

ESTUDIO NUMÉRICO DE LA DINÁMICA DE PARTÍCULAS
CARGADAS EN UNA TRAMPA MAGNÉTICA MÍNIMO-B
MODIFICADA MEDIANTE BOBINA CENTRAL

JHON FREDY CARREÑO SAAVEDRA

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA

2018

ESTUDIO NUMÉRICO DE LA DINÁMICA DE PARTÍCULAS
CARGADAS EN UNA TRAMPA MAGNÉTICA MÍNIMO-B
MODIFICADA MEDIANTE BOBINA CENTRAL

JHON FREDY CARREÑO SAAVEDRA

Trabajo de Grado como requisito para optar al título de Físico

Director

EDUARDO ALBERTO OROZCO OSPINO

Doctor en Ciencias Naturales (Física)

Co-Director

VALERIY D. DUGAR-ZHABON

Doctor en Física

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

BUCARAMANGA

2018

AGRADECIMIENTOS

El autor expresa sus agradecimientos:

- A Dios, el mejor de todos los científicos.
- A mis padres, por su apoyo, consejos, comprensión, amor y ayuda en todos los momentos de mi vida.
- A Katherin Prada Figueroa, por estar presente no solo en esta etapa tan importante de mi vida, sino en todo momento ofreciéndome lo mejor y buscando lo mejor para mí.
- A el Doctor Eduardo Orozco y al Doctor Valeriy, por sus explicaciones vitales para la elaboración de este trabajo.
- A mis compañeros de carrera, por su valiosa colaboración y su compañía en horas de estudio.

ÍNDICE GENERAL

INTRODUCCIÓN	13
1 GENERALIDADES DEL PLASMA	15
1.1 LONGITUD DE DEBYE	16
1.2 FRECUENCIA DEL PLASMA	17
1.3 DESCRIPCIÓN TEÓRICA DE UN PLASMA	18
1.4 DINÁMICA DE UNA PARTÍCULA CARGADA EN CAMPOS ELÉCTRICOS Y MAGNÉTICOS	20
1.5 CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME	21
1.6 DERIVAS EN UN CAMPO MAGNÉTICO NO HOMOGÉNEO	25
1.6.1 Gradiente transversal	26
1.6.2 Deriva de curvatura	27
1.6.3 Gradiente longitudinal	28
2 FÍSICA DEL PLASMA APLICADA A LA ECRIS	29
2.1 SISTEMA FÍSICO DE UNA ECRIS	29
2.2 CONFINAMIENTO MAGNÉTICO	30
2.3 INTENSIDAD DEL CAMPO DE MICROONDAS	33
2.4 RESONANCIA CICLOTRÓNICA	34
3 RESULTADOS Y DISCUSIÓN	35
3.1 SISTEMA FÍSICO	35

3.2	CAMPO MAGNÉTICO Y SUPERFICIE RCE	37
3.3	DINÁMICA EN APROXIMACIÓN DE PARTÍCULA SIMPLE	41
4	CONCLUSIONES	46
	BIBLIOGRAFÍA	47

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1	Algunos ejemplos de plasmas presentes en la naturaleza	16
Figura 2	Formas de describir un plasma	19
Figura 3	Descomposición del vector velocidad	22
Figura 4	Trayectoria de una partícula en un campo magnético homogéneo .	23
Figura 5	Trayectoria de un electrón e ion en un campo \vec{E} perpendicular a \vec{B}	25
Figura 6	Trayectoria de un ion y un electrón en un campo magnético con un gradiente transversal	26
Figura 7	Trayectoria de una partícula en un campo magnético ligeramente curvado	27
Figura 8	Gradiente de campo magnético longitudinal	28
Figura 9	Vista esquemática de una fuente de iones ECR	30
Figura 10	Partícula atrapada en una trampa magnética tipo espejo	30
Figura 11	Cono de perdidas en el espacio de velocidades	32
Figura 12	Vista esquemática de un hexapolo magnético	33
Figura 13	Lineas de campo eléctrico en un plano transversal y un plano lon- gitudinal de una cavidad resonante modo TE_{111}	34
Figura 14	Vista esquemática de la configuración magnética propuesta	36
Figura 15	Perfiles de campo magnético generado por bobinas	38
Figura 16	Vista yz del campo magnético producido por tres bobinas	38
Figura 17	Vista XY del campo en el plano central ($z=0$) transversal del he- xapolo magnético	39

Figura 18	Vista XY del campo en el plano central ($z=0$) transversal trampa magnética mínimo-B modificada con bobina central de corriente opuesta de 600 A	39
Figura 19	Superficies de resonancia ciclotrónica	40
Figura 20	Vista YZ de la zona de resonancia	40
Figura 21	Vista XY del recorrido de un electrón en una trayectoria en forma de estrella	41
Figura 22	Vista YZ del recorrido de un electrón en una trayectoria en forma de estrella	42
Figura 23	Energía del electrón después de 1800 ciclos de microondas	42
Figura 24	Vista XY de la distribución espacial-energética inicial de los electrones	43
Figura 25	Vista XY de la distribución espacial-energética trampa magnética mínimo-B después de 1000 periodos de microondas	44
Figura 26	Vista XY de la distribución espacial-energética trampa magnética mínimo-B modificada con bobina central del corriente opuesta de 600 después de 1000 periodos de microondas	44
Figura 27	Número de partículas en la trampa vs periodo de microondas	45

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1	Datos utilizados cámara de descarga	36
Tabla 2	Datos bobinas magnéticas	36
Tabla 3	Parámetros sextupolo magnético	37
Tabla 4	Datos bobina central	37
Tabla 5	Partículas fugadas para diferentes periodos	45

RESUMEN

TÍTULO: ESTUDIO NUMÉRICO DE LA DINÁMICA DE PARTÍCULAS CARGADAS EN UNA TRAMPA MAGNÉTICA MÍNIMO-B MODIFICADA MEDIANTE BOBINA CENTRAL *

AUTOR: Jhon Fredy Carreño Saavedra **

PALABRAS CLAVES: ECRIS, plasma confinado magnéticamente, resonancia ciclotrónica electrónica, simulación computacional.

Una de las aplicaciones de la Física del plasma son las fuentes iónicas basadas en el fenómeno de resonancia ciclotrónica electrónica (ECRIS por sus siglas en inglés) con trampas magnéticas mínimo-B. Para producir iones con mayor grado de ionización es necesario aumentar la densidad y el tiempo de confinamiento del plasma. En este trabajo se realizó un estudio computacional preliminar del confinamiento de partículas cargadas en una configuración magnética, la cual incluye una bobina central con corriente que circula en sentido opuesto al de las bobinas axiales de una trampa magnética mínimo-B convencional con el propósito de mejorar el confinamiento del plasma. Se calculó la razón de espejo, se obtuvo la superficie de resonancia ciclotrónica y se estudió la dinámica de las partículas cargadas (electrones) afectadas por un campo de microondas modo TE_{111} en aproximación de partícula simple. El campo magnético se calculó a partir de la solución numérica de la ecuación descrita por la ley de Biot-Savart y el método de los potenciales. Las posiciones y velocidades de las partículas se calcularon computacionalmente en cada instante de tiempo a partir de la solución numérica de la ecuación relativista de Newton-Lorentz utilizando el método de Boris.

*Trabajo de Grado

**Grupo de Física y Tecnología del Plasma y Corrosión. Escuela de Física. Facultad de Ciencias. Universidad Industrial de Santander. Director: Eduardo Alberto Orozco Ospino, Ph.D; Codirector Valeriy D. Dugar-Zhabon, Ph.D.

ABSTRACT

TITLE: NUMERICAL STUDY OF THE DYNAMICS OF PARTICLES CHARGED IN A MINIMUM-B MAGNETIC TRAP MODIFIED BY CENTRAL COIL *.

AUTHOR: Jhon Fredy Carreño Saavedra **.

KEY WORDS: ECRIS, magnetically confined plasma, electronic cyclotron resonance, computational simulation.

One of the applications of plasma physics are the ion sources based on the phenomenon of electronic cyclotron resonance with minimum-B magnetic traps. To produce ions with a higher degree of ionization, it is necessary to increase the density and the confinement time of the plasma. In this work, a preliminary computational study of the confinement of charged particles in a magnetic configuration was carried out, which includes a central coil with current that circulates in the opposite direction to the axial coils of a conventional minimum-B magnetic trap with the purpose of improving the confinement of the plasma. The mirror ratio was calculated, the cyclotron resonance surface was obtained and the dynamics of the charged particles (electrons) affected by a microwave field mode TE_{111} in simple particle approximation were studied. The magnetic field was calculated from the numerical solution of the equation described by the Biot-Savart law and the potentials method. The positions and velocities of the particles were calculated computationally at each instant of time from the numerical solution of the Newton-Lorentz relativistic equation using the Boris method.

*Senior thesis project.

**Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Eduardo Alberto Orozco Ospino, Ph.D (Director), Codirector Valeriy D. Dugar-Zhabon, Ph.D. (Co-director)

INTRODUCCIÓN

Un plasma es un gas ionizado cuasineutral que exhibe un comportamiento colectivo [1]. Más del 99 % de la materia del universo está en estado de plasma. Experimentos en el laboratorio con descargas eléctricas en gases, el sol, las estrellas, sustancias que se encuentran en el espacio cósmico, ionosfera de la tierra, viento solar, son algunos ejemplos de plasmas presentes en la naturaleza. El plasma confinado mediante un campo magnético es conocido como magnetoplasma. El confinamiento magnético se basa en la propiedad de que las partículas cargadas viajan a lo largo de las líneas del campo magnético llegando a ser reflejadas hacia las zonas donde el campo magnético es débil, fenómeno conocido como espejo magnético [2]. Se han propuesto y construido diversos dispositivos denominados trampas magnéticas tratando de encontrar una configuración apropiada, con el fin de prolongar el confinamiento. Uno de estos sistemas es la trampa magnética tipo espejo la cual puede ser obtenida mediante la superposición del campo producido por dos bobinas magnéticas [3]. Un método que puede prolongar el tiempo de confinamiento es el calentamiento del plasma por microondas en condiciones de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE) [4]. El plasma confinado en una trampa magnética tipo espejo bajo condiciones RCE ha sido objeto de estudios teóricos y experimentales desde 1960 [5, 6, 7, 9]. La desventaja de esta configuración es que por efecto de la fuerza diamagnética, las partículas pueden moverse en la dirección perpendicular a las líneas del campo magnético y ser expulsadas a las paredes de la trampa en su región central, por lo tanto el confinamiento magnético de esta trampa es incompleto [10]. Para encontrar una posible solución a las desventajas que presentaba la trampa magnética tipo espejo, M. Ioffe propuso una nueva configuración magnética llamada mínimo-B [12]. Este sistema puede ser obtenido agregando un campo magnético transversal a la trampa magnética tipo espejo mediante un sistema de hexapolos magnéticos. La principal característica de esta configuración es que el

INTRODUCCIÓN

campo magnético en el centro de la trampa es mínimo, de allí su nombre.

Las fuentes iónicas basadas en el fenómeno de resonancia ciclotrónica electrónica (ECRIS por sus siglas en inglés) con trampas magnéticas mínimo-B se han convertido en una herramienta muy útil en la producción de haces iónicos multicargados [10, 11]. Una gran variedad de aplicaciones se pueden obtener de la extracción de iones; por ejemplo, los iones de baja energía son utilizados en física atómica, espectroscopia de rayos X, en tecnología de metales y semiconductores. Los iones de energía media y alta son comunes en aceleradores de partículas donde se estudia la estructura de la materia [13, 14]. Para producir este tipo de iones con mayor grado de ionización es necesario aumentar la densidad y el tiempo de confinamiento del plasma [15], por lo cual se hace necesario optimizar las ECRIS a partir de un estudio detallado del comportamiento del plasma. Sin embargo, en sistemas de muchas partículas este problema es prácticamente imposible de resolver por métodos analíticos, por lo tanto los métodos computacionales se convierten en una herramienta indispensable para el estudio de la dinámica del plasma.

Una de las líneas de investigación del laboratorio de Física del plasma (FITEK) es el estudio computacional de fuentes iónicas bajo condiciones de resonancia ciclotrónica electrónica. Con el fin de optimizar el funcionamiento de las fuentes iónicas, en el año 2000 el Doctor Valeriy Dugar-Zhabon propone una nueva configuración magnética llamada cero-B [8], la cual se caracteriza por la ausencia de campo magnético en el centro de la trampa. Estudios preliminares mostraron que esta novedosa configuración magnética mejora el confinamiento en comparación con la trampa magnética mínimo-B [8].

En este trabajo se realizó un estudio computacional preliminar del confinamiento de partículas cargadas en una nueva configuración magnética; incluyendo una bobina central con corriente opuesta en la trampa magnética mínimo-B [8] con el propósito de mejorar el confinamiento. La dinámica de las partículas cargadas (electrones) se estudió bajo condiciones de resonancia ciclotrónica electrónica, sin considerar la interacción entre partículas cargadas y su influencia sobre el campo electromagnético de microondas.

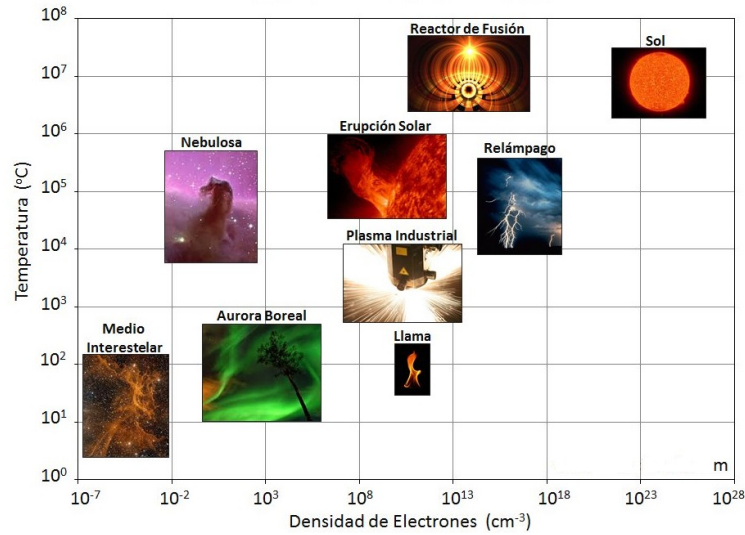
GENERALIDADES DEL PLASMA

Desde un punto de vista científico, la materia en el universo conocido se clasifica en términos de cuatro estados: sólido, líquido, gaseoso y plasma. La distinción básica entre sólidos, líquidos y gases radica en la diferencia entre la fuerza de los enlaces que mantienen unidas sus partículas constituyentes. Estas fuerzas de unión son relativamente fuertes en un sólido, débiles en un líquido y esencialmente casi ausentes en estado gaseoso. Se denomina plasma al medio gaseoso que contiene un número considerable de partículas libres, pero que en su conjunto se puede considerar casi neutro. Las propiedades de un plasma son marcadamente dependientes de las interacciones de las partículas. Una de las características básicas que distinguen el comportamiento de los plasmas de los fluidos ordinarios y sólidos es la existencia de efectos colectivos. En un plasma, la separación de carga entre iones y electrones da lugar a campos eléctricos, y los flujos de partículas cargadas dan lugar a corrientes y campos magnéticos.

Un gran porcentaje ($>99\%$) de la materia en el universo existe aparentemente en estado de plasma. Algunos ejemplos de plasmas presentes en el planeta tierra son: los relámpagos, las auroras boreales, las luces fluorescentes o los arcos de soldadura. En cambio, en el espacio casi todo es plasma: las estrellas, las nebulosas, la cola de los cometas o el medio denso en que se encuentra en el centro de las agrupaciones galácticas.

Para clasificar los diferentes tipos de plasma, es necesario hacerlo en función de su densidad de electrones y de su temperatura. La densidad de electrones es la cantidad de electrones (y de iones positivos) que hay en un centímetro cúbico. Como se muestra en la Figura 1 se puede observar que esta densidad es muy baja en el espacio, media en los plasmas presentes en la tierra y grande en el interior de las estrellas. Respecto a la temperatura, cabe recalcar que en los plasmas estelares y en los reactores de fusión se llega a unos cien millones de grados.

Figura 1: Ejemplos de plasmas presentes en la naturaleza. [18]



Para que una colección de partículas cargadas y neutras interactuantes muestren el comportamiento del plasma, debe cumplir ciertas condiciones. Estos criterios serán discutidos con cierto detalle a continuación.

1.1 LONGITUD DE DEBYE

La longitud de Debye es un parámetro físico importante para la descripción de un plasma. Proporciona una medida de la distancia sobre la cual la influencia del campo eléctrico de una partícula cargada individual (o de una superficie con un potencial distinto de cero) es percibida por las otras partículas cargadas dentro del plasma. Las partículas cargadas se organizan de manera tal que protegen eficazmente cualquier campo electrostático dentro de una distancia del orden de la longitud de Debye. Esta protección de campos electrostáticos es una consecuencia de los efectos colectivos de las partículas del plasma [25]. Matemáticamente la longitud de Debye (λ_D) se define como:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_o k T}{e^2 n_e}} \quad (1.1)$$

donde ϵ_o es la constante de permitividad ($\approx 8,854 \times 10^{-12}$ F/m), k la constante de Boltzmann ($\approx 1,38 \times 10^{-23}$ J/K), T la temperatura, e la carga del electrón ($\approx 1,602 \times 10^{-19}$ C) y n_e la densidad electrónica.

Es conveniente definir una esfera Debye como una esfera dentro del plasma de radio igual a λ_D . Todos los campos electrostáticos que se originan fuera de una esfera de Debye son efectivamente filtrados por las partículas cargadas y no contribuyen significativamente al campo eléctrico existente en su centro. En consecuencia, cada carga en el plasma interactúa colectivamente solo con las cargas que se encuentran dentro de su esfera Debye, su efecto en las otras cargas es efectivamente insignificante. La cantidad de electrones N_D , dentro de una esfera Debye, está dada por

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_e \quad (1.2)$$

El efecto de apantallamiento de Debye es una característica de todos los plasmas, aunque no ocurre en todos los medios que contienen partículas cargadas. Un requisito necesario y obvio para la existencia de un plasma es que las dimensiones físicas del sistema sean grandes en comparación con λ_D . De lo contrario, simplemente no hay espacio suficiente para que tenga lugar el apantallamiento, y la colección de partículas cargadas no exhibirá un comportamiento de plasma. Si L es una dimensión característica del plasma, un primer criterio para la definición de plasma es, por lo tanto,

$$L \gg \lambda_D \quad (1.3)$$

Dado que el efecto de protección es el resultado del comportamiento de partículas colectivas dentro de una esfera Debye, también es necesario que el número de electrones dentro de una esfera Debye sea muy grande. Un segundo criterio para la definición de plasma es, por lo tanto,

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1 \quad (1.4)$$

1.2 FRECUENCIA DEL PLASMA

Una propiedad importante del plasma es la estabilidad de su neutralidad de carga espacial macroscópica. Cuando un plasma se altera instantáneamente desde la condición de equilibrio, los campos de carga espacial resultante dan lugar a movimientos de partículas colectivos que tienden a restablecer la neutralidad de carga original. Estos movimientos colectivos se caracterizan por una frecuencia natural de oscilación conocida como frecuencia del plasma. La

frecuencia del plasma viene dada por:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.5)$$

donde m_e es la masa del electrón ($\approx 9,11 \times 10^{-31}$ kg). Las colisiones entre electrones y partículas neutras tienden a amortiguar estas oscilaciones colectivas y disminuyen gradualmente su amplitud. Es necesario que la frecuencia de colisión electrón-partícula neutra (f_{en}) sea menor que la frecuencia del plasma,

$$f_{pe} > f_{en} \quad (1.6)$$

donde $f_{pe} = \omega_{pe}/2\pi$. Si esta condición no se cumple, no hay fenómenos colectivos y la dinámica del sistema está dominada por el movimiento de las partículas neutras.

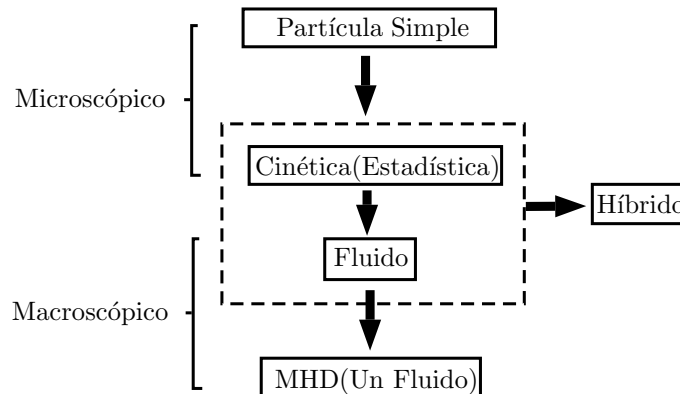
1.3 DESCRIPCIÓN TEÓRICA DE UN PLASMA

Diferentes enfoques pueden proporcionar ideas alternativas para comprender un fenómeno físico. Los procesos que ocurren en un plasma frecuentemente son extremadamente complicados y sus escalas espaciales y temporales varían en muchos órdenes de magnitud. Los plasmas exhiben características diversas, sus temperaturas, densidades y grado de ionización pueden diferir en gran medida, así como la importancia de las colisiones y las fuerzas electromagnéticas. Por lo tanto, se usan diferentes formas para abordar la descripción teórica de un plasma (ver Figura 2).

Aunque el comportamiento colectivo es una propiedad fundamental del plasma, la descripción de *Partícula Simple* es el primer paso en la comprensión de los procesos que ocurren en el plasma. En este enfoque, la tarea es resolver la ecuación de movimiento ($\vec{F} = m\vec{a}$) para una partícula cargada. Solo en unos pocos casos, el movimiento puede resolverse analíticamente y, por lo general, se necesitan aproximaciones o cálculos numéricos directos.

El siguiente nivel es la *teoría cinética*. Es un enfoque estadístico para promediar las órbitas de partículas individuales y tratar el movimiento de un gran número de partículas en forma de una función de distribución. Sin embargo, el conocimiento detallado de la distribución de partículas en función de la ubicación y la velocidad es necesario y, en este sentido, la teoría

Figura 2: Formas de describir un plasma.



cinética sigue siendo microscópica. El objetivo del punto de vista cinético es determinar las funciones de distribución de velocidad y su evolución para cada especie de plasma. A partir de las funciones de distribución de velocidad, se pueden calcular las variables macroscópicas del plasma, como la velocidad, la temperatura y la densidad globales. El enfoque cinético puede tratar con distribuciones no Maxwellianas y a menudo se utiliza cuando se estudian las ondas e inestabilidades del plasma.

En diversas situaciones, no es necesario conocer la evolución exacta de las funciones de distribución, pero es suficiente determinar cómo se comportan las variables macroscópicas del plasma en el tiempo y el espacio. La evolución de estos parámetros se determina mediante un enfoque de *fluido macroscópico*, cuyas ecuaciones son análogas a las ecuaciones de la hidrodinámica. Sin embargo, los efectos de los campos electromagnéticos sobre las partículas cargadas y el comportamiento a menudo diferente de los electrones y los iones en un plasma hacen que las ecuaciones de fluido de un plasma sean más complejas que las ecuaciones hidrodinámicas. En la descripción de fluido, a menudo se supone implícitamente que las distribuciones de velocidad de cada especie son maxwellianas.

La descripción más simple del plasma es la *teoría de un fluido o magnetohidrodinámica* (MHD). La MHD es una teoría ampliamente aplicable y puede usarse para describir muchos fenómenos físicos del plasma. Debido a la simplicidad y la efectividad computacional, es una de las principales herramientas para simulaciones numéricas. Algunas veces, se usa una combinación de diferentes enfoques. Por ejemplo, en las simulaciones, los electrones pueden describirse

como un fluido e iones, ya sea como partículas individuales o en términos de funciones de distribución.

Dado que en este trabajo se realizó un estudio preliminar, nos quedamos con el enfoque de *Partícula Simple*. En la siguiente sección se realiza una descripción detallada de la dinámica de una partícula cargada en campos eléctricos y magnéticos.

1.4 DINÁMICA DE UNA PARTÍCULA CARGADA EN CAMPOS ELÉCTRICOS Y MAGNÉTICOS

El estudio del movimiento de partículas cargadas en campos específicos es importante, ya que proporciona una buena percepción física para comprender algunos de los procesos dinámicos en los plasmas. También permite obtener información sobre algunos fenómenos macroscópicos que se deben al comportamiento colectivo de una gran cantidad de partículas. Si bien no proporciona la dinámica completa del plasma, puede proporcionar pistas sobre el comportamiento colectivo. El primer paso para comprender el comportamiento del plasma es estudiar el movimiento de los electrones e iones en aproximación de partícula simple en un campo eléctrico y magnético. La dinámica estará determinada por las fuerzas que actúan sobre la partícula, en este caso la electromagnética.

La ecuación de movimiento para una partícula de carga q , bajo la acción de un campo eléctrico (\vec{E}) y de un campo magnético (\vec{B}), esta dada por:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.7)$$

donde \vec{p} representa el momentum de la partícula y \vec{v} su velocidad. Esta ecuación se puede escribir en forma relativista si:

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad (1.8)$$

donde m es la masa de la partícula y γ el factor de Lorentz el cual esta dado por:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.9)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Luego la ecuación (1.1) se puede escribir como:

$$m \frac{d(\gamma \vec{v})}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.10)$$

En muchas situaciones de interés práctico, sin embargo, el término v^2/c^2 es insignificante en comparación con la unidad. Para $v^2/c^2 \ll 1$ se tiene que $\gamma \simeq 1$ y m puede considerarse constante, entonces la ecuación (1.4) se reduce a la siguiente expresión no relativista.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.11)$$

Los efectos relativistas se vuelven importantes solo para partículas altamente energéticas. Para las situaciones que se considerarán aquí, se supone que la restricción v^2/c^2 , implícita en (1.5), se cumple.

1.5 CAMPO MAGNÉTICO UNIFORME

Consideremos el caso simple de una partícula de carga q y masa m , situada en un campo magnético uniforme $\vec{B} = B\hat{z}$ moviéndose con velocidad \vec{v} , la ecuación de movimiento esta dada por:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.12)$$

por simplicidad es conveniente separar el vector velocidad \vec{v} en una componente paralela (\vec{v}_{\parallel}) y en una componente perpendicular (\vec{v}_{\perp}) al campo magnético,

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp} \quad (1.13)$$

como se muestra en la Fig. 3. Sustituyendo (1.7) en (1.6) y observando que ($\vec{v}_{\parallel} \times \vec{B} = 0$) obtenemos

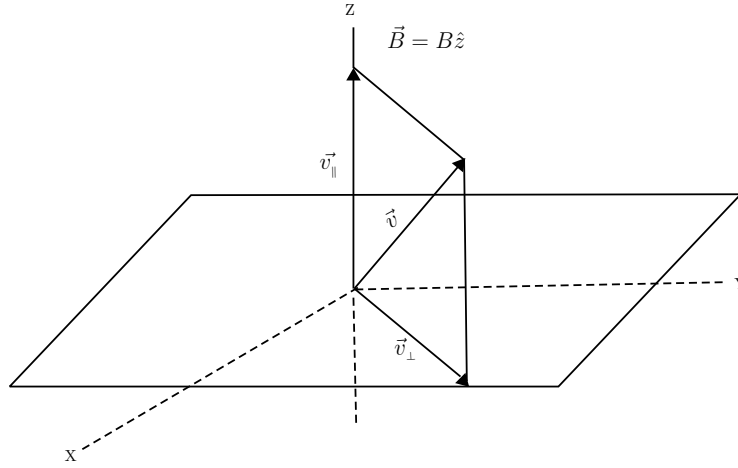
$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} + \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}) \quad (1.14)$$

dado que el término ($\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}$) es perpendicular a \vec{B} la componente paralela de la ecuación puede ser escrita como

$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (1.15)$$

La ecuación anterior muestra que la velocidad (\vec{v}_{\parallel}) de la partícula a lo largo de \vec{B} se mantiene constante. Para el movimiento en el plano perpendicular a \vec{B} , podemos escribir (1.8) en la

Figura 3: Descomposición del vector velocidad en una componente paralela (\vec{v}_{\parallel}) y una componente perpendicular (\vec{v}_{\perp}) al campo magnético.



forma

$$\frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}) \quad (1.16)$$

Si tenemos en cuenta que la componente perpendicular de la velocidad (\vec{v}_{\perp}) en coordenadas cartesianas es $\vec{v}_{\perp} = v_x\hat{i} + v_y\hat{j}$ la ecuación (1.10) se puede escribir de la siguiente forma:

$$\frac{dv_x}{dt}\hat{i} + \frac{dv_y}{dt}\hat{j} = \frac{qB}{m}(v_y\hat{i} - v_x\hat{j}) \quad (1.17)$$

por lo tanto las componentes de la ecuación anterior son:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{qB}{m}v_y \quad (1.18)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{qB}{m}v_x \quad (1.19)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (1.20)$$

Resolvemos el sistema de ecuaciones (1.12)-(1.14) y encontramos las componentes de la velocidad:

$$v_x(t) = v_{\perp} \sin(\omega_c t + \theta_0) \quad (1.21)$$

$$v_y(t) = v_{\perp} \cos(\omega_c t + \theta_0) \quad (1.22)$$

$$v_z(t) = v_{\parallel} \quad (1.23)$$

GENERALIDADES DEL PLASMA

donde θ_0 es una constante de integración que depende de la relación entre las velocidades iniciales $v_x(0)$ y $v_y(0)$ de acuerdo a

$$\tan(\theta_0) = v_x(0)/v_y(0) \quad (1.24)$$

y ω_c es la frecuencia con la que la partícula cargada gira entorno al campo magnético denominada frecuencia ciclotrónica. Si integramos las ecuaciones (1.15)-(1.17) con respecto al tiempo se tiene que:

$$x(t) = -\frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos(\omega_c t + \theta_0) + X_0 \quad (1.25)$$

$$y(t) = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \sin(\omega_c t + \theta_0) + Y_0 \quad (1.26)$$

$$z(t) = v_{\parallel} + z_0 \quad (1.27)$$

donde

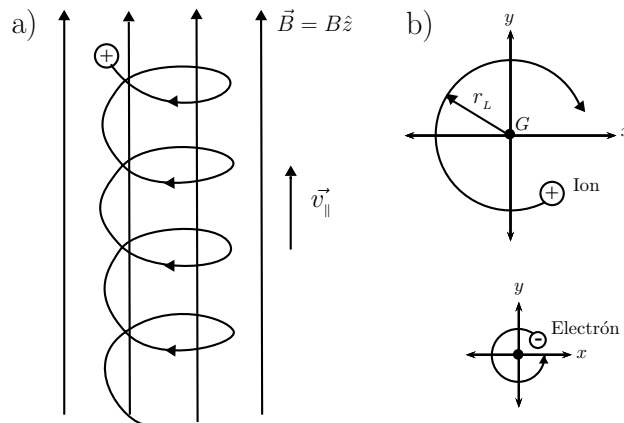
$$X_0 = x_0 + \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos(\theta_0) \quad (1.28)$$

$$Y_0 = y_0 - \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \sin(\theta_0) \quad (1.29)$$

El resultado es una trayectoria Helicoidal, es decir, la partícula describe una trayectoria circular en el plano x - y y un movimiento del centro de guía (G) a lo largo de la línea de campo magnético (ver Fig. 4) con un radio de giro dado por:

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.30)$$

Figura 4: a) Trayectoria de un ion en un campo magnético homogéneo. b) trayectoria circular de un ion y electrón en el plano x - y .



denominado radio de Larmor. Para un electrón ($q < 0$) el movimiento de giro es en sentido contrario a las manecillas del reloj mientras se desplaza en dirección de la línea de campo magnético, sin embargo para un ion positivo ($q > 0$) el movimiento de giro es en sentido a las manecillas del reloj, también con un desplazamiento en dirección del campo magnético.

El radio de Larmor es proporcional a la masa y a la componente perpendicular de la velocidad de la partícula. La frecuencia ciclotrónica es proporcional a la intensidad del campo magnético e inversamente proporcional a la masa. Por lo tanto en un plasma compuesto de iones y de electrones, se cumple que el radio de giro del ion es mayor al radio de giro del electrón y la frecuencia ciclotrónica del ion es menor a la del electrón.

El centro de guía de la partícula puede afectarse cuando actúa una fuerza perpendicular F_{\perp} a el campo magnético \vec{B} , que conduce al concepto de velocidad de deriva, es decir, la velocidad con la cual se mueve el centro de guía. A continuación se presentan los principios fundamentales.

Es claro que si actúa una fuerza paralela al campo magnético, \vec{F}_{\parallel} , la partícula se acelera en esa dirección con aceleración \vec{F}_{\parallel}/m , pero si agregamos una fuerza perpendicular \vec{F}_{\perp} al campo se tiene

$$m \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \vec{F}_{\perp} + q\vec{v}_{\perp} \times \vec{B} \quad (1.31)$$

que, al transformar a un sistema de referencia inercial S' que se mueve con velocidad constante \vec{v}_D , se convierte en

$$m \frac{d\vec{u}_{\perp}}{dt} = \vec{F}_{\perp} + q(\vec{u}_{\perp} + \vec{v}_D) \times \vec{B} \quad (1.32)$$

donde $\vec{u} = \vec{v} - \vec{v}_D$ es la velocidad de la partícula en S' . Si elegimos \vec{v}_D para que

$$\vec{F}_{\perp} + q\vec{v}_D \times \vec{B} = 0 \quad (1.33)$$

la ecuación de movimiento en S' corresponde a la (1.10) y tenemos entonces en S' la trayectoria helicoidal descrita anteriormente. Para resolver la ecuación (1.27) tenemos en cuenta que para un vector arbitrario \vec{A}

$$(\vec{A} \times \vec{B}) \times \vec{B} = -B^2 \vec{A}_{\perp} \quad (1.34)$$

con \vec{A}_{\perp} la componente perpendicular a \vec{B} . Al aplicar esta identidad en la ecuación (1.27) obtenemos

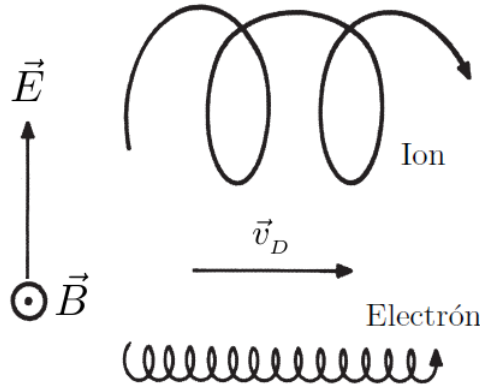
$$\vec{v}_D = \frac{\vec{F}_{\perp} \times \vec{B}}{qB^2} \quad (1.35)$$

El resultado obtenido indica que el movimiento resultante de la partícula cargada se describe mediante una superposición de un movimiento circular en el plano normal a \vec{B} , cuyo centro de guía se mueve con una velocidad de deriva \vec{v}_D perpendicular tanto a \vec{B} como a \vec{E}_\perp .

Si consideramos que dicha fuerza es la fuerza eléctrica $\vec{F} = q\vec{E}$ entonces:

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E}_\perp \times \vec{B}}{B^2} \quad (1.36)$$

Figura 5: Trayectoria de un electrón e ion en un campo \vec{E} perpendicular a \vec{B} [25].



Como se observa es independiente de la carga q , la velocidad de deriva de los electrones e iones tiene la misma dirección.

1.6 DERIVAS EN UN CAMPO MAGNÉTICO NO HOMOGÉNEO

Cuando el campo no es homogéneo, encontrar la solución de la ecuación de movimiento (1.1) puede ser un problema matemático de gran dificultad. En este caso, dado que la ecuación de movimiento es no lineal, la teoría puede volverse extremadamente complicada, y las expresiones analíticas para la trayectoria de la partícula cargada no pueden, en general, obtenerse en forma cerrada. Se deben usar métodos numéricos para obtener todos los detalles del movimiento. Para obtener una expresión analítica para la velocidad de deriva es necesario considerar que

el campo magnético varia suavemente en el espacio, es decir cuando $r_L/R_c \ll 1$, donde R_c es el radio de curvatura de una línea de campo magnético. Bajo esta aproximación la ecuación (1.29) sigue siendo válida.

1.6.1. Gradiente transversal En presencia de un campo magnético que varia transversalmente a las líneas de campo \vec{B} aparece una deriva de gradiente dada por:

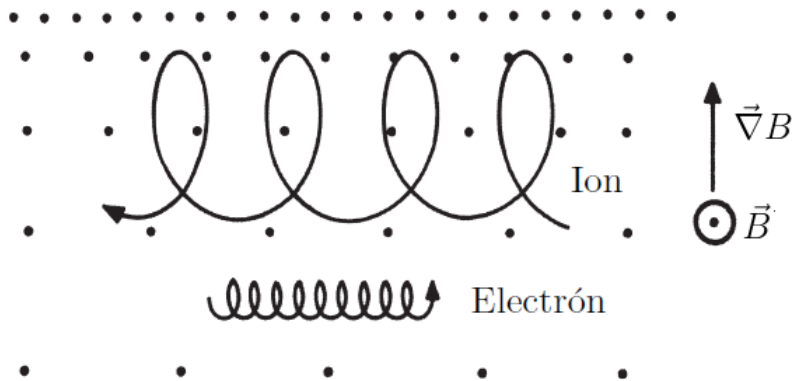
$$\vec{v}_{grad} = K_{\perp} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} B}{qB^3} \quad (1.37)$$

donde K_{\perp} es la energía cinética correspondiente al movimiento perpendicular de la partícula y esta definido por:

$$K_{\perp} = \frac{1}{2} m r_L^2 \omega_c^2 = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \quad (1.38)$$

Es perpendicular a \vec{B} y al gradiente de campo, y su dirección depende de la carga de la partícula. Por lo tanto, las cargas positiva y negativa se desplazan en direcciones opuestas (ver Fig. 6). Como el radio de giro de la partícula disminuye a medida que aumenta la magnitud del campo magnético según la ecuación (1.24), el radio de curvatura de la órbita disminuye en las regiones donde campo magnético \vec{B} es más fuerte. Los iones giran a favor de las manecillas del reloj para un campo magnético \vec{B} perpendicular a $\vec{\nabla} B$, mientras que los electrones giran en sentido antihorario, como se muestra en la Fig. 6, de modo que los iones positivos se desplazan hacia la izquierda y los electrones hacia la derecha.

Figura 6: Trayectoria de un ion y un electrón en un campo magnético con un gradiente transversal.

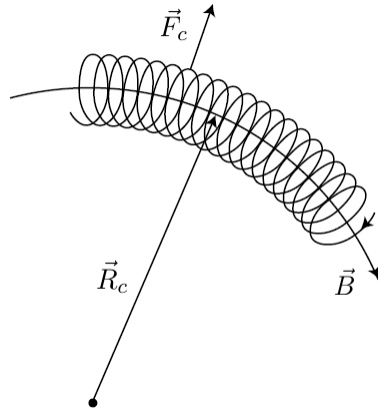


1.6.2. Deriva de curvatura Consideremos ahora que las líneas de campo magnético no son estrictamente rectas, si no que están ligeramente curvadas con un radio de curvatura R_c y que la partícula tiene una velocidad \vec{v}_\parallel paralela al campo magnético. Cuando las partículas giran rápidamente mientras se mueven a lo largo de una línea de campo magnético que está curvada, como se muestra en la Figura 7, experimentan una fuerza que es centrífuga perpendicular al campo magnético, que produce una deriva tal como se define en (1.29). El marco de referencia del centro de guía que se mueve con una velocidad \vec{v}_\parallel experimenta una fuerza centrífuga dado por:

$$\vec{F}_c = mv_\parallel^2 \frac{\vec{R}_c}{R_c^2} \quad (1.39)$$

donde \vec{R}_c es el vector que apunta radialmente hacia afuera desde el centro del círculo descrito

Figura 7: Trayectoria de una partícula en un campo magnético ligeramente curvado [26].



por la curvatura del campo magnético y R_c el radio de curvatura. Sustituyendo (1.33) en (1.29) tenemos que la deriva de curvatura esta dada por:

$$\vec{v}_c = \frac{mv_\parallel^2}{q} \frac{\vec{R}_c \times \vec{B}}{R_c^2 B^2} \quad (1.40)$$

con frecuencia es conveniente expresar la deriva de curvatura en términos del gradiente de campo, entonces podemos expresar esta deriva de la siguiente manera:

$$\vec{v}_c = 2K_\parallel \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} B}{qB^3} \quad (1.41)$$

donde hemos introducido la energía cinética correspondiente al movimiento de la partícula a lo largo del campo magnético

$$K_{\parallel} = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 \quad (1.42)$$

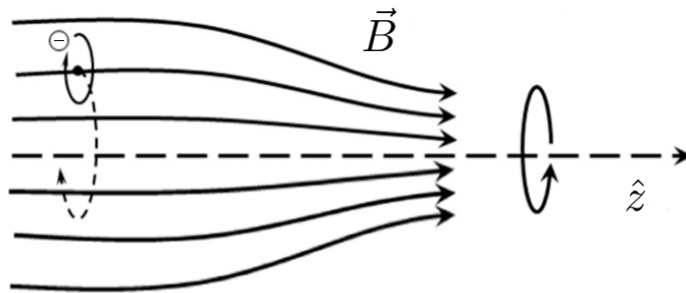
En el vacío, la deriva de la curvatura no puede ser la única deriva, ya que la curvatura del campo magnético debe ser cero, es decir, $\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$. En otras palabras, la curvatura en un campo magnético requiere un gradiente de campo. Por lo tanto, la deriva total debida a los efectos tanto de gradiente como de curvatura se puede escribir como

$$\vec{v}_{grad} + \vec{v}_c = (K_{\perp} + 2K_{\parallel}) \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} B}{qB^3} \quad (1.43)$$

1.6.3. Gradiente longitudinal Si consideramos que el campo magnético $\vec{B} = B\hat{z}$ varía su magnitud en dirección longitudinal \hat{z} (ver Fig. 8) entonces existe una componente B_r que produce una fuerza en dirección del campo.

$$F_{\parallel} = -\frac{W_{\perp}}{B} \frac{dB}{dz} \quad (1.44)$$

Figura 8: Gradiente de campo magnético longitudinal.



Esta fuerza acelera la partícula, independientemente de su carga, a lo largo de la línea de campo y hacia las zonas de menor valor de campo magnético.

FÍSICA DEL PLASMA APLICADA A LA ECRIS

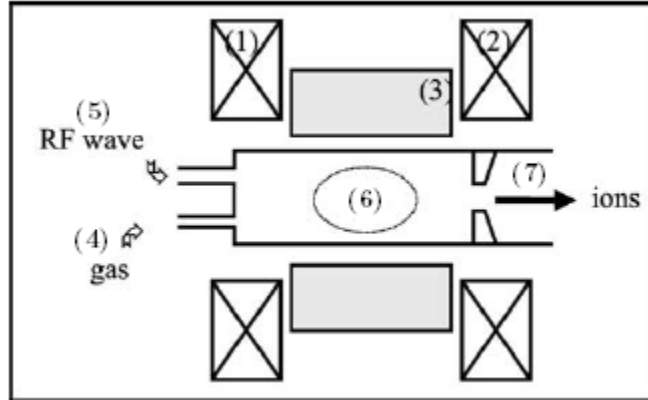
Una de las aplicaciones de la física del plasma son las fuentes de iones basadas en el fenómeno de resonancia ciclotrónica (ECRIS). Originalmente, se desarrollaron utilizando resultados obtenidos en la investigación de fusión nuclear en la década de 1960, cuando se demostró que el confinamiento de las trampas magnéticas abiertas no cumplían con el criterio de Lawson para realizar fusión [19]. Sin embargo, mientras que la investigación de fusión nuclear se concentró en trampas toroidales, R. Geller se dio cuenta de que las trampas magnéticas abiertas podrían ser utilizadas para la producción de haces de iones de múltiple carga. El primer estudio realizado sobre el calentamiento del plasma por microondas mediante el fenómeno de resonancia ciclotrónica se publicó en 1972 [20]. A continuación se presenta una revisión de los aspectos más importantes de la física del plasma con respecto a las fuentes de iones y su principio de funcionamiento.

2.1 SISTEMA FÍSICO DE UNA ECRIS

Un ECRIS es un dispositivo que se utiliza para producir haces de iones multicargados [10, 22]. La figura 9 muestra los componentes principales de una fuente de iones ECR. Dos bobinas (1) y (2) producen un campo magnético espejo y (3) un hexapolo magnético genera un campo radial. El campo resultante conduce a una estructura mínimo-B. (4) Inyección del gas. (5) Inyección de una onda electromagnética (microondas) con una frecuencia apropiada. (6) La configuración magnética conduce a una superficie de resonancia cerrada y (7) sistema para la

extracción de los iones.

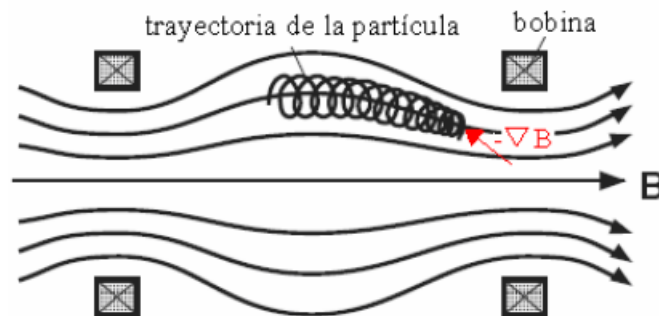
Figura 9: Vista esquemática de una fuente de iones ECR.[21]



2.2 CONFINAMIENTO MAGNÉTICO

Es plasma puede ser confinado mediante campos magnéticos. El propósito de confinar plasmas usando campos magnéticos es tratar de mantener las partículas cargadas alejadas de las paredes de la ECRIS para permitir la transferencia de la energía electromagnética al plasma de forma eficiente. La producción de iones con alto grado de ionización requiere que la magnitud y la estructura del campo magnético sean apropiadas [11]. Uno de los primeros dispositivos en construirse destinado al confinamiento de partículas es llamado trampa magnética espejo, este

Figura 10: Partícula atrapada en una trampa magnética tipo espejo.[3]



sistema puede ser obtenido mediante la superposición del campo producido por dos bobinas

magnéticas alineadas axialmente por las cuales circula una corriente de igual magnitud y dirección. En la figura 10 se puede observar que el campo magnético disminuye en intensidad desde los extremos hasta el centro de la trampa. Este tipo de configuraciones también es llamado botella magnética debido a la forma de botella que presenta el campo magnético resultante.

El confinamiento magnético en la trampa espejo es posible, debido a que durante el movimiento las partículas cargadas conservan su momento magnético (μ) y la energía cinética total (K). Estas dos cantidades físicas permanecen constantes mientras el campo magnético sea estático y el movimiento se pueda considerar adiabático. El movimiento puede considerarse como adiabático si durante el periodo de rotación ciclotrónica el campo no cambia significativamente. En una trampa espejo, las partículas cargadas que se mueven exactamente paralelas a las líneas del campo magnético ($v_{\perp} = 0$) no tienen momento magnético y se fugan inmediatamente de la trampa. Las partículas que no tienen velocidad paralela ($v_{\parallel} = 0$) quedan atrapadas para siempre. El confinamiento de las partículas cargadas, depende de la proporción de las componentes de velocidad perpendicular y paralela, que se define como el ángulo de inclinación θ

$$\tan(\theta) = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \quad (2.1)$$

Cuando una partícula se mueve hacia donde el campo magnético \vec{B} presenta mayor intensidad, su velocidad perpendicular aumenta debido a la invariancia adiabática del momento magnético

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{K_{\perp}}{B} = cte \quad (2.2)$$

donde K_{\perp} es la energía cinética de rotación y, en consecuencia, la energía cinética paralela (K_{\parallel}) tiene que disminuir debido a la conservación de la energía cinética total. Por lo tanto, las partículas cargadas se reflejan en los extremos de la trampa magnética, siempre que la componente de velocidad perpendicular sea lo suficientemente grande.

Dado que el momento magnético (μ) de una partícula es una cantidad que se conserva, el ángulo de inclinación en diferentes posiciones axiales z y z' solo depende del campo magnético

$$\frac{\sin^2(\theta)}{\sin^2(\theta')} = \frac{B(z)}{B(z')} \quad (2.3)$$

El ángulo de inclinación mínimo θ_o en el plano medio $z = 0$ (donde el campo magnético es mínimo B_{min} para lo cual una partícula se reflejará en la posición $z = z'$ donde el campo tiene

su máximo valor B_{max} es entonces:

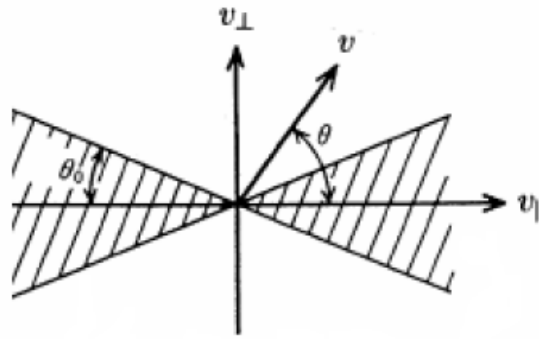
$$\theta_o = \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}} \right) = \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{1}{R_m}} \right) \quad (2.4)$$

donde,

$$R_m = \frac{B_{max}}{B_{min}} \quad (2.5)$$

se denomina la razón de espejo y es un parámetro que sirve para determinar la capacidad de confinamiento de una trampa magnética. El ángulo θ_o define a lo que llamamos el cono de

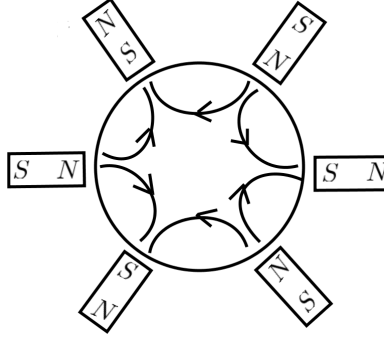
Figura 11: Cono de pérdidas en el espacio de velocidades.[3]



perdidas [1] en el espacio de velocidades (Fig. 11). Partículas dentro del cono de pérdidas, es decir, $\theta < \theta_o$ se fugan de la trampa.

La principal desventaja de esta configuración magnética es que se presentan inestabilidades magnetohidrodinámicas (Inestabilidades MHD) debido a la estructura que presenta el campo magnético [8, 10]. Por lo tanto se presentan fugas de partículas en la dirección radial de la trampa. En 1962 Ioffe realizó por primera vez experimentos sobre confinamiento de plasma con una nueva configuración magnética llamada mínimo-B [12, 23]. Dicha configuración se puede obtener como una superposición de dos campos magnéticos: una creado por dos bobinas magnéticas, es decir, una configuración espejo (Fig. 10) y el otro creado por seis barras magnéticas que rodean la cavidad cilíndrica (Fig.12). Esto produce un cambio en la curvatura y en el gradiente de campo magnético. Esta trampa magnética remueve las inestabilidades MHD y además refuerza la intensidad del campo magnético en los extremos de la trampa. Por otra parte dicha configuración hace que las partículas del plasma sean reflejadas tanto longitudinalmente como transversalmente hacia el centro de la cavidad.

Figura 12: Vista esquemática de un hexapolo magnético.



2.3 INTENSIDAD DEL CAMPO DE MICROONDAS

Uno de los componentes necesarios para el funcionamiento de una ECRIS es una onda electromagnética, en este caso de microondas, con una frecuencia apropiada para que se pueda generar el fenómeno de la resonancia ciclotrónica. Para hallar el campo de microondas, es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell dentro de una cavidad resonante cilíndrica [24].

Las componentes de los campos eléctrico y magnético de un modo cilíndrico TE_{11p} polarizado circularmente excitado en la cavidad están dadas por:

$$E_r^c = -2E_{0c} \frac{J_1(K_{\perp}r)}{K_{\perp}r} \text{sen}(K_{\parallel}z) \cos(\theta - \omega t), \quad (2.6)$$

$$E_{\theta}^c = 2E_{0c} J_1'(K_{\perp}r) \text{sen}(K_{\parallel}z) \text{sen}(\theta - \omega t), \quad (2.7)$$

$$B_r^c = 2E_{0c} \frac{K_{\parallel}}{\omega} J_1'(K_{\perp}r) \cos(K_{\parallel}z) \cos(\theta - \omega t), \quad (2.8)$$

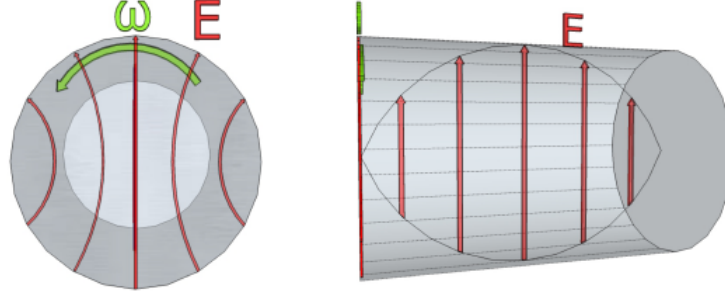
$$B_{\theta}^c = -2E_{0c} \frac{K_{\parallel}}{\omega} \frac{J_1(K_{\perp}r)}{K_{\perp}r} \cos(K_{\parallel}z) \text{sen}(\theta - \omega t), \quad (2.9)$$

$$B_z^c = 2E_{0c} \frac{K_{\perp}}{\omega} J_1(K_{\perp}r) \text{sen}(K_{\parallel}z) \cos(\theta - \omega t), \quad (2.10)$$

donde $K_{\perp} = S_{11}/a$ con $S_{11} = 1,841$, $K_{\parallel} = p\pi/d$, d y a representan la longitud y el radio de la cavidad, respectivamente, E_{0c} es la máxima amplitud del campo eléctrico y

$$\omega = c\sqrt{K_{\parallel}^2 + K_{\perp}^2} \quad (2.11)$$

Figura 13: Líneas de campo eléctrico en un plano transversal y un plano longitudinal de una cavidad resonante modo TE_{111} .



es la frecuencia angular de la onda electromagnética. Cuando $K_{\perp}r < 1$ la función de Bessel es aproximada como $J_1(K_{\perp}r) \cong K_{\perp}r/2$, entonces las ecs. (2.6)-(2.10) representarían una onda plana estacionaria polarizada circularmente.

2.4 RESONANCIA CICLOTRÓNICA

El calentamiento del plasma comienza cuando el gas y la onda electromagnética se introducen en la cámara cilíndrica. Como hay algunos electrones libres presentes, estos pueden ganar energía si su frecuencia ciclotrónica ω_{ce} coincide con la frecuencia ω de la onda electromagnética aplicada. En este caso se dice que se presenta el fenómeno de resonancia ciclotrónica electrónica o RCE. La región de campo magnético donde el electrón gira con una frecuencia igual a la de microondas es conocida como zona de resonancia ciclotrónica electrónica. Entonces los puntos de RCE forman una superficie que se puede determinar por la expresión:

$$B_{ECR} = \frac{m_e \omega}{e} \quad (2.12)$$

La ubicación de la superficie de resonancia en la ECRIS depende de la intensidad del campo magnético y de la frecuencia de microondas. Para una onda de microondas que tiene una frecuencia de 14 [GHz], el campo magnético correspondiente es de 0,5 T y la superficie de resonancia es un elipsoide achatado en los extremos .

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se muestran y se discuten los resultados obtenidos. En primer lugar se realiza una descripción tanto del sistema físico como de los parámetros computacionales de la configuración magnética propuesta. Posteriormente se obtienen los perfiles de campo magnético y la superficie de resonancia ciclotrónica, ya que estos permiten al investigador comprender la distribución espacial y el espectro energético de las partículas al interior la trampa. Finalmente se estudia la dinámica de partículas en dicho sistema en aproximación de partícula simple. Dado que este estudio preliminar busca evidenciar si la nueva configuración mejora el confinamiento de la trampa mínimo-B, todos los resultados obtenidos se comparan con los de dicha trampa.

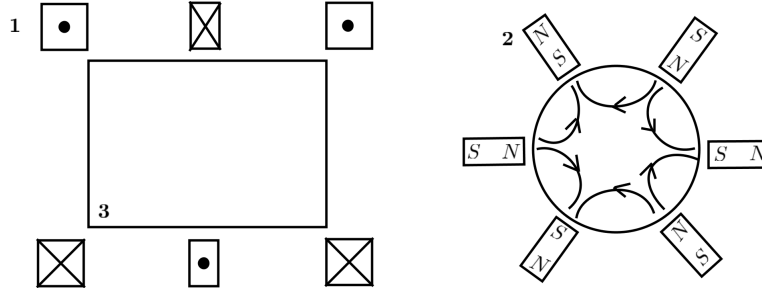
3.1 SISTEMA FÍSICO

La nueva configuración magnética consiste en realizar una modificación a la trampa magnética mínimo-B. Este sistema consta de una cavidad cilíndrica, tres bobinas d.c alineadas axialmente teniendo en cuenta que la corriente de la bobina central es opuesta y un sextupolo magnético. Las bobinas aportan el confinamiento longitudinal y el sextupolo el confinamiento transversal. En la figura 14 se presenta el sistema físico que se estudio.

En la tabla 1 se muestran los parametros computacionales que se utilizaron para la cavidad cilíndrica, estos datos se seleccionaron teniendo en cuenta el modo de microondas. Los campos magnéticos generados por las bobinas se calcularon solucionando numéricamente la ecuación de Bio-Savart para una espira con corriente estacionaria. Posteriormente se realizó la superposición de la contribución del campo producido por N espiras para así conformar el campo de

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Figura 14: Vista esquemática de la configuración magnética propuesta: 1. Tres bobinas d.c, 2. Sextupolo magnético, 3. Cavidad cilíndrica.



la bobina [27, 28]. En la tabla 2 se presentan los parámetros que se utilizaron en este calculo numérico.

Tabla 1: Datos utilizados cámara de descarga

Cavidad Cilíndrica		Microondas		
Radio [cm]	Longitud [cm]	Modo	Frecuencia [Ghz]	Amplitud [Kv/cm]
3.9956	25.9720	TE_{111}	14	1.0

Es de aclarar que la bobinas están compuestas tanto por espiras colocadas longitudinalmente (L) como radialmente (R), que el hilo que compone las espiras, tiene sección transversal cuadrada y finalmente por Sep. bobinas (separación de las bobinas) se entiende como la distancia entre sus extremos mas cercanos.

Tabla 2: Datos bobinas magnéticas

Radio Interno [cm]	Radio Externo [cm]	Sep. Bobinas [cm]	Área T. Espira [cm ²]	Espiras R	Espiras L	Corriente I [A]
7.296	12.296	15.972	1.0	5	8	3202

En la tabla 3 se muestran los parámetros utilizados para el calculo numérico del campo producido por el sextupolo, este se consigue hallando el campo magnético producido por un imán utilizando el método de los potenciales y luego superponiendo la contribución de los seis imanes [28].

Tabla 3: Parámetros sextupolo magnético

R1 [cm]	R2 [cm]	θ	a [cm]	Longitud Axial [cm]	Magnetización [T]
4.1	7.1	30°	1.0	21	0.221

Finalmente para obtener el sistema propuesto Fig 14, necesitamos los parámetros de la bobina central. En la tabla 4 se muestran los datos utilizados.

Tabla 4: Datos bobina central

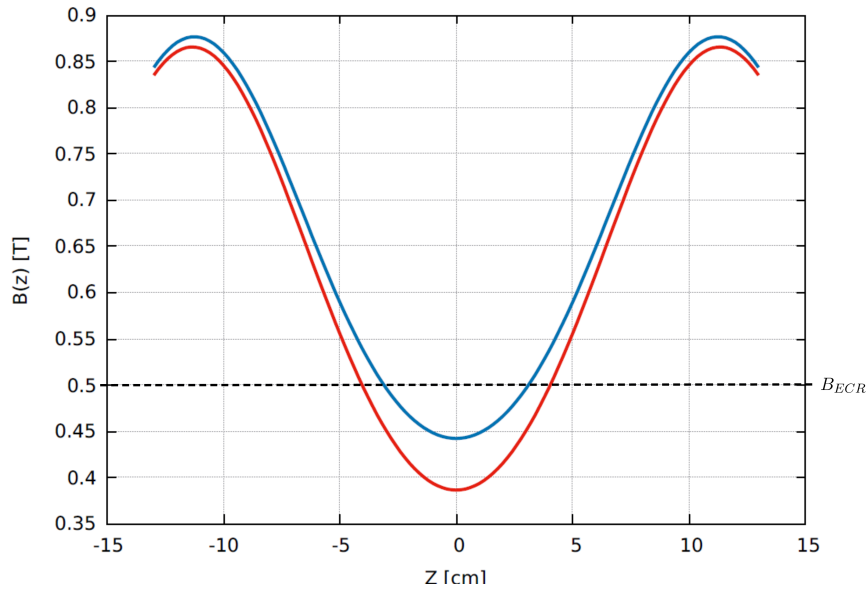
Radio Interno [cm]	Radio Externo [cm]	Sep. Bobinas [cm]	Área T. Espira [cm ²]	Espiras R	Espiras L	Corriente I [A]
7.296	12.296	15.972	1.0	3	4	600

3.2 CAMPO MAGNÉTICO Y SUPERFICIE RCE

En la figura 15 se presentan los perfiles de campo magnético sobre el eje z generado por las bobinas. La curva azul representa el campo generado por dos bobinas magnéticas (Confinamiento longitudinal de la trampa magnética mínimo-B). El valor máximo de campo que posee dicha configuración es de 0.876 [T] y el valor mínimo es de 0.442 [T] en el centro de la cavidad ($z=0$). Utilizando la ecuación (2.5) se obtiene una razón de espejo de 1.98. La curva roja representa la superposición del campo magnético producido por el sistema de bobinas (confinamiento longitudinal sistema propuesto Fig. 14. El campo posee un valor máximo de 0.865 [T] y un valor mínimo de 0.386 [T] con una razón de espejo de 2.24. La línea horizontal representa el valor de campo magnético para el cual se produce la resonancia ciclotrónica que para una frecuencia de 14 [GHz] el valor de campo magnético es 0.5 [T]. Es clave observar que agregar una bobina central con corriente opuesta genera que tanto la profundidad del pozo de campo magnético como la razón de espejo aumente.

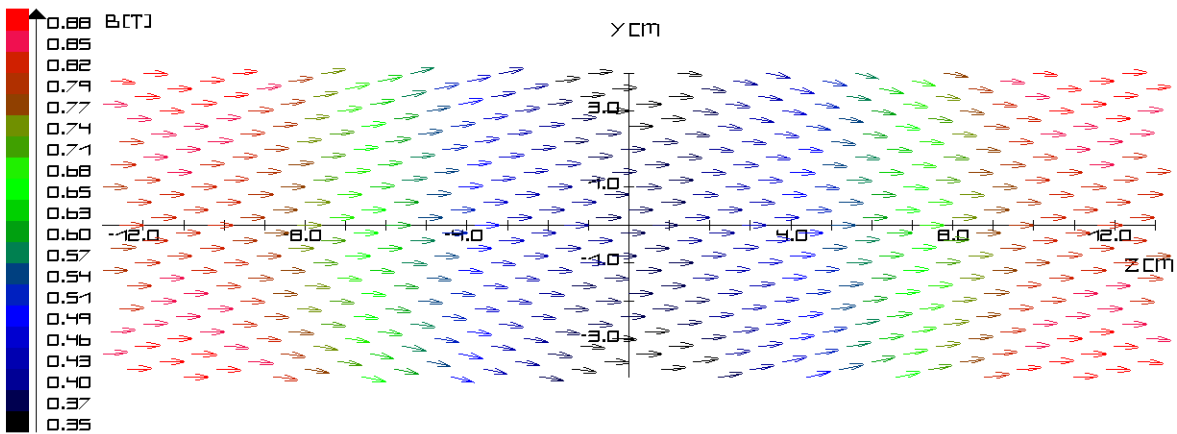
Con el fin de obtener una mejor perspectiva del campo generado por las tres bobinas magnéticas

Figura 15: Perfiles de campo magnético generado por bobinas.



en la figura 16 se muestra una vista longitudinal de la líneas de campo magnético. Se puede observar que la intensidad del campo disminuye longitudinalmente a media que nos acercamos a la parte central $z=0$ [cm], como es característico en una trampa espejo (Fig. 10). Sin embargo,

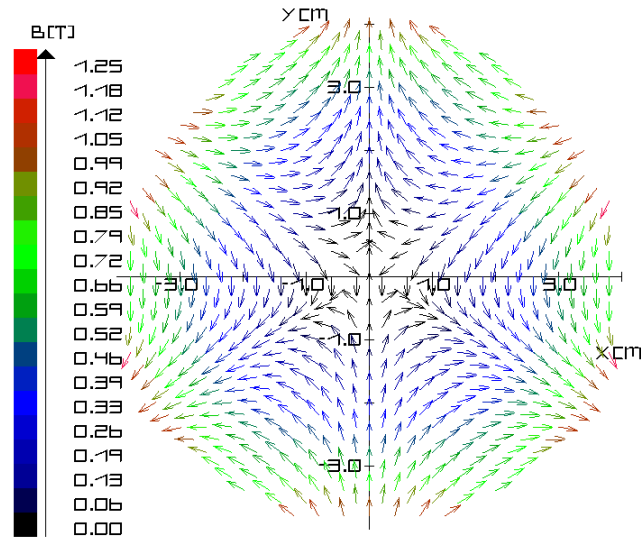
Figura 16: Vista yz del campo magnético producido por tres bobinas.



el campo magnético mínimo-B esta compuesto no solo por el campo de las bobinas, si no también por un sistema de hexapolos. En la Figura 17 se presenta una vista transversal del campo magnético generado por el sextupolo magnético. Se observa que el campo magnético resultante es cero en la región central y máximo donde están colocadas las barras magnéticas.

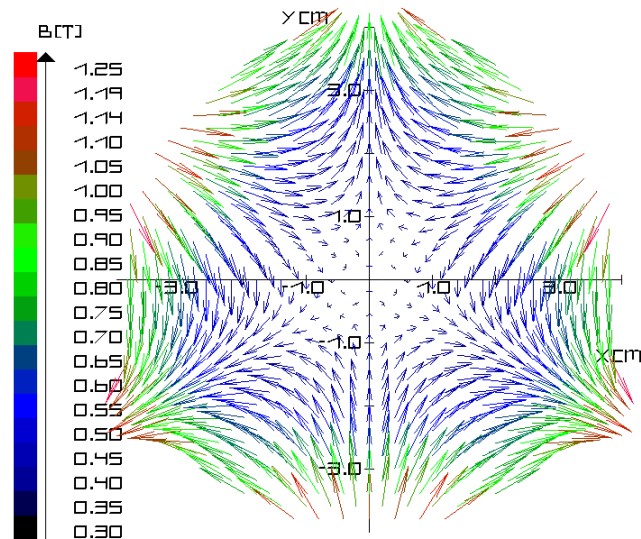
RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Figura 17: Vista XY del campo en el plano central ($z=0$) transversal del hexapolo magnético.



Si realizamos la superposición del campo de las bobinas y del hexapolo magnético obtenemos el campo total (Fig.18) generado por el sistema propuesto en este trabajo. Se evidencia que el campo aumenta radialmente desde el centro de la trampa hasta las paredes de la cavidad. El campo presenta un valor máximo de 1.24 [T] y un valor mínimo 0.39 [T], por lo tanto el sistema de hexapolos magnéticos refuerza el confinamiento transversal.

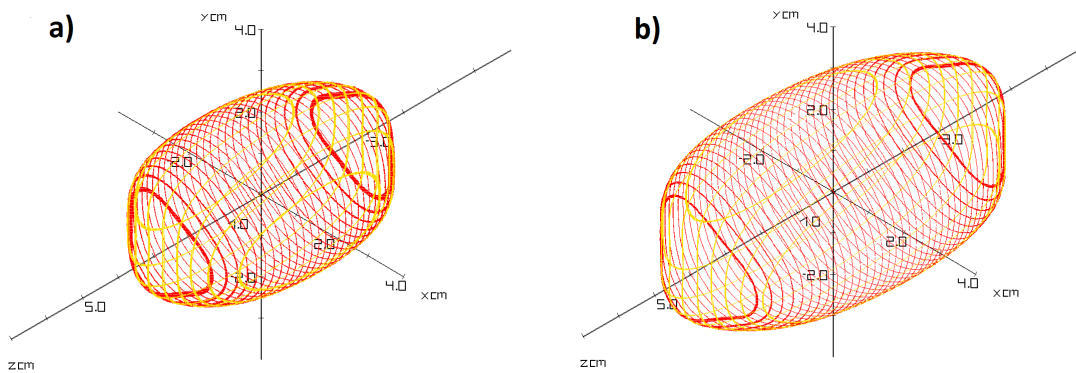
Figura 18: Vista XY del campo en el plano central ($z=0$) transversal trampa magnética mínimo-B modificada con bobina central de corriente opuesta de 600 A.



RESULTADOS Y DISCUSIÓN

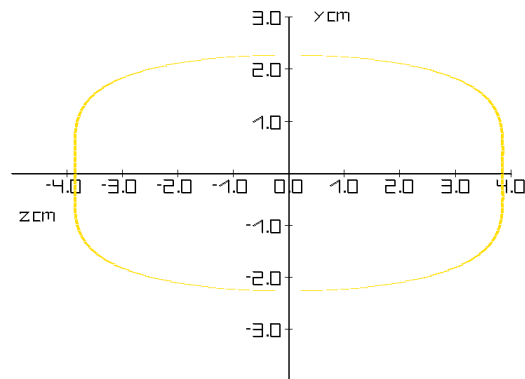
Uno de los objetivos de este trabajo es analizar la influencia de la bobina central sobre la forma de la superficie de resonancia ciclotrónica. Según la ecuación (2.12) se puede determinar los puntos donde la partícula gira con una frecuencia similar a la frecuencia de la onda electromagnética y que la unión de todos los puntos generan una superficie de resonancia. En la Figura 19 se muestran las superficies de resonancia obtenidas.

Figura 19: Superficies de resonancia ciclotrónica. a) Trampa magnética mínimo-B. b) Trampa magnética mínimo-B modificada con bobina central de corriente opuesta de 600 A.



La superficie se asemeja a una elipse achatada en los extremos, observamos que la zona de resonancia tiene mayor tamaño en la configuración propuesta (Fig 19b.), esto quiere decir que mayor número de electrones pueden estar en interacción de manera resonante y mayor número de electrones podría atravesar la zona de resonancia, lo que provocaría mayor calentamiento.

Figura 20: Vista YZ de la zona de resonancia.



Al cortar la superficie RCE con un plano $x=0$ (ver Fig. 20) se obtuvo la longitud del semieje

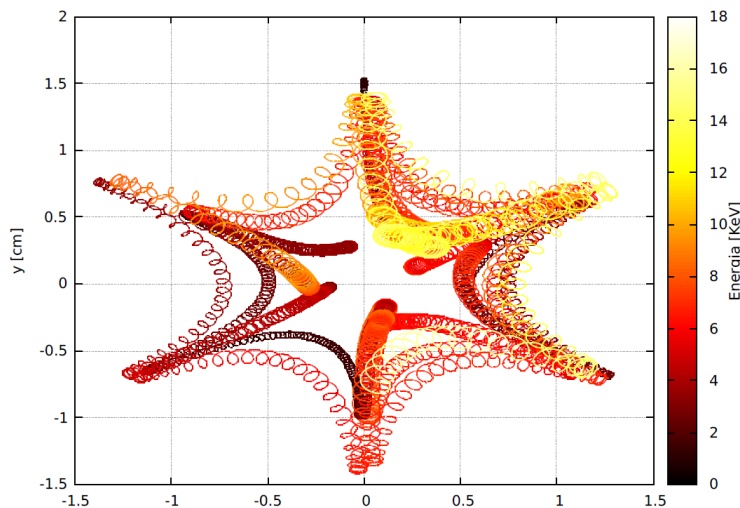
z de la elipse con un valor de aproximadamente 4 [cm], es decir, que el ancho de la zona de resonancia en el eje z es aproximadamente 8[cm] valor que corresponde al ancho de la curva roja (Fig.15) en la región donde el campo magnético tiene un valor de 0.5 [T].

3.3 DINÁMICA EN APROXIMACIÓN DE PARTÍCULA SIMPLE

Una vez obtenido la forma del campo magnético y la superficie de resonancia ciclotrónica, se procedió a analizar el movimiento de las partículas cargadas al interior de la trampa magnética. Las posiciones y velocidades de las partículas se calcularon en cada instante de tiempo a partir de la solución numérica de la ecuación (1.10) utilizando el método de Boris. El paso de tiempo establecido Δt , es igual a 1/250 el periodo de microondas.

En primer lugar se analizó el movimiento de un solo electrón en un trayectoria particular. En la Figura 21 se muestra el recorrido de un electrón con una posición inicial de $x=0.0$ [cm], $y=1.0$ [cm], $z=13$ [cm] y una energía inicial de 1 [KeV]. Se observa que el electrón se mueve

Figura 21: Vista XY del recorrido de un electrón en una trayectoria en forma de estrella.

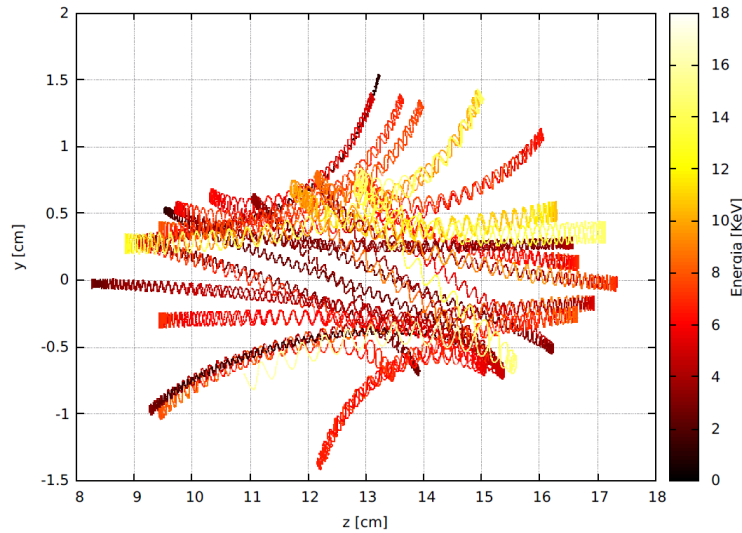


hacia los extremos de la cavidad, y se refleja debido al fenómeno espejo, pero en su movimiento helicoidal alrededor de la línea de campo magnético las cuales se unen cerca de los polos del sistema hexapolar, el electrón no regresa por la misma línea si no que sigue por otra línea que

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

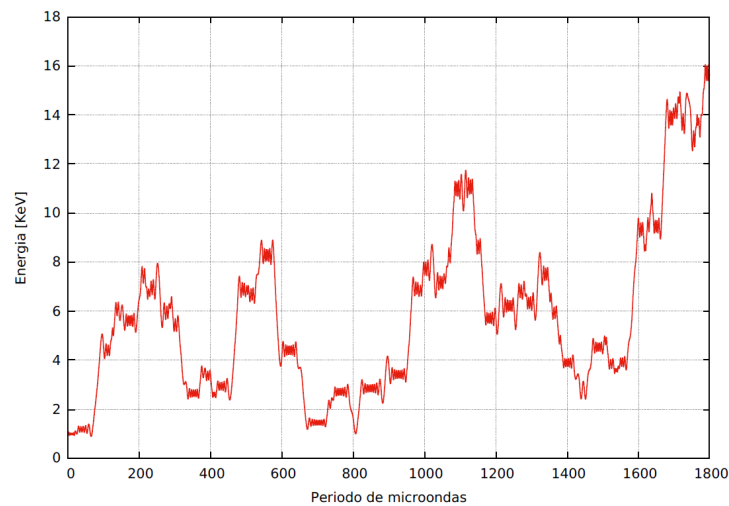
finaliza en otro polo consecutivo, este movimiento ocurre en la sección transversal, mientras el electrón oscila longitudinalmente sobre el eje z Fig. 22.

Figura 22: Vista YZ del recorrido de un electrón en una trayectoria en forma de estrella.



El electrón cruza repetidamente la zona RCE, esto le permite ir elevando su energía, En la Figura 23 se muestra que luego de 1800 periodos de microondas el electrón alcanza una energía de 16 [Kev].

Figura 23: Energía del electrón después de 1800 ciclos de microondas.

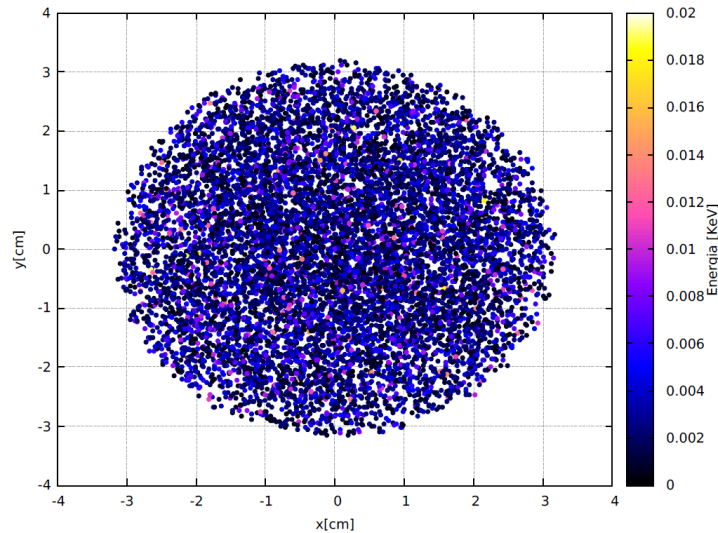


Finalmente, se consideró una nube de electrones inicialmente en forma esférica con distribución

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

de velocidades maxwelliana (ver figura 24). La nube de electrones se ubico en el centro de la trampa, el radio de la esfera es $4/5$ el radio de la cavidad resonante ($R = 0,8 * r_c$) y la cantidad inicial de electrones es de 10000. Se realizaron cálculos para diferentes periodos,

Figura 24: Vista XY de la distribución espacial-energética inicial de los electrones.



100T, 500T, 1000T y 3000T tanto para el sistema mínimo-B como para el sistema propuesto, con el fin de comparar el confinamiento de las partículas. En la Figura 25 y 26 se muestra la distribución espacial-energética de los electrones luego de 1000 periodos de microondas en la trampa mínimo-B y la propuesta respectivamente.

En ambos casos se observa que los electrones con mayor energía están presentes en la zona central (zona RCE), además un gran porcentaje de electrones se concentran en las regiones lobulares, en estas regiones se generan trampas locales debido a los gradientes tanto azimutales como longitudinales de campo magnético. Estas trampas se localizan en regiones comprendidas entre los polos de sistema hexapolar en la región central de la trampa. Se evidencia que en el caso de la configuración propuesta la cantidad de electrones en la región central es menor, los electrones con mayor energía se agrupan cerca de las regiones lobulares y según la escala de energía Fig. 26 hay electrones más energéticos en la configuración propuesta.

En la Figura 27 se muestra una gráfica que representa el número de electrones en la cavidad vs el periodo de microondas. La curva azul y la curva roja representan el número de electrones, después de 3000 periodos, en la trampa magnética mínimo-B y en la trampa propuesta

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Figura 25: Vista XY de la distribución espacial-energética trampa magnética mínimo-B después de 1000 periodos de microondas.

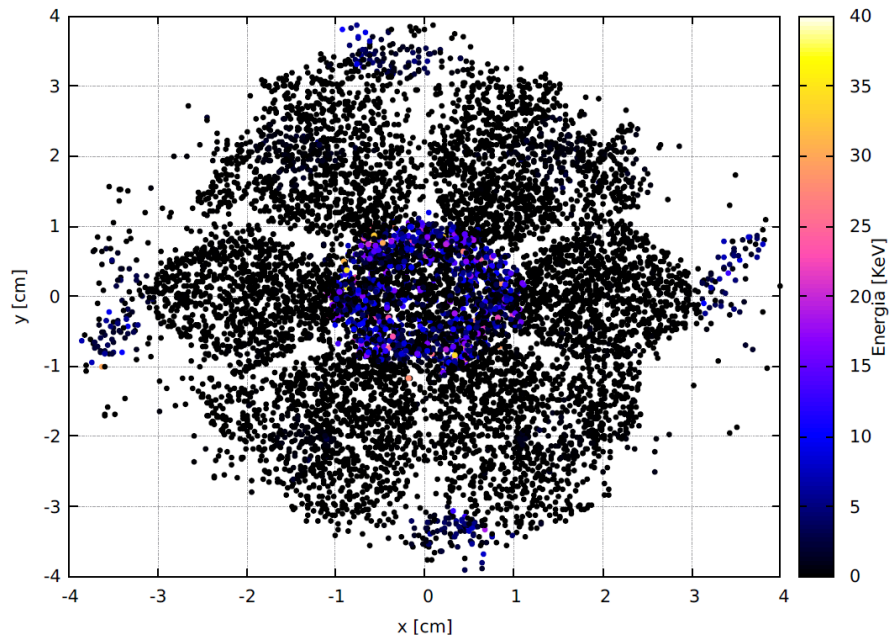
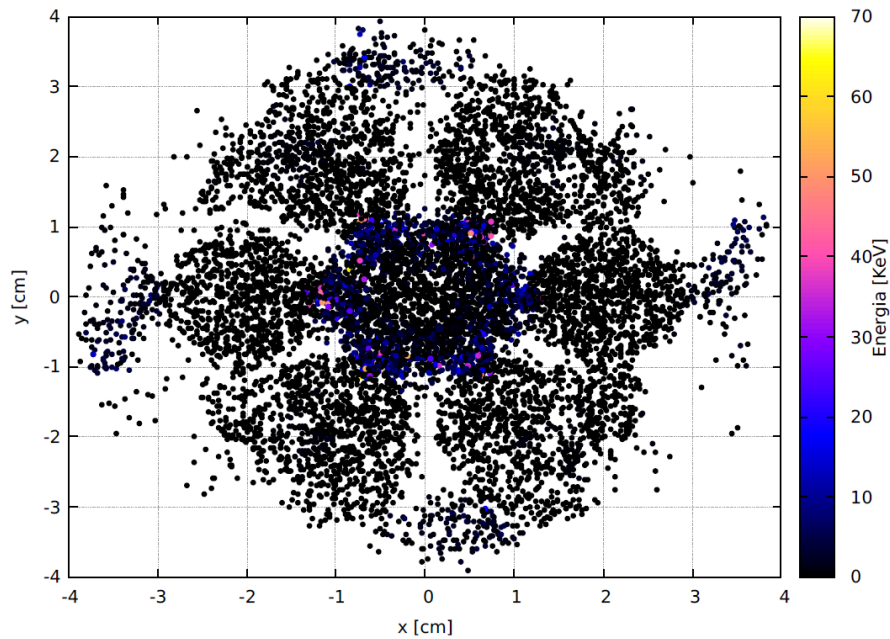
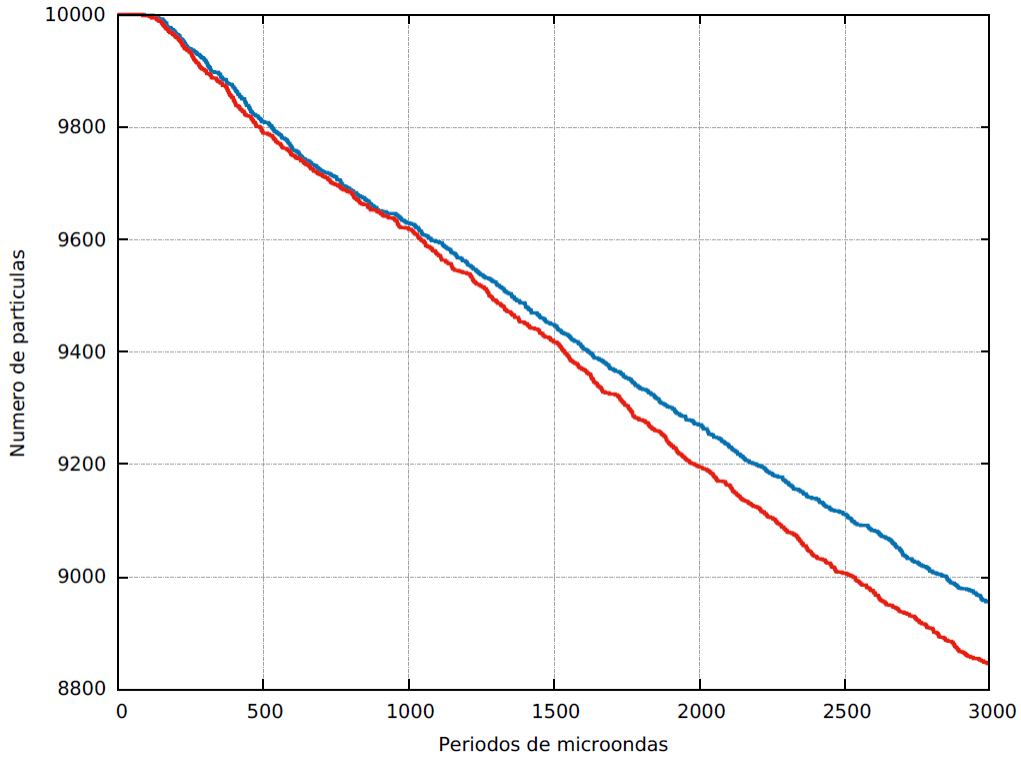


Figura 26: Vista XY de la distribución espacial-energética trampa magnética mínimo-B modificada con bobina central del corriente opuesta de 600 A después de 1000 periodos de microondas.



respectivamente. como se observa el número de electrones presentes en la cavidad es mayor en

Figura 27: Número de partículas en la trampa vs periodo de microondas.



la trampa magnética mínimo-B.

En la tabla 5 se observa que la diferencia de partículas fugadas luego de 3000 periodos es de solo 110 partículas que representa solo el 1.1% del número total de partículas iniciales, es decir, que aunque el número de electrones presentes en la cavidad mínimo-B es mayor, no representa una gran porcentaje.

Tabla 5: Partículas fugadas para diferentes periodos

Periodos Microondas	Electrones Fugados	
	Trampa Mínimo-B	Trampa Propuesta
100	1	2
500	190	210
1000	371	381
3000	1045	1155

CONCLUSIONES

- Se obtuvo la razón de confinamiento de la configuración magnética propuesta, los resultados muestran que esta es mayor, debido a que la bobina con corriente opuesta genera que el pozo de campo magnético del confinamiento longitudinal sea mas profundo, es decir, que el valor B_{min} crezca como se evidencio en la Figura 15.
- Los campos vectoriales obtenidos permiten conocer la dirección y el gradiente de magnitud del campo magnético en el centro de la trampa, lo cual es importante en el estudio del confinamiento y el análisis de la dinámica de las partículas cargadas.
- Se analizó la influencia de la bobina central sobre la forma de la superficie de resonancia ciclotrónica, el resultado muestra que el volumen de la zona RCE crece, lo que favorece el calentamiento de las partículas cargadas.
- Se estudió la dinámica de las partículas cargadas en la configuración magnética propuesta afectadas por un campo de microondas modo TE_{111} en aproximación de partícula simple y aunque no proporciona una descripción colectiva de las partículas, es el primer paso para la comprensión de los procesos que ocurren en el plasma.
- De la obtención de la gráficas de distribución espacial-energética de las partículas cargadas en la trampa, se evidenció que la mayoría de las partículas se ubican en las regiones lobulares, lo cual es característico en trampas magnéticas mínimo-B.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Francis F. Chen, Introduction To Plasma Physics, Plenum Press, New York (1975).
- [2] W. Greynier, Classical Electrodynamics, Springer-Verlag (1998).
- [3] Mao T. Murillo Acevedo, Simulación de un plasma RCE en una Trampa Tipo Espejo Mediante el Método Partícula en Celda, Tesis de Maestría, Universidad Industrial de Santander, Facultad de Ciencias, Escuela de Física (2008).
- [4] V. D Dougar Jabon, A. J. Chacon Velasco, A. M. Umnov and V. I. Kariaka. Confinement of Ions in Sources Based on Electron Cyclotron Resonance Phenomenon. *Physica Scripta*,60,250-252(1999).
- [5] M. J. Seidl, High-frequency heating of electrons in a mirror machine, *J. Nucl. Energy, Part C. Plasma Phys.*, vol. 6, no. 6, p. 597, 1964.
- [6] A. V. Timofeev, Confinement of charged particles in adiabatic traps in the presence of monochromatic cyclotron oscillations, *Nucl. Fusion*, Vol. 14, pp. 165-171, 1975.
- [7] M. Pocolab, L. Friedland, and I. B. Bertnstein, Electron cyclotron resonance heating of plasmas in tandem mirror traps, *Nucl. Fusion*, Vol. 21, p. 1643, 1981.
- [8] V. D. Dougar Jabon, F. A. Vivas Mejia and A. M. Umnov. Plasma Confinement in a Electron Cyclotron Double Cups Trap. *Physica Scripta*, 62, 183-185(2000).
- [9] V. D. Dugar-Zhabon, X-ray source based on electron cyclotron resonance discharge in a magnetic mirror trap, *Phys. Scripta*, 69, 313 (2004).
- [10] R Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas* (IOP, Bristol, 1996).

BIBLIOGRAFÍA

- [11] S. Gammino, Production of High-Intensity, Highly Charged Ions, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, 2014.
- [12] Yu. T. Baiborodov, M. S. Ioffe, V. M. Petrov and R. I. Sobolev, And adiabatic trap with combined magnetic field, *J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys*, 5, 409-410(1963).
- [13] H. F. Beyer, V. P. Shevelko, Introduction to the Physics of Highly Charged Ions, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (2003).
- [14] M. M. Abdelrahman, Factors Enhancing Production of Multicharged Ion Sources and Their Applications. *Science and Technology*, 2012, vol. 2, no 4, p. 98-108.
- [15] M. T. Murillo Acevedo and V. D. Dugar Zhabon. PIC Numerical Study of ECR Plasmas Confinement in a Minimum-B and Zero-B Magnetic Traps with GPU. *Journal of Physics Conference Series* (Vol. 687).
- [16] M. T. Murillo Acevedo, Estudio Computacional de confinamiento de plasmas RCE en trampas magnéticas tipo espejo, mínimo-B y Cero-B, Universidad Industrial de Santander(2014).
- [17] Girard, A., Lécot, C., Serebrennikov, K. (2003). Numerical simulation of the plasma of an electron cyclotron resonance ion source. *Journal of Computational Physics*, 191(1), 228-248.
- [18] El Plasma, ese gran desconocido. 2017, 5 septiembre. Recuperado de <http://www.gaiaciencia.com/2017/09/el-plasma-ese-gran-desconocido/>.
- [19] A. Girard, D. Hitz and G. Melin, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 5, (2004), p. 1381.
- [20] S. Bliman, R. Geller, W. Hess and B. Jacquot, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-19, (1972), p. 200.
- [21] Girard, A., Lécot, C., & Serebrennikov, K. (2003). Numerical simulation of the plasma of an electron cyclotron resonance ion source. *Journal of Computational Physics*, 191(1), 228-248.

BIBLIOGRAFÍA

- [22] A. Girard, G. Melin, ECR ion sources today. Physics, performance and technology, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 382 (1996) 252.
- [23] M.S. Ioffe, Mirror traps, Plasma Physics (IAEA, Vienna, 1965).
- [24] John David Jackson, Classical Electrodynamics (John Wiley & Sons, Inc, 1999)
- [25] Bittencourt, J. A. (2013). Fundamentals of plasma physics. Springer Science & Business Media.
- [26] Inn, U. S., & Gokowski, M. (2011). Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientist.
- [27] C. Gutiérrez y J. Gonzáles, Campo Generado por N bobinas alineadas axialmente. Ciencia Ergo sum, noviembre, volumen 9, número 3, pp. 301-307.
- [28] Murillo, M. T., & Otero, O. (2016, February). Simulation of the magnetic field generated by wires with stationary current and magnets with constant magnetization applied to the mirror trap, minimum-B and zero-B. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 687, No. 1, p. 012022). IOP Publishing.

BIBLIOGRAFÍA RECOMENDADA

- A. V. Timofeev, Confinement of charged particles in adiabatic traps in the presence of monochromatic cyclotron oscillations, *Nucl. Fusion*, Vol. 14, pp. 165-171, 1975.
- A. Girard, D. Hitz and G. Melin, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 5, (2004), p. 1381.
- A. Girard, G. Melin, ECR ion sources today. Physics, performance and technology, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 382 (1996) 252.
- Bittencourt, J. A. (2013). *Fundamentals of plasma physics*. Springer Science & Business Media.
- C. Gutiérrez y J. Gonzáles, Campo Generado por N bobinas alineadas axialmente. *Ciencia Ergo sum*, noviembre, volumen 9, número 3, pp. 301-307.
- Francis F. Chen, *Introduction To Plasma Physics*, Plenum Press, New York (1975).
- Girard, A., Lécot, C., Serebrennikov, K. (2003). Numerical simulation of the plasma of an electron cyclotron resonance ion source. *Journal of Computational Physics*, 191(1), 228-248.
- H. F. Beyer, V. P. Shevelko, *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (2003).
- Inn, U. S., & Gokowski, M. (2011). *Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientist*.
- John David Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons, Inc, 1999)

BIBLIOGRAFÍA

- M. M, Abdelrahman, Factors Enhancing Production of Multicharged Ion Sources and Their Applications. Science and Technology, 2012, vol. 2, no 4, p. 98-108.
- M. T. Murillo Acevedo and V. D. Dugar Zhabon. PIC Numerical Study of ECR Plasmas Confinement in a Minimum-B and Zero-B Magnetic Traps with GPU. Journal of Physics Conference Series (Vol. 687).
- M. T. Murillo Acevedo, Estudio Computacional de confinamiento de plasmas RCE en trampas magnéticas tipo espejo, mínimo-B y Cero-B, Universidad Industrial de Santander(2014).
- Mao T. Murillo Acevedo, Simulación de un plasma RCE en una Trampa Tipo Espejo Mediante el Método Partícula en Celda, Tesis de Maestría, Universidad Industrial de Santander, Facultad de Ciencias, Escuela de Física (2008).
- M. J. Seidl, High-frequency heating of electrons in a mirror machine, J. Nucl. Energy, Part C. Plasma Phys., vol. 6, no. 6, p. 597, 1964.
- M. Pocolab, L. Friedland, and I. B. Bertnstein, Electron cyclotron resonance heating of plasmas in tandem mirror traps, Nucl. Fusion, Vol. 21, p. 1643, 1981.
- M.S. Ioffe, Mirror traps , Plasma Physics (IAEA, Vienna, 1965).
- Murillo, M. T., & Otero, O. (2016, February). Simulation of the magnetic field generated by wires with stationary current and magnets with constant magnetization applied to the mirror trap, minimum-B and zero-B. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. 687, No. 1, p. 012022). IOP Publishing.
- R Geller, Electron Cylotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas (IOP, Bristol, 1996).
- S. Gammino, Production of High-Intensity, Highly Charged Ions, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, 2014.
- S. Bliman, R. Geller, W. Hess and B. Jacquot, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19, (1972), p. 200.

BIBLIOGRAFÍA

- V. D. Dougar Jabon, A. J. Chacon Velasco, A. M. Umnov and V. I. Kariaka. Confinement of Ions in Sources Based on Electron Cyclotron Resonance Phenomenon. *Physica Scripta*, 60, 250-252 (1999).
- V. D. Dougar Jabon, F. A. Vivas Mejia and A. M. Umnov. Plasma Confinement in a Electron Cyclotron Double Cups Trap. *Physica Scripta*, 62, 183-185 (2000).
- V. D. Dugar-Zhabon, X-ray source based on electron cyclotron resonance discharge in a magnetic mirror trap, *Phys. Scripta*, 69, 313 (2004).
- W. Greynor, *Classical Electrodynamics*, Springer-Verlag (1998).
- Yu. T. Baiborodov, M. S. Ioffe, V. M. Petrov and R. I. Sobolev, And adiabatic trap with combined magnetic field, *J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys*, 5, 409-410 (1963).