grado para optar al título de  
física

Director  
PETR TSYGANKOV  
PhD Física

Codirector  
Jesús Eduardo López Durán  
Físico

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER  
FACULTAD DE CIENCIAS  
ESCUELA DE FÍSICA  
BUCARAMANGA  
2020

## AGRADECIMIENTOS

Con este trabajo culmino mi pregrado en física. Aprovecho este espacio para agradecer a mis padres Luz y Cesar, por inculcarme el amor por el conocimiento y el aprendizaje. A mi hermana Jenny por su apoyo en todos mis proyectos, a Daniel López por sus múltiples ayudas en procesos de traducción.

Agradezco enormemente a mi director de tesis Piotr Tsyngakov, por toda su guía en este trabajo, en la física del plasma y por exponerme la cultura rusa. Al profesor Eduardo Orozco por su apoyo y enseñanzas desde que ingresé al grupo. A los profesores Ilia Mikhailov, William Gutierrez, Arturo Plata, Valeriy Dugar-Zhabon, David Miranda por toda la dedicación que ponen en la enseñanza y por incrementar mi pasión por la física, al profesor Jorge Martinez por todo su respaldo en mis proyectos.

A mi co-director Jesús López, que no sólo fue parte fundamental de este trabajo si no que ha sido parte de todo mi proceso de formación, muchas gracias por querer siempre lo mejor para mí y compartir tanto tiempo conmigo.

Un grand merci à Vincent Andraud pour m'avoir motivé le long de la dernière année, pour toutes ses contributions et son support.

A Fredy Parada por hacerme sentir en familia desde que me incorporé en el grupo de investigación, por convertirme en catadora de café y por todas sus contribuciones. A mis compañeros del grupo de plasma Yerson Barragán, Yhonatan Quintero, Alejandro Hernández y Oswaldo Otero, por todas las experiencias vividas en estos años y por hacer del laboratorio mi lugar favorito.

---

---

# ÍNDICE GENERAL

---

---

INTRODUCCIÓN	1
<b>1 SISTEMAS MAGNETRÓN SPUTTERING</b>	<b>3</b>
1.1 Películas delgadas y Sputtering . . . . .	3
1.2 Magnetron Sputtering . . . . .	5
1.2.1 Magnetron con cátodo no equipotencial . . . . .	6
<b>2 DINÁMICA DE UNA PARTÍCULA CARGADA</b>	<b>8</b>
2.1 Campo magnético uniforme . . . . .	8
2.2 Derivas en un campo magnético no homogéneo . . . . .	10
<b>3 EL PROBLEMA DE LA CORRIENTE HALL EN MAGNETRONES</b>	<b>13</b>
3.1 Corriente Hall en magnetrones . . . . .	13
3.1.1 Sensores de corriente Hall en lazo abierto . . . . .	14
<b>4 RESULTADOS Y DISCUSIÓN</b>	<b>16</b>
4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría . . . . .	16
4.1.1 Modelo físico de un magnetron convencional . . . . .	16

## ÍNDICE GENERAL

---

4.1.2	Imanes . . . . .	17
4.1.3	Cátodo segmentado . . . . .	17
4.1.4	Modelo numérico . . . . .	18
4.1.5	Resultados . . . . .	21
4.2	Magnetron anillo . . . . .	26
4.2.1	Modelo físico . . . . .	28
4.2.2	Resultados . . . . .	29
4.3	Dinámica de las partículas en un magnetron anillo . . . . .	34
4.3.1	Magnetron anillo con cátodo equipotencial . . . . .	35
4.3.2	Magnetron anillo con cátodo no equipotencial . . . . .	39
<b>5</b>	<b>CONCLUSIONES</b>	<b>44</b>

---

---

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

---

1.1	Esquema físico del sputtering. . . . .	4
1.2	Esquema de un magnetrón circular planar. . . . .	5
1.3	Esquema de un magnetrón circular planar con cátodo segmentado. [Tsyngakov and Elistratov, 2012] . . . . .	7
2.1	Trayectoria de una partícula en un campo homogéneo según la velocidad y la carga. . . . .	10
2.2	Deriva de gradiente producida por un campo magnético no homogéneo [Boyd and Sanderson, 2003] . . . . .	11
2.3	Deriva de curvatura producida por un campo magnético no homogéneo. . . . .	12
3.1	Esquema representativo de la corriente Hall en un magnetrón convencional. . . . .	14
3.2	Esquema del sensor de corriente hall en lazo abierto. . . . .	15
4.1	Esquema de magnetrón sputtering convencional con cátodo equipotencial. . . . .	17
4.2	Componentes individuales del magnetrón sputtering. a) Iman en forma de anillo b) Iman cilíndrico c) Cátodo segmentado y d) ánodo. . . . .	18
4.3	a) Perfil eléctrico en el plano $y = 0$ y b) Campo vectorial eléctrico y magnético obtenido en los módulos de COMSOL. . . . .	21

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

4.4	Trayectoria completa del electrón atrapado con cátodo equipotencial: a) Vista 3D y b) Proyección 2D en el plano $xy$ . . . . .	22
4.5	Resultados para el cátodo equipotencial: a) Perfiles de las componentes de la densidad de corriente a lo largo del eje $x$ en $y = 0$ y $z = 0.5cm$ . Comportamiento de b) la concentración electrónica y c) $J_y$ para diferentes valores de $z$ en el plano $y = 0$ . . . . .	23
4.6	Resultados para el cátodo no equipotencial: Componentes del perfil de la densidad de corriente a lo largo del eje $x$ en $y=0$ y $z = 0.5cm$ y comportamiento de la concentración de electrones $J_y$ para diferentes valores de $z$ en el plano $y=0$ : a), b) y c) para $HV=-600V$ y d), e) y f) para $HV=-750V$ . . . . .	24
4.7	Distribución final de electrones atrapados en el magnetrón sputtering con (a) Cátodo equipotencial ( $-500V$ ) y (b) Cátodo no equipotencial ( $LV=-500V$ , $HV=-750V$ ). . . . .	25
4.8	Esquema del magnetrón en forma de anillo propuesto. . . . .	26
4.9	Vista frontal del sistema magnetrón en forma de anillo. La sección azul representa la corriente Hall que rodea al sistema cilíndrico, El producto $\vec{E} \times \vec{B}$ define la dirección( $\hat{\phi}$ ) y sentido de la corriente. . . . .	27
4.10	Esquema del magnetrón en forma de anillo simulado. . . . .	28
4.11	Vista 3D del “interior” del magnetrón en forma de anillo. . . . .	28
4.12	Campo magnético para el magnetrón anillo. . . . .	30
4.13	Campo magnético para el magnetrón anillo-análisis en la brecha. . . . .	31
4.14	Resultados de la optimización del campo magnético: a) y b) Configuración para aumentar la fracción útil del campo magnético. c) Configuración para aumentar el grosor del circuito magnético, d) Configuración para evitar el campo magnético de saturación. . . . .	32
4.15	Configuraciones para aumentar la fracción útil del campo magnético: a) Líneas del campo magnético de la configuración a) en (4.14), b) Líneas de campo magnético de la configuración b) en (4.14). . . . .	32

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

4.16 Saturación del campo en las esquinas del circuito magnético. . . . .	33
4.17 Optimización del campo magnético. . . . .	34
4.18 Campo magnético a lo largo del eje arqueado. . . . .	35
4.19 Campo eléctrico para sistema magnetrón con cátodo equipotencial. . .	36
4.20 Concentración de partículas en el magnetrón anillo. . . . .	37
4.21 Perfil axial de la corriente Hall. A lo largo de $y=z=0$ . . . . .	37
4.22 Energía del flujo de los electrones. . . . .	38
4.23 Resultados para el cátodo equipotencial: a) Distribución de energía para un potencial de 400 [V] b) Distribución de energía para un potencial de 500 [V] c) Distribución de energía para un potencial de 600 [V]. . . . .	39
4.24 Campo eléctrico a) Cátodo equipotencial b) Cátodo no equipotencial .	40
4.25 Concentración de partículas en el magnetrón anillo a lo largo de $y=z=0$	41
4.26 Perfil axial de la corriente Hall-cátodo no equipotencial a)Cátodo 400:750 [V] b) Cátodo 400:800 [V] c) Cátodo 400:900 [V] . . . . .	42
4.27 Energía del flujo de los electrones. . . . .	42
4.28 Resultados para el cátodo no equipotencial: a) Distribución energética 400:750 [V] b) Distribución energética 400:800 [V] c) Distribución energética 400:900 [V] . . . . .	43

---

---

## ÍNDICE DE TABLAS

---

---

1	Parámetros de los imanes. . . . .	17
2	Geometría y condiciones iniciales del sistema magnetron anillo. . . . .	29

---

---

## RESUMEN

---

---

**TÍTULO:** ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE LA CORRIENTE HALL EN UN MAGNETRÓN SPUTTERING CON CÁTODO EQUIPOTENCIAL Y NO EQUIPOTENCIAL.\*

**AUTOR:** Paula A Cárdenas, Jesús E López<sup>‡</sup>, Petr Tsygankov<sup>†</sup>,

**PALABRAS CLAVES:** Plasma, Corriente Hall, Magnetron Sputtering.

**DESCRIPCIÓN:** Uno de los mecanismos más populares utilizados en la deposición de películas delgadas para el tratamiento de superficies es la pulverización catódica con magnetron, donde la descarga se da en campos magnéticos y eléctricos cruzados. Los procesos físicos asociados con la generación y el mantenimiento de la descarga en este sistema son complejos y aún no se han explicado desde un punto de vista teórico. La corriente Hall juega un papel importante en la formación de la estructura de la descarga de magnetron. Para estudiar el efecto de la corriente, en este trabajo, se propone un diseño de anillo de magnetron, que permitirá medir la corriente experimentalmente para confirmar la simulación numérica de los procesos, este esquema permite medir la corriente Hall mediante transformadores de corriente externos. Se propone el estudio computacional de la descarga en un magnetron sputtering con cátodo no equipotencial a partir de la simulación numérica de la dinámica electrónica en la aproximación de partículas simple, bajo la influencia del campo magnético y el campo electrostático. Estos campos se obtendrán utilizando el software COMSOL Multiphysics®. La dinámica de las partículas se obtendrá a través de la solución numérica de la ecuación de Newton-Lorentz. Los métodos desarrollados en este documento se pueden usar para analizar sistemas avanzados modernos como magnetrones con cátodos no equipotenciales.

---

\* Trabajo de grado.

<sup>‡</sup>Departamento de Física Térmica, Universidad Industrial de Santander. Codirector, DSc.

<sup>†</sup>Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Industrial de Santander. Director, Ph.D. Física.

---

---

# ABSTRACT

---

---

**TITLE:** STUDY OF THE BEHAVIOR OF THE HALL CURRENT IN A SPUTTERING MAGNETRON WITH EQUIPOTENTIAL AND NON-EQUIPOTENTIAL CATHODE <sup>\*</sup>

**AUTOR:** Paula A Cárdenas, Jesús E López<sup>†</sup>, Petr Tsygankov<sup>‡</sup>,

**KEYWORDS:** Plasma, Hall current, Magnetron Sputtering.

**DESCRIPTION:**

One of the most popular mechanisms used in the deposition of thin films for surface treatment is magnetron sputtering where the discharge occurs in crossed electric and magnetic fields. The physical processes associated with the generating and maintaining discharge in this system are complex and have not yet been explained from a theoretical point of view. The Hall current plays an important role in the formation of the magnetron discharge structure. In order to study the effects of current, in this work, a magnetron ring design is proposed, this will allow the current to be measured experimentally to confirm the numerical simulation of the processes. This scheme allows the Hall current to be measured using external current transformers. The computational study of the discharge in a sputtering magnetron with a non-equipotential cathode is proposed from the numerical simulation of electronic dynamics in the simple particle approximation, under the influence of the magnetic field and the electrostatic field. These fields will be obtained using the COMSOL Multiphysics<sup>®</sup> software. The dynamics of the particles will be obtained through the numerical solution of the Newton-Lorentz equation. The methods developed in this document can be used to analyze modern advanced systems such as magnetrons with non-equipotential cathodes.

---

<sup>\*</sup> Bachelor thesis.

<sup>†</sup> Departamento de Física Térmica, Universidad Industrial de Santander. Codirector.

<sup>‡</sup> Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Industrial de Santander. Director, Ph.D. Física.

---

---

# INTRODUCCIÓN

---

---

El término “plasma” fue introducido por primera vez por Irving Langmuir (1881-1957) en 1923 para describir el comportamiento gelatinoso de algunas regiones de una descarga eléctrica capaz de mostrar una cierta variación periódica o movimiento de los electrones libres (oscilaciones de plasma). Sin embargo, no fue hasta principios de los años 50 que se apreció completamente el concepto de un plasma como un estado distinto de un gas. [Budtz-Jørgensen, 2001, Boyd and Sanderson, 2003, Tsyngakov and Elistratov, 2012]

Uno de los procesos de tratamiento por plasma más utilizado en la industria es el recubrimiento de superficies. El sputtering es el proceso en el que se extraen átomos de la superficie de un objetivo mediante el bombardeo de partículas (generalmente iones); para ello, debe formarse previamente una cascada de colisiones atómicas. Los átomos de la superficie liberada pueden moverse hacia otra superficie y pueden condensarse allí para recubrir el sustrato, contribuyendo a formar una película delgada. La tecnología de recubrimiento de películas delgadas avanza rápidamente y las demandas de rendimiento aumentan continuamente. Para cumplir con estas demandas, los recubrimientos y estructuras de películas delgadas se están volviendo más sofisticados. [Martin, 2005, Sigmund, 1969b, Goldston and Rutherford, 1995]

El proceso de bombardeo catódico por bombardeo iónico es bien conocido. Sin embargo, el rendimiento de dicho proceso en un sistema de diodo de gas simple es bajo, y se debe al número limitado de iones que ingresan al cátodo. Es imposible aumentar la eficiencia de pulverización catódica aumentando la densidad del gas, ya que esto conduce a un aumento de las colisiones entre átomos ionizados y átomos de gas. Penning propuso una solución en 1939. [Penning, 1939] De acuerdo con su patente, se propone utilizar una trampa magnética para confinar los electrones cerca del cátodo, donde circula una corriente de electrones cerrada. En dicho sistema, la eficiencia de la ionización del gas aumenta bruscamente, así como el número de iones que ingresan a la superficie del cátodo sin aumentar la presión de gas en el sistema de diodos. [Kertesz and Vago, 1981, Helmer, 1986]

## INTRODUCCIÓN

---

El magnetrón sputtering, es una técnica dominante para hacer crecer películas delgadas, el cual consiste en un proceso de colisión entre partículas incidentes y objetivos. El magnetrón utiliza un imán permanente para atrapar y utilizar de manera efectiva los electrones energéticos para los procesos de ionización a baja presión. Debido a que los electrones pueden completar muchos giros, esto permite que un electrón viaje un camino mucho mayor en el mismo espacio frente al blanco. Esta tecnología de deposición es madura y ampliamente utilizada para películas delgadas. Sus raíces se remontan a las observaciones de diodos (pulsados) por Grove a mediados del siglo diecinueve y estuvieron disponibles comercialmente en la década de 1970. [Anders, 2017, Anders et al., 2000]

En el desarrollo de sistemas modernos de magnetrones industriales, se sugirió utilizar un sistema de magnetrón con el cátodo segmentado, donde los segmentos se encuentran dentro de la configuración magnética común involucrada en la formación de plasma con la generación de una corriente Hall de circulación y están bajo diferentes potenciales. Este dispositivo se conoce como magnetrón sputtering con cátodo no equipotencial (NEC) y consiste en un cátodo segmentado en dos o más grupos, hechos de uno o diferentes materiales, donde cada grupo de segmentos está aislado eléctricamente de los demás. El nuevo magnetrón permite regular de manera flexible la energía de las partículas pulverizadas y lograr energías que son imposibles de alcanzar en los magnetrones de corriente continua. Estos dispositivos proporcionan múltiples ventajas experimentales, entre ellas, el aumento de la productividad del sistema. [Tsygankov et al., 2019, Miyazaki et al., 1999, Sharma et al., 2003]

En este trabajo se realiza un estudio numérico de la dinámica de los electrones en aproximación de partícula simple en un magnetrón sputtering NEC, con el objetivo de encontrar la distribución espacial de electrones y los perfiles de densidad de corriente para entender el mecanismo de funcionamiento del magnetrón. Se propone un diseño de magnetrón inusual en forma de anillo, que permite medir la corriente de Hall mediante transformadores de corriente externos.

# CAPÍTULO 1

---

---

## SISTEMAS MAGNETRÓN SPUTTERING

---

---

### 1.1 Películas delgadas y Sputtering

Las películas delgadas son capas finas de materiales sólidos de espesores inferiores a un micrómetro ( $10^{-6}$  m), estas suelen emplearse con dos finalidades principales, la primera es como recubrimiento, en este caso la película tiene como objetivo optimizar alguna o varias de las propiedades de los sustratos a los que éstas recubren o incluso dotarlos de propiedades nuevas; la segunda es la fabricación de dispositivos con propiedades fisicoquímicas específicas, que guardan muy poca o ninguna relación con las propiedades iniciales del sustrato. [E. Nieto and Moure, 1994, Maissel and Schaible, 1965, Gudmundsson et al., 2012, Bräuer et al., 2010]

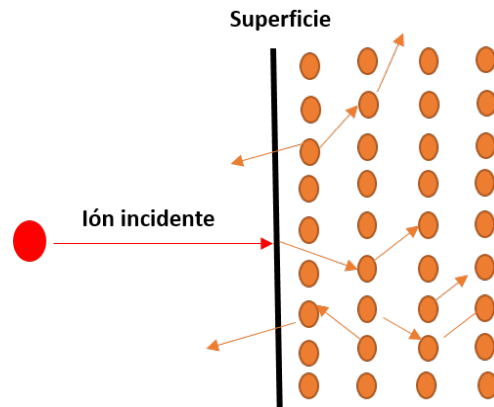
El sputtering es la expulsión de átomos superficiales causados por el impacto de partículas energéticas. La partícula incide con una energía cinética alta, esto permite que puede desalojar átomos de la superficie o cerca de la región de la superficie del sólido, debido a la transferencia de momentum (figura 1.1). El tipo de partícula incidente y la energía cinética de la misma ayuda a determinar la magnitud del efecto, así como otras características relacionadas, como la dirección de emisión o la energía. Se ha observado bombardeo por iones, átomos, electrones e incluso fotones. En magnetrones sputtering es usual usar iones en el bombardeo inducido. [Rossangel, 2000]

Los átomos liberados del blanco pueden ser transportados a la superficie que se va a recubrir, el sustrato, donde pueden ser condensados, contribuyendo a formar una

## 1.1 Películas delgadas y Sputtering

---

película sólida (delgada) o un revestimiento (grosso).



**Figure 1.1:** Esquema físico del sputtering.

Los procesos físicos involucrados en el sputtering, dependen de manera crítica de la energía del ion incidente; dentro de estos procesos es de principal interés el rendimiento de sputtering  $Y$  (eq 1.1) donde  $N_a$  es el número de átomos pulverizados y  $N_i$  el número de iones incidentes, por lo tanto este parámetro representa el rendimiento de deposición de la película.

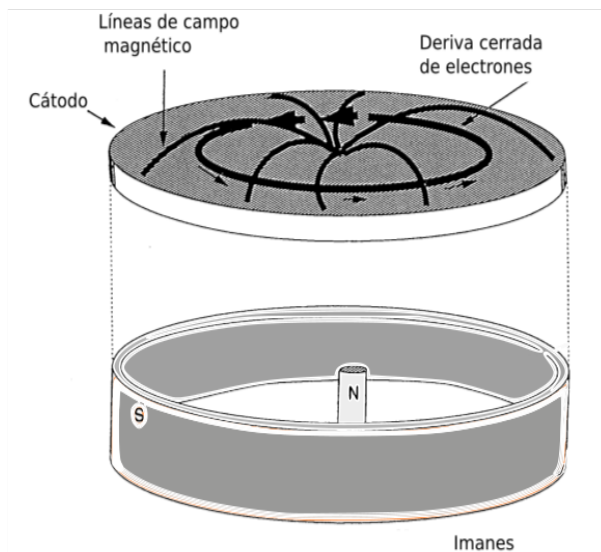
$$Y = \frac{N_a}{N_i} \quad (1.1)$$

Cuando la energía iónica es baja (por debajo de 15 eV), el ión incidente solo tiene energía suficiente para desalojar átomos cerca de la superficie, pues las energías de enlace en la superficie son típicamente de 4-8 eV. Esta región de energía se conoce como umbral de sputtering y los rendimientos típicos de pulverización catódica son casi innumerables (orden  $\sim 10^{-5}$ ). A energías de iones más altas, típicamente de 1000 eV a 50 keV, la energía cinética del ion incidente es suficiente para romper todos los enlaces cerca del punto de impacto en forma de cascada de colisión, la cual puede abarcar cientos de átomos. [Sigmund, 1969a, Posadowski et al., 2008]

## 1.2 Magnetron Sputtering

Uno de los métodos más populares usados para la deposición de películas delgadas es el magnetron sputtering [Penning, 1939] (figura 1.2), desde su propuesta en 1970 se han desarrollado diferentes modificaciones en la geometría, la configuración de los imanes, modos de aplicación de la descarga, con el fin de mejorar las características del dispositivo y su rendimiento. [Tsyngakov and Elistratov, 2012]

Un magnetron sputtering, es un dispositivo que usa imanes para atrapar y utilizar eficazmente electrones energéticos para procesos de ionización a baja presión. La descarga del magnetron es una descarga brillante mejorada magnéticamente. Este tipo de configuración somete a los electrones en un campo magnético, llevándolos a ser “magnetizados”, lo que permite que puedan completar una trayectoria efectiva al realizar muchos giros, de esta forma el electrón tiene una trayectoria que resulta ser el mayor camino posible dentro del espacio frente al blanco. Esto es muy importante, porque el dispositivo puede operar la descarga del magnetron a una presión más baja que las descargas brillantes convencionales (alrededor de 1 [Pa] o menos). [Anders, 2017, Waits, 1978, Swann, 1988]



**Figure 1.2:** Esquema de un magnetron circular planar.

En el proceso básico de sputtering, una placa objetivo (o cátodo) es bombardeada por los iones energéticos generados en un plasma de descarga brillante, situado frente al

## 1.2 Magnetron Sputtering

---

objetivo. El proceso de bombardeo provoca la eliminación de átomos objetivo, que luego pueden condensarse en el sustrato. Los electrones secundarios también se emiten desde la superficie objetivo como resultado del bombardeo. Estos electrones juegan un papel importante en el mantenimiento del plasma. [BP.J. Kelly, 2000]

Desde sus inicios el magnetron sputtering se ha usado principalmente en la deposición de una amplia gama de recubrimientos de importancia industrial, las películas depositadas por el sputtering pueden usarse para aplicaciones en el campo de semiconductores. Sin embargo, el proceso está limitado por las bajas tasas de deposición, la posibilidad de formación de un espesor de perfil de deposición específico, el control en la composición estequiométrica de la película. Estas limitaciones se han superado mediante el desarrollo de un magnetron sputtering desbalanceado. [Bobzin et al., 2009, Musil, 2006]

### 1.2.1 Magnetron con cátodo no equipotencial

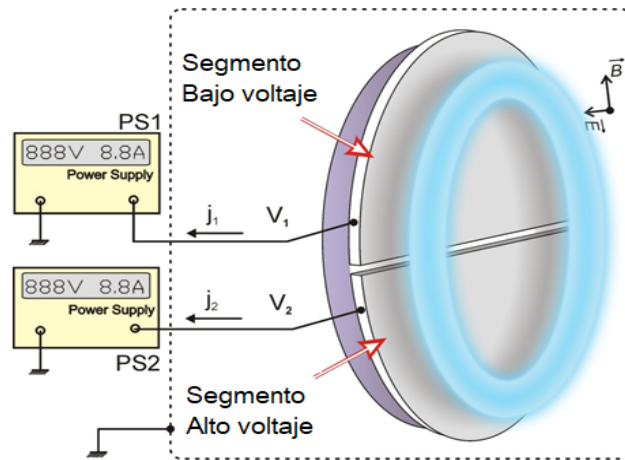
El magnetron sputtering con cátodo no equipotencial fue desarrollado por Zhurin V., Elistratov N. y Tsygankov P [V.V. Zhurin, 2010]. Esta propuesta de cátodo segmentado, permite regular de manera flexible la energía de las partículas pulverizadas y lograr energías que son imposibles de lograr en los magnetrones de corriente continua.

El magnetron con cátodo no equipotencial (NEC) consiste en un cátodo segmentado el cual puede estar hecho del mismo o de diferentes materiales. Cada grupo de los segmentos está aislado eléctricamente de los demás. Uno de los segmentos se conoce como el cátodo de bajo voltaje (LV) y este funciona como un magnetron estándar; es decir, con la misma presión, campo magnético y características voltio-ampericas. El otro segmento del cátodo se denomina segmento de alto voltaje (HV), como su nombre lo indica se le debe aplicar un voltaje mayor que el estándar. Por lo tanto, los iones lo bombardean con mayor energía produciendo más átomos pulverizados, puesto que el coeficiente de sputtering crece con la energía. [Tsygakov and Elistratov, 2012, Mei et al., 2020]

#### Principio de funcionamiento

En la figura 1.3 se muestra el esquema del magnetron NEC, como se observa los dos segmentos se encuentran separados, la distancia de separación experimental es de menos de  $1[mm]$  y están eléctricamente aislados.

## 1.2 Magnetron Sputtering



**Figure 1.3:** Esquema de un magnetrón circular planar con cátodo segmentado. [Tsyngakov and Elistratov, 2012]

Una vez se aplican los potenciales a ambos segmentos, se forma una descarga de magnetrón regular, debido a los campos cruzados  $E \times B$  donde los electrones magnetizados forman una corriente de Hall cerrada (línea azul en figura 1.3).

Los parámetros de descarga del magnetrón NEC, al igual que en un magnetrón convencional, están determinados por los parámetros del campo magnético: el gas de trabajo, la presión, el material del cátodo etc. Las características voltio-ampéricas (VAC) también se presentan en la figura (1.3), aquí se observa que ambos segmentos tienen el mismo potencial y por ende, las dependencias de la densidad de corriente son las mismas, haciendo que el comportamiento sea el de un magnetrón convencional.

Las dos características principales que proporciona el magnetrón NEC son: la densidad de corriente es aproximadamente igual en ambos segmentos, esto quiere decir que, la programación de la densidad de corriente en el segmento LV permite la posición del punto de operación sobre un VAC específico en todos los segmentos. La segunda característica es que se puede controlar la corriente en el segmento de HV a partir de la corriente de operación en el segmento LV, el potencial en el segmento HV puede ser varias veces mayor que el de LV. [Tsyngakov and Elistratov, 2012]

## CAPÍTULO 2

---

---

### DINÁMICA DE UNA PARTÍCULA CARGADA

---

---

Es importante el estudio del movimiento de partículas cargadas en campos eléctricos y magnéticos, debido a que nos permite modelar el comportamiento colectivo de las partículas en el dispositivo tipo magnetrón. Para ello se estudia el movimiento de iones y electrones en aproximación de partícula simple en el plasma.

La ecuación de movimiento para una partícula de carga  $q$  bajo la acción de un campo eléctrico ( $\vec{E}$ ) y un campo magnético ( $\vec{B}$ ) está dada por la ecuación (2.1), donde  $\vec{p}$  es el momentum de la partícula y  $\vec{v}$  su velocidad.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

A partir de esta ecuación podemos escribir la la fuerza electromagnética total sobre la partícula:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

### 2.1 Campo magnético uniforme

Considerando una partícula de carga  $q$  y masa  $m$  en movimiento en un campo magnético uniforme  $\vec{B} = B_o \hat{z}$  y un campo eléctrico  $\vec{E}$  perpendicular al campo magnético se tiene que:

## 2.1 Campo magnético uniforme

---

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E}_\perp + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.3)$$

Suponiendo un campo eléctrico  $\vec{E} = 0$ , la solución de la ecuación anterior nos provee la trayectoria (helicoidal) de la partícula:

$$\begin{aligned} x &= -\frac{v_\perp}{\omega_c} \cos(\omega_c t + \theta_0) + x_0 \\ y &= \frac{v_\perp}{\omega_c} \sin(\omega_c t + \theta_0) + y_0 \\ z &= v_\parallel + z_0 \end{aligned}$$

Donde  $\omega_c$  es la frecuencia ciclotrónica, es decir, la frecuencia de giro de la partícula en torno al campo magnético. Este resultado corresponde a una trayectoria helicoidal (figura 2.1), es decir, la partícula describe una trayectoria circular en el plano xy y un movimiento de centro de guía a lo largo del campo magnético, el radio de giro se conoce como radio de Larmor (eq 2.4).

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{qB} \quad (2.4)$$

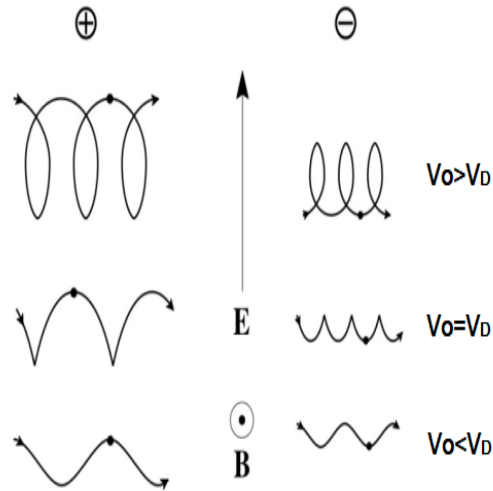
Como se observa en la figura (2.1), para un electrón el movimiento de giro es en sentido contrario a las manecillas del reloj mientras se desplaza en una dirección paralela al campo, por el contrario, para un ion el sentido es a favor de las manecillas del reloj y el desplazamiento también es en dirección del campo magnético.

Es posible demostrar que el efecto que induce un campo eléctrico cruzado sobre la trayectoria de la partícula, es desplazar constantemente el centro de giro de la partícula en dirección perpendicular a los campos. Este movimiento se conoce como movimiento de deriva y está definido como:

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E}_\perp \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.5)$$

## 2.2 Derivas en un campo magnético no homogéneo

---



**Figure 2.1:** Trayectoria de una partícula en un campo homogéneo según la velocidad y la carga.

## 2.2 Derivas en un campo magnético no homogéneo

Cuando el campo magnético no es homogéneo encontrar la trayectoria de la partícula se transforma en un problema complejo, por lo tanto se deben recurrir a métodos numéricos para obtener todos los detalles del movimiento. En presencia de un campo magnético no homogéneo aparecen nuevas velocidades de deriva:

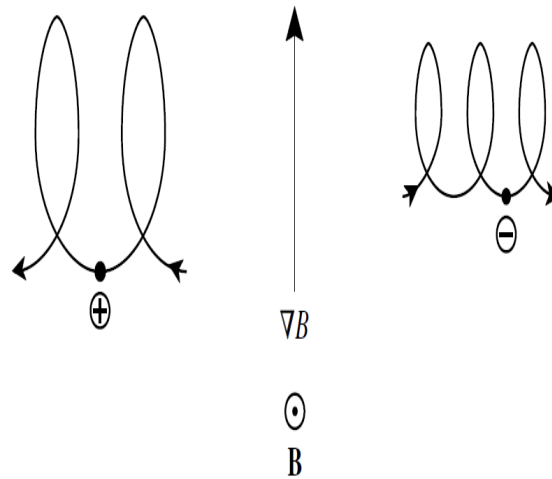
**Gradiente transversal:** En presencia de un campo magnético que varía transversalmente a las líneas de campo magnético  $\vec{B}$  aparece una deriva de gradiente:

$$\vec{v}_{grad} = K_{\perp} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} \vec{B}}{qB^3} \quad (2.6)$$

Donde  $K_{\perp} = \frac{1}{2} m r_L^2 \omega_c$ . La deriva de gradiente y trayectoria que siguen los electrones y iones se presenta en la figura (2.2).

## 2.2 Derivas en un campo magnético no homogéneo

---



**Figure 2.2:** Deriva de gradiente producida por un campo magnético no homogéneo [Boyd and Sanderson, 2003]

**Deriva de curvatura:** Aquí se considera que las líneas de campo están curvadas con un radio de curvatura  $R$  y que la partícula tiene una velocidad  $\vec{v}_{\parallel}$  dentro de dicho campo, tal como se presenta en la figura (2.3). Sabiendo que las partículas giran rápidamente y se mueven a lo largo de las líneas curvadas del campo, estas experimentan una fuerza centrífuga  $\vec{F} = mv_{\parallel}^2 \frac{\vec{R}}{R^2}$ , que produce una velocidad de deriva dada por:

$$\vec{v}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \quad (2.7)$$

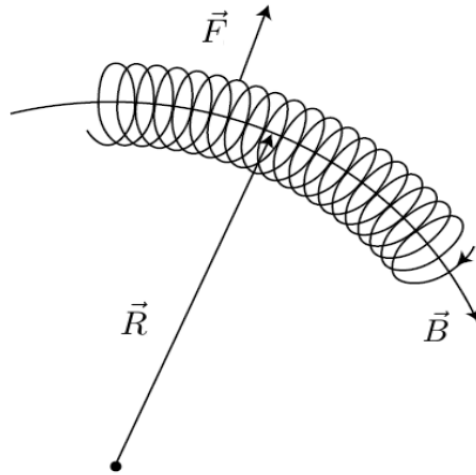
Esta deriva puede ser expresada en términos del gradiente de campo como sigue:

$$\vec{v}_c = 2K_{\parallel} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} \vec{B}}{qB^3} \quad (2.8)$$

Donde  $K_{\parallel} = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2$ .

## 2.2 Derivas en un campo magnético no homogéneo

---



**Figure 2.3:** Deriva de curvatura producida por un campo magnético no homogéneo.

Finalmente, podemos escribir la deriva total debida a ambos efectos, el de gradiente y curvatura:

$$\vec{v}_{grad} + \vec{v}_c = (2K_{\parallel} + K_{\perp}) \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} \vec{B}}{qB^3} \quad (2.9)$$

Como se presentó, en sistemas de magnetrón sputtering, se emplean campos magnéticos cruzados, por lo que las derivas previamente mencionadas se presentan en dichos dispositivos, sin embargo, el efecto predominante es la deriva de campo cruzado, pues es la que da lugar a una circulación continua de electrones alrededor del cátodo, esta circulación se conoce como corriente Hall, la cual será presentada en el siguiente capítulo.

## CAPÍTULO 3

---

---

### EL PROBLEMA DE LA CORRIENTE HALL EN MAGNETRONES

---

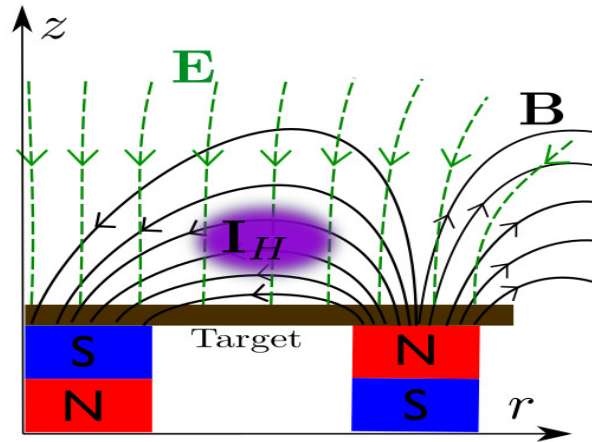
---

#### 3.1 Corriente Hall en magnetrones

La circulación de la corriente Hall es típica de los dispositivos magnetrones [Vetushka and Bradley, 2007, Rossnagel and Kaufman, 1987, Bohlmark et al., 2004, Anders et al., 2007], esta se forma debido a la velocidad de deriva de los electrones (ver figura 3.1). Esta corriente es muy importante puesto que conecta todos los segmentos del cátodo y juega un papel fundamental, si se desea comprender los parámetros de la descarga. Se utilizan varios métodos de medición experimental de la corriente Hall, principalmente usando sensores de diferentes formatos. Entre los esquemas más usados en magnetrones se encuentran el sensor de Rogowski, el sensor de Langmuir y el sensor de Hall. [Johan Bohlmark and Brennin, 2004, Daniel Lundin and Helmersson, 2011, J W Bradley and Gonzalvo, 2001]

### 3.1 Corriente Hall en magnetrones

---



**Figure 3.1:** Esquema representativo de la corriente Hall en un magnetrón convencional.

Los resultados de la medición de la corriente Hall son muy diferentes para magnetrones con configuraciones similares. En 2001 Bradley [J W Bradley and Gonzalvo, 2001] encontró que la corriente de Hall para un magnetrón planar convencional tiene un valor de 2.3 A, esto es aproximadamente 5 veces la corriente de descarga. En 2004 Bohlmark y sus colaboradores hicieron una medición de la corriente Hall para un sistema de magnetrón circular planar [Johan Bohlmark and Brennin, 2004], el resultado de esta corriente fue de 160 A esto corresponde al 30% de la corriente de descarga. En el 2011 Lundin y su equipo realizó la misma medición para una configuración similar [Daniel Lundin and Helmersson, 2011], el valor de la corriente fue de 28 A esto corresponde al 20% de la corriente de descarga. Estos resultados difieren entre si y resaltan la dificultad que ha demostrado realizar esta medición.

Uno de los métodos de medición de corriente utilizados en ingeniería eléctrica es la medición remota de corriente continua utilizando transformadores de corriente. La base de su funcionamiento es la medición del flujo magnético generado por una corriente externa en el núcleo. Para medir el flujo magnético, se utilizan sensores de campo magnético lineal de semiconductores. El funcionamiento de estos sensores se basa en el efecto Hall para semiconductores. [Ray and Hewson, 2000, Kojori, 2009, Ripka, 2010]

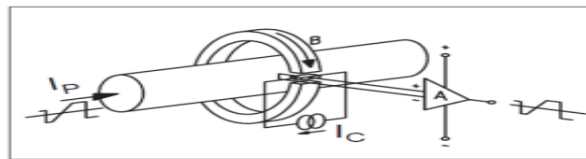
#### 3.1.1 Sensores de corriente Hall en lazo abierto

Cuando un conductor que transporta corriente se coloca en un campo magnético, se generará un voltaje perpendicular a la corriente y al campo. Este principio se conoce como el efecto Hall. Cuando está presente un campo magnético perpendicular, se

### 3.1 Corriente Hall en magnetrones

---

ejerce una fuerza de Lorentz sobre la corriente. Esta fuerza perturba la distribución de corriente, lo que resulta en una diferencia de potencial a través de la salida. Este voltaje es el voltaje Hall ( $V_H$ ). El principio de funcionamiento del sensor consiste en un conductor que lleva corriente y crea un campo magnético figura (3.2). Donde, este campo está concentrado por un núcleo magnético. El núcleo tiene una brecha que lo atraviesa y se utiliza un generador de pasillo para detectar la densidad de flujo magnético en la brecha. Este transductor, amplifica el voltaje del generador Hall para proporcionar un voltaje de salida. La corriente de control,  $I_C$  y amplificación diferencial son suministrados por electrónica del sistema. [Ray and Hewson, 2000].



**Figure 3.2:** Esquema del sensor de corriente hall en lazo abierto.

---

---

### RESULTADOS Y DISCUSIÓN

---

---

Dado que por su naturaleza, la formación de la corriente Hall a causa de los campos cruzados es independiente de la geometría del cátodo, el modelo numérico desarrollado se utilizó para analizar los parámetros de la corriente Hall para magnetrones tradicionales con cátodos en forma de disco (planos), para los cuales hay una gran cantidad de resultados de simulación [Dombrowski, 1988, Ido and Nakamura, 1996, Ido et al., 1998, Nanbu et al., 1996, Tang et al., 2007, Halsey et al., 1999].

#### 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

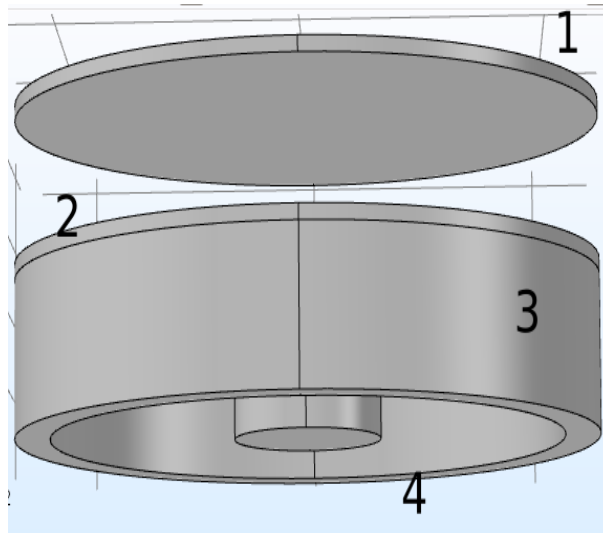
##### 4.1.1 Modelo físico de un magnetrón convencional

El magnetrón sputtering consta de dos imanes el primero con forma de anillo y el segundo cilíndrico. Sus magnetizaciones están dirigidas opuestamente a lo largo del eje  $z$  de tal manera que confinan los electrones en el volumen de descarga debido a el movimiento de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ .

Inicialmente se usó una configuración con cátodo equipotencial (ver figura 4.1) donde 1 corresponde al ánodo, 2 es el cátodo, 3 el imán en forma de anillo y 4 el imán cilíndrico.

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

---



**Figure 4.1:** Esquema de magnetron sputtering convencional con cátodo equipotencial.

### 4.1.2 Imanes

El sistema magnético en uso es de dos secciones: un cilindro y un anillo, este último encierra axialmente al imán en forma de anillo. Las dimensiones de la geometría y los valores de magnetización axial ( $M_z$ ) se tabulan en la Tabla 1. El material de los imanes es hierro.

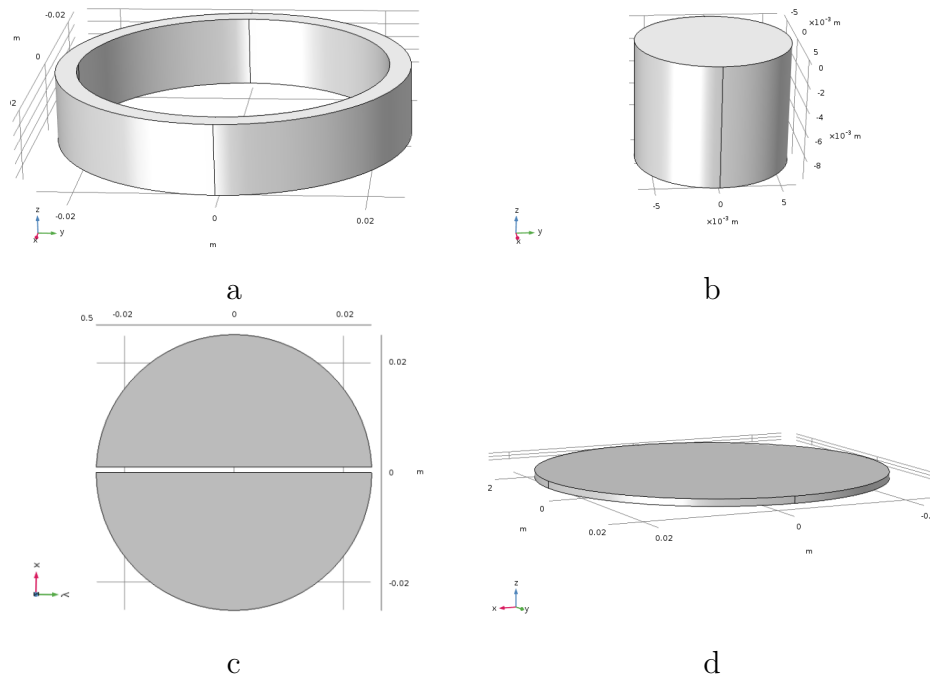
Imán	$M_z$ [A/m]	Ri [cm]	Re [cm]	Altura [cm]
Anillo	$-3.75 \times 10^{-5}$	2.0	2.5	1.0
Cilindro	$3.75 \times 10^{-5}$	-	1.0	1.0

**Table 1:** Parámetros de los imanes.

### 4.1.3 Cátodo segmentado

Como se presentó en la figura (4.1), el cátodo del magnetron puede modificarse, esta modificación consiste en un cátodo no equipotencial con dos segmentos del mismo material (cobre) (ver figura 4.2c). Los segmentos están aislado por aire.

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría



**Figure 4.2:** Componentes individuales del magnetrón sputtering. a) Iman en forma de anillo b) Iman cilíndrico c) Cátodo segmentado y d) ánodo.

Con esta nueva modificación, la idea es que uno de los segmentos funciona como un magnetrón estándar; es decir, con el mismo campo magnético y características voltio-ampericas. Dicho segmento es denominado de bajo voltaje (LV) ( $-500[V]$ ). Al otro segmento del cátodo, denominado segmento de alto voltaje (HV), se le aplicó un voltaje mayor que el estándar ( $-750[V]$ ). Por lo tanto, los iones lo bombardean con mayor energía produciendo más átomos pulverizados, puesto que el coeficiente de sputtering crece con la energía.

### 4.1.4 Modelo numérico

#### Dinámica de las partículas

Para obtener la dinámica de los electrones, se resolvió la ecuación relativista de Newton-Lorentz:

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

---

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.1)$$

En variables adimensionales se reescribe como:

$$\frac{d\vec{U}}{d\tau} = \vec{g}_0 + \frac{\vec{U}}{\gamma} \times \vec{b} \quad (4.2)$$

donde  $\vec{U} = \vec{p}/m_e c$  es el momentum del electrón,  $\vec{g}_0 = -e\vec{E}/m_e c \omega$  es el campo eléctrico debido al cátodo,  $\vec{b} = -\vec{B}/B_0$  es el campo magnético en la posición del electrón,  $\tau = \omega t$  es el tiempo y finalmente  $\gamma = (1 + U^2)^{1/2}$  es el factor relativista. Los parámetros  $B_0$  y  $\omega^{-1} = m_e/eB_0$  representan los valores característicos para el campo magnético y el tiempo respectivamente. En un esquema de diferencias finitas, la ecuación de Newton Lorentz se reescribe como:

$$\frac{\vec{U}^{n+1/2} - \vec{U}^{n-1/2}}{\Delta\tau} = \vec{g}^n + \frac{\vec{U}^{n+1/2} + \vec{U}^{n-1/2}}{2\gamma^n} \times \vec{b}^n \quad (4.3)$$

La última ecuación es resuelta usando el algoritmo de Boris-Bunneman en un esquema de leap-frog, donde la nueva posición de cada paso del tiempo de simulación se calcula empleando la ecuación(4.4).

$$\vec{x}^{n+1} = \vec{x}^n + \frac{\vec{U}^{n+1/2} \Delta\tau}{\gamma^{n+1/2}} \quad (4.4)$$

Aquí  $\gamma^{n+1/2} = [1 + (U^{n+1/2})^2]^{1/2}$ . Estas posiciones son normalizadas con respecto a  $l_o = c/\omega$ .

### Ecuación de Laplace

El campo magnético  $\vec{B}$  generado por la configuración de imanes puede determinarse a través de la expresión:

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

---

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (4.5)$$

donde  $\vec{H}$  es la intensidad magnética y  $\vec{M}$  la magnetización en el punto considerado. Por lo tanto  $\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = \rho_m(\vec{r})$ , donde  $\rho_m(\vec{r})$  es la densidad volumétrica de carga de magnetización definida como  $\rho_m(\vec{r}) = -\nabla \cdot \vec{M}(\vec{r})$ . Debido a la ausencia de corrientes libres en el sistema considerado, la ley de Ampère conduce a:

$$\nabla \times \vec{H} = 0 \quad (4.6)$$

Esto indica que es posible expresar la intensidad de campo magnético como  $\vec{H}(\vec{r}) = -\nabla\phi_m(\vec{r})$ , donde  $\phi_m(\vec{r})$  representa el potencial escalar magnético. Los resultados anteriores conducen a la ecuación de Poisson  $\nabla^2\phi_m(\vec{r}) = -\rho_m(\vec{r})$ . Considerando que los imanes cilíndricos propuestos tienen magnetización uniforme a lo largo del eje z, por lo tanto  $\rho_m(\vec{r}) = 0$  en todo el espacio, excepto en las superficies transversales de los anillos, obteniendo finalmente la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2\phi_m(\vec{r}) = 0 \quad (4.7)$$

Debido a que no hay cargas en la región de interés del sistema, también se satisface la ecuación de Laplace para el campo eléctrico:

$$\nabla^2V = 0 \quad (4.8)$$

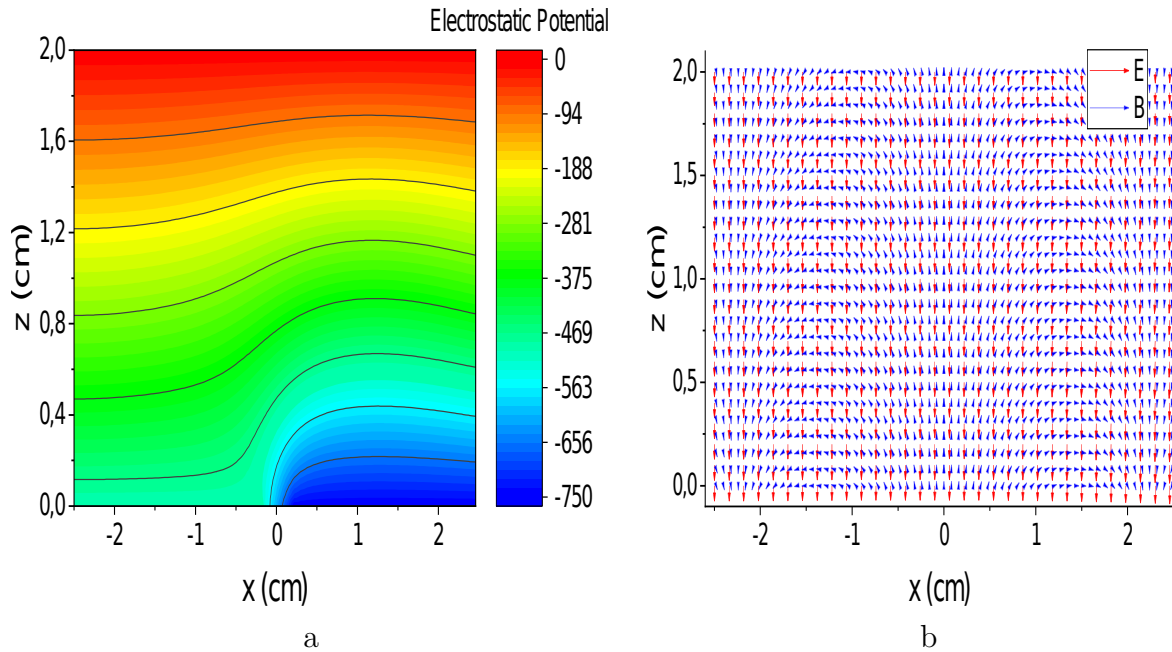
Al resolver estas ecuaciones podemos determinar la distribución del campo magnético en el dispositivo y su magnitud.

Los campos magnéticos y eléctricos se calculan solucionando las ecuaciones de Laplace correspondientes, para ello se resuelve sobre un esquema de elementos finitos empleando el software COMSOL Multiphysics  $\text{\textcircled{R}}$ .

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

### 4.1.5 Resultados

La figura (4.3a) muestra el perfil del campo eléctrico en el plano y la figura (4.3b) presenta los campos vectoriales eléctrico y magnético. Se puede determinar la región donde los campos eléctricos y magnéticos son perpendiculares y, en consecuencia, el confinamiento de electrones es efectivo debido al movimiento de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  en la dirección antihoraria.



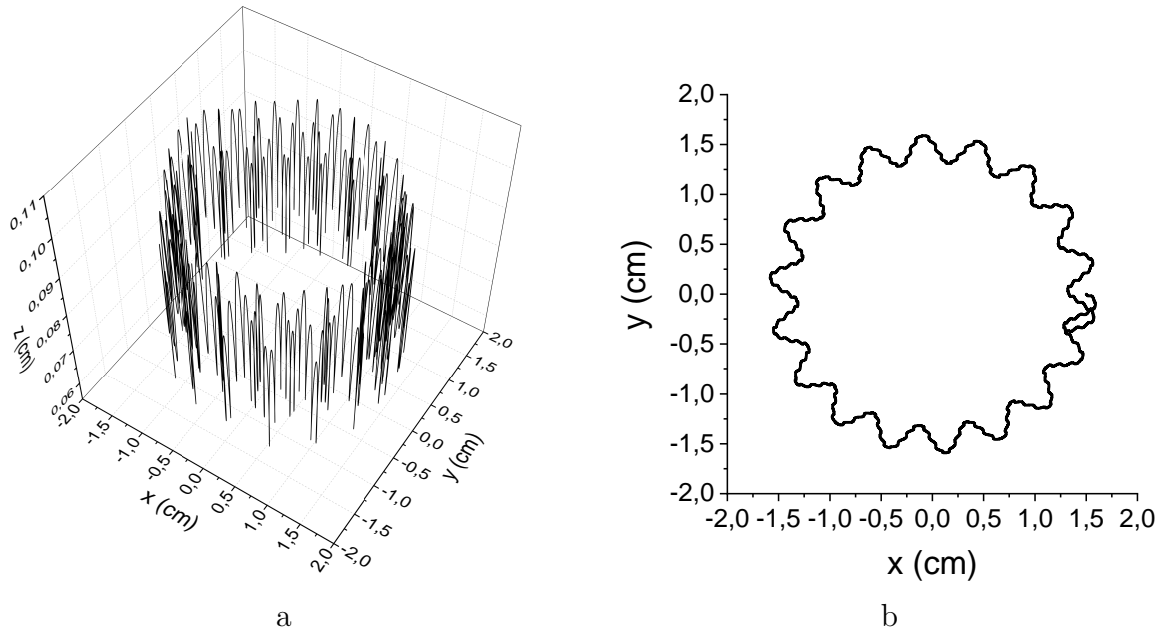
**Figure 4.3:** a) Perfil eléctrico en el plano  $y = 0$  y b) Campo vectorial eléctrico y magnético obtenido en los módulos de COMSOL.

En las simulaciones, se realizan tres escenarios diferentes. Se comenzó el estudio del proceso de confinamiento con el cátodo equipotencial, con un potencial aplicado de  $-500V$ . Inicialmente, una nube de electrones cilíndrica uniforme colocada en el volumen entre electrodos se lleva a velocidades muy cercanas a cero. En el volumen del magnetrón, los electrones comienzan a moverse debido al campo eléctrico y, al mismo tiempo, algunos electrones inician el movimiento de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$ . Otros tipos de movimientos de deriva son causados por el gradiente del campo magnético y la curvatura de las líneas de fuerza magnética son insignificantes.

La figura (4.4a) muestra la trayectoria 3D de un electrón atrapado durante su movimiento azimutal y la figura (4.4b) presenta su proyección en el plano  $xy$ . Se puede ver que el

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

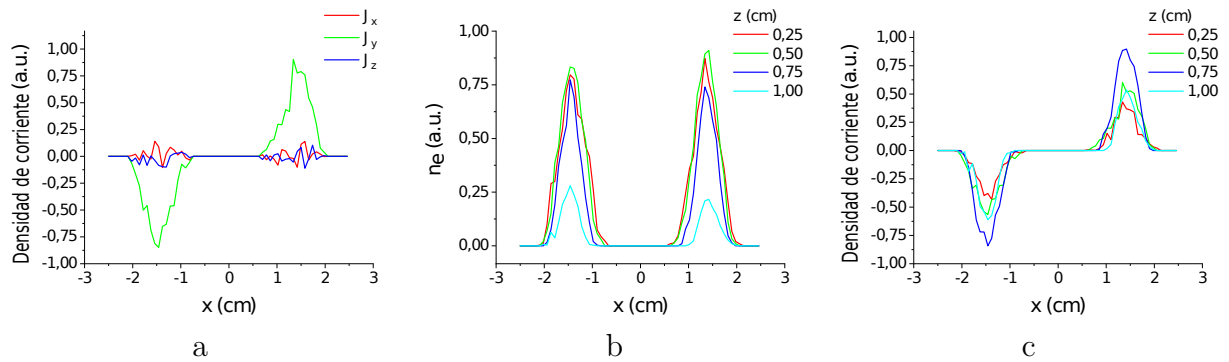
electrón atrapado en el caso equipotencial ejecuta oscilaciones periódicas en la dirección azimutal.



**Figure 4.4:** Trayectoria completa del electrón atrapado con cátodo equipotencial: a) Vista 3D y b) Proyección 2D en el plano  $xy$ .

El hecho de que el cátodo sea equipotencial implica que el campo eléctrico es axisimétrico junto con la corriente de Hall y la distribución espacial electrónica. La figura 4.5 demuestra que la densidad de corriente y los perfiles de concentración de electrones son simétricos con respecto al eje  $z$ . La figura 4.5a muestra la variación de la densidad de corriente a lo largo del eje  $x$  para  $y = 0$  y  $z = 0.5\text{cm}$ . En este caso la componente  $J_y$  de la densidad de corriente es dominante porque en el plano  $y = 0$  la componente axial coincide con la componente  $J_y$ . La figura 4.5b y 4.5c evidencian la distribución simétrica de la concentración de electrones y la componente  $y$  de la densidad de corriente respectivamente en  $y = 0$  para diferentes posiciones de  $z$ .

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

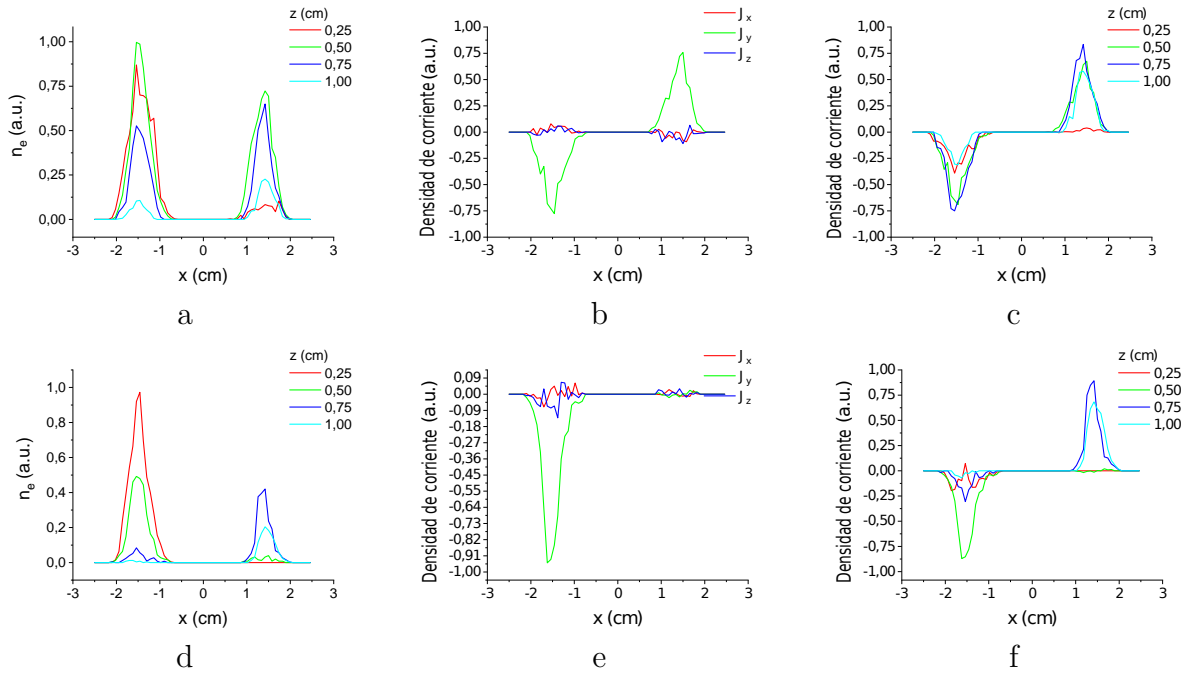


**Figure 4.5:** Resultados para el cátodo equipotencial: a) Perfiles de las componentes de la densidad de corriente a lo largo del eje  $x$  en  $y = 0$  y  $z = 0.5\text{cm}$ . Comportamiento de b) la concentración electrónica y c)  $J_y$  para diferentes valores de  $z$  en el plano  $y = 0$ .

El segundo escenario corresponde al sistema de cátodo no equipotencial. Este estudio se realizó para dos variaciones en el voltaje de los cátodos. Inicialmente, el segmento de cátodo derecho que se muestra en la figura (4.2c) está bajo un potencial de  $-750[V]$  con referencia al ánodo mientras que el otro segmento está relacionado con la fuente DC de  $-500[V]$ . El segmento de la derecha es el HV y el segmento de la izquierda es el LV.

La segunda variación para el cátodo no equipotencial se realiza bajo un potencial del segmento de HV de  $-600[V]$  y con un potencial del segmento de LV de  $-500[V]$ . Por lo tanto, los campos eléctricos en el caso no equipotencial no poseen la simetría axial. Las simulaciones de movimiento de electrones se cumplen en las mismas condiciones iniciales que en el caso equipotencial. Los resultados del cálculo se muestran en la figura (4.6) para ambos potenciales de  $750[V]$ .

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

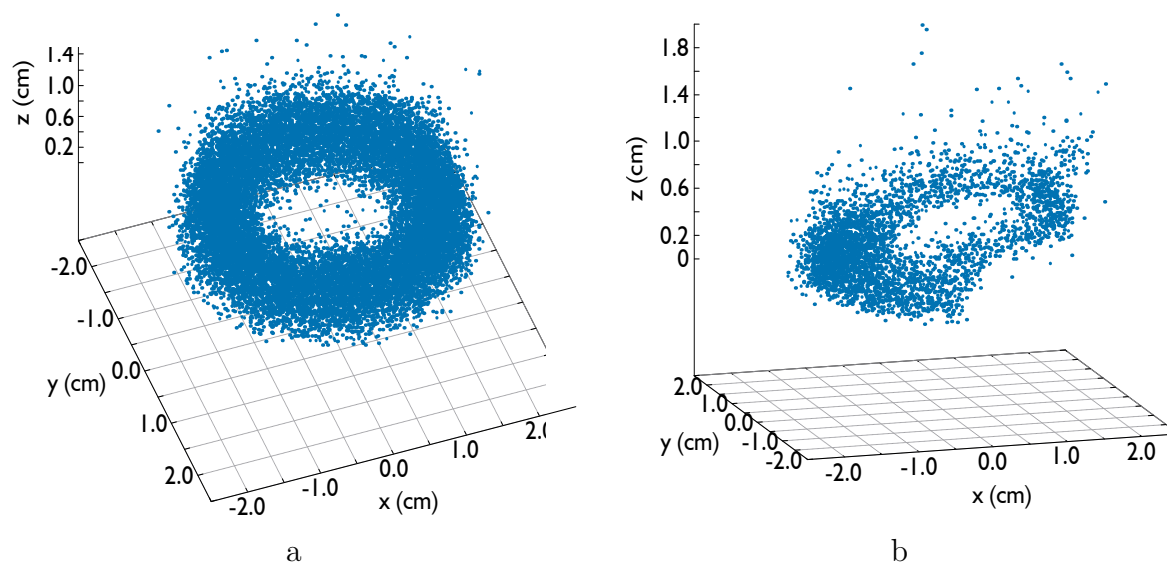


**Figure 4.6:** Resultados para el cátodo no equipotencial: Componentes del perfil de la densidad de corriente a lo largo del eje  $x$  en  $y=0$  y  $z = 0.5\text{cm}$  y comportamiento de la concentración de electrones  $J_y$  para diferentes valores de  $z$  en el plano  $y=0$ : a), b) y c) para  $HV=-600V$  y d), e) y f) para  $HV=-750V$ .

Es importante resaltar que la la densidad de corriente azimuthal es dominante debido al movimiento de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  como en el caso del cátodo equipotencial, pero la concentración está fuera de la simetría (ver figuras (4.6a), (4.6d)) y las principales concentraciones sobre el segmento LV se observan para  $z = 0.25\text{cm}$  y  $0.5\text{cm}$  mientras que para el segmento HV la concentración principal se observa en  $z = 0.75\text{cm}$  y a  $z = 1.0\text{cm}$ . El comportamiento de los electrones en el campo no equipotencial es claramente distinto del caso del campo equipotencial como se puede ver en las figuras (4.6 b, c, e, f). Esto se puede explicar debido a que la repulsión electrostática es mayor en el lado HV y el confinamiento es más efectivo en el plano más alto de  $z$ . La concentración de electrones se encuentra más pequeña que en el lado del LV. La simetría de la distribución de electrones en el caso del cátodo equipotencial y la baja eficiencia de confinamiento en el lado HV se demuestran en la figura (4.7), donde se traza la distribución de electrones en 3D. Se observa la distinción en las distribuciones de electrones entre los lados HV y LV, pero es importante mencionar que las amplitudes de densidad de corriente en ambos lados son similares, esto ocurre debido a los valores de velocidad más altos en el lado HV.

## 4.1 Magnetrones con cátodo de diferente geometría

---

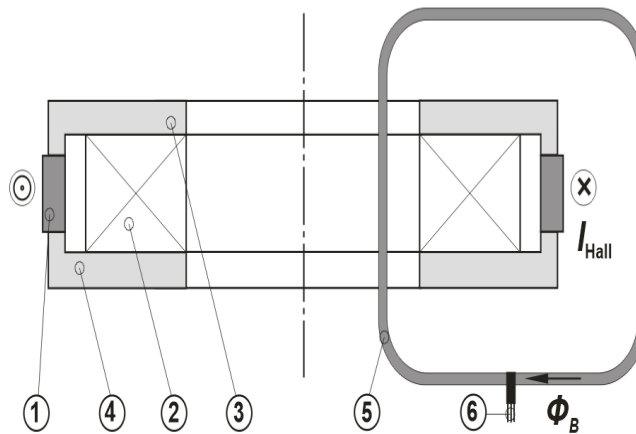


**Figure 4.7:** Distribución final de electrones atrapados en el magnetrón sputtering con (a) Cátodo equipotencial ( $-500V$ ) y (b) Cátodo no equipotencial ( $LV=-500V$ ,  $HV=-750V$ ).

## 4.2 Magnetron anillo

Para el estudio de la corriente de Hall en este trabajo proponemos el diseño de un magnetron en forma de anillo (ver figura 4.8 y 4.9), que permite el uso de sensores de corriente Hall con el propósito de lograr una medida de la misma. Las configuraciones típicas (ver figura 1.2) no permiten medir experimentalmente la corriente Hall debido a que es imposible cerrar el lazo del sensor. Un análisis preliminar muestra que en dispositivos con geometría de anillo, se cumplen las condiciones para la existencia de una descarga de magnetron.

Este dispositivo consta de 8 imanes de Neodimio los cuales se distribuyen de forma homogénea y son cubiertos por el núcleo magnético (anillo de hierro), en la parte superior e inferior de los imanes, finalmente, el cátodo es un anillo de cobre que rodea a los imanes, tal y como se presenta a continuación.



**Figure 4.8:** Esquema del magnetron en forma de anillo propuesto.

En la figura (4.8) se presenta el diseño del magnetron, los elementos del dispositivo corresponden a:

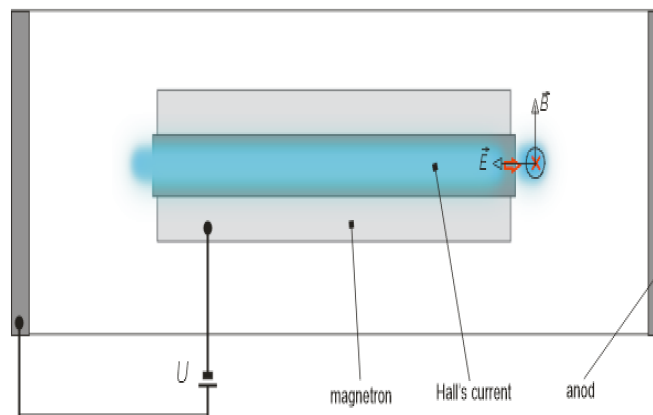
1. Cátodo de cobre
2. Imán de neodimio (NdFeB)
3. Anillo de hierro (ferromagnético)
4. Anillo de hierro (ferromagnético)

## 4.2 Magnetrón anillo

---

5. Núcleo magnético
6. Sensor lineal de campo magnético (basado en el efecto Hall en semiconductores)

La configuración propuesta permite atrapar los electrones debido al movimiento de deriva de los campos cruzados  $\vec{E} \times \vec{B}$ , como se muestra en la figura (4.9), se espera que la corriente Hall se forme en la región en que estos campos son mutuamente perpendiculares, dando origen a la deriva de campo cruzado alrededor del eje axial. La forma de anillo del magnetrón permite situar el sensor de Hall, dispuesto para medir la corriente y el cual tiene como principio físico del funcionamiento el efecto Hall en semiconductores.



**Figure 4.9:** Vista frontal del sistema magnetrón en forma de anillo. La sección azul representa la corriente Hall que rodea al sistema cilíndrico, El producto  $\vec{E} \times \vec{B}$  define la dirección ( $\hat{\phi}$ ) y sentido de la corriente.

Para el funcionamiento del sistema de pulverización catódica del magnetrón, es necesario garantizar la presencia de un campo magnético arqueado en la superficie del cátodo. La amplitud del campo magnético en esta región debe estar en un rango entre 0.15-0.3 [T]. El propósito de la simulación es verificar la posibilidad fundamental de implementar estos requisitos en un magnetrón en forma de anillo, y si es posible, realizar cálculos de optimización. En las siguientes secciones se realiza un estudio que valida la posibilidad de implementar dicho sistema.

## 4.2 Magnetrón anillo

### 4.2.1 Modelo físico

El magnetrón sputtering con forma de anillo (ver figura 4.10) consta de 8 imanes de Neodimio en forma cilíndrica, con la misma magnetización a lo largo del eje  $z$ . Inicialmente se usó una configuración de cátodo equipotencial en forma de anillo y luego se segmentó este cátodo para conformar un sistema no equipotencial. Sobre los imanes se usan anillos de hierro, estos tienen el objetivo de guiar las líneas de campo magnético hacia el cátodo, permitiendo que la corriente de Hall se forme rodeando todo el sistema cilíndrico. De acuerdo con el producto  $\vec{E} \times \vec{B}$  se define la dirección( $\hat{\phi}$ ) y el sentido de la corriente. (ver figura 4.9)

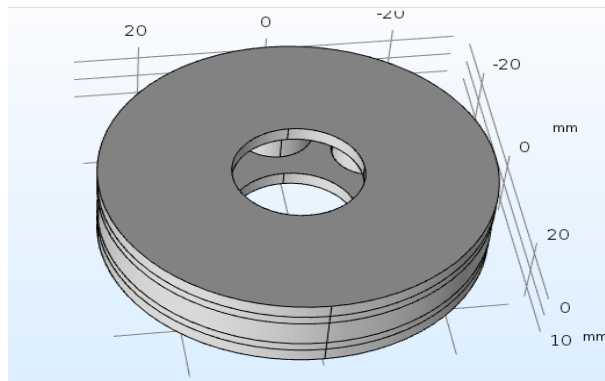


Figure 4.10: Esquema del magnetrón en forma de anillo simulado.

Para dar una idea más clara del sistema de magnetrón en la figura (4.11) se quitó la capa de ferromagnético superior para ver el “interior” del magnetrón. Donde 1 es el anillo de ferromagnético, 2 el sistema de 8 imanes y 3 el cátodo de cobre.

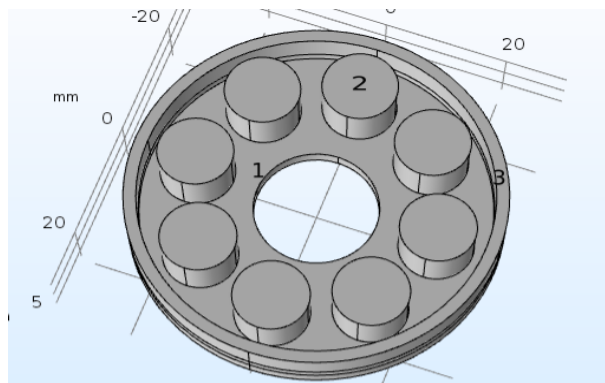


Figure 4.11: Vista 3D del “interior” del magnetrón en forma de anillo.

## 4.2 Magnetron anillo

---

En la siguiente tabla se presentan la geometría de los componentes del magnetron, los valores de magnetización para los imanes de neodimio y el potencial para el cátodo. Donde  $r_i$  corresponde al radio interno y  $r_e$  el radio externo,  $h$  es la altura,  $M$  la magnetización y  $V$  el voltaje aplicado.

Componentes	Descripción
<i>Imanes</i>	$r=6$ [mm] $h=10$ [mm] $M = 8 \times 10^5$ [A/m]
<i>Cátodo</i>	$V=400$ [V] $r_i= 26$ [mm] $r_e=30$ [mm] $h=3$ [mm]
<i>Ferromagnético</i>	$r_i= 14$ [mm] $r_e=30$ [mm] $h=3$ [mm]

**Table 2:** Geometría y condiciones iniciales del sistema magnetron anillo.

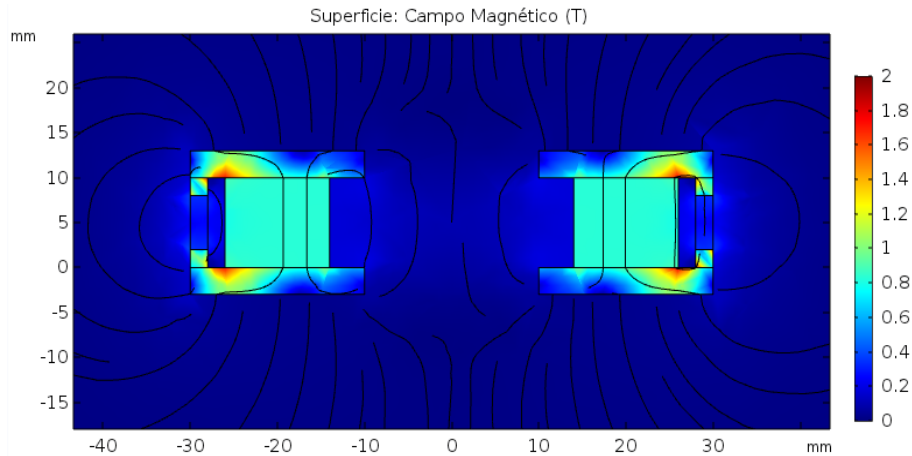
### 4.2.2 Resultados

#### Campo magnético

Como ya se mencionó el sistema consiste en una configuración de ocho imanes cilíndricos con las características de la tabla(2), que junto con los anillos de hierro forman un circuito magnético. Para identificar la topología de las líneas de campo generadas en esta configuración se resolvió numéricamente la ecuación de Laplace (4.8) correspondiente, para ello se resuelve en un esquema de elementos finitos empleando el software COMSOL Multiphysics® con el módulo de campos magnéticos sin corrientes (mfnc).

Las simulaciones arrojan que las líneas de campo originadas en el imán son conducidas por el anillo de hierro, tal como se espera, debido a la naturaleza ferromagnética del material, por ello, su función en el magnetron es conducir las líneas del campo magnético hacia el cátodo (ver figura 4.12). También se observa un comportamiento adecuado en las las líneas de campo, al tener una magnetización positiva, estas salen del norte magnético y entran al sur, exhibiendo un comportamiento más cerrado en el ferromagnético.

## 4.2 Magnetron anillo



**Figure 4.12:** Campo magnético para el magnetron anillo.

Hacia el centro del ferromagnético se puede ver una magnitud del campo magnético de aproximadamente 0.8 [T], sabemos que para que la corriente de Hall se genere se necesita un valor de campo magnético arqueado en un rango de 0.1-0.15[T], por lo tanto el sistema magnético cumple este requisito. Además, en el circuito magnético (carcasa de hierro) se observa una distribución inhomogénea del flujo magnético, en esta zona, el campo alcanza valores críticos cercanos a la saturación magnética, la cual es propia del material y para nuestro caso es cercana a 1.3 [T]. Desde el punto de vista experimental, si el flujo magnético sobrepasa el valor de saturación, esto puede ser muy peligroso debido a que incluso un calentamiento ligero puede llevar a la pérdida de las propiedades ferromagnéticas, haciendo que el campo magnético desaparezca y por ende el magnetron deja de ser funcional y la descarga se transforma en una descarga brillante sobre toda la superficie del magnetron. Por lo tanto es necesario establecer una nueva configuración que mejore la distribución de las líneas de campo.

Para resolver este problema se realizó una optimización del sistema, la cual se presenta en la siguiente sección.

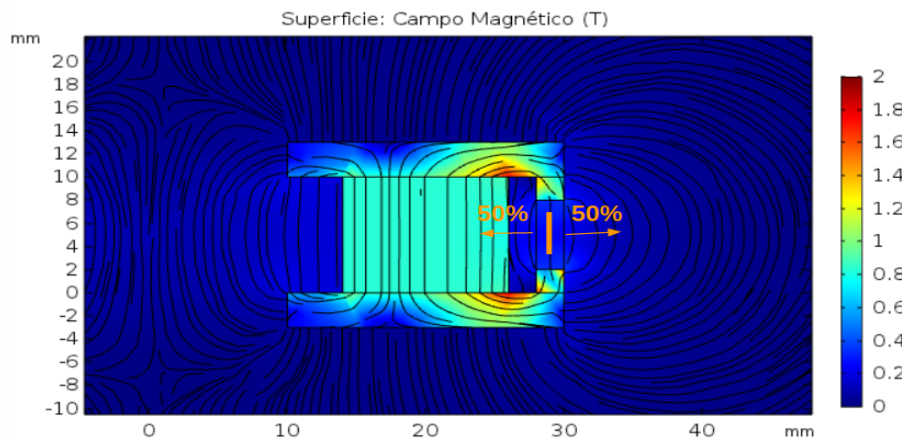
### Optimización

Para tener mejores características y dar confiabilidad al diseño del magnetron en la práctica, se realizó la optimización del sistema, enfocándonos en dos aspectos importantes. El primer aspecto a optimizar, consiste en aumentar la fracción útil del campo magnético, se debe generar una configuración que permita que se use mayor energía del campo magnético, haciendo una trampa más eficiente para los electrones que formarán la

## 4.2 Magnetron anillo

corriente de Hall. Lo segundo es garantizar un campo magnético uniforme dentro del circuito magnético, debido a que como se observa en la figura (4.12) la dirección de las líneas de fuerza del campo magnético primero disminuyen y después aumentan, lo cual como se mencionó anteriormente puede ser peligroso para el sistema. Se proponen cuatro diferentes variaciones en la geometría del sistema para su optimización.

La primera propuesta para optimizar el sistema consiste en aumentar la fracción útil del campo, como se observa que el campo de desplazamiento es simétrico (figura 4.13), es decir, que solo se usa el 50% de la energía del campo magnético para atrapar los electrones en la región exterior. Con el fin de aumentar esta fracción útil del campo se proponen las configuraciones a) y b) (ver figura 4.14).

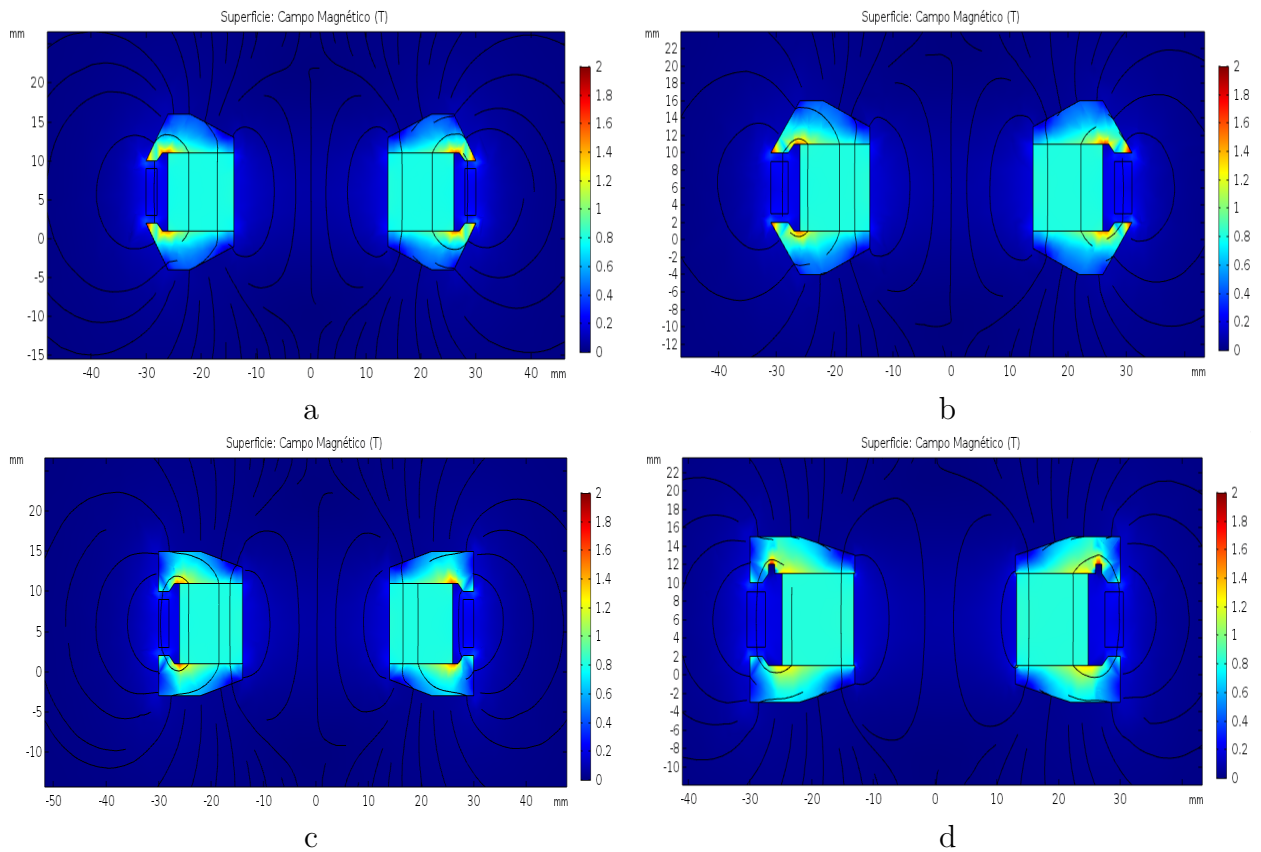


**Figure 4.13:** Campo magnético para el magnetron anillo-análisis en la brecha.

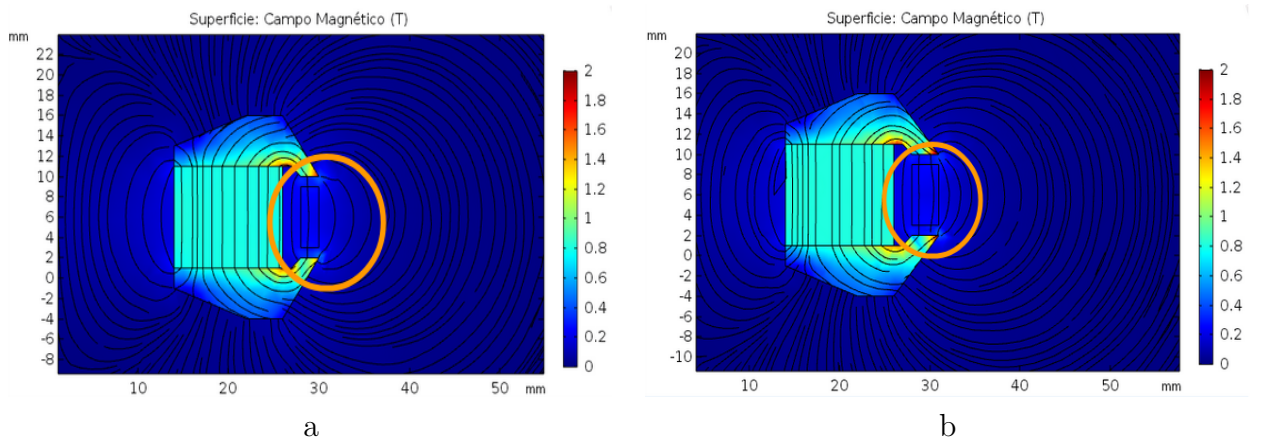
En las figuras a) y b) se puede observar que no hay gradiente sobre la superficie (homogeneidad), garantizar esto es muy importante desde el punto de vista experimental, puesto que gradiente de campo significativo en la superficie es una condición para la aparición de micro-descargas, generando flujos contaminantes e inestabilizando el sistema.

Con estos dos nuevos diseños, la topología de las líneas de campo magnético muestran un cambio significativo, esto se aprecia en la figura (4.15), donde en la zona señalada es evidente que hay una mayor distribución de las líneas de campo hacia el cátodo, zona donde se espera la formación de la corriente Hall, mejorando la trampa magnética.

## 4.2 Magnetrón anillo



**Figure 4.14:** Resultados de la optimización del campo magnético: a) y b) Configuración para aumentar la fracción útil del campo magnético. c) Configuración para aumentar el grosor del circuito magnético, d) Configuración para evitar el campo magnético de saturación.

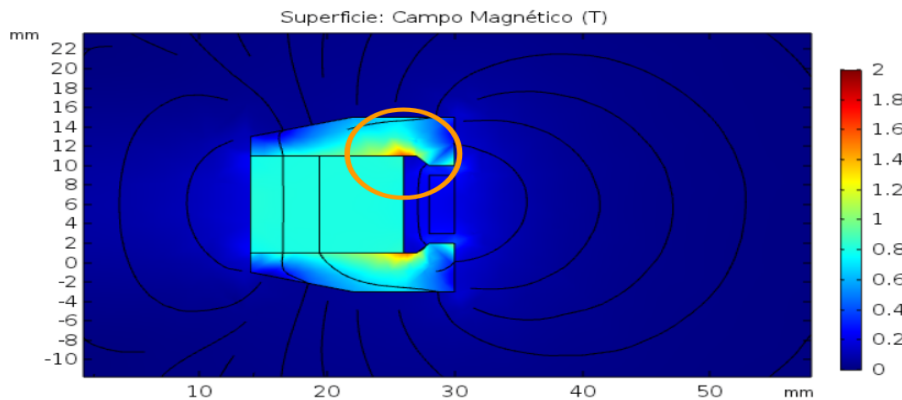


**Figure 4.15:** Configuraciones para aumentar la fracción útil del campo magnético: a) Líneas del campo magnético de la configuración a) en (4.14), b) Líneas de campo magnético de la configuración b) en (4.14).

## 4.2 Magnetron anillo

Con la segunda configuración se espera garantizar la uniformidad del campo magnético, para ello se hace un aumento en el grosor del circuito magnético, como se observa en c) (ver figura 4.14). Tal como se observa en c), el comportamiento del campo magnético presenta una homogeneidad mayor respecto al campo en la figura (4.12), sin embargo, en la zona cercana a la punta (ver figura 4.16), el campo magnético es muy alto, este toma un valor de aproximadamente 1.4 [T], este valor es cercano a la saturación. Esta acumulación de campo en la región señalada del circuito llama mucho la atención, puesto que el campo debería disminuir monótonamente.

Con el fin de corregir este alto valor de campo magnético, se realizó un corte en la zona donde se originó este aumento, esta configuración con el corte corresponde a la figura d) en (4.14), sin embargo no se observa mejoría en los resultados. Este comportamiento se puede asociar a un cambio brusco de la geometría, es decir, hay un cambio en la continuidad del material lo que nos lleva a pensar que es un problema de discontinuidad lo que da lugar a una concentración de campo magnético en las esquinas.



**Figure 4.16:** Saturación del campo en las esquinas del circuito magnético.

Con base a las configuraciones de optimización estudiadas previamente, se propone una última configuración (figura 4.17) para realizar el estudio de la dinámica de las partículas y la corriente de Hall, esta cumple los dos criterios fijados, el aumento de la fracción útil del campo magnético y la disminución de la magnitud de los picos de discontinuidad en el circuito magnético.

## 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

Como se observa en la figura (4.17), la distribución de las líneas del campo magnético incrementan en dirección al cátodo. No se observa un gradiente sobre el circuito magnético, sin embargo, nuevamente en la esquina es visible un aumento del campo magnético, no obstante, este valor es un poco más bajo, aproximadamente 1.2 [T], lo cual se ajusta mejor a los requerimientos experimentales.

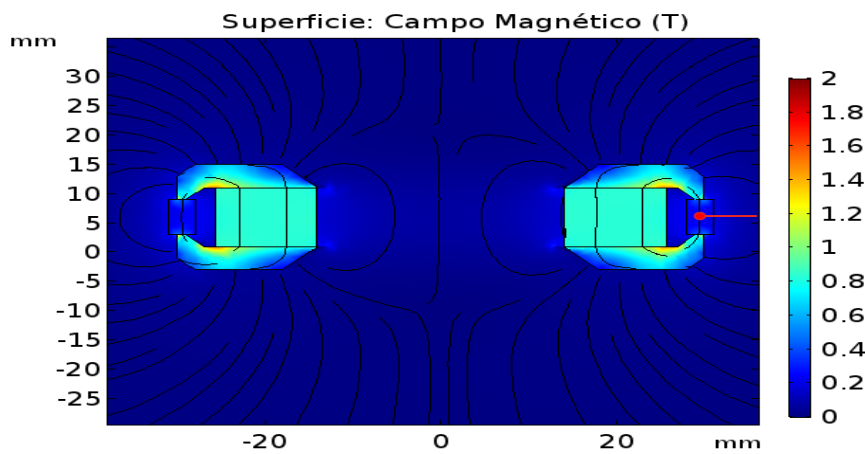


Figure 4.17: Optimización del campo magnético.

En la figura (4.18) se presenta el perfil de campo magnético a lo largo de la línea roja que se exhibe en la gráfica (4.17), se fijó  $y=0$  en el inicio de la línea y el campo está medio en referencia al valor más bajo. Para que se forme la corriente de Hall, es necesario tener el valor del campo magnético arqueado al nivel de 0.05-0.15 [T].

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

---

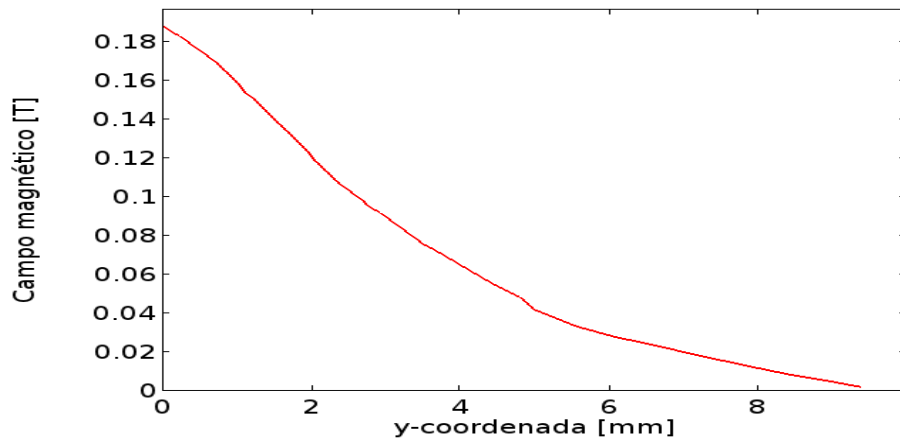


Figure 4.18: Campo magnético a lo largo del eje arqueado.

Como se muestra en (4.18), este valor de campo magnético es suficiente para que se genere la corriente de Hall en este diseño de magnetrón anillo.

Para continuar con el estudio de la formación de la corriente Hall en el magnetrón anillo, se calculó el campo eléctrico primero para un cátodo equipotencial y después para un cátodo no equipotencial.

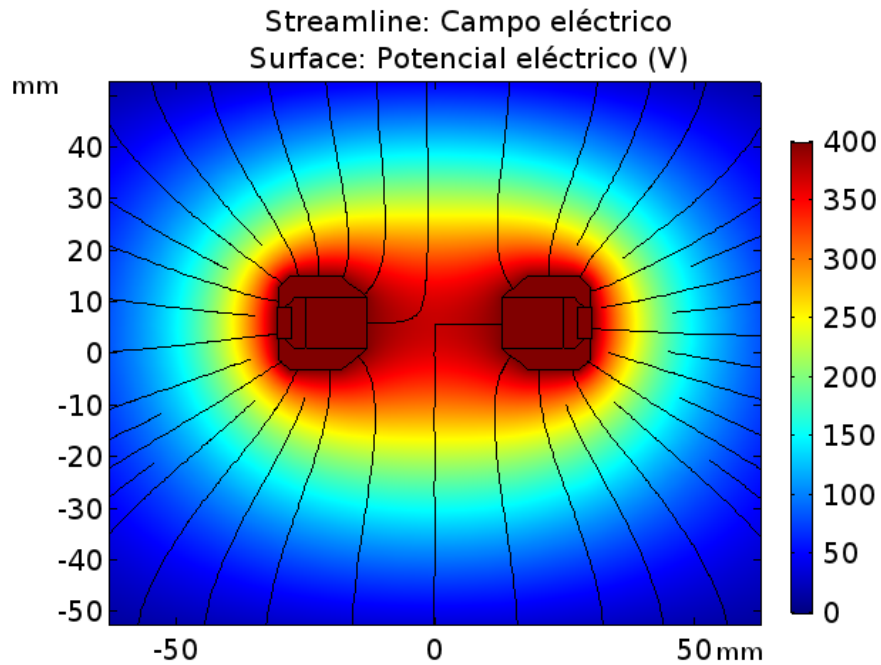
#### 4.3.1 Magnetron anillo con cátodo equipotencial

En la figura (4.19) se observa el campo eléctrico para un magnetrón anillo con cátodo equipotencial, en este caso, el potencial eléctrico (400 [V]) se aplica tanto al cátodo, como a la carcasa (ferromagnético). Se puede ver que todo el sistema se encuentra al mismo potencial y las líneas de campo eléctrico son perpendiculares a las superficies metálicas.

Se espera que en las regiones donde el campo eléctrico y magnético sean perpendiculares se forme la corriente Hall, rodeando al dispositivo (ver figura 4.9). Para estudiar el confinamiento de los electrones se inyectaron 30.000 partículas con velocidad inicial cercana a cero y posiciones aleatorias, se dejó evolucionar el sistema con el fin de estudiar 3 parámetros: la concentración final de los electrones, la corriente de Hall alrededor del eje axial y la distribución de energía.

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

---



**Figure 4.19:** Campo eléctrico para sistema magnetrón con cátodo equipotencial.

Se realizó el estudio para tres valores diferente de potencial aplicado en el sistema: 400, 500 y 600 [V] respectivamente.

En la figura (4.20) se presenta el confinamiento de los electrones a lo largo eje x; como es de esperarse debido que el cátodo es equipotencial, la corriente de Hall es axisimétrica, así, los perfiles en ambos lados son simétricos.

Para las tres curvas presentadas, se evidencia que a medida que incrementa el voltaje disminuye el confinamiento de partículas, debido a que aumenta la velocidad de deriva, lo que aumenta la probabilidad de que los electrones escapen del confinamiento, este efecto no es muy pronunciado pero si es apreciable.

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

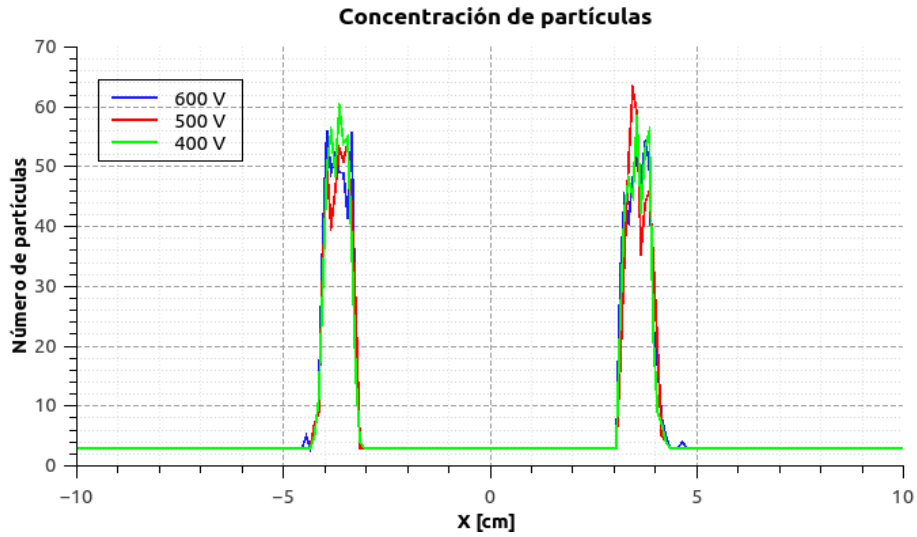


Figure 4.20: Concentración de partículas en el magnetrón anillo.

La figura (4.21) corresponde a la densidad de corriente, alrededor del eje axial. Aquí se evidencia la formación de la corriente Hall, tal como se muestra en la figura (4.9).

La densidad de corriente de los electrones tiene un comportamiento equilibrado con respecto al eje axial. Se observa que a medida que incrementa el potencial aplicado, la densidad de corriente aumenta también, a causa del incremento en la velocidad de deriva de los electrones.

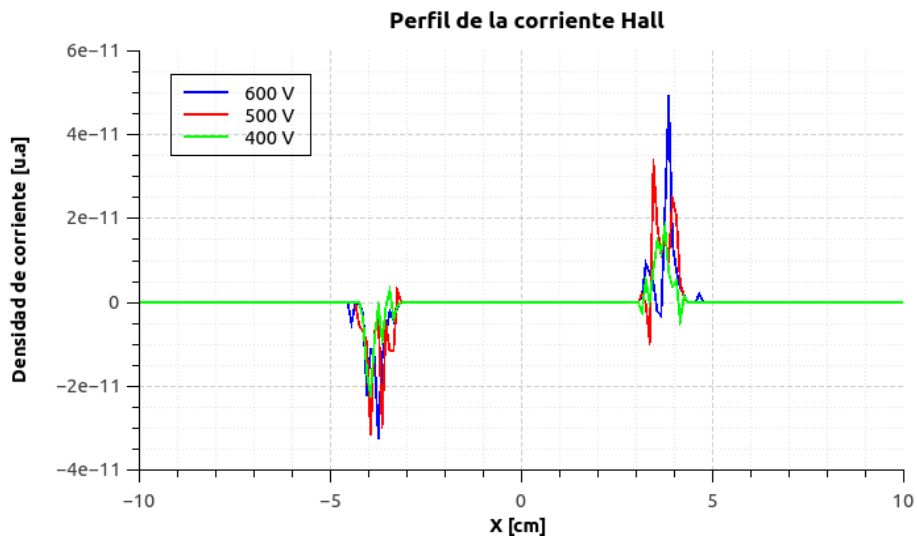


Figure 4.21: Perfil axial de la corriente Hall. A lo largo de  $y=z=0$

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

La energía de la corriente Hall, definida como la suma de la energía cinética de los electrones, es presentada en la figura (4.22), es claro que el comportamiento colectivo de las partículas al aumentar el potencial, implica una mayor velocidad y por lo tanto la energía crece.

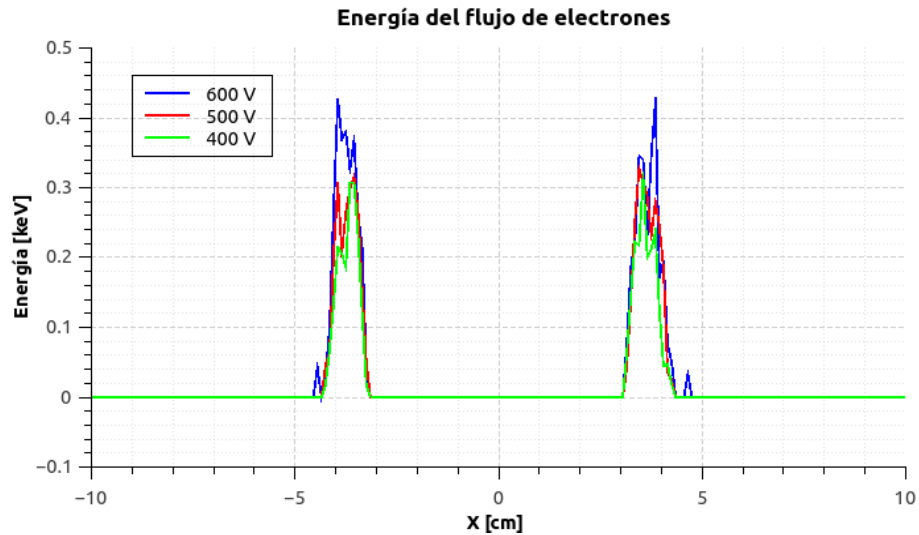
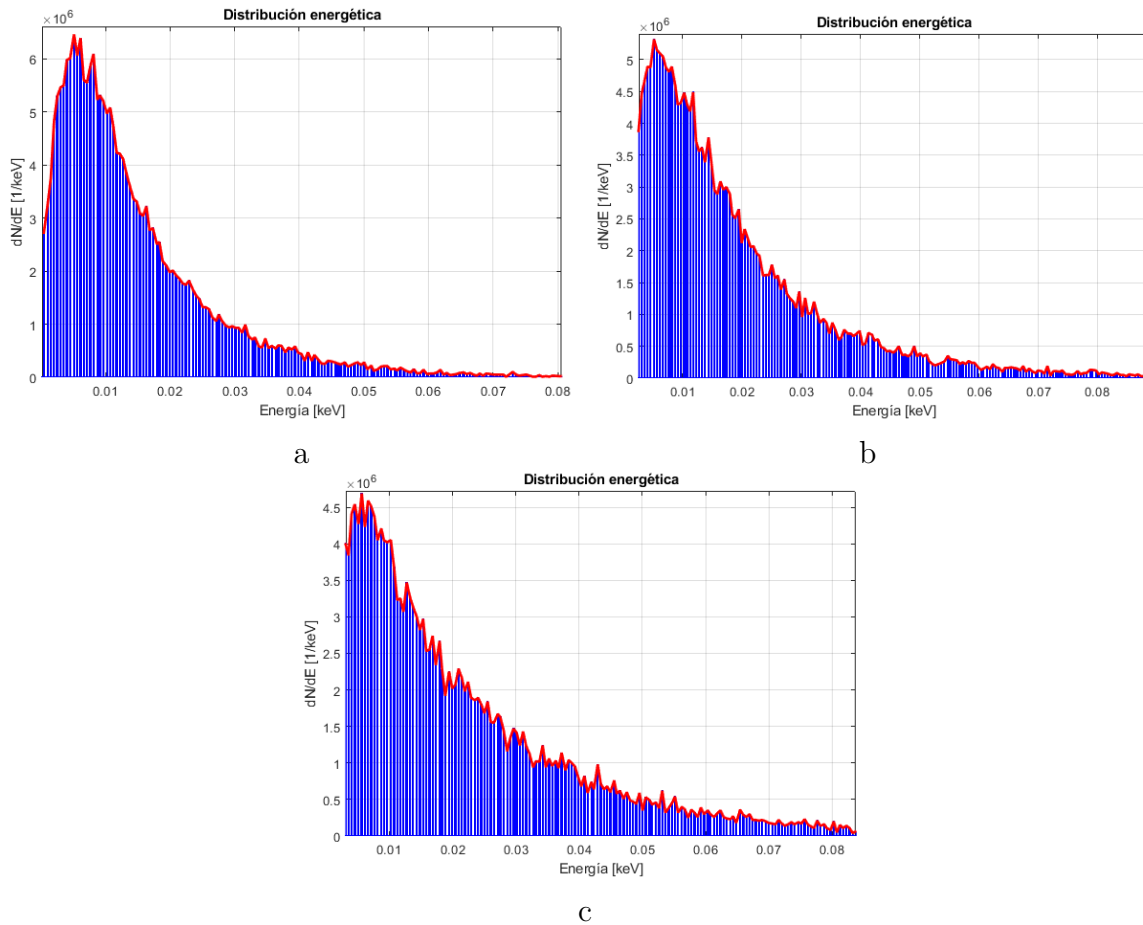


Figure 4.22: Energía del flujo de los electrones.

Finalmente se estudió la distribución de energía de los electrones figura (4.23), donde el eje horizontal corresponde a la energía y el eje vertical representa el número de partículas que se encuentran en un diferencial de energía. La figura (4.23-a) corresponde a un cátodo segmentado sometido a 400[V]. La energía que predomina tiene un valor aproximado de 0.01 [keV], a medida que el potencial se incrementa (4.23-b y c) el pico se traslada ligeramente hacia la izquierda y la concentración en el pico de la energía máxima disminuye, además, se observa que a medida que aumenta el potencial, la energía promedio de las partículas disminuye, por lo tanto hay mayor concentración de partículas menos energéticas, a la vez que se presentan más picos de energía y se incrementa el ancho de energía.

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo



**Figure 4.23:** Resultados para el cátodo equipotencial: a) Distribución de energía para un potencial de 400 [V] b) Distribución de energía para un potencial de 500 [V] c) Distribución de energía para un potencial de 600 [V].

Con estos resultados se estudian y relacionan algunos parámetros de descarga del magnetrón anillo con cátodo equipotencial.

El análisis numérico mostró que la energía promedio de los electrones Hall calculada es mucho más baja que la energía requerida para la ionización efectiva del argón [Raju, 2004]. El análisis muestra que en la descarga de magnetrón se realizan otros mecanismos de generación del flujo de iones al cátodo.

#### 4.3.2 Magnetron anillo con cátodo no equipotencial

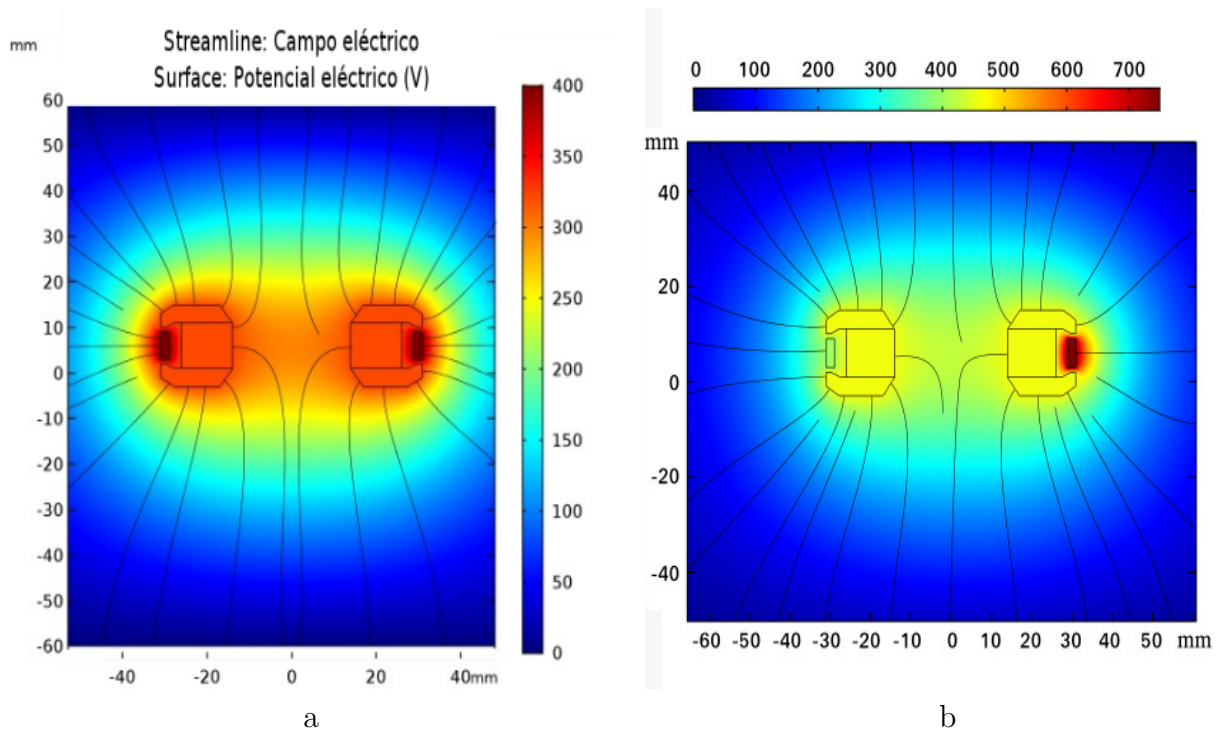
En la figura (4.24a) se observa el campo eléctrico para un magnetron anillo no convencional, en este caso, el potencial eléctrico se aplica únicamente al cátodo, el ferromagnético se

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

encuentra separado del cátodo por aire.

Para este caso el cátodo se segmentó y se aplicaron dos potenciales, el cátodo de bajo voltaje (LV) se le suministraron 400 [V], mientras que el de alto voltaje (HV) tenía 750 [V]. figura (4.24b)

Se puede ver que tanto los imanes como el ferromagnético se encuentran al mismo potencial y las líneas de campo eléctrico son perpendiculares a todas superficies metálicas.



**Figure 4.24:** Campo eléctrico a) Cátodo equipotencial b) Cátodo no equipotencial

Se realizó el mismo estudio que en la sección anterior, con el ánimo de observar el comportamiento de la concentración, la corriente Hall y la energía para los electrones confinados en un sistema de magnetrón anillo-NEC. Uno de los factores del estudio fue la variación del potencial del cátodo HV, los valores de potencial suministrados fueron: 750, 800 y 900 [V], el cátodo LV se mantuvo siempre con un potencial de 400 [V].

El cátodo LV se ubica a la izquierda del eje axial ( $x < 0$ ) y el HV a la derecha ( $x > 0$ ). En la figura (4.25) se exhibe la concentración de electrones para una configuración no equipotencial con tres variaciones en el voltaje aplicado de 400:750, 400:800, 400:900 [V]

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

respectivamente. Como se espera, el cátodo de mayor potencial tiene menor concentración de electrones, debido a que los electrones adquieren una mayor velocidad, lo que incrementa el flujo del movimiento de estos alrededor del cátodo, por el contrario, el cátodo LV tiene una mayor concentración a causa de que hay una menor velocidad de electrones lo que ayuda al confinamiento. De igual manera, para las tres configuraciones en estudio se observa que a medida que aumenta el potencial disminuye la concentración.

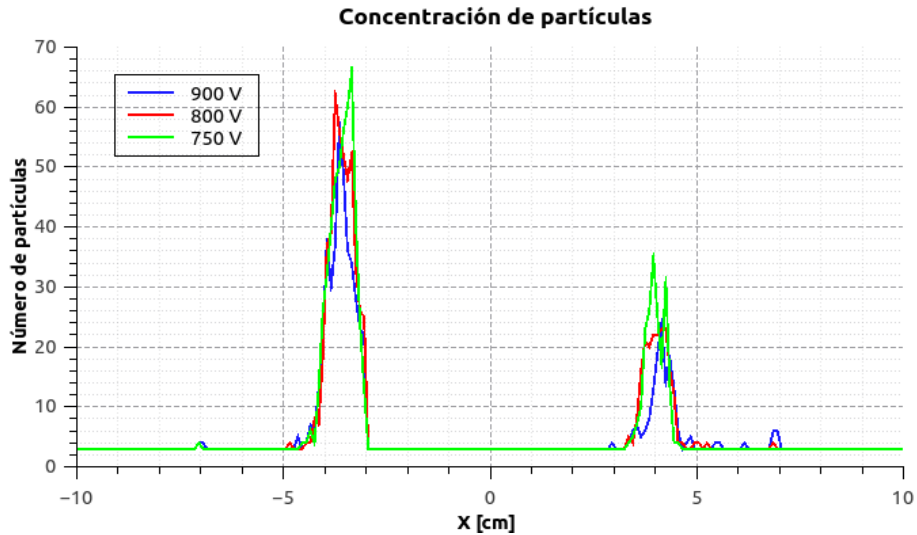
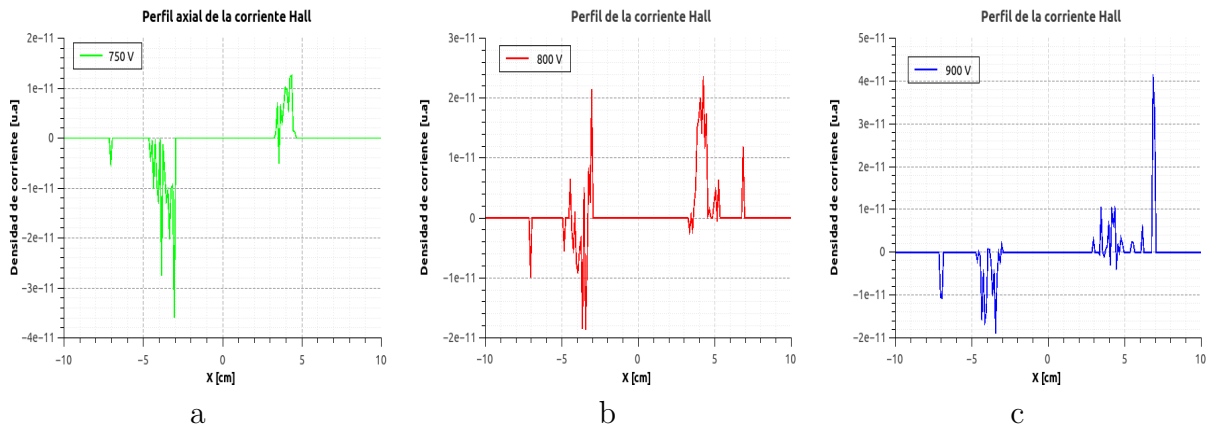


Figure 4.25: Concentración de partículas en el magnetrón anillo a lo largo de  $y=z=0$

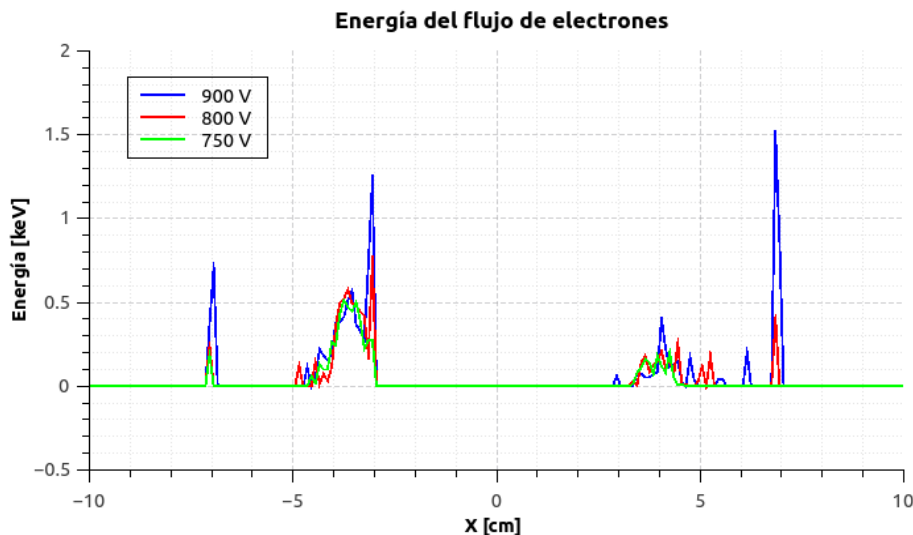
La figura (4.26) presenta la densidad de corriente de los electrones, se observa que ésta tiene un comportamiento desequilibrado con respecto al eje axial, debido a la diferencia de potenciales. En la figura (4.26a) se ve que la corriente es mayor en el cátodo LV, lo cual es acorde a los resultados de concentración. En la (4.26b) se observa una disminución del valor de la densidad de corriente con el incremento del potencial. En la figura (4.26c), se evidencia de nuevo mayor concentración en el cátodo LV, sin embargo se aprecia un pico en el lado derecho de la gráfica, esto se asocia a que debido al alto potencial del cátodo puede haber una segunda región de confinamiento, con poca concentración (ver figura 4.25) pero de alta energía. Se observa que a medida que incrementa el potencial aplicado, la densidad de corriente crece, a causa del incremento en la velocidad de deriva de los electrones.

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo



**Figure 4.26:** Perfil axial de la corriente Hall-cátodo no equipotencial a) Cátodo 400:750 [V] b) Cátodo 400:800 [V] c) Cátodo 400:900 [V]

En la figura (4.27) se muestra la energía de la corriente Hall, en concordancia a los resultados obtenidos anteriormente para concentración y corriente, en el lado derecho HV donde la concentración y la corriente es menor, la energía también lo es. Se observa un pico de alta energía para la curva de 900 [V], acorde con el observado para la corriente y concentración. En el lado izquierdo LV donde la concentración es mayor también se evidencian mayores amplitudes de energía. Estos valores de energía incrementan en relación al aumento de voltaje.

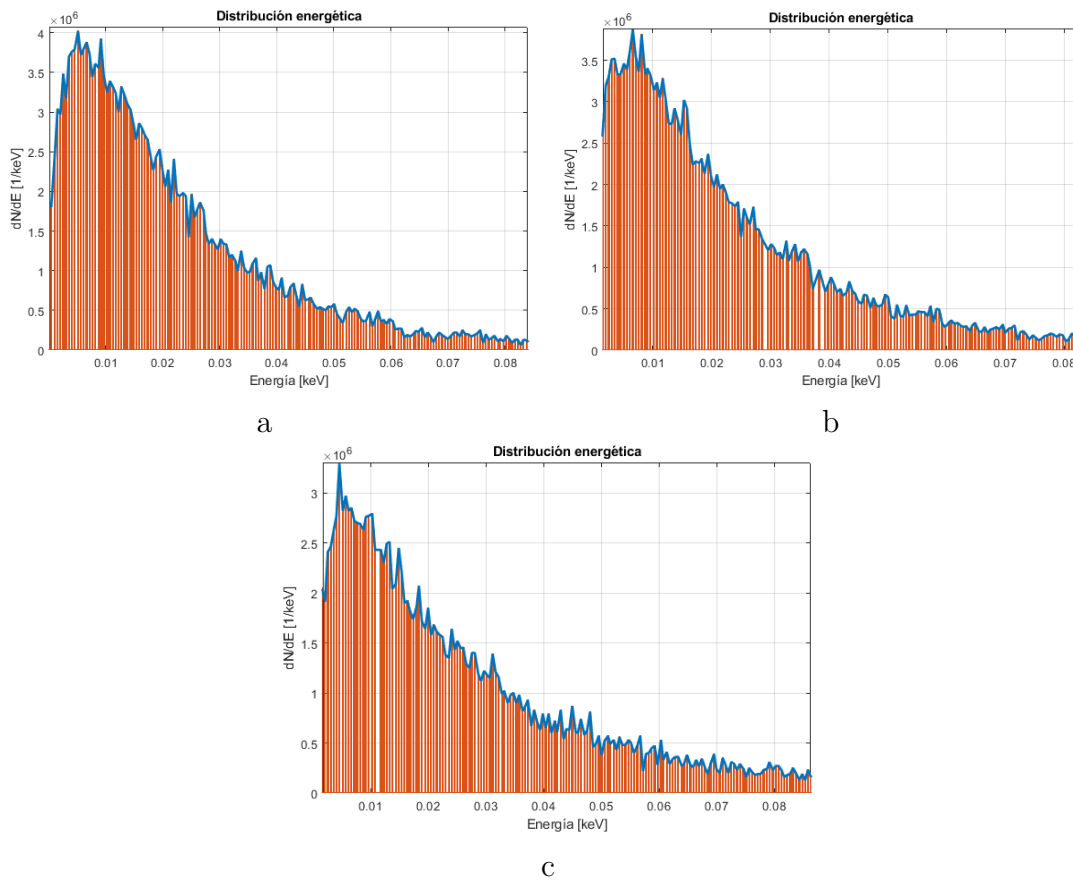


**Figure 4.27:** Energía del flujo de los electrones.

Por último se presentan las gráficas de distribución de energía en la figura (4.28) donde

### 4.3 Dinámica de las partículas en un magnetrón anillo

el eje horizontal corresponde a la energía y el vertical es el número de partículas que se encuentran en un diferencial de energía. Para la figura (4.23-a) correspondiente a 750[V] para el cátodo de HV, la energía que predomina más tiene un valor aproximado de 0.01 [keV], a medida que el potencial se incrementa figura (4.23 b y c) se observa que la energía promedio de las partículas disminuye, por lo tanto hay mayor concentración de partículas menos energéticas, por lo tanto, se incrementa el ancho de la curva y se visualiza un decaimiento.



**Figure 4.28:** Resultados para el cátodo no equipotencial: a) Distribución energética 400:750 [V] b) Distribución energética 400:800 [V] c) Distribución energética 400:900 [V]

---

---

### CONCLUSIONES

---

---

- Se desarrolló un modelo numérico de la formación de la corriente Hall en campos eléctricos y magnéticos cruzados para magnetrones con diversas configuraciones de cátodos.
- Para el sistema magnético desarrollado, se calculó el campo magnético y se hizo optimización. Se muestra que es posible producir campos magnéticos arqueados suficientes para el funcionamiento de una descarga de magnetrón en una superficie cilíndrica.
- Los campos electrostáticos del magnetrón se calcularon para dos versiones: el cuerpo del magnetrón, que está bajo el potencial del cátodo, y el magnetrón con un potencial flotante en el cuerpo. La última opción es importante para un análisis más detallado de la operación del magnetrón en el modo de operación con un cátodo no equipotencial.
- Se muestra la formación de una región con una deriva de electrones cerrada cerca de la superficie de un cátodo cilíndrico. Se estiman los parámetros energéticos de la corriente de Hall. Se muestra que la ionización del gas de trabajo por impacto directo de electrones no se realiza en la zona de corriente de Hall.
- El modelo matemático del magnetrón desarrollado en el marco de este trabajo permitirá un análisis posterior utilizando datos experimentales para investigar los mecanismos de generación de flujo de iones.

---

---

## BIBLIOGRAFÍA

---

---

- [Anders, 2017] Anders, A. (2017). Tutorial: Reactive high power impulse magnetron sputtering (r-hipims). *Journal of Applied Physics*, 121(171101):30–43.
- [Anders et al., 2007] Anders, A., Andersson, J., and Ehiasarian, A. (2007). High power impulse magnetron sputtering: Current-voltage-time characteristics indicate the onset of sustained self-sputtering. *Journal of Applied Physics*, 102(11):113303.
- [Anders et al., 2000] Anders, A. et al. (2000). *Handbook of plasma immersion ion implantation and deposition*, volume 8. Wiley New York.
- [Bobzin et al., 2009] Bobzin, K., Bagcivan, N., Immich, P., Bolz, S., Alami, J., and Cremer, R. (2009). Advantages of nanocomposite coatings deposited by high power pulse magnetron sputtering technology. *Journal of materials processing technology*, 209(1):165–170.
- [Bohlmarm et al., 2004] Bohlmarm, J., Helmersson, U., VanZeeland, M., Axnäs, I., Alami, J., and Brenning, N. (2004). Measurement of the magnetic field change in a pulsed high current magnetron discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 13(4):654.
- [Boyd and Sanderson, 2003] Boyd, T. and Sanderson, J. (2003). *The physics of plasma*. Cambridge University.
- [BP.J. Kelly, 2000] BP.J. Kelly, R. A. (2000). Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. *Vacuum*, 56:159–172.
- [Bräuer et al., 2010] Bräuer, G., Szyszka, B., Vergöhl, M., and Bandorf, R. (2010). Magnetron sputtering—milestones of 30 years. *Vacuum*, 84(12):1354–1359.
- [Budtz-Jørgensen, 2001] Budtz-Jørgensen, C. V. (2001). *Studies of Electrical Plasma Discharges*. Faculty of Science, Aarhus University, Denmark.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [Daniel Lundin and Helmersson, 2011] Daniel Lundin, Seham Al Sahab, N. B. C. H. and Helmersson, U. (2011). Internal current measurements in high power impulse magnetron sputtering. *Plasma sources science and technology*, 20(24):045003.
- [Dombrowski, 1988] Dombrowski, G. E. (1988). Simulation of magnetrons and crossed-field amplifiers. *IEEE Transactions on electron devices*, 35(11):2060–2067.
- [E. Nieto and Moure, 1994] E. Nieto, F. F. and Moure, P. D. C. (1994). Películas delgadas: fabricación y aplicaciones. *Reports on progress in physics*, 33(5):245–248.
- [Goldston and Rutherford, 1995] Goldston, R. J. and Rutherford, P. H. (1995). *Introduction to plasma physics*. CRC Press.
- [Gudmundsson et al., 2012] Gudmundsson, J., Brenning, N., Lundin, D., and Helmersson, U. (2012). High power impulse magnetron sputtering discharge. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 30(3):030801.
- [Halsey et al., 1999] Halsey, H. I., Demaray, R. E., Black, R., Hosokawa, A., De Salvo, A., and Hall, V. L. (1999). Non-planar magnet tracking during magnetron sputtering. US Patent 5,855,744.
- [Helmer, 1986] Helmer, J. C. (1986). Planar penning magnetron sputtering device. US Patent 4,629,548.
- [Ido and Nakamura, 1996] Ido, S. and Nakamura, K. (1996). Computational simulations on electron orbits in the magnetron sputtering plasmas. *Vacuum*, 47(6-8):1035–1038.
- [Ido et al., 1998] Ido, S., Suzuki, T., and Kashiwagi, M. (1998). Computational studies on the erosion process in a magnetron sputtering system with a ferromagnetic target. *Japanese journal of applied physics*, 37(3R):965.
- [J W Bradley and Gonzalvo, 2001] J W Bradley, S. T. and Gonzalvo, Y. A. (2001). Measurement of the plasma potential in a magnetron discharge and the prediction of the electron drift speeds. *Plasma sources science and technology*, 1(4):490–501.
- [Johan Bohlmark and Brennin, 2004] Johan Bohlmark, Ulf Helmersson, M. V. A. J. A. and Brennin, N. (2004). Measurement of the magnetic field change in a pulsed high current magnetron discharge. *Plasma sources science and technology*, 21(9):654.
- [Kertesz and Vago, 1981] Kertesz, G. and Vago, G. (1981). Penning sputter source. US Patent 4,282,083.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [Kojori, 2009] Kojori, H. A. (2009). Method and apparatus for dc integrated current sensor. US Patent 7,615,989.
- [Maissel and Schaible, 1965] Maissel, L. and Schaible, P. (1965). Thin films deposited by bias sputtering. *Journal of Applied Physics*, 36(1):237–242.
- [Martin, 2005] Martin, P. M. (2005). *Deposition Technologies for Films and Coatings*. Science.
- [Mei et al., 2020] Mei, C., Liu, S., Dong, A., Huang, X., Yu, C., and Wang, H. (2020). Non-equipotential effect observed on the surface of ti/si under uniform illumination. *New Journal of Physics*.
- [Miyazaki et al., 1999] Miyazaki, H., Kamei, M., Shigesato, Y., and Yasui, I. (1999). Influence of unbalanced magnetron and penning ionization for rf reactive magnetron sputtering. *Japanese journal of applied physics*, 38(1R):186.
- [Musil, 2006] Musil, J. (2006). Physical and mechanical properties of hard nanocomposite films prepared by reactive magnetron sputtering. In *Nanostructured coatings*, pages 407–463. Springer.
- [Nanbu et al., 1996] Nanbu, K., Segawa, S., and Kondo, S. (1996). Self-consistent particle simulation of three-dimensional dc magnetron discharge. *Vacuum*, 47(6-8):1013–1016.
- [Penning, 1939] Penning, F. (Feb 7, 1939.). *Coating by Cathode Disintegration*. US Patent 2,146,025.
- [Posadowski et al., 2008] Posadowski, W., Wiatrowski, A., Dora, J., and Radzimski, Z. (2008). Magnetron sputtering process control by medium-frequency power supply parameter. *Thin Solid Films*, 516(14):4478–4482.
- [Raju, 2004] Raju, G. G. (2004). Electron-atom collision cross sections in argon: an analysis and comments. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 11(4):649–673.
- [Ray and Hewson, 2000] Ray, W. F. and Hewson, C. R. (2000). High performance rogowski current transducers. *Conf. Rec. IEEE IAS Annu. Meeting, Rome, Italy*, 5:3083–3090.
- [Ripka, 2010] Ripka, P. (2010). Electric current sensors: a review. *Measurement Science and Technology*, 21(11):112001.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [Rossangel, 2000] Rossangel, S. (2000). Plasma sputter deposition systems: Plasma generation, basic physics and characterization. Vol: 17.
- [Rosnagel and Kaufman, 1987] Rosnagel, S. and Kaufman, H. (1987). Induced drift currents in circular planar magnetrons. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 5(1):88–91.
- [Sharma et al., 2003] Sharma, P., Sreenivas, K., and Rao, K. (2003). Analysis of ultraviolet photoconductivity in zno films prepared by unbalanced magnetron sputtering. *Journal of Applied Physics*, 93(7):3963–3970.
- [Sigmund, 1969a] Sigmund, P. (1969a). *Plasma physics: an introduction*. Physics rev.
- [Sigmund, 1969b] Sigmund, P. (1969b). Theory of sputtering. i. sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. *Physical review*, 184(2):383.
- [Swann, 1988] Swann, S. (1988). Magnetron sputtering. *Physics in technology*, 19(2):67.
- [Tang et al., 2007] Tang, D., Wang, L., Pu, S., Cheng, C., and Chu, P. K. (2007). Characteristics of end hall ion source with magnetron hollow cathode discharge. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 257(1-2):796–800.
- [Tsygankov et al., 2019] Tsygankov, P., Orozco, E., Dugar-Zhabon, V., López, J., and Cárdenas, P. (2019). Simulation of the electron dynamics in a magnetron sputtering device with equipotential and non-equipotential cathode. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1386, page 012127. IOP Publishing.
- [Tsyngakov and Elistratov, 2012] Tsyngakov, P. A. and Elistratov, N. G. (2012). *Technological aspects of magnetron with non-equipotential cathode*. Vacuum Technology Coating.
- [Vetushka and Bradley, 2007] Vetushka, A. and Bradley, J. W. (2007). The current-density distribution in a pulsed dc magnetron deposition discharge. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(7):2037.
- [V.V. Zhurin, 2010] V.V. Zhurin, P.A. Tsygankov, N. E. (November 22, 2010). Magnetron with non-equipotential cathode. *US Patent Application*, 12/927,685.
- [Waits, 1978] Waits, R. K. (1978). Planar magnetron sputtering. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 15(2):179–187.