Universidad Nacional Autónoma de Honduras

Facultad de Ciencias Posgrado de la Facultad de Ciencias





Tesis sustentada previo a obtener el grado de

MÁSTER EN FÍSICA:

"Caracterización Experimental del Plasma ECRH en el Stellarator SCR-1 utilizando Sonda de Langmuir"

ELABORADO POR: Walter Josué Fuentes Cuéllar

ASESOR.

RICARDO ADOLFO SOLANO PIEDRA

MÁSTER EN FÍSICA/PROFESOR ADJUNTO ESCUELA DE FÍSICA

INSTITUTO TECNOLÓGICO DE COSTA RICA, CARTAGO, COSTA RICA

Co-Asesor: Victor Iván Vargas Blanco

Doctor en Física de Plasmas y Fusión Nuclear/ Coordinador del Laboratorio de

Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones TEC

Instituto Tecnológico de Costa Rica, Cartago, Costa Rica

UNAH-Cortés, San Pedro Sula, Honduras 16 de agosto, 2024

Autoridades Académicas

PhD. Odir Aarón Fernandez Flores. $\label{eq:RECTOR} \text{RECTOR}$

PhD. Juan Joseph Malta Luna DIRECTOR UNAH-CORTÉS

Máster Victor Esteban de Jesús Henry Duarte SUBDIRECTOR ACADÉMICO UNAH-CORTÉS

> Máster Lilian Yanet Hércules Ayala SECRETARÍA ACADÉMICA UNAH-CORTÉS

Máster Lesly Altenida Ochoa Lara COORDINADORA GENERAL DE POSGRADO UNAH CORTÉS

Máster Marco Antonio Reyes
COORDINADOR ACADÉMICO DE POSGRADO EN FÍSICA UNAH CORTÉS

Máster Sadia Iraisis Lanza JEFE DE DEPARTAMENTO DE FÍSICA UNAH CORTÉS

Caracterización del Plasma ECRH en el Stellarator SCR1 Utilizando Sonda de Langmuir y Python

Elaborado por: Walter Josué Fuentes Cuéllar

Tesis presentada como uno de los requisitos previo a la obtención del título de Máster en Física

Asesor: Ricardo Adolfo Solano Piedra Instituto Tecnológico de Costa Rica, Cartago, Costa Rica

Co-Asesor: Victor Iván Vargas Blanco Instituto Tecnológico de Costa Rica, Cartago, Costa Rica

TERNA EXAMINADORA

M.Sc. Fernando Rafael Andino
UNAH- CORTÉS/Profesor Auxiliar Depto. de Física

M.Sc. Jacinto Daniel Pinto UNAH- CORTÉS/Profesor Titular Depto. de Física

M.Sc. Jorge Alberto Bonilla UNAH- CORTÉS/Profesor Horario Depto. de Física

San Pedro Sula, Honduras 16 de agosto, 2024

Dedicatoria

Quiero expresar mi más profundo agradecimiento a mis queridos padres y a mi entrañable abuelo, quienes han sido mi constante fuente de inspiración y apoyo a lo largo de este arduo camino que culmina con la presentación de mi trabajo de tesis. A pesar de la ausencia física de mi abuelo, su legado de sabiduría y su inquebrantable fe en mi potencial han sido un faro de luz en los momentos de duda. Mis padres, con su inquebrantable apoyo y amor incondicional, han sido mi roca en esta travesía académica. Este logro es también suyo, y les dedico con profundo cariño y gratitud este trabajo, en reconocimiento a todo lo que han hecho por mí.

Agradecimientos

Quiero expresar mi más sincero agradecimiento a todas las personas que hicieron posible la culminación de mi trabajo de tesis. Arnold Guerra, Melissa Cano, Carlos Perdomo, Laura Leiva, Iván Quesada y las hermanas LeiCa, su apoyo inquebrantable y su presencia durante las largas noches de trabajo, a menudo acompañadas de lágrimas, fueron fundamentales en este proceso. Además, mi gratitud se extiende al Lic. Marco Reyes, coordinador de la maestría, cuya confianza en mi potencial y generosidad en compartir sus conocimientos han sido ejemplares. También quiero agradecer al Ing. Fernando Andino, quien no solo fue un tutor excepcional, sino un amigo y figura paternal que constantemente me brindó palabras de aliento y motivación. A mis hermanos ticos, Fede y Fabri Coto Vílchez y José Asenjo, quienes han sido mis mentores en este rama fascinante del Plasma y aplicaciones. A mis amigos del TEC, Allan, Julian, Ricardo y Miguel por su ayuda y enseñanzas. Y, por último, al Doctor Iván Vargas, mi co-asesor de Tesis, quien me abrió las puertas en el laboratorio de Plasmas en el TEC de Costa Rica, donde he adquirido un vasto conocimiento en esta apasionante área de la física, que me tiene entusiasmado. A todos ustedes, les debo un profundo reconocimiento por haber sido pilares fundamentales en este logro. Gracias.

Resumen

En esta nueva fase de desarrollo aplicado del Stellarator SCR-1, se continúa con la caracterización experimental del dispositivo de confinamiento magnético y el plasma producido. En este trabajo, se abordó la temática de la turbulencia y el transporte en descargas de plasmas ECRH en el Stellarator SCR-1 del Instituto Tecnológico de Costa Rica, utilizando mediciones de la Sonda de Langmuir y un programa en Python desarrollado para calcular parámetros físicos clave del plasma. Los objetivos principales se centraron en calcular la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma a partir de las mediciones de voltaje y corriente de la sonda, aplicando la Ecuación de Child-Langmuir para relacionar la corriente de electrones con el potencial de la sonda. Los resultados obtenidos proporcionaron información crucial sobre el comportamiento del plasma en el SCR1, revelando tendencias y variaciones significativas en los parámetros físicos. En la discusión y el análisis de resultados, se destacó la importancia de comprender la turbulencia y el transporte en plasmas para el diseño de reactores de fusión y otras aplicaciones. Las reflexiones finales subrayaron la relevancia de este estudio en el contexto de la investigación en física de plasmas y sugirieron posibles direcciones para investigaciones futuras, como la optimización de la sonda y la expansión de la metodología a otras áreas de interés en la física de plasmas.

Palabras clave: Plasma, Stellarator SCR-1, Turbulencia, Sonda de Langmuir.

Abstract

In this new phase of applied development of the Stellarator SCR-1, the characterization of the magnetic confinement device and the produced plasma are continued. In this work, the theme of turbulence and transport in ECRH plasma discharges in the Stellarator SCR1 at the Universidad Tecnológica de Costa Rica was addressed, utilizing measurements from the Langmuir Probe and a Python program developed to calculate key physical parameters of the plasma. The main objectives were focused on calculating the electron density, electronic temperature, and plasma potential based on voltage and current measurements from the probe, applying the Child-Langmuir Equation to relate electron current to probe potential. The

obtained results provided critical insights into the behavior of the plasma in SCR1, revealing significant trends and variations in physical parameters. In the discussion and analysis of results, the importance of understanding turbulence and transport in plasmas for fusion reactor design and other applications was emphasized. The concluding reflections underscored the significance of this study within the context of plasma physics research and suggested potential directions for future research, including probe optimization and the extension of the methodology to other areas of interest in plasma physics.

Keywords: Plasma, Stellarator SCR-1, Turbulence, Langmuir Probe

Contenido

| | Res | umen | | | VI |
|-----------|-------|-----------------|----------------------------------|---|----|
| Li | sta d | le Sím l | bolos | | xv |
| 1. | Intr | oducci | ión | | 1 |
| | 1.1. | Antece | edentes del tema | | 2 |
| | 1.2. | Definio | ición del problema | | 4 |
| | 1.3. | Justifi | icación | | 5 |
| | | 1.3.1. | Necesidades Relacionadas | | 6 |
| | 1.4. | Pregui | inta de Investigación | | 7 |
| | 1.5. | Objeti | ivos | | 7 |
| | | 1.5.1. | Objetivo General | | 7 |
| | | 1.5.2. | Objetivos Específicos | • | 7 |
| 2. | Mai | rco Te | órico | | 8 |
| | 2.1. | Defini | ición de Plasma | | 8 |
| | | 2.1.1. | Criterios del Plasma | | 12 |
| | | 2.1.2. | Modelos de estudio | | 24 |
| | | 2.1.3. | Magnetohidrodinámica (MHD) Ideal | | 26 |
| | | 2.1.4. | Confinamiento magnético | | 30 |
| | 2.2. | Stellar | rator SCR-1 | | 32 |

| | | 2.2.1. | Introducción a la teoría de Stellarators | 33 |
|------------|-------|--------|---|----|
| | | 2.2.2. | Descripción del Stellarator SCR1 | 43 |
| | | 2.2.3. | Temperatura Electrónica y Densidad Electrónica Máxima para un | |
| | | | Stellarator | 50 |
| | | 2.2.4. | Objetivos y aplicaciones específicas del Stellarator en la investigación de | |
| | | | fusión y plasmas de alta energía. | 51 |
| | 2.3. | Sonda | de Langmuir | 52 |
| | | 2.3.1. | Introducción a la Sonda de Langmuir y su funcionamiento | 52 |
| | | 2.3.2. | Sheath en Plasmas | 53 |
| | | 2.3.3. | Sonda Simple de Langmuir | 55 |
| | 2.4. | Estudi | ios de turbulencia | 60 |
| 3. | Met | odolog | gía | 63 |
| | 3.1. | Enfoq | ue de investigación | 63 |
| | 3.2. | Variab | oles de investigación | 63 |
| | | 3.2.1. | Población y Muestra | 64 |
| | 3.3. | Metod | lología de estudio | 64 |
| | | 3.3.1. | Técnicas e Instrumentos Aplicados | 65 |
| | 3.4. | Cálcul | o de Parámetros del Plasma | 65 |
| | | 3.4.1. | Descarga de Plasma ECRH en el SCR-1 | 65 |
| | | 3.4.2. | Medición con sonda simple de Langmuir | 66 |
| | | 3.4.3. | Densidad electrónica límite para el stellarator SCR-1 | 67 |
| | | 3.4.4. | Uso de Python para realizar cálculos numéricos | 68 |
| 4. | Res | ultado | ${f s}$ | 74 |
| 5 . | Con | clusio | nes | 82 |
| Bi | bliog | grafía | | 84 |
| Α. | Ane | exo: | | 88 |

Lista de Figuras

| 1.1. | Distribución de los dispositivos de confinamiento magnético alrededor del mundo. | |
|------|---|----|
| | Fuente: Fusion Device Information System (FusDIS) | 3 |
| 1.2. | Distribución de los Stellarators alrededor del mundo. Fuente: Fusion Device | |
| | Information System (FusDIS) | 3 |
| 1.3. | ITER utiliza el concepto de "tokamak"para el confinamiento magnético, donde el | |
| | plasma se contiene en una cámara toroidal de vacío. El combustible, una mezcla de | |
| | deuterio y tritio, se calienta a más de 150 millones °C, formando un plasma caliente. | |
| | Campos magnéticos fuertes, generados por bobinas superconductoras y una corriente | |
| | eléctrica en el plasma, mantienen el plasma alejado de las paredes. (ITER Organization, | |
| | 2023) | 4 |
| 2.1. | Proceso de ionización de un gas, donde se liberan electrones y generan una mezcla | |
| | con los cationes que quedan en el sistema, generando el plasma. Fuente propia | 10 |
| 2.2. | Balance de ionización y recombinación de los componentes del plasma. | |
| | Elaboración propia | 10 |
| 2.3. | Representación del apantallamiento de Debye. Elaboración propia | 16 |
| 2.4. | Gráfica de distribución potencial eléctrico cerca de una rejilla en plasma. | |
| | Elaboración propia | 18 |
| 2.5. | Rangos típicos de temperatura, densidad electrónica y longitud de Debye en | |
| | diferentes fenómenos de plasma tanto en la naturaleza como en aplicaciones | |
| | tecnológicas. (Inan and Golkowski, 2011) | 19 |

| 2.6. | Esquema del sistema oscilatorio del plasma y sus componentes. Elaboración propia. | 21 |
|-------|--|----|
| 2.7. | Jerarquía de enfoques de los fenómenos del plasma. (Inan and Golkowski, 2011) | 26 |
| 2.8. | Visualización de las derivas $\vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}$ y curvatura de campo magnético de las | |
| | partículas cargadas en un plasma con un campo magnético toroidal únicamente. | |
| | (Solano, 2024) | 30 |
| 2.9. | Izquierda: Vista esquemática de un stellarator con cuatro bobinas helicoidales | |
| | enrolladas en el recipiente de vacío. Derecha: Concepto de tokamak. La bobina | |
| | cilíndrica más interna es la bobina transformadora para inducir una corriente de | |
| | plasma. Las bobinas toroidales arriba y abajo de la máquina crean un campo vertical | |
| | para el control de la forma y la posición del plasma.(Bilato and Kleiber, 2012) | 31 |
| 2.10. | Superficies de flujo magnético anidadas a un eje magnético. Visualización de $\vec{\mathbf{J}}$ y $\vec{\mathbf{B}}$ | |
| | sobre una de las superficies de presión hidrostática constante. (Solano, 2024) | 31 |
| 2.11. | Lyman Spitzer (1914-1997) tuvo una revelación para el diseño del stellarator | |
| | en 1951. Menos de dos años después, el Modelo A en forma de ocho estaba | |
| | operativo en el recién fundado Laboratorio de Física de Plasma de Princeton | |
| | (PPPL). Imagen tomada de ITER Newsline. | 33 |
| 2.12. | Modelo de Stellarator figura en 8. Imagen tomada de CardCow | 34 |
| 2.13. | Los diferentes conceptos de stellarator. Los sistemas de bobinas mostrados son los de | |
| | W7-A (stellarator clásico l=2), W7-AS (stellarator avanzado modular), ATF (torsatron | |
| | l=2) y TJ-II (heliac). (Bilato and Kleiber, 2012) | 36 |
| 2.14. | Stellarators en diferentes partes el mundo. Elaboración propia | 37 |
| 2.15. | Geometría toroidal con superficies de flujo anidadas, eje magnético y una línea de | |
| | campo (roja) con $\iota=0.38$. (Bilato and Kleiber, 2012) | 38 |
| 2.16. | Superficies de flujo magnético en vacío calculadas con BS-SOLCTRA en posiciones | |
| | toroidales para el SCR1. Elaboración Propia. | 38 |
| 2.17. | Trayectorias de las partículas cargadas en el plasma. Mapa de Poincaré: Superficies | |
| | magnéticas. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de | |
| | Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones | 39 |
| 2.18. | Diferentes gráficos de Poincaré para el plasma del SCR-1, a diferentes ángulos | |
| | axiales. Elaboración propia. | 39 |

| 2.19. Vista lateral (izquierda) y superior (derecha) de un stellarator con $P=4$. Los | |
|--|----|
| periodos de campo y las líneas de simetría del stellarator están indicados por | |
| líneas cortas y líneas discontinuas, respectivamente (Bilato and Kleiber, 2012). $$. | 40 |
| 2.20. Sistema de bobinas clásico (izquierda) y modular (derecha) para un stellarator | |
| $con \ell = 2$. (Bilato and Kleiber, 2012) | 41 |
| 2.21. Stellerator SCR-1 con descarga de gas hidrógeno, observado luminiscencia en | |
| uno de los puertos. | 44 |
| 2.22. Diagrama de la cámara de vacío y equipos periféricos que conforman el stellarator | |
| SCR-1. Fuente: Documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas | |
| para Energía de Fusión y Aplicaciones. (Solano, 2024) | 45 |
| 2.23. Cámara de vacío del SCR-1. Fuente: Documentación técnica proporcionada por el | |
| Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones | 45 |
| 2.24. Diagrama del sistema de inyección de gas para el stellarator SCR-1 (Solano, 2024). | 46 |
| 2.25. Diagrama del sistema de calentamiento ECR implementado en el stellarator | |
| SCR-1. (Solano, 2024) | 46 |
| 2.26. Esquema del montaje del Stellarator SCR-1. Imagen obtenida del PlasmaTEC. | |
| Fuente: Documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas | |
| para Energía de Fusión y Aplicaciones | 47 |
| 2.27. Modelo en CAD 3D de la versión final de la cámara de vacío. (Mora et al., 2015) | 49 |
| 2.28. Vista superior del SCR-1 con posiciones toroidales resaltadas. (Coto-Vílchez | |
| et al., 2020) | 50 |
| 2.29. Recolección de sondas Langmuir con radio r_p y geometrías (a) esférica, (b) | |
| cilíndrica y (c) plana. Imagen tomada de (Conde, 2011) | 52 |
| 2.30. El potencial del plasma ϕ forma vainas (sheath) cerca de las paredes de manera que los | |
| electrones son reflejados. La barrera de Coulomb $e\phi_w$ se ajusta para que igual número | |
| de iones y electrones alcancen las paredes por segundo. (Chen, 2016) $\ \ldots \ \ldots \ \ldots$ | 54 |
| 2.31. Distribución de Maxwell - Boltzmann asociada a los electrones. (Solano, 2024) $$ | 54 |
| 2.32. Vista isométrica de la Sonda de Langmuir. Tomada por J.D. Sánchez, para trabajo del | |
| curso IF-4703, I semestre TEC 2024. | 55 |
| | |

| 2.33. | Curva de corriente en función del voltaje flotante recolectada por la sonda de | |
|-------|---|----|
| | Langmuir. (Solano, 2024) | 56 |
| 2.34. | Cabezas de la sonda de Langmuir donde se muestran seis puntas habilitadas para | |
| | realizar mediciones con sus respectivas etiquetas. (Solano, 2024) | 58 |
| 2.35. | Componentes de la sonda de Langmuir, utilizada en el SCR-1. Fuente: (Solano, | |
| | 2024) | 59 |
| 3.1. | Posiciones de medida para la recolección de corriente y voltaje flotante con la Sonda | |
| | de Langmuir en el plasma del SCR-1. La posición vertical $z=0,0$ m se mantuvo | |
| | constante. (Solano, 2024) | 66 |
| 3.2. | Densidad límite electrónica en función de la temperatura electrónica. (Solano, | |
| | 2024) | 67 |
| 4.1. | Curva IV para la posición radial 1. Elaboración propia | 74 |
| 4.2. | Curva IV para la posición radial 2 y 3. Elaboración propia | 75 |
| 4.3. | Curva IV para la posición radial 4 y 5. Elaboración propia | 75 |
| 4.4. | Curva IV para la posición radial 6 y 7. Elaboración propia | 75 |
| 4.5. | Valores de corriente de saturación iónica y electrónica para diferentes puntos | |
| | radiales en el SCR-1. Elaboración propia | 76 |
| 4.6. | Medición de la razón I_{es}/I_{is} para los diferentes puntos radiales medidos. | |
| | Elaboración propia. | 77 |
| 4.7. | Perfil de Temperatura electrónica versus posiciones radiales medidos para el | |
| | plasma ECRH del SCR-1. Elaboración propia | 78 |
| 4.8. | Perfil de Densidad electrónica versus posiciones radiales medidos para el plasma | |
| | ECRH del SCR-1. Elaboración propia. | 79 |
| 4.9. | Perfil de Potencial del Plasma versus posiciones radiales medidos para el plasma | |
| | ECRH del SCR-1. Elaboración propia | 80 |
| A.1. | Visita en las instalaciones del Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y | |
| | Aplicaciones, en el TEC, Cartago, Costa Rica | 88 |
| A.3. | Equipo NI PXIe-1082, Tomada por J.D. Sánchez, para trabajo del curso IF-4703, | |
| | I semetre TEC 2024 | 89 |

Lista de Tablas

| 2-1. | Cuadro comparativo de características físicas entre el plasma, según su grado de | |
|--------------|--|----|
| | ionización | 11 |
| 2-2 . | Comparación entre Stellarator y Tokamak. Fuente propia. | 42 |
| 2-3 . | Resumen de los sistemas periféricos del SCR-1 | 47 |
| 3-1 . | Posiciones donde se ubicó la Sonda de Langmuir. Fuente Propia | 66 |
| 4-1 . | Resultados promedios para los parámetros del plasma junto con sus desviaciones | |
| | estándar obtenidas del procesamiento de datos mediante el notebook de | |
| | JupyterNotebooks. Fuente: Elaboración Propia | 81 |

Lista de Símbolos

 n_i Densidad iónica

 n_n Densidad de neutros

 n_e Densidad electrónica

T Temperatura

U Energía Potencial

K Energía Cinética

 k_B Constante de Boltzmann

m Masa

p Presión

L Longitud

t Tiempo

 ρ_m Densidad de masa volumétrica

Z Número atómico

e Carga fundamental del electrón

 m_e Masa del electrón

x, y, z Posición

u Rapidez

q Carga eléctrica

 ϕ Potencial eléctrico

 E_{av} Energía cinética promedio

 v_{th} Velocidad térmica

 λ_D Longitud de Debye

 ϵ_0 Permitividad eléctrica en el vacío

Ē Campo eléctrico

 $\vec{\mathbf{B}}$ Campo magnético

 $\vec{\mathbf{J}}$ Densidad volumétrica de corriente

 ω_p Frecuencia del Plasma

 τ_n Tiempo medio libre

 Γ Factor de Acomplamiento

1

Introducción

La caracterización experimental de plasmas es fundamental para el avance de la física de plasmas y la tecnología de fusión nuclear. Los plasmas, como estados de la materia altamente ionizados, presentan desafíos únicos en su estudio debido a las altas temperaturas y densidades involucradas. Los dispositivos Stellarators, como el SCR-1, utilizan campos magnéticos complejos para confinar el plasma y permitir estudios detallados de sus propiedades. En este contexto, las mediciones precisas de parámetros como la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma son esenciales para optimizar las condiciones de operación y mejorar la estabilidad del plasma confinado.

La presente tesis, titulada "Caracterización experimental del Plasma ECRH en el Stellarator SCR-1 utilizando Sonda de Langmuir", se centra en el desarrollo y aplicación de métodos avanzados para medir y analizar los parámetros fundamentales del plasma en el Stellarator SCR-1 del Instituto Tecnológico de Costa Rica. Utilizando una Sonda de Langmuir, se obtienen datos críticos de corriente a partir de un potencial flotante sobre la interacción entre la sonda y el plasma, que luego son procesados en Python. Para lograrlo, se diseñó y desarrolló un programa en Python que permite el procesamiento y análisis de los datos obtenidos de la Sonda de Langmuir. Las mediciones realizadas en el Stellarator SCR-1 proporcionan datos de corriente y voltaje a lo largo de curvas características. Los cálculos resultantes incluyen la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma, sentando así las bases para un estudio más profundo de la turbulencia en las descargas del Stellarator.

Los resultados de esta investigación proporcionarán una comprensión más profunda del comportamiento del plasma en el Stellarator SCR-1, contribuyendo al desarrollo de modelos

más precisos y al diseño de experimentos futuros. La implementación de diagnósticos avanzados y el análisis detallado de los datos permitirán mejorar las condiciones de confinamiento y avanzar en la optimización de los dispositivos de fusión nuclear, acercando-sé cada vez más a una fuente de energía limpia y sostenible.

1.1. Antecedentes del tema

La investigación en fusión nuclear tiene por objetivo una nueva fuente de energía renovable, segura, limpia, respetuosa del medio ambiente, utiliza isótopos de hidrógeno -el elemento más abundante del universo- en vez de materiales radiactivos como los reactores de fisión nuclear convencionales. Los dispositivos Tokamaks y Stellarators calientan el plasma y lo confinan magnéticamente, permitiendo iniciar procesos nucleares controlados entre los isótopos del hidrógeno (deuterio y tritio). En el caso de la estrategia basada en el confinamiento magnético se requiere calentar los núcleos reaccionantes a temperaturas unas 15 veces mayores que la del centro del Sol (estimada en unos 15 millones de grados) y aislarlos térmicamente del ambiente circundante mediante un intenso campo magnético (de 5 T a 7 T, es decir, unas 100 000 veces el campo magnético terrestre). Los estudios indican que un gramo de hidrógeno en estos dispositivos produciría 26000 kWh (Ongena and Van Oost, 2000), convirtiendo esta tecnología en la mejor opción actualmente conocida para abastecer la demanda energética futura de la humanidad.

Existen alrededor de 158 dispositivos de confinamiento magnético alrededor del mundo, se muestra una distribución geográfica de los mismos, de los cuales 100 están operando, 14 están en construcción y 44 están siendo planificados. (International Atomic Energy Agency, 2021). En la figura 1.1 se muestra la distribución mundial de los dispositivos magnéticos y en la figura 1.2 se observan únicamente los Stellarators a nivel mundial. Los países que cuentan con mayor cantidad de dispositivos son Estados Unidos, Japón y China.

En la actualidad, el International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER) es el proyecto de fusión nuclear más grande y avanzado del mundo, ubicado en Cadarache, Francia. Su objetivo principal es demostrar la viabilidad científica y tecnológica de la fusión como una fuente de energía sostenible y abundante. Este reactor, de tipo tokamak, pretende alcanzar un

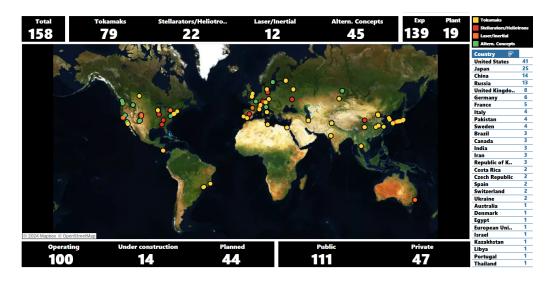


Figura 1.1: Distribución de los dispositivos de confinamiento magnético alrededor del mundo. Fuente: Fusion Device Information System (FusDIS)

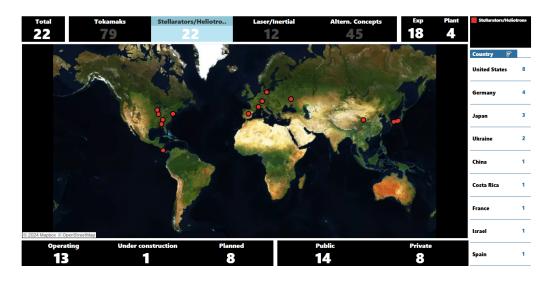


Figura 1.2: Distribución de los Stellarators alrededor del mundo. Fuente: Fusion Device Information System (FusDIS)

rendimiento de energía diez veces mayor al consumido para su funcionamiento, produciendo 500 megavatios de potencia a partir de una inyección de 50 megavatios. Con un diseño basado en décadas de investigación y colaboración internacional, el ITER involucra a 35 países, incluidos los miembros de la Unión Europea, Estados Unidos, Rusia, China, India, Japón y Corea del Sur. Este proyecto no solo busca confirmar la capacidad de la fusión para generar energía de manera continua, sino que también se enfoca en resolver desafíos técnicos clave como el manejo de los

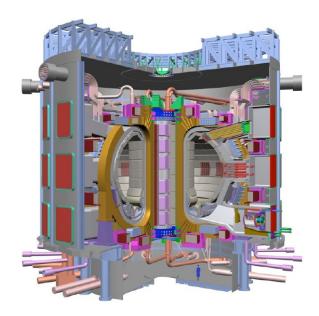


Figura 1.3: ITER utiliza el concepto de "tokamak" para el confinamiento magnético, donde el plasma se contiene en una cámara toroidal de vacío. El combustible, una mezcla de deuterio y tritio, se calienta a más de 150 millones °C, formando un plasma caliente. Campos magnéticos fuertes, generados por bobinas superconductoras y una corriente eléctrica en el plasma, mantienen el plasma alejado de las paredes. (ITER Organization, 2023)

materiales expuestos al plasma, la eficiencia en el confinamiento magnético y la sostenibilidad de la reacción de fusión. Con el inicio de sus operaciones de plasma planificado para la década de 2030, el ITER representa un paso crucial hacia la implementación comercial de la fusión nuclear, que podría transformar radicalmente el panorama energético mundial al ofrecer una alternativa limpia y prácticamente ilimitada a los combustibles fósiles. (Bigot, 2017)

1.2. Definición del problema

El problema que se aborda en este trabajo de tesis se centra en el cálculo preciso de los parámetros del plasma en el Stellarator SCR1 del Instituto Tecnológico de Costa Rica. La caracterización del plasma es esencial para comprender su comportamiento y, en particular, se busca calcular la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma. Para abordar este problema, se ha desarrollado un programa en Python que utiliza mediciones de la Sonda de Langmuir.

1.3. Justificación

El Instituto Tecnológico de Costa Rica (ITCR) cuenta en el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones con dos dispositivos de confinamiento magnético: un stellarator modular pequeño y un tokamak esférico, llamados SCR-1 y MEDUSA-CR, respectivamente. Este proyecto no solo busca aportar en temas de relevancia científico-tecnológica que fortalecerán la posición del TEC y del país dentro de la comunidad internacional de fusión, sino que también permite unir a Centroamérica en el tema de fusión. Fomentando la colaboración y el intercambio de conocimiento entre los países de la región, se refleja el potencial de Centroamérica para contribuir significativamente al avance científico y tecnológico en esta área. Este esfuerzo conjunto evidencia el compromiso de la región con el desarrollo de tecnologías avanzadas y posiciona a Centroamérica como un actor importante en la investigación y aplicación de la energía de fusión.

Para avanzar más en la aplicación del SCR-1 a estudios concretos sobre la topología magnética de stellarators cuasi-hélicos y el análisis de la interacción plasma-pared, es indispensable implementar diagnósticos más específicos en el SCR-1. Estos diagnósticos incluyen desde bolómetros y sondas de Langmuir hasta interferómetros y bobinas de detección de cambio de flujo magnético, los cuales son cruciales para medir variables del plasma como densidad electrónica, corriente del plasma y espectros de emisión del plasma. (Solano Piedra et al., 2018) En el caso del plasma del stellarator SCR-1, este se produce mediante un sistema de calentamiento ciclotrónico electrónico. La principal desventaja de este sistema radica en que la propagación de ondas electromagnéticas en un plasma magnetizado está limitada por una densidad electrónica de corte. Esto significa que existe una región dentro del plasma donde la radiación se refleja, restringiendo su alcance a las zonas donde las partículas tienen la frecuencia adecuada para el calentamiento. Como resultado de esta limitación, el stellarator SCR-1 no puede alcanzar un régimen de alta densidad electrónica, aproximadamente de $10^{20}~\mathrm{m}^{-3}$. Además, la turbulencia en el plasma puede influir significativamente en la eficiencia del calentamiento ciclotrónico electrónico y en la distribución de energía dentro del plasma. Estudios recientes han mostrado que la turbulencia puede causar fluctuaciones en la densidad y temperatura del plasma, afectando negativamente la estabilidad y confinamiento del mismo (Hidalgo et al.,

2020).

La caracterización del comportamiento de fenómenos de transporte y la cuantificación de parámetros propios de un dispositivo de confinamiento magnético, como el SCR-1, requieren sistemas de diagnóstico avanzados. Para aprovechar al máximo la configuración de las descargas en el SCR-1, es necesario desarrollar estos sistemas de diagnóstico, de modo que permitan trasladar conocimiento de un dispositivo de mediano tamaño a otros como los stellarators W7-X en el Instituto Max Planck de Física de Plasmas (IPP) en Alemania y el TJ-II en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) en España.

Además, la implementación de diagnósticos de arreglo bidimensional de sondas de Langmuir o mediciones en diferentes puntos del espacio de confinamiento es crucial para detallar las propiedades del confinamiento, modos de resonancia y posibles comportamientos bifurcados en el plasma confinado. Estos diagnósticos son fundamentales para los modelos cinéticos y de fluidos del plasma, que permiten entender mejor los fenómenos de transporte, las ondas en el plasma, las colisiones y la difusión. La mejora en los sistemas de diagnóstico del SCR-1 no solo optimiza la investigación local, sino que también facilita la transferencia de conocimiento y tecnologías a nivel regional e internacional, contribuyendo al progreso global en el campo de la energía de fusión.

1.3.1. Necesidades Relacionadas

El campo de la Física de Plasmas se puede decir que es un área recientemente estudiada, y por el avance de dispositivos tecnológicos se ha podido ir ampliando el entendimiento de este estado de la materia y sus diversas aplicaciones.

Considerando que los presupuestos para dispositivos de fusión nuclear son muy altos, es necesario poder contar con una base experimental sólida que valide los nuevos conceptos y métodos aplicados al confinamiento de plasmas, y así, poder obtener un mecanismo detallado y seguro para la obtención de energía por fusión. El SCR-1 juega un rol importante en la capacitación y entrenamiento a pequeña escala, para el talento humano que se interese por esta rama de estudio. Y a su vez, permite poder desarrollar conocimiento en la caracterización del plasmas y la comprensión de fenómenos específicos, como ser en esta propuesta, el estudio de turbulencia.

1.4. Pregunta de Investigación

¿Cómo se pueden calcular con precisión los parámetros del plasma ECRH en el Stellarator SCR1 utilizando mediciones de la Sonda de Langmuir y un programa en Python, y de qué manera estos cálculos contribuyen a una comprensión más profunda de la turbulencia en las descargas del Stellarator?

1.5. Objetivos

1.5.1. Objetivo General

El objetivo general de este trabajo de investigación es desarrollar un método preciso para calcular los parámetros físicos del plasma ECRH en el Stellarator SCR1 mediante el análisis de mediciones de la Sonda de Langmuir y la implementación de un programa en Python, con el fin de proporcionar una caracterización detallada del plasma y sentar las bases para un estudio más profundo de la turbulencia en las descargas del Stellarator.

1.5.2. Objetivos Específicos

- Diseñar y desarrollar un programa en Python que permita el procesamiento de datos de la Sonda de Langmuir para el cálculo de la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma en el SCR1 Stellarator.
- Realizar mediciones de la Sonda de Langmuir en el Stellarator SCR1 para obtener datos de corriente y voltaje a lo largo de una curva característica de corriente-voltaje que represente la interacción de la sonda con el plasma ECRH.
- Utilizar el programa en Python para realizar cálculos numéricos de los parámetros físicos del plasma, incluyendo la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma, utilizando las mediciones de la Sonda de Langmuir.

2

Marco Teórico

2.1. Definición de Plasma

En la década de 1920, Langmuir y sus colegas demostraron por primera vez que pueden existir oscilaciones eléctricas de muy alta frecuencia en un gas ionizado que es neutral o cuasi-neutro. Estas oscilaciones de plasma, reconocidas por su similitud con las oscilaciones observadas en sustancias gelatinosas, representan un comportamiento colectivo y organizado de cargas en un plasma, diferenciando significativamente su naturaleza de los gases convencionales. Irving Langmuir fue quien acuñó el término "plasma" en 1928, inspirado por su semejanza visual con el plasma sanguíneo, para describir lo que él consideró un cuarto estado de la materia compuesto por un gas ionizado que exhibía un comportamiento colectivo distinto. (Inan and Golkowski, 2011)

No todos los medios que contienen partículas cargadas pueden clasificarse como plasmas. Se entiende por plasma un conjunto de partículas cargadas, esto es tener electrones y protones, el primero con carga negativa y el segundo con carga positiva y ese conjunto de partículas cargadas constituye lo que se llama plasma; en ese conjunto de partículas cargadas se puede tener átomos neutros, moléculas, trozos de moléculas e inclusive se puede tener estructuras mucho más complejas, pero el elemento principal del plasma es tener partículas cargadas tanto positivas como negativas. Este estado es cuasi-neutro, es decir, la suma de todas las cargas esta prácticamente en cero porque hay un balance entre cargas positivas y negativas.

El plasma es un estado de la materia que se forma cuando se ioniza un gas, es decir, se le

suministra energía suficiente para separar los electrones de los átomos, resultando en una mezcla de electrones libres y iones positivos. Esta transición de un gas a un plasma no es una transición de fase en el sentido termodinámico, ya que se produce gradualmente con el aumento de la temperatura. Es el estado más abundante del universo y se encuentra en diversas condiciones, como en el núcleo de las estrellas y en los reactores nucleares de fusión. En un plasma, las partículas cargadas interactúan fuertemente entre sí y con campos electromagnéticos, lo que da lugar a fenómenos complejos como la turbulencia. (Chen, 2016)

Ejemplo: En el Sol, el plasma se forma debido a las altas temperaturas y presiones en su núcleo, donde los átomos de hidrógeno se ionizan para formar un plasma compuesto principalmente por electrones y protones.

Generación del plasma

La generación de plasma implica proporcionar suficiente energía a un gas para ionizar sus átomos y formar iones y electrones libres. Hay varias técnicas utilizadas para lograr esto:

- Descarga Eléctrica: En este método, se aplica un campo eléctrico a un gas, lo que acelera y colisiona sus electrones, ionizando los átomos. Un ejemplo común es el uso de electrodos en una cámara de descarga.
- Calentamiento por Radiofrecuencia (RF): Aquí, la energía de radiofrecuencia se acopla al plasma para calentar los electrones y acelerarlos, generando iones. La técnica de calentamiento por RF se utiliza ampliamente en reactores Stellarator para alcanzar altas temperaturas.
- Calentamiento por Haz de Partículas: Se inyectan haces de partículas, como neutrones o iones acelerados, en el plasma para transferirles energía y calentar el plasma.

Una vez se da el proceso de ionización, se puede tener plasma totalmente ionizado, que es cuando todos los átomos presentes perdieron electrones y plasma parcialmente ionizados, cuando aún se encuentran átomos neutros. Por ejemplo, el plasma que constituye el Sol es totalmente ionizado, pero el plasma que se tiene en las lámparas fluorescentes es uno parcialmente ionizado, es decir, dentro de la lámpara existirán átomos que todavía no han perdido electrones.

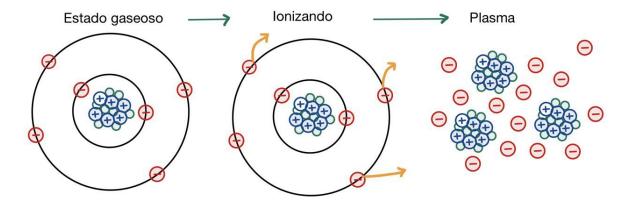


Figura 2.1: Proceso de ionización de un gas, donde se liberan electrones y generan una mezcla con los cationes que quedan en el sistema, generando el plasma. Fuente propia.

La figura 2.2 muestra el balance de ionización y recombinación que experimentan los electrones y los iones al estar interactuando entre ellas. En la imagen, el átomo neutro es de color amarillo, los electrones de color cyan, y los iones con carga positiva de rojo.

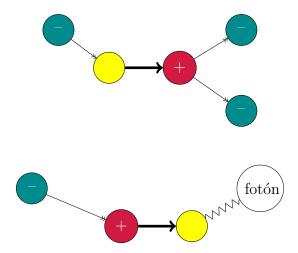


Figura 2.2: Balance de ionización y recombinación de los componentes del plasma. Elaboración propia.

En general, el plasma es cualquier estado de la materia que contiene suficientes partículas libres y cargadas para que su comportamiento dinámico sea dominado por fuerzas electromagnéticas y las características que estos presentan, así como de sus aplicaciones, esta relacionada con el grado de ionización que estas presenten. Se puede definir ese grado de ionización como el cociente $n_e/(n_e + n_n)$, donde n_e es la densidad de electrones y n_n es la densidad de moléculas

neutras. Se suele clasificar un gas como débilmente (fuertemente) ionizado cuando su nivel de ionización es inferior (superior) a 10^{-4} .

La ecuación de Saha determina el grado de ionización que puede experimentar un gas en equilibrio térmico a cierta temperatura. Esta toma de referencia los n_i densidad de átomos ionizados, y n_n , densidad de los neutros.

$$\frac{n_i}{n_n} = 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{\frac{-U_i}{k_B T}}$$

■ Plasmas débilmente ionizado:

■ Plasmas fuertemente ionizado:

$$\frac{n_i}{n_n + n_i} \approx \frac{n_i}{n_n} < 10^{-4}$$
 $\frac{n_i}{n_n + n_i} \approx \frac{n_i}{n_n} \ge 10^{-4}$

En la tabla **2-1** se presentan algunas características relevantes que presenta el plasma, según el grado de ionización que se alcance en el proceso.

Tabla 2-1: Cuadro comparativo de características físicas entre el plasma, según su grado de ionización.

| | Plasma Totalmente Ionizado | Plasma Parcialmente Ionizado |
|----------------------------|--|--|
| Característica | | |
| Grado de ionización | Casi todos los átomos han perdido electrones, predominan iones y electrones libres. | Solo una fracción de átomos ha perdido electrones, coexisten iones, electrones libres y átomos neutros. |
| Fenómenos de transporte | Está dominado por procesos colisionales entre las partículas cargadas, electrón-ion y electrón-electrón y la transferencia de energía cinética a través de ondas y turbulencias. | Colisiones electrón-ion, ion-ion, y efectos de recombinación y ionización. Además del efecto de ondas y turbulencia. |

Continúa en la siguiente página

Tabla 2-1 – Continuación de la página anterior

| Característica | Plasma Totalmente Ionizado | Plasma Parcialmente Ionizado |
|---------------------------------------|---|--|
| Equilibrio térmico | Electrones y iones están en equilibrio térmico entre sí. | Los electrones alcanzan equilibrio térmico con los iones, pero estos últimos pueden estar a temperaturas diferentes. |
| Dominancia de especies cargadas | Predominio de iones y electrones altamente móviles. | Coexistencia de especies cargadas y neutras, las últimas con movilidad mucho más baja. |
| Frecuencia de plasma | Está dominada por la frecuencia del plasma electrónico (f_{pe}) . | Incluye contribuciones de electrones, iones y especies neutras. |
| Longitud de Debye | Pequeña en comparación con sistemas parcialmente ionizados debido a la alta densidad de partículas cargadas. | Mayor debido a la presencia de partículas neutras y menor densidad de partículas cargadas. |
| Interacciones Coulombianas | Son más fuertes debido a la alta densidad de partículas cargadas. | Son menos intensas debido a la menor densidad de partículas cargadas. |
| Características magnéticas | Fuertemente influenciado por campos magnéticos, el movimiento de las partículas es altamente confinado. | Afectado por campos magnéticos, pero la movilidad de las partículas puede generar fluctuaciones y transporte transversal. |

2.1.1. Criterios del Plasma

Para establecer los criterios físicos que describen el estado del plasma, se realizará primero una revisión de conceptos preliminares. Esta revisión ayudará a comprender mejor las bases teóricas necesarias para analizar las propiedades y el comportamiento del plasma en diversas condiciones y aplicaciones.

Temperatura, Energía y Distribución de Velocidades en Plasmas

En el marco de la física de plasmas, el concepto de temperatura se interpreta como una medida de la energía cinética promedio de las partículas. La energía cinética de una partícula de masa m moviéndose a una velocidad u está dada por $E=\frac{1}{2}mu^2$. Para un ensamble de partículas, la distribución de Maxwell-Boltzmann describe estadísticamente las velocidades de las partículas en equilibrio térmico, y se expresa en una dimensión como:

$$f(u) = A \cdot \exp\left(\frac{-\frac{1}{2}mu^2}{k_B T}\right),\tag{2.1}$$

donde f(u)du es el número de partículas por unidad de volumen con velocidad en el rango u a u + du, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta, y A es un factor de normalización relacionado con la densidad de partículas n, dada por:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u)du,\tag{2.2}$$

$$A = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2}. (2.3)$$

La energía cinética promedio E_{av} de las partículas se calcula integrando sobre todas las velocidades posibles:

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m u^2 f(u) du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) du}.$$
 (2.4)

Definiendo la velocidad térmica v_{th} y una variable adimensional y, se tiene:

$$v_{th} = \left(\frac{2k_BT}{m}\right)^{1/2}, \qquad y = \frac{u}{v_{th}},$$
 (2.5)

y se reescribe la energía promedio como:

$$E_{av} = \frac{\frac{1}{2} m A v_{th}^3 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} \cdot y^2 dy}{A v_{th} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-y^2} dy}.$$
 (2.6)

Resolviendo la integral por partes:

$$E_{av} = \frac{\frac{1}{2}mAv_{th}^3 \cdot \frac{1}{2}}{Av_{th}} = \frac{1}{4}mv_{th}^2 = \frac{1}{2}k_BT$$

Este resultado es considerado para una dimensión.

$$E_{av} = \frac{3}{2}k_B T, \tag{2.7}$$

donde el factor $\frac{3}{2}$ surge al considerar el movimiento tridimensional de las partículas y el hecho de que cada grado de libertad contribuye con $\frac{1}{2}k_BT$ a la energía promedio. Este resultado es coherente con la equipartición de la energía en la teoría cinética de los gases. En un plasma, debido a las interacciones colectivas y los campos electromagnéticos, la temperatura puede manifestarse de manera anisotrópica, dando lugar a diferentes temperaturas para los iones y electrones, así como a lo largo y ancho del campo magnético, conocidas como $T_{e\parallel}$ y $T_{e\perp}$, respectivamente.

La temperatura del plasma está determinada por diversos factores, entre los que se incluyen:

- Fuente de energía: El mecanismo que genera el plasma, como la radiación electromagnética, colisiones de alta energía o descargas eléctricas, juega un papel crucial en la determinación de su temperatura inicial.
- Densidad: La densidad del plasma, es decir, la cantidad de partículas por unidad de volumen, también influye en la temperatura. Un plasma denso tiende a tener una temperatura más baja que un plasma menos denso, debido a la mayor interacción entre las partículas.
- Confinamiento: La forma en que se confina el plasma, ya sea mediante campos magnéticos, paredes o una combinación de ambos, afecta la pérdida de energía y, por lo tanto, la temperatura del plasma.

Un plasma puede tener múltiples temperaturas simultáneamente. Frecuentemente, los iones y electrones presentan distribuciones maxwellianas distintas con temperaturas T_i y T_e . Esto sucede porque la tasa de colisión entre iones o entre electrones es mayor que la tasa de colisión entre un ion y un electrón. Por lo tanto, cada especie puede alcanzar su propio equilibrio térmico, aunque el plasma podría no perdurar lo suficiente para que las dos temperaturas se igualen. Cuando existe un campo magnético B, incluso una sola especie, como los iones, puede tener dos temperaturas. Esto se debe a que las fuerzas que actúan sobre un ion a lo largo de

B difieren de las que actúan perpendicularmente a B (debido a la fuerza de Lorentz). Por lo tanto, los componentes de la velocidad perpendiculares y paralelos a B pueden pertenecer a diferentes distribuciones maxwellianas con temperaturas T_{\perp} y T_{\parallel} . (Chen, 2016)

Dado que T y $E_{\rm av}$ están tan estrechamente relacionados, es costumbre en la física de plasmas dar las temperaturas en unidades de energía. Para evitar confusiones sobre el número de dimensiones involucradas, no se utiliza $E_{\rm av}$, sino la energía correspondiente a kT para denotar la temperatura.

Para
$$KT = 1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$T = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{1.38 \times 10^{-23}} = 11,600$$

Por lo tanto, se tiene que

$$1 \text{ eV} = 11,600 \text{ K}$$

Dado que la energía de ionización de los átomos neutros se encuentra entre 3 y 25 eV, el plasma producido por ionización por impacto típicamente existe a altas temperaturas.

Longitud de Debye

La longitud de Debye es una medida fundamental en la física de plasmas que caracteriza la escala de distancia sobre la cual las cargas eléctricas son apantalladas debido a la distribución de las otras cargas en el plasma. Es la distancia típica sobre la cual el potencial electrostático causado por una partícula cargada se reduce significativamente debido a la presencia de otras cargas.

Supóngase que se intenta generar un campo eléctrico en un plasma mediante la inserción de dos esferas cargadas conectadas a una batería (ver figura 2.3). Estas esferas atraerían partículas de carga opuesta, y casi inmediatamente una nube de iones rodearía la esfera negativa, mientras que una nube de electrones se formaría alrededor de la esfera positiva.

Suponiendo que una capa de material dieléctrico evita la recombinación del plasma en la superficie, o que la batería es suficientemente potente para mantener el potencial, si el plasma estuviera frío y sin movimientos térmicos, habría tantas cargas en la nube como en

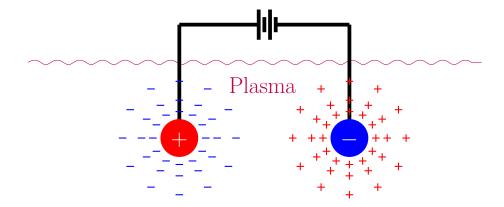


Figura 2.3: Representación del apantallamiento de Debye. Elaboración propia.

la esfera, el apantallamiento sería perfecto y no existiría campo eléctrico en el plasma fuera de las nubes. Sin embargo, si la temperatura es finita, las partículas en el borde de la nube, donde el campo eléctrico es débil, tienen suficiente energía térmica para escapar del pozo de potencial electrostático. El borde de la nube se sitúa en el radio donde la energía potencial es aproximadamente igual a la energía térmica k_BT de las partículas, y el apantallamiento no es completo. Potenciales del orden de k_BT/e pueden infiltrarse en el plasma y causar campos eléctricos finitos en él. (Chen, 2016) (Inan and Golkowski, 2011)

Se puede calcular el espesor aproximado de una nube de carga de este tipo. Considere que el potencial ϕ en el plano x=0 se mantiene a un valor ϕ_0 por una rejilla perfectamente transparente (fig. 2.3). Se desea calcular $\phi(x)$. Por simplicidad, se asume que la relación de masas ion-electrón M/m es infinita, de modo que los iones no se mueven y forman un fondo uniforme de carga positiva, la inercia de los iones les impide moverse significativamente en la escala de tiempo del experimento.

La ecuación de Poisson en una dimensión es

$$\epsilon_0 \nabla^2 \phi = \epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -e(n_i - n_e) \quad (Z = 1)$$

Si la densidad a gran distancia es n_{∞} se tiene $n_i = n_{\infty}$.

En presencia de una energía potencial $q\phi$, la función de distribución de electrones es

$$f(u) = A \exp\left[-\left(\frac{1}{2}mu^2 + q\phi\right)/k_B T_e\right]$$

Hay menos partículas en lugares donde la energía potencial es alta, ya que no todas las partículas tienen suficiente energía para llegar allí. Integrando f(u) sobre u, estableciendo q = -e, y notando que $n_e(\phi \to 0) = n_\infty$, se encuentra

$$n_e = n_\infty \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right)$$

Sustituyendo n_i y n_e en la ecuación anterior, se tiene

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = e \ n_\infty \left(e^{e\phi/k_B T_e} - 1 \right)$$

En la región donde $|e\phi/k_BT_e| \ll 1$, se puede expandir el exponencial en una serie de Taylor:

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = e \ n_\infty \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\phi}{k_B T_e} \right)^2 + \ldots \right)$$

No es posible simplificar para la región cercana a la rejilla, donde $|e\phi/kT_e|$ puede ser grande. Afortunadamente, esta región no contribuye mucho al grosor de la nube (llamada sheath), porque el potencial cae muy rápidamente allí. Manteniendo solo los términos lineales en la ecuación, se tiene

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{n_\infty e^2}{k_B T_e} \phi$$
 definiendo $\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n e^2}\right)^{1/2}$

donde n representa n_{∞} , y k_BT_e está en joules. k_BT_e a menudo se da en eV, en cuyo caso, también se escribirá como T_{eV} . A medida que las temperaturas electrónicas se incrementan, los electrones adquieren mayor energía cinética. Esto les permite realizar el apantallamiento a distancias mayores, lo que a su vez provoca un aumento en la longitud de Debye.

La longitud de Debye se define matemáticamente como

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}},\tag{2.8}$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío, k_B es la constante de Boltzmann, T_e es la temperatura de los electrones, n_e es la densidad de electrones y e es la carga elemental. La longitud de Debye determina la escala de longitud para fenómenos como el apantallamiento electrostático y la estabilidad del plasma, y es crucial para entender las oscilaciones y ondas en plasmas.

La ecuación de Poisson y su solución se puede escribir de la forma (figura 2.4):

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_D^2} \phi(x)$$

$$\longrightarrow \phi(x) = \phi_0 \exp\left(\frac{-|x|}{\lambda_D}\right)$$

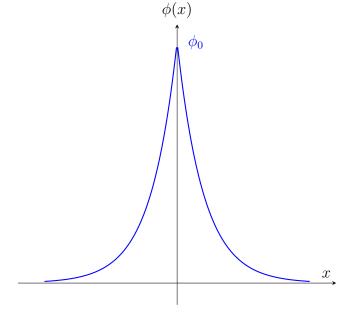


Figura 2.4: Gráfica de distribución potencial eléctrico cerca de una rejilla en plasma. Elaboración propia.

La temperatura de los electrones es la que se utiliza en la definición de λ_D debido a que los electrones, siendo más móviles que los iones, generalmente realizan el apantallamiento moviéndose para crear un excedente o déficit de carga negativa. Solo en situaciones especiales esto no es cierto. Se puede tener expresiones útiles de estas relaciones:

$$\lambda_D = 69 (T_e/n)^{1/2} \text{ m}, \qquad T_e \text{ en K}$$

$$\lambda_D = 7430 (k_B T_e/n)^{1/2} \text{ m}, \qquad k_B T_e \text{ en eV}$$

Si las dimensiones L de un sistema son mucho mayores que λ_D , cualquier concentración local de carga o potencial externo que se introduzca en el sistema se apantallará a una distancia corta en comparación con L, dejando la mayor parte del plasma libre de grandes potenciales o campos eléctricos. El plasma es cuasineutro, lo que significa que es lo suficientemente neutral para que $n_i \approx n_e \approx n$, donde n es la densidad del plasma, pero no tan neutral como para eliminar todas las fuerzas electromagnéticas interesantes. Fuera de la sheath en la pared o en un obstáculo, $\nabla^2 \phi$ es muy pequeño, y n_i es igual a n_e con una precisión mejor que una parte en 10^6 . Solo se necesita un pequeño desequilibrio de carga para generar potenciales del orden de $k_B T/e$. Un gas ionizado es considerado un plasma si λ_D es mucho menor que L. (Chen, 2016)

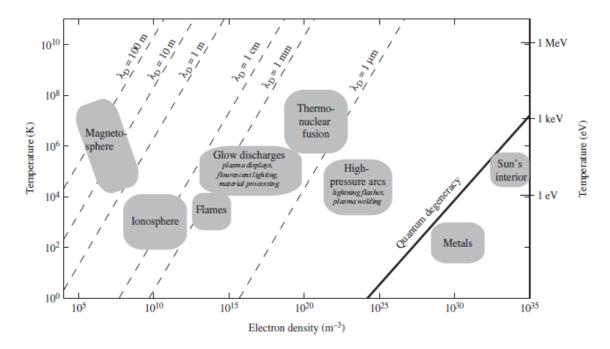


Figura 2.5: Rangos típicos de temperatura, densidad electrónica y longitud de Debye en diferentes fenómenos de plasma tanto en la naturaleza como en aplicaciones tecnológicas. (Inan and Golkowski, 2011)

El fenómeno del apantallamiento de Debye ocurre en sistemas de una sola especie, como las corrientes de electrones en klystrons y magnetrones, o el haz de protones en un ciclotrón, donde cualquier agrupamiento local de partículas causa un gran campo eléctrico sin apantallar, a menos que la densidad sea extremadamente baja. Los sistemas de una sola especie o plasmas no neutralizados no son estrictamente plasmas, aunque las herramientas matemáticas de la física de plasmas pueden usarse para estudiarlos. El apantallamiento de Debye puede verse obstaculizado si los electrones son tan rápidos que no colisionan lo suficiente entre sí para mantener una distribución térmica. En ese caso, algunos electrones, atraídos por la carga positiva del ion, orbitan el ion como satélites alrededor de un planeta, un efecto conocido como anti-apantallamiento. La figura 2.5 muestra los rangos de temperatura, densidad electrónica y longitud de Debye para plasmas típicos encontrados en la naturaleza y en aplicaciones tecnológicas. También se muestra la separación entre los regímenes cuántico y clásico. Los efectos cuánticos deben tenerse en cuenta cuando la incertidumbre en la posición de un electrón es comparable a la distancia promedio al electrón más cercano.

Cada partícula en un plasma puede actuar como una carga de prueba y llevar su propia nube de apantallamiento. El concepto de apantallamiento de Debye desarrollado requiere la presencia de un número suficientemente grande de partículas para que la densidad pueda definirse de manera estadísticamente significativa. Un parámetro útil en este contexto es el número de partículas en una esfera de Debye, dado por

$$N_D = n \left[\frac{4\pi \lambda_D^3}{3} \right] = \frac{1.38 \times 10^6 T_e^{3/2}}{n^{1/2}},\tag{2.9}$$

donde T_e está en kelvin. Por lo tanto, un segundo criterio para que un gas ionizado se considere un plasma es que $N_D\gg 1$.

Cuasineutralidad del Plasma

La cuasineutralidad es una característica esencial del plasma que implica que, aunque está compuesto por cargas positivas y negativas, en su conjunto es eléctricamente neutro en escalas mayores que la longitud de Debye. Matemáticamente, esto se expresa como:

$$|n_i - n_e| \ll n_i \circ n_e$$

donde n_i y n_e son las densidades de iones y electrones, respectivamente. Esto permite que el plasma se comporte como un gas neutro en muchas situaciones, simplificando su estudio y modelado. Un plasma tiende a mantener la neutralidad eléctrica, y cualquier pequeña alteración en esta neutralidad local genera campos eléctricos intensos que regresan los electrones a sus posiciones iniciales. Debido a su inercia, los electrones oscilan alrededor de la región cargada originalmente, manteniendo la cuasineutralidad en promedio (Inan and Golkowski, 2011).

Para describir la dinámica de este comportamiento oscilatorio, se considera un estado inicial con una densidad uniforme $n_e = n_0$ de electrones, neutralizados por una cantidad igual de iones (ver figura 2.6). Se asume que el plasma es frio, es decir, el movimiento térmico de los electrones y iones puede ser despreciado. Se perturba el sistema transfiriendo electrones de una región a otra, dejando una carga positiva neta (los iones).

Esta separación de carga genera un campo eléctrico E, que ejerce una fuerza sobre los electrones e iones. Como los electrones son mucho más ligeros, se mueven más rápido y el movimiento de los iones puede ser despreciado. El campo E reduce la separación de carga

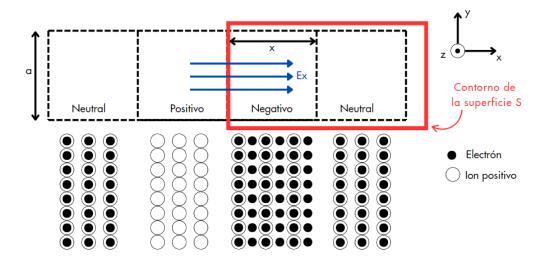


Figura 2.6: Esquema del sistema oscilatorio del plasma y sus componentes. Elaboración propia.

atrayendo los electrones de vuelta a sus posiciones iniciales. Los electrones se aceleran de vuelta, pero su inercia los lleva más allá de sus posiciones neutras, generando nuevamente un campo eléctrico que retarda su movimiento. Este ciclo de oscilación continuaría indefinidamente en ausencia de amortiguamiento. En plasmas de baja densidad, el amortiguamiento colisional puede ser despreciado (Inan and Golkowski, 2011).

La frecuencia de esta oscilación depende de la cantidad de carga desplazada y de la masa del electrón m_e . La ecuación de movimiento para un solo electrón en presencia de un campo eléctrico E_x es:

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = q_e E_x,$$

Donde x es la dirección paralela al campo eléctrico. Aplicando la ley de Gauss a una superficie cerrada, rectangular, en forma de caja, se tiene:

$$\oint_{S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \frac{Q}{\epsilon_0},$$

donde Q es la carga total contenida dentro de la superficie cerrada S. Si la densidad de equilibrio de los electrones es n_e , entonces $Q = Axn_eq_e$, donde A es el área de la sección transversal, y x es el desplazamiento de los electrones. Asumiendo que a es la dimensión de la superficie rectangular en la dirección y y que la profundidad de la caja es Δz , se tiene:

$$\oint_{S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -a\Delta z E_{x} = \frac{Q}{\epsilon_{0}} = \frac{ax\Delta z n_{e} q_{e}}{\epsilon_{0}} \implies E_{x} = -\frac{x n_{e} q_{e}}{\epsilon_{0}}.$$

Sustituyendo en la ecuación de movimiento, se obtiene:

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{n_e q_e^2}{\epsilon_0} x = 0 \implies \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_p^2 x = 0$$

La solución de esta ecuación es armónica en el tiempo con una frecuencia $\omega_p=\sqrt{n_eq_e^2/(\epsilon_0m_e)}$. En otras palabras,

$$x = C_1 \cos(\omega_p t) + C_2 \sin(\omega_p t),$$

Donde C_1 y C_2 son constantes determinadas por las condiciones iniciales. La ecuación describe el desplazamiento para las oscilaciones libres de la simple losa de plasma.

Las perturbaciones desde el equilibrio oscilan a una frecuencia angular ω_p , conocida como la frecuencia del plasma:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e}} \tag{2.10}$$

Aunque estas oscilaciones parecen ser locales, en realidad se propagan debido a los límites finitos y los efectos térmicos. Los electrones térmicamente agitados llevan información sobre la perturbación a través del campo eléctrico. Los efectos térmicos se pueden tener en cuenta añadiendo un término de gradiente de presión en la ecuación de movimiento.

En un gas parcialmente ionizado donde las colisiones son importantes, las oscilaciones de plasma se desarrollan si el tiempo medio libre τ_n entre colisiones es suficientemente largo en comparación con el período de oscilación, es decir, $\omega_p \tau_n \geq 1$. Esta condición es un criterio para que un gas ionizado sea considerado un plasma. En algunas aplicaciones, como en la ionosfera terrestre, las colisiones son responsables de efectos físicos interesantes. Existen muchos otros modos de ondas en un plasma en un amplio rango de frecuencias, por lo que no siempre se está interesado únicamente en las oscilaciones de plasma. En general, si un plasma exhibe efectos de onda colectiva depende de la comparación entre la frecuencia de interés (ω) y τ_n .

Factor de Acomplamiento

Es posible definir una variable adimensional que cuantifica el equilibrio entre los átomos neutros y los átomos ionizados en un plasma. Esta variable se denomina parámetro de acoplamiento y se calcula a partir de la ecuación (2.11). Es esencial para comprender y caracterizar el medio, ya que refleja cómo las interacciones eléctricas entre partículas ionizadas y su movimiento cinético influyen en el comportamiento global del plasma.

$$\Gamma = \frac{U_{\text{eléctrica}}}{K} \tag{2.11}$$

El parámetro de acoplamiento, Γ , es una variable adimensional que permite caracterizar el equilibrio entre los átomos neutros y los átomos ionizados en un plasma. Este parámetro se define como la relación entre la energía potencial eléctrica y la energía cinética promedio de las partículas en el plasma.

Un valor alto de Γ indica que las interacciones eléctricas son más significativas que la energía cinética, lo que sugiere un plasma fuertemente acoplado. En contraste, un valor bajo de Γ indica que la energía cinética es predominante, caracterizando un plasma débilmente acoplado. Este análisis es fundamental para entender los distintos regímenes de comportamiento del plasma, y permite ajustar los modelos teóricos y experimentales para predecir su dinámica bajo diversas condiciones.

Los criterios para definir un plasma se pueden sintetizar de la siguiente manera,

$$\lambda_D \ll L$$

$$N_D >> 1$$

$$\omega \tau > 1$$

2.1.2. Modelos de estudio

El análisis de los plasmas presenta una serie de desafíos que complican significativamente su estudio. Estos desafíos se deben a:

- Interacciones Electromagnéticas: Las partículas individuales del plasma están gobernadas por campos electromagnéticos; sin embargo, la presencia y movimiento de estas partículas alteran los campos, creando una dinámica compleja que se retroalimenta.
- Procesos Atómicos: Fenómenos como la ionización, excitación y recombinación, junto con el intercambio de carga, introducen variables adicionales que se interrelacionan de manera no trivial y dependen de las energías y densidades de las partículas.
- Fenómenos de Transporte: El movimiento de partículas cargadas da lugar a una variedad de fenómenos de transporte, originados tanto por interacciones de corto alcance como por fuerzas de Coulomb de largo alcance.
- Fuerzas Colectivas: Las fuerzas de Coulomb a larga distancia generan una serie de fenómenos colectivos, como oscilaciones electrostáticas e inestabilidades, que son típicas en plasmas, especialmente en aquellos que están a altas temperaturas.
- Confinamiento en Campo Magnético: A pesar de que los plasmas, particularmente los calientes, suelen estar confinados en campos magnéticos y fuertemente acoplados a estos, la complejidad inherente a la interacción de un gran número de partículas hace que el modelado y la simulación sean especialmente difíciles.

Este conjunto de factores hace que, aunque las leyes fundamentales de movimiento de partículas cargadas son bien conocidas -las ecuaciones de Maxwell y la ecuación de la fuerza de Lorentz- el análisis completo del plasma requiere considerar una complejidad que va mucho más allá de estos principios básicos. Considerando la complejidad del plasma, la disciplina de la física del plasma puede ser entendida como una estructura interconectada de modelos superpuestos. Cada uno de estos modelos se fundamenta en un conjunto específico de suposiciones y aproximaciones que permiten analizar y tratar computacional mente ciertos comportamientos dentro de un rango limitado (Inan and Golkowski, 2011).

Para comprender y predecir el comportamiento del plasma, se emplean diferentes modelos y enfoques teóricos. La elección entre estos modelos depende de las escalas de longitud y tiempo presentes en las condiciones del medio. Algunos de los principales tipos de modelos utilizados son:

- Modelo Cinético: Este enfoque describe el plasma como un sistema de partículas cargadas, donde las distribuciones de velocidad y posición de cada especie se describen mediante funciones de distribución en el espacio de fase. La dinámica del plasma se rige por las ecuaciones de Vlasov y Maxwell, que describen la evolución de estas funciones de distribución bajo la influencia de campos electromagnéticos.
 - Ejemplo: Los investigadores utilizan el modelo cinético para analizar el comportamiento del plasma en el borde del reactor Stellarator, donde se producen interacciones entre partículas cargadas y se generan gradientes de densidad y temperatura.
- Modelo Magnetohidrodinámico (MHD): Este enfoque simplifica el estudio del plasma al tratarlo como un fluido conductor, donde se ignoran las escalas cinéticas y se enfatizan las interacciones macroscópicas y magnéticas. El modelo MHD es especialmente útil cuando las escalas espaciales y temporales del sistema son mucho mayores que las escalas cinéticas. Ejemplo: Para entender la configuración global del plasma en un reactor Stellarator, los modelos MHD proporcionan información sobre la estabilidad de las corrientes y la forma de las superficies magnéticas.
- Modelo de Fluido de Dos Fluidos: Este enfoque considera el plasma como un sistema compuesto por dos fluidos interpenetrados: el fluido de electrones y el fluido de iones. Cada fluido tiene su propia ecuación de conservación de masa, momento y energía, y se toman en cuenta las interacciones entre ambas especies. Ejemplo: En la investigación de la turbulencia en el plasma del reactor Stellarator, los modelos de dos fluidos pueden revelar cómo las diferencias de masa y carga entre electrones e iones afectan el transporte de calor y partículas.

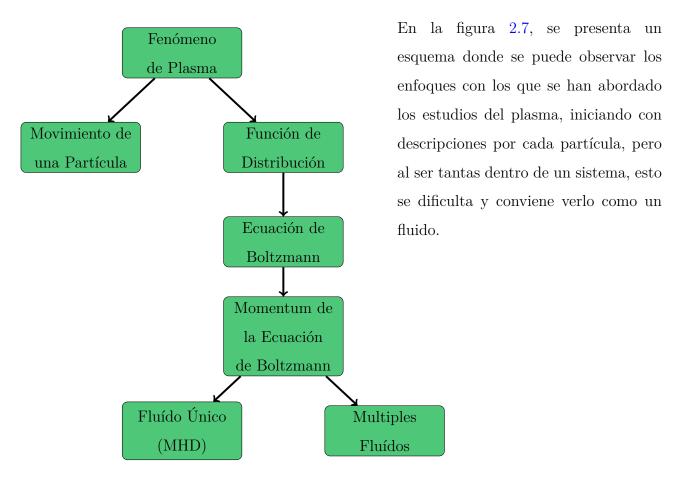


Figura 2.7: Jerarquía de enfoques de los fenómenos del plasma. (Inan and Golkowski, 2011)

2.1.3. Magnetohidrodinámica (MHD) Ideal

La magnetohidrodinámica (MHD) ideal proporciona una descripción y justificación de primer orden del comportamiento del plasma, utilizando variables termodinámicas macroscópicas y considerando un enfoque similar al estudio de un fluido. Esta aproximación surge debido a las limitaciones del modelo de partícula, que requiere conocer la posición de un gran número de partículas cargadas del orden de 10²⁰ en el medio, lo que implica una demanda significativa de recursos computacionales y posiblemente carecería de solución analítica. (Solano, 2024)

En el modelo de partícula, la posición de un gran número de partículas cargadas es crucial para las simulaciones. En contraste, la teoría MHD ideal permite simplificar estos modelos y obtener conclusiones significativas para el confinamiento de plasmas libres de disrupciones, explicar fenómenos de transporte de energía y partículas y proporciona los

parámetros geométricos para el diseño de bobinas.

En la teoría MHD, el plasma se modela como un fluido cuasineutro compuesto por iones y electrones en equilibrio termodinámico, sin disipación de energía significativa. Esto implica que el campo de velocidades del fluido es significativamente menor que la velocidad del sonido. Las ecuaciones básicas que describen el comportamiento de este fluido son:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{\mathbf{v}}_{cm}) = 0 \tag{2.12}$$

$$\rho_m \left[\frac{\partial \vec{\mathbf{v}}_{cm}}{\partial t} + (\vec{\mathbf{v}}_{cm} \cdot \nabla) \vec{\mathbf{v}}_{cm} \right] = \sigma \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{J}} \times \vec{\mathbf{B}} - \nabla p$$
 (2.13)

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right) = 0\tag{2.14}$$

$$\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{v}}_{cm} \times \vec{\mathbf{B}} = \frac{\vec{\mathbf{J}} \times \vec{\mathbf{B}} - \nabla p_e}{e}$$
 (2.15)

$$\nabla \times \vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{J}} \tag{2.16}$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \tag{2.17}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \tag{2.18}$$

con

$$p = p_e + p_i = n(T_e + T_i) (2.19)$$

$$\vec{\mathbf{v}}_{cm} = \vec{\mathbf{v}}_i + \frac{m_e}{m_i} \vec{\mathbf{v}}_e \tag{2.20}$$

La densidad de masa volumétrica y la densidad de corriente eléctrica están dadas por:

$$\rho_m = n(m_i + m_e) \tag{2.21}$$

$$\vec{\mathbf{J}} = ne(\vec{\mathbf{v}}_i - \vec{\mathbf{v}}_e) \tag{2.22}$$

Condiciones de Frontera en la MHD Ideal

Las condiciones de frontera son esenciales para relacionar la dinámica del plasma con los campos magnéticos externos y explicar los fenómenos de equilibrio magnetohidrodinámico y estabilidad lineal. Se dividen en tres categorías:

1. Borde conductor perfecto: La frontera del plasma es rígida, manteniéndose con una forma definida con el tiempo. En la superficie del plasma, se cumplen las condiciones:

$$\hat{n} \times \vec{\mathbf{E}} = 0 \tag{2.23}$$

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \tag{2.24}$$

- 2. Región de vacío aislante: El plasma se encuentra en una región de vacío rodeada por una superficie conductora rígida, con condiciones adicionales para los campos eléctrico y magnético que conectan la región de vacío con el borde del plasma.
- 3. Bobinas externas al plasma: Esta configuración incluye el campo magnético producido por las bobinas que confinan al plasma, sumando el campo magnético externo y el inducido por el plasma.

Equilibrio Magnetohidrodinámico Ideal

Los plasmas de interés deben mantener un equilibrio mecánico para su confinamiento. En estado estacionario, se cumple que $v_{cm} \approx 0$, lo que significa que el campo de velocidades del fluido es significativamente menor que la velocidad del sonido. El sistema de ecuaciones se reduce a:

$$\nabla p = \vec{\mathbf{J}} \times \vec{\mathbf{B}} \tag{2.25}$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0 \tag{2.26}$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{J}} \tag{2.27}$$

Es esencial que esta densidad de corriente sea generada por una fuente externa al plasma, dado que las corrientes internas no pueden mantener un equilibrio magnetohidrodinámico, como lo respalda el teorema del Virial (Wakatani, 1998). La densidad de corriente confinante, conocida como diamagnética, debe estar dirigida perpendicularmente al campo magnético. Si se consideran las direcciones poloidal y toroidal, este factor se expresa:

$$\vec{\mathbf{J}}_{\perp} = \frac{\vec{\mathbf{B}} \times \nabla p}{B^2} \tag{2.28}$$

Parámetro Beta

El parámetro beta (β) cuantifica si los efectos termodinámicos o magnéticos predominan en el plasma:

$$\beta = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B^2} \tag{2.29}$$

En muchos plasmas de laboratorio, $\beta \ll 1$, implicando que la presión de la fuerza magnética domina sobre la presión del plasma. La investigación en fusión termonuclear controlada se enfoca en diseñar dispositivos de confinamiento magnético que maximicen β , ya que la potencia neta generada depende del cuadrado de β . Sin embargo, un incremento en β aumenta la presión hidrodinámica, lo que puede resultar en la ruptura de superficies de flujo magnético anidadas y deteriorar el confinamiento del plasma:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_t} + \frac{1}{\beta_p} \tag{2.30}$$

Leyes de Conservación y estabilidad en el Equilibrio MHD Ideal

El equilibrio MHD ideal conserva la masa, el momentum lineal, la energía del plasma y el flujo magnético a lo largo del tiempo:

$$\frac{d}{dt}\left(\int_{V_p} \rho_m dV\right) = 0 \tag{2.31}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\int_{A_p} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0}\right) dA\right) = 0 \tag{2.32}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V_p} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{p}{\gamma - 1} \right) dV \right) = 0 \tag{2.33}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\int_{A_p} B \cdot dA\right) = 0 \tag{2.34}$$

El equilibrio MHD de un plasma implica la interacción de fuerzas hidrodinámicas y magnéticas que cooperan para el confinamiento del plasma. Esto significa que, incluso cuando se producen perturbaciones en los campos magnético y de presión, estas fuerzas deben restaurar el equilibrio MHD.

2.1.4. Confinamiento magnético

Los plasmas pueden ser confinados por campos magnéticos, pero en configuraciones lineales las pérdidas en los extremos son demasiado significativas para lograr el tiempo de confinamiento de energía necesario τ_E , que debe ser del orden de varios segundos. Para evitar estas pérdidas, se utilizan sistemas toroidales, en los cuales el plasma está contenido en una forma de anillo cerrado. Sin embargo, en un sistema toroidal simple con un campo magnético puramente toroidal, la curvatura y el gradiente del campo magnético causan una deriva vertical en direcciones opuestas para iones y electrones (Fig. 2.8). Este fenómeno genera un campo eléctrico que induce una deriva hacia afuera del plasma debido a la fuerza $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, haciendo que una configuración de campo magnético tan simple sea inestable. (Bilato and Kleiber, 2012)

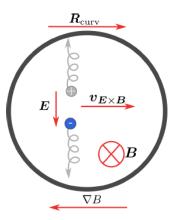


Figura 2.8: Visualización de las derivas $\vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}$ y curvatura de campo magnético de las partículas cargadas en un plasma con un campo magnético toroidal únicamente. (Solano, 2024)

Para prevenir esta separación de cargas, es necesario torcer las líneas del campo magnético con componentes adicionales. Así, las líneas de campo individuales forman las llamadas superficies de flujo. En estas superficies, el transporte de plasma es eficiente ya que siempre es paralelo al campo magnético **B**, permitiendo que los parámetros del plasma se mantengan constantes en una superficie de flujo dada. Por el contrario, el transporte perpendicular a las superficies de flujo es restringido debido a la fuerza de Lorentz, que limita el movimiento de las partículas perpendiculares a **B**. Esto causa variaciones significativas en los parámetros del plasma en esta dirección.

Dos métodos principales para torcer las líneas del campo magnético fueron desarrollados

en los años 50 y continúan siendo investigados mundialmente: el stellarator y el tokamak. El stellarator utiliza bobinas helicoidales para generar un campo magnético complejo que confina el plasma sin necesidad de corrientes de plasma inducidas. Por otro lado, el tokamak utiliza una combinación de bobinas toroidales y una corriente de plasma inducida por un transformador para crear un campo magnético helicoidal, que también ayuda a confinar el plasma de manera eficiente. (Fig. 2.9)

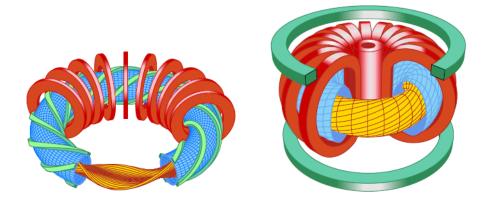


Figura 2.9: Izquierda: Vista esquemática de un stellarator con cuatro bobinas helicoidales enrolladas en el recipiente de vacío. Derecha: Concepto de tokamak. La bobina cilíndrica más interna es la bobina transformadora para inducir una corriente de plasma. Las bobinas toroidales arriba y abajo de la máquina crean un campo vertical para el control de la forma y la posición del plasma. (Bilato and Kleiber, 2012)

Para asegurar la estabilidad de las partículas cargadas dentro de un volumen específico y evitar pérdidas debido a colisiones y derivas radiales indeseadas, es crucial que el campo magnético confinante mantenga a dichas partículas en movimiento. Este confinamiento previene la pérdida de partículas cargadas a través de líneas abiertas de campo magnético. Las trayectorias de equilibrio de las partículas, guiadas por el campo magnético, definen las superficies

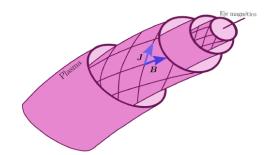


Figura 2.10: Superficies de flujo magnético anidadas a un eje magnético. Visualización de $\vec{\bf J}$ y $\vec{\bf B}$ sobre una de las superficies de presión hidrostática constante. (Solano, 2024)

de flujo después de completar varios circuitos, especialmente en su proyección sobre el plano poloidal. En una configuración ideal, se establece un eje magnético que alberga múltiples superficies de flujo magnético anidadas. Estas superficies logran un equilibrio magnetohidrodinámico, conforme a la ecuación (2.25), y mantienen una presión hidrostática constante junto con una densidad de corriente eléctrica y un campo magnético helicoidal.

No obstante, en ciertas áreas de las superficies de flujo magnético, las líneas de campo pueden desviarse de su posición esperada según el equilibrio MHD ideal, lo que resulta en una disminución de la energía contenida en el plasma. Estas desviaciones, conocidas como islas magnéticas, pueden generar inestabilidades.

2.2. Stellarator SCR-1

El Stellarator de Costa Rica 1 (SCR-1) es el primer dispositivo tipo stellarator de confinamiento magnético del plasma de alta temperatura en Latinoamérica. El proyecto comenzó en 2008, liderado por un equipo de profesionales en Ingeniería y Física, así como estudiantes del Tecnológico de Costa Rica y de la Universidad de Costa Rica, con el asesoramiento y ayuda del Laboratorio Nacional de Fusión del CIEMAT. El proyecto fue liderado por el Dr. Iván Vargas Blanco, profesor de la Escuela de Física del Tecnológico de Costa Rica y fundador y actual director del Laboratorio para Energía de Fusión y Aplicaciones. Por la puesta en funcionamiento del stellarator SCR-1, el Dr. Vargas Blanco recibió el Premio Nacional de Ciencia y Tecnología Clodomiro Picado Twight en 2016. El 29 de junio de 2016 se realizó la primera descarga de plasma para el SCR-1 en un acto público, considerado histórico en el campo de la física aplicada en Costa Rica. (Solano, 2024) Los fines principales del stellarator SCR-1 son:

- Identificar problemas relacionados con la investigación en física e ingeniería en dispositivos de confinamiento magnético del plasma a pequeña escala, en miras a ser un laboratorio de diseño y construcción de stellarator de bajo costo.
- Capacitar personal humano en instrumentación y física de plasma para el proceso futuro de fusión termonuclear controlada.

2.2.1. Introducción a la teoría de Stellarators

El confinamiento toroidal comenzó alrededor de 1951 cuando Lyman Spitzer, Jr. y Martin Schwarzschild construyeron la máquina Model A-1 con forma de figura en 8 en la Universidad de Princeton. Spitzer, siendo astrónomo, la nombró stellarator. La idea de la figura en 8 se le ocurrió a Spitzer durante un largo viaje en un telesilla en Garmisch-Partenkirchen. Esta fue una solución al problema de las derivas verticales en un toro. Para cancelar esta deriva, se puede torcer el toro en una forma de figura en 8, como se muestra en la figura. A medida que una partícula sigue una línea de campo, su deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ es hacia el exterior en una mitad, y de vuelta hacia el interior en la otra mitad. (Chen, 2016)

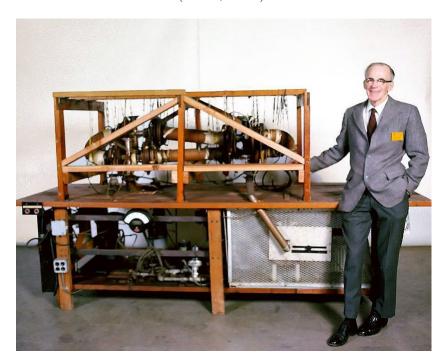


Figura 2.11: Lyman Spitzer (1914-1997) tuvo una revelación para el diseño del stellarator en 1951. Menos de dos años después, el Modelo A en forma de ocho estaba operativo en el recién fundado Laboratorio de Física de Plasma de Princeton (PPPL). Imagen tomada de ITER Newsline.

Años después, se construyó el primer experimento de confinamiento de stellarator en Princeton (Princeton C), pero el plasma se perdió rápidamente debido a un conocimiento incompleto sobre las resonancias en superficies magnéticas. Mientras el stellarator de Princeton tenía un bajo tiempo de confinamiento (unos pocos tiempos de Bohm a $T_e \approx 100\,\mathrm{eV}$), científicos

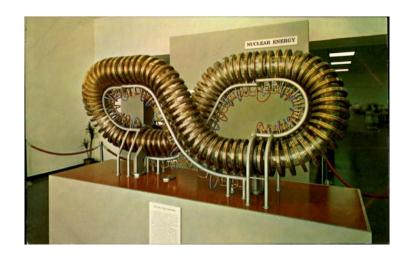


Figura 2.12: Modelo de Stellarator figura en 8. Imagen tomada de CardCow.

rusos en la conferencia de la IAEA en 1968 mostraron que con el tokamak se podía alcanzar una temperatura de electrones de 1 keV durante 30 tiempos de Bohm. Esto llevó a que los tokamaks se convirtieran en la principal línea de investigación en fusión, mientras que el stellarator se continuó en algunos lugares, como en el IPP Garching y la Universidad de Kyoto. Hoy en día, hay un renovado interés en los stellarators: el Dispositivo Helicoidal Grande (LHD) comenzó a operar en 1998 en Japón, el Wendelstein 7-X en Alemania se está construyendo en Greifswald y se espera que comience en 2014. También se planea el National Compact Stellarator Experiment (NCSX) en los EE. UU. Otros stellarators más pequeños están en uso en los EE. UU. (HSX), España (TJ-II) y Australia (H-1).

En términos generales, un stellarator es un dispositivo diseñado para confinar un plasma de fusión utilizando un campo magnético generado completamente por bobinas externas. Este campo puede ser modificado en cierta medida por las corrientes de presión dentro del plasma. Debido a esto, los stellarators no requieren una gran corriente neta toroidal de plasma para el confinamiento. Con la introducción de potentes fuentes de calefacción auxiliar en la década de 1970, los stellarators dejaron de necesitar la corriente de plasma para la calefacción óhmica. Un hito importante en la investigación de stellarators fue la demostración de mantenimiento de plasma sin corriente neta a través de la inyección de haces neutros en Wendelstein 7-A en 1981. Actualmente, los stellarators se calientan exclusivamente mediante resonancia de ciclotrón de electrones (ECRH), resonancia de ciclotrón de iones (ICRH), inyección de haces neutros (NBI) y combinaciones de estos métodos. La falta de una gran corriente de plasma permite que los

stellarators operen de manera estable y continua, sin riesgo de inestabilidades de corriente, especialmente interrupciones. A pesar de estas ventajas, los stellarators deben demostrar su viabilidad como reactores mostrando que pueden operar a high- β (importante para la economía), lograr un alto confinamiento (necesario para la ignición) y gestionar adecuadamente la evacuación de partículas y energía (crucial para el control de densidad, eliminación de cenizas y disipación de calor). Este capítulo se enfoca en los diferentes conceptos de stellarators y los logros experimentales en estos aspectos clave. (Bilato and Kleiber, 2012)

El uso de campos magnéticos externos ofrece una gran flexibilidad en la realización del confinamiento magnético: la formación de superficies magnéticas cerradas y anidadas toroidalmente mediante la torsión helicoidal de las líneas del campo magnético, conocida como transformada rotacional t (t=1/q es el inverso del factor de seguridad q del tokamak, que indica el ángulo en términos de 2π en el que una línea de campo magnético se desplaza poloidalmente después de una vuelta toroidal). Por lo tanto, la investigación experimental en stellarators es muy diversa. Los experimentos de tamaño pequeño a mediano están diseñados para probar la viabilidad de varios principios de construcción y optimización. Los dispositivos superconductores de gran escala buscan cerrar la brecha con los grandes tokamaks, ofreciendo además la capacidad de operación en estado estacionario.

Una genealogía de los distintos tipos de stellarators o dispositivos helicoidales se presenta en la Figura 2.13. En los primeros stellarators, Modelos A y B en la Universidad de Princeton, la transformada rotacional se generaba doblando una disposición toroidal de bobinas en forma de "8". Los stellarators clásicos, como el Wendelstein 7-A, utilizaban dos bobinas helicoidales cerradas toroidalmente, con corrientes en conductores adyacentes fluyendo en direcciones opuestas. Se requerían bobinas adicionales de campo toroidal para generar un campo toroidal neto. El uso de estos dos conjuntos de bobinas proporciona flexibilidad experimental en cuanto a la estructura del campo magnético.

Sin embargo, la interconexión de estos conjuntos y las grandes fuerzas magnéticas hacen que los stellarators clásicos sean menos atractivos para el diseño de reactores. Estos problemas se mitigaron con los torsatrons, como el Dispositivo Helicoidal Grande (LHD), y heliotrons, como el Helitron-E, aunque a costa de menor flexibilidad experimental. Los heliotrons/torsatrons cuentan con un conjunto de conductores helicoidales con corrientes

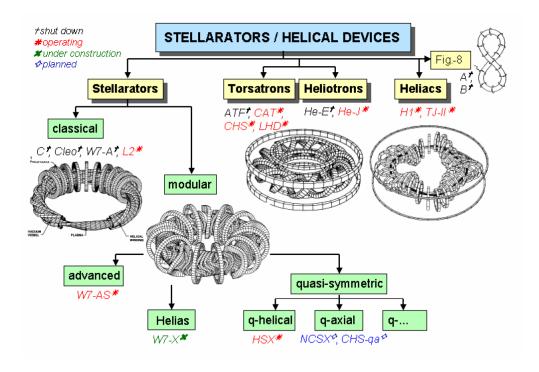


Figura 2.13: Los diferentes conceptos de stellarator. Los sistemas de bobinas mostrados son los de W7-A (stellarator clásico l=2), W7-AS (stellarator avanzado modular), ATF (torsatron l=2) y TJ-II (heliac). (Bilato and Kleiber, 2012)

paralelas. Estos proporcionan un campo toroidal neto y el campo vertical generado por la corriente toroidal neta se equilibra con bobinas adicionales de campo poloidal que no están interconectadas con las bobinas helicoidales. Similar a un dispositivo en forma de "8", un heliac produce la transformada rotacional a través de un eje magnético helicoidal tridimensional (3D): el centro del campo toroidal sigue una línea helicoidal alrededor de un conductor central. El principio del heliac se ha implementado, por ejemplo, en el TJ-II. (Bilato and Kleiber, 2012)

Nociones básicas

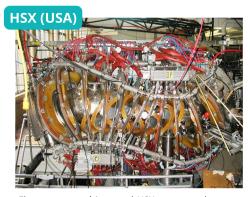
El stellarator es un dispositivo de fusión nuclear que confina el plasma mediante un campo magnético generado completamente por bobinas externas. La figura 2.15 ilustra la geometría toroidal básica de un stellarator, donde los ángulos poloidales y toroidales se representan por ϑ y φ , respectivamente. La relación A = R/a del radio mayor al radio menor se llama la relación de aspecto. Las superficies de flujo $\Psi(\mathbf{r}) = \text{const}$, en las cuales el campo magnético \mathbf{B} es tangente, son cruciales para el confinamiento del plasma. La existencia de estas superficies anidadas,



El TJ-II es un stellarator flexible de tamaño medio del tipo heliac, el segundo stellarator operativo más grande de Europa (después del W7-X).



El dispositivo Wendelstein 7-X se basa en una configuración Helias de cinco periodos de campo. Es principalmente un toroide, que consta de 50 bobinas magnéticas superconductoras no planas y 20 planas, de 3.5 m de altura.



El campo magnético en el HSX es generado por un conjunto de 48 bobinas retorcidas dispuestas en cuatro periodos de campo. El HSX generalmente opera con un campo magnético de 1 Tesla en el centro de la columna de plasma.



El H-1 Heliac flexible es un stellarator de eje helicoidal con tres periodos de campo.



Fue el primero de una nueva clase de stellarators avanzados con bobinas modulares, diseñados con el objetivo de desarrollar un reactor de fusión nuclear para generar electricidad.



El LHD utiliza inyección de haz neutro, radiofrecuencia de ciclotrón iónico (ICRF) y calentamiento por resonancia de ciclotrón de electrones (ECRH) para calentar el plasma, al igual que los tokamaks convencionales.

Figura 2.14: Stellarators en diferentes partes el mundo. Elaboración propia.

como se muestra en la Figura 2.15, es esencial para mantener la estabilidad del plasma dentro del dispositivo, asegurando un comportamiento predecible y estable del plasma.

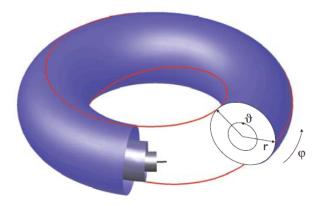


Figura 2.15: Geometría toroidal con superficies de flujo anidadas, eje magnético y una línea de campo (roja) con $\iota = 0.38$. (Bilato and Kleiber, 2012)

Para un campo magnético dado $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, si existe una región del espacio tal que $\mathbf{B} \cdot \nabla \Psi = 0$ entonces las superficies $\Psi(\mathbf{r}) = \text{const}$ se llaman **superficies de flujo** (es decir, el campo magnético es tangente a estas superficies, Fig. 2.16). La superficie de flujo más interna que se degenera en una línea se llama el **eje magnético**. Si el equilibrio consiste solo en superficies de flujo anidadas, se distinguen por una etiqueta de superficie de flujo $s \in \mathbb{R}$.

Una línea de campo en una superficie de flujo dada se puede especificar mediante una función (no periódica) $\vartheta = f(\varphi)$. Si φ aumenta en $2\pi n$ ($n \in \mathbb{N}$), el ángulo ϑ cambia en una cantidad ϑ_n . La cantidad ι definida por $\iota := \lim_{n\to\infty} \vartheta_n/(2\pi n)$ se llama la transformada rotacional y tiene el mismo valor para cada línea de campo en una superficie de flujo dada; en general, ι es una función de la etiqueta de la superficie de flujo. La derivada s-de la transformada rotacional se llama cizalladura ι' . Una superficie de flujo s_0 donde la transformada rotacional es racional

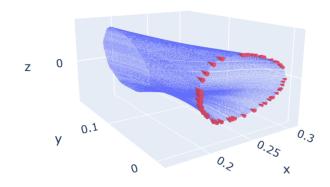


Figura 2.16: Superficies de flujo magnético en vacío calculadas con BS-SOLCTRA en posiciones toroidales para el SCR1. Elaboración Propia.

donde la transformada rotacional es racional $(\iota(s_0) = m/n, m, n \in \mathbb{Z})$ se llama una superficie

racional. En una superficie racional, todas las líneas de campo son líneas cerradas mientras que en una superficie no racional una línea de campo llena la superficie ergódicamente.

Incluso si las superficies magnéticas no existen, se puede obtener una buena impresión de la estructura del campo siguiendo una línea de campo durante muchas vueltas y marcando con un punto las posiciones donde intersecta un plano poloidal elegido arbitrariamente. La colección de estos puntos se llama un **gráfico de Poincaré** (se pueden ver ejemplos en la Figura 2.17 y Figura 2.18). En tal gráfico, una superficie de flujo aparece como puntos formando una curva cerrada. (Bilato and Kleiber, 2012)

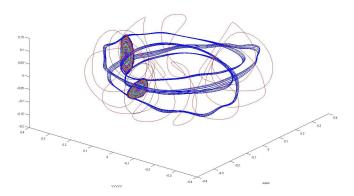


Figura 2.17: Trayectorias de las partículas cargadas en el plasma. Mapa de Poincaré: Superficies magnéticas. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones.

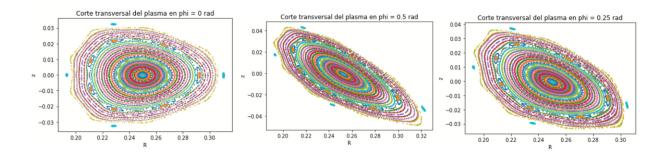


Figura 2.18: Diferentes gráficos de Poincaré para el plasma del SCR-1, a diferentes ángulos axiales. Elaboración propia.

La transformada rotacional ι en un stellarator se genera exclusivamente mediante un sistema de bobinas externas, sin la necesidad de una corriente total de plasma J. Esto se expresa matemáticamente como:

$$J := \int_{A_n} \vec{\mathbf{j}} \cdot d\vec{\mathbf{A}} = 0,$$

donde $\vec{\mathbf{j}}$ es la densidad de corriente y A_p es una sección transversal poloidal del plasma. La principal diferencia entre un tokamak y un stellarator radica en la presencia o ausencia de esta corriente toroidal de plasma. Las principales ventajas de un stellarator son que, debido a que J=0, está inherentemente libre de disrupciones y puede usarse para lograr una operación en estado estacionario. La condición J=0 no puede cumplirse para una configuración axisimétrica y, por lo tanto, un stellarator debe tener una geometría tridimensional. Esto hace que los stellarators sean geométrica y computacionalmente más complejos que los tokamaks.

A pesar de que la geometría tridimensional de un stellarator no requiere ninguna simetría específica, generalmente se consideran dos condiciones de simetría (ver Fig. 2.19):

- Periodicidad: Invariancia frente a una rotación de $2\pi/P$ en la dirección toroidal, donde P es el número de periodos de campo.
- Simetría de stellarator: Invariancia frente a aleteos alrededor de ciertas líneas.

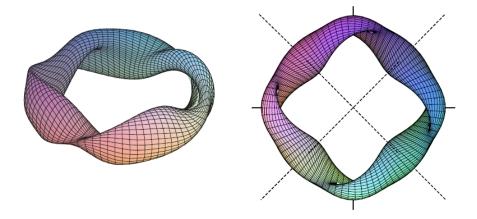


Figura 2.19: Vista lateral (izquierda) y superior (derecha) de un stellarator con P=4. Los periodos de campo y las líneas de simetría del stellarator están indicados por líneas cortas y líneas discontinuas, respectivamente (Bilato and Kleiber, 2012).

El diseño del sistema de bobinas en un stellarator es crucial para generar el campo magnético deseado. Por ejemplo, en un stellarator $\ell=2$, se utilizan grupos de bobinas entrelazadas (Figura 2.20), donde las bobinas planas generan el componente de campo toroidal y las bobinas helicoidales generan los componentes de campo helicoidal. Este diseño puede ser complejo debido a las fuertes fuerzas entre las bobinas, lo que dificulta su construcción. Sin embargo, es posible encontrar configuraciones más optimizadas calculando la distribución de corriente en una superficie exterior al volumen toroidal V, lo que permite diseñar sistemas de bobinas más eficientes y flexibles. (Bilato and Kleiber, 2012)

La flexibilidad en el diseño de los stellarators permite optimizar su desempeño mediante el uso de sistemas de bobinas modulares, que consisten en bobinas no planas. Este enfoque es esencial para los stellarators modernos, como el Wendelstein 7-X y el Dispositivo Helicoidal Grande (LHD), que buscan mejorar la estabilidad y el confinamiento del plasma sin los riesgos asociados con las disrupciones de corriente presentes en los tokamaks. La optimización del diseño de bobinas y la capacidad de operar en estado estacionario hacen que los stellarators sean una alternativa prometedora para la fusión nuclear.

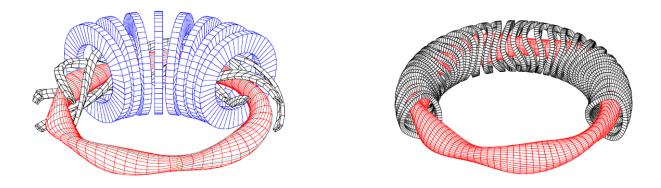


Figura 2.20: Sistema de bobinas clásico (izquierda) y modular (derecha) para un stellarator con $\ell = 2$. (Bilato and Kleiber, 2012)

Comparación entre los dispositivos de confinamiento magnético

La búsqueda de soluciones viables para la generación de energía a través de la fusión nuclear ha llevado al desarrollo de distintos dispositivos de confinamiento magnético, entre los cuales los Stellarators y los Tokamaks representan las principales tecnologías. Mientras que los Tokamaks han dominado la investigación en fusión durante décadas debido a su relativa

simplicidad y eficiencia demostrada en el confinamiento de plasma, los Stellarators ofrecen una solución alternativa prometedora, capaz de operaciones continuas gracias a su diseño único. La elección entre uno y otro depende de múltiples factores, incluyendo la estabilidad, eficiencia y viabilidad a largo plazo de cada enfoque (Helander, 2014).

A continuación, se presenta un cuadro comparativo **2-2** detallado que resalta las diferencias fundamentales entre estas dos tecnologías, proporcionando una base sólida para entender sus respectivas ventajas y desafíos.

Tabla 2-2: Comparación entre Stellarator y Tokamak. Fuente propia.

| Característica | Stellarator | Tokamak |
|---------------------|---|--|
| Principio de diseño | Diseñado para crear campos magnéticos toroidales y poloidales a través de bobinas externas complejas. | Usa un campo magnético toroidal generado por bobinas externas y un campo poloidal inducido por una corriente eléctrica en el plasma. |
| Confinamiento | No requiere corriente eléctrica a través del plasma para el confinamiento, lo que permite operaciones continuas o de largo plazo. | Depende de una corriente eléctrica en el plasma para el confinamiento, lo que limita las operaciones a pulsos. |
| Estabilidad | Generalmente más estable debido a la falta de corriente en el plasma, reduciendo el riesgo de interrupciones. | La corriente en el plasma puede llevar a inestabilidades e interrupciones. |
| Operación | Potencialmente capaz de operación continua debido a su independencia de la corriente del plasma. | Operación pulsada debido a limitaciones en la sostenibilidad de la corriente del plasma y en el calentamiento. |

Continúa en la siguiente página

Tabla 2-2 – Continuación de la página anterior

| Característica | Stellarator | Tokamak |
|---------------------|--|---|
| Complejidad y coste | Más complejo en diseño y construcción debido a la forma intrincada de las bobinas magnéticas, lo que puede aumentar el coste. | Aunque complejo, el diseño es más sencillo que el de los stellarators, lo que puede resultar en menores costes de construcción y mantenimiento. |
| Eficiencia | Las complejidades del diseño pueden afectar la eficiencia del confinamiento del plasma, pero los avances recientes han mejorado significativamente su rendimiento. | Eficiente en el confinamiento del plasma, pero las interrupciones y la necesidad de pulsos largos presentan desafíos para la eficiencia energética a largo plazo. |

Ambos sistemas tienen sus propias ventajas y desafíos, y la elección entre un Stellarator y un Tokamak a menudo depende de los objetivos específicos de la investigación o de la aplicación de la energía de fusión. Los Stellarators, con su capacidad para operaciones continuas, ofrecen un camino intrigante hacia la fusión como fuente de energía constante, mientras que los Tokamaks, con su historial de resultados de confinamiento eficaces, siguen siendo fundamentales para el avance de la investigación en fusión.

2.2.2. Descripción del Stellarator SCR1

El Stellarator SCR-1 es un dispositivo de confinamiento magnético diseñado para estudiar el plasma en condiciones relevantes para la fusión nuclear. Es el primer dispositivo de este tipo en Centroamérica, ubicado en el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones del Instituto Tecnológico de Costa Rica (TEC). Su construcción y puesta en marcha representan un hito importante en la investigación de la fusión nuclear en la región, proporcionando una plataforma única para estudios experimentales de plasmas. Durante su etapa inicial, el objetivo principal del proyecto SCR-1 consistía en comprender y superar los desafíos de ingeniería

relacionados con la construcción de un pequeño dispositivo de fusión (Vargas et al., 2015). Sin embargo, la primera descarga con hidrógeno en 2016 (similar a la descarga que se muestra en la figura 2.21) señaló el inicio de la etapa actual del proyecto, dedicada al estudio de la física involucrada en SCR-1.

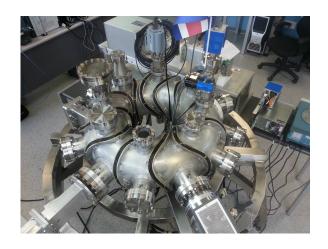




Figura 2.21: Stellerator SCR-1 con descarga de gas hidrógeno, observado luminiscencia en uno de los puertos.

Los stellarators, incluido el SCR-1, utilizan campos magnéticos complejos para confinar el plasma en una configuración toroidal. La principal diferencia entre un stellarator y otros dispositivos de confinamiento como los tokamaks radica en la forma en que se generan los campos magnéticos poloidales y toroidales. En un stellarator, ambos campos se producen externamente, sin necesidad de corriente eléctrica a través del plasma. Esto se logra mediante una disposición especial de bobinas magnéticas que rodean la cámara de vacío. El comportamiento del plasma en un stellarator se describe mediante las ecuaciones de magnetohidrodinámica (MHD), que combinan las leyes de Maxwell para el electromagnetismo con las ecuaciones de Navier-Stokes para fluidos. (Spitzer, 1958)

Uno de los desafíos en el diseño y operación de los stellarators es el manejo de la turbulencia del plasma, que puede afectar el confinamiento y la eficiencia de la fusión. Investigaciones recientes se han centrado en entender mejor los procesos de turbulencia para optimizar el diseño de los stellarators y mejorar su rendimiento. A través de simulaciones avanzadas y experimentos detallados, los científicos buscan reducir la turbulencia y aumentar la estabilidad del plasma, lo que es crucial para alcanzar las condiciones necesarias para la fusión sostenida (Stroth, 1998).

Sistemas periféricos del SCR-1

El stellarator SCR-1 está conformado por el sistema de vacío, el sistema de potencia, el sistema de inyección de gas, el sistema de calentamiento ECR y el sistema de control y adquisición de datos. Ver Fig. 2.22.

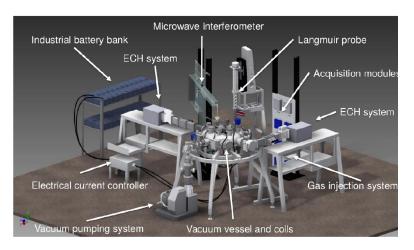


Figura 2.22: Diagrama de la cámara de vacío y equipos periféricos que conforman el stellarator SCR-1. Fuente: Documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones. (Solano, 2024)

La cámara de vacío, fabricada a partir de una aleación de aluminio 6061-T6, tiene un volumen de 0.0434 m³ y está diseñada para soportar presiones de hasta 10^{-5} Torr. Esta cámara cuenta con 24 puertos tipo conflat y 2 puertos rectangulares, permitiendo la colocación de múltiples diagnósticos y visualización de descargas de plasma. El deadicional incluye sistema vacío manómetro tipo ion gauge para alto vacío, un convectron para medio y bajo vacío, una bomba de vacío turbomolecular y una bomba de vacío mecánica. Estos equipos mantienen

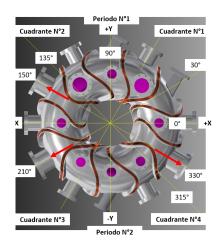


Figura 2.23: Cámara de vacío del SCR-1. Fuente: Documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones.

las condiciones necesarias para alcanzar las presiones de trabajo requeridas.

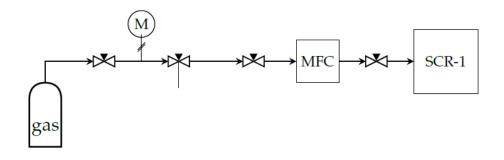


Figura 2.24: Diagrama del sistema de inyección de gas para el stellarator SCR-1 (Solano, 2024).

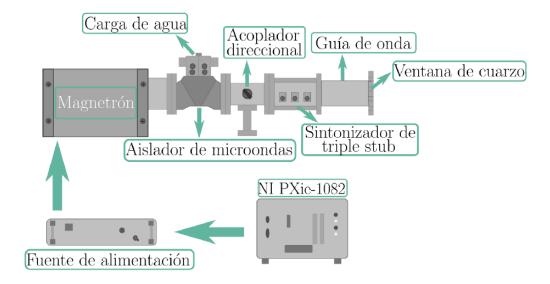


Figura 2.25: Diagrama del sistema de calentamiento ECR implementado en el stellarator SCR-1. (Solano, 2024)

El SCR-1 también está equipado con doce bobinas modulares, tres de las cuales son únicas y están configuradas en espejo. Cada bobina consta de 6 vueltas de alambre de calibre AWG#4 y es alimentada por un arreglo de 60 baterías de 2.0 V, proporcionando una corriente de 4350 A. El sistema de calentamiento ciclotrónico electrónico resonante (ECR) utiliza dos magnetrones de 2.0 kW y 3.0 kW que emiten ondas electromagnéticas a una frecuencia de 2.45 GHz. Este sistema incluye un aislador de microondas, un acoplador direccional y un sintonizador de triple stub para optimizar la transmisión de potencia al plasma. El sistema de inyección de gas está controlado por un controlador de flujo másico (MFC) y cuenta con válvulas de aguja y venteo para mantener la seguridad durante el proceso de descarga.

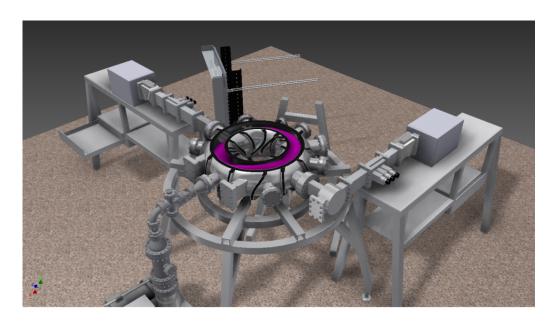


Figura 2.26: Esquema del montaje del Stellarator SCR-1. Imagen obtenida del PlasmaTEC. Fuente: Documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones.

Tabla 2-3: Resumen de los sistemas periféricos del SCR-1

| Sistema | Parámetro |
|--------------------|-----------------------------------|
| Cámara de vacío | |
| Grosor (mm) | 4.0 |
| Volumen (m³) | 0.0434 |
| Radio externo (mm) | 364.1 |
| Radio interno (mm) | 112.1 |
| Radio mayor (mm) | 247.7 |
| Material | Aleación de aluminio 6061-T6 |
| Puertos | 24 tipo conflat, 2 rectangulares |
| Presión de trabajo | $\sim 10^{-5} \text{ Torr}$ |
| Bobinas | |
| Número de bobinas | 12 (3 únicas) |
| Configuración | Configuración reflejada en espejo |

Continúa en la siguiente página

Tabla 2-3 – Continuación de la página anterior

| Sistema | Parámetro |
|-------------------------------|---|
| Vueltas de alambre por bobina | 6 vueltas de calibre AWG#4 |
| Corriente | 4350 A |
| Alimentación | 60baterías de 2.0 V, 150 Ah |
| Periodos del campo magnético | 2 periodos |
| Temperatura máxima del cable | < 50°C |
| Sistema de vacío adicional | |
| Manómetro | Ion gauge de alto vacío |
| Convectron | Medio y bajo vacío |
| Bomba de vacío | Bomba turbomolecular y bomba mecánica |
| Sistema de inyección de gas | |
| Controlador de flujo másico | Inyección de flujo de gas constante |
| (MFC) | |
| Válvulas | Aguja y venteo |
| Línea de acción | Directa hacia la cámara de vacío |
| Sistema de calentamiento | |
| ECR | |
| Magnetrones | $2.0~\mathrm{kW}~\mathrm{y}~3.0~\mathrm{kW}$ |
| Frecuencia | $2.45~\mathrm{GHz}$ |
| Período de emisión | $0.0 \mathrm{\ s}$ a $4.0 \mathrm{\ s}$ |
| Modo de emisión | TE_{10} |
| Componentes adicionales | Aislador de microondas, acoplador direccional, |
| | sintonizador de triple stub, guía de onda con ventana |
| | de cuarzo |
| Sistema de control y | |
| adquisición de datos | |
| Dispositivos | National Instruments |

Continúa en la siguiente página

Tabla 2-3 – Continuación de la página anterior

| Sistema | Parámetro |
|----------------------------|---|
| Módulo | PXIe con 32 entradas/salidas digitales |
| Fuente de alimentación | Externa |
| Lógica | Niveles industriales |
| Módulos adicionales | Adquisición en tiempo real, contadores y |
| | temporizadores |
| Protocolos de comunicación | RS-232, RS-485 |
| Software | LabVIEW |
| Algoritmos | Control de operación y adquisición de datos |



Figura 2.27: Modelo en CAD 3D de la versión final de la cámara de vacío. (Mora et al., 2015)

Parámetros del plasma en el SCR-1

El plasma en SCR-1 tiene los siguientes parámetros: (Solano, 2024)

Razón de aspecto: 6,2017
 Volumen (m³): 0,007812
 Radio mayor (m): 0,2478
 Beta total (%): 0,0205
 Beta toroidal (%): 1,57

■ Radio menor (m): 0,0396 ■ Beta poloidal (%): 0,0429

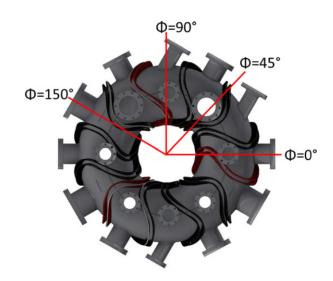


Figura 2.28: Vista superior del SCR-1 con posiciones toroidales resaltadas. (Coto-Vílchez et al., 2020)

2.2.3. Temperatura Electrónica y Densidad Electrónica Máxima para un Stellarator

A partir de un balance de energía y portadores de carga, se deriva la relación entre la densidad electrónica máxima y la temperatura electrónica de una descarga de plasma frío en un stellarator. Este análisis incluye procesos como la excitación, recombinación, ionización, colisiones de Coulomb entre iones y electrones, y pérdidas de partículas cargadas (Solano, 2024). Para plasmas con iones en reposo y una temperatura electrónica menor a 30 eV, se obtiene una densidad electrónica baja (menor a $10^{-19} \,\mathrm{m}^{-3}$). La relación entre la densidad electrónica límite y la temperatura electrónica se expresa de la siguiente manera:

$$n_e(T_e) = \frac{P_{\rm rf}}{V_p n_0} \frac{1}{\left(\gamma + \frac{3}{2}\alpha T\right) \langle \sigma v \rangle_{\rm ion} T_e + \mathcal{E}_{\rm ion} \langle \sigma v \rangle_{\rm ion} + \mathcal{E}_{\rm rad}^0 \langle \sigma v \rangle_{\rm rad}^0}$$
(2.35)

donde:

- P_{rf}: Potencia entregada por el sistema de calentamiento.
- V_p : Volumen del plasma.
- n_0 : Densidad de neutros.
- γ: Razón de la difusividad térmica y de partículas.
- α^T : Razón entre la temperatura electrónica del borde y la temperatura electrónica del núcleo.
- \mathcal{E}_{ion} : Energía de ionización.
- $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}$: Tasa de ionización.
- $\mathcal{E}_{\mathrm{rad}}^0 \langle \sigma v \rangle_{\mathrm{rad}}^0$: Tasa de impacto electrón-neutro.

Los dos últimos parámetros son dependientes de la temperatura electrónica.

2.2.4. Objetivos y aplicaciones específicas del Stellarator en la investigación de fusión y plasmas de alta energía.

Desde 2016, tres diagnósticos han estado operando en SCR-1: una sonda Langmuir, un espectrómetro óptico y una cámara rápida (Mora-Meléndez et al., 2018). Sin embargo, para ampliar los estudios de plasma y los escenarios de calentamiento, se diseñaron nuevos diagnósticos y actualmente se están implementando. Los diagnósticos antes mencionados son una bolómetro y diagnóstico magnético. Con estos dos nuevos diagnósticos, se espera mejorar la comprensión de los fenómenos que tienen lugar en SCR-1.

Actualmente se están desarrollando diagnósticos magnéticos para SCR-1. Específicamente, se están desarrollando dos juegos de bobinas Rogowski para medir la corriente de plasma toroidal, dos juegos de bucles diamagnéticos para medir el contenido de energía del plasma y tres juegos de bobinas Mirnov para observar los modos magnetohidrodinámicos. Estos tres diagnósticos siguen el mismo principio de funcionamiento: corriente inducida asociado a un voltaje. Este voltaje está relacionado con una señal magnética según un sistema de calibración. Este sistema consta de bobinas de Helmholtz cuya señal magnética se conoce mediante sensores magnéticos (Pasco CI-6520A) y, por tanto, la tensión de salida en el diagnóstico cuando se expone al campo de Helmholtz está relacionada con la intensidad del campo magnético. Las corrientes relativamente pequeñas y los pulsos cortos son la principal limitación en la realización de estos diagnósticos magnéticos. Además, el pequeño recipiente de vacío hace que su colocación sea una tarea desafiante. Los resultados del mapeo confirman que el campo magnético dentro del dispositivo se comporta como se esperaba en los cálculos.

2.3. Sonda de Langmuir

2.3.1. Introducción a la Sonda de Langmuir y su funcionamiento

La sonda de Langmuir es uno de los diagnósticos de plasma más antiguos y sigue siendo de gran importancia tanto en el campo de la fusión de alta temperatura como en el diagnóstico de plasmas de baja temperatura. Este instrumento, desarrollado por Langmuir y Mott-Smith, consiste en un pequeño electrodo metálico que se inserta directamente en el plasma. Su funcionamiento se basa en medir la corriente que fluye a través de él al aplicar diversos potenciales, permitiendo así determinar parámetros cruciales del plasma como la temperatura y la densidad electrónica. En experimentos de fusión, las sondas se insertan en el plasma solo durante breves periodos de tiempo (alrededor de 10 ms) para evitar el sobrecalentamiento del dispositivo. (Inan and Golkowski, 2011)

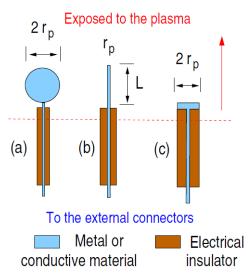


Figura 2.29: Recolección de sondas Langmuir con radio r_p y geometrías (a) esférica, (b) cilíndrica y (c) plana. Imagen tomada de (Conde, 2011)

Las sondas de Langmuir son una de las diversas técnicas de diagnóstico por sondas eléctricas utilizadas en la actualidad. En términos generales, estas sondas eléctricas evalúan los parámetros locales del plasma mediante el uso de campos eléctricos (y/o magnéticos) que son estacionarios o varían lentamente en el tiempo, permitiendo así emitir o recolectar partículas cargadas del plasma. La sonda de Langmuir de recolección más básica consiste en un electrodo metálico con una geometría bien definida, ya sea plana, cilíndrica o esférica (fig. 2.29). Este electrodo se introduce en el plasma y se polariza a un potencial V_p mediante un circuito externo. Este potencial de polarización se define como $V = V_p - V_{sp}$, donde V_{sp} es el potencial del plasma

local. Se mide la corriente I_p drenada de la sonda para diferentes valores de V_p y a partir de estas mediciones de voltaje-corriente (IV) se determinan los parámetros del plasma.

Los parámetros del plasma se determinan a partir de la corriente I_p , la cual, en concordancia con el voltaje de polarización $V=V_p-V_{sp}$, consiste en iones, electrones o una combinación de ambos. Las cargas atraídas son recolectadas por el campo eléctrico entre el plasma y la superficie metálica de la sonda. Este perfil espacial de potencial, que aún no se ha definido completamente, se extiende en el plasma a lo largo de unas pocas longitudes de Debye λ_D y se conoce como sheath del plasma. Además, este campo eléctrico local puede modificarse según la magnitud de la corriente I_p recolectada. Por lo tanto, el proceso de recolección de carga depende de diferentes longitudes características, como el tamaño de la sonda r_p y el grosor (o extensión espacial) del sheath del plasma adherido a la superficie de recolección, el cual está relacionado con λ_D . En plasmas magnetizados, el radio de Larmor de los electrones r_e y de los iones r_i también introduce longitudes adicionales, así como las longitudes de recorrido libre medio λ para colisiones entre electrones y/o iones y átomos neutros en plasmas colisionantes y débilmente ionizados. (Conde, 2011)

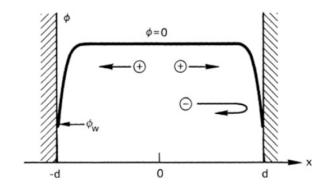
2.3.2. Sheath en Plasmas

En todos los dispositivos de plasma prácticos, el plasma está contenido en una cámara de vacío de tamaño finito. En las proximidades de las paredes, el potencial del plasma ϕ forma regiones llamadas sheaths, donde los electrones son reflejados (Figura 2.30). Esta capa tiene un espesor del orden de varias longitudes de Debye. La función principal de un sheath es formar una barrera potencial que confina a las especies más móviles, usualmente electrones, electrostáticamente. La altura de la barrera se ajusta de tal manera que el flujo de electrones que tienen suficiente energía para pasar sobre la barrera hasta la pared sea igual al flujo de iones que llegan a la pared. Este equilibrio asegura que la densidad de carga en el plasma sea neutral en su mayor parte, excepto en el sheath mismo.

Ecuación del Sheath Plano

Para derivar la longitud de Debye, se linealizó la ecuación de Poisson. Sin embargo, al tratar el sheath, el problema debe ser abordado de manera no lineal. Considere la situación en

Figura 2.30: El potencial del plasma ϕ forma vainas(sheath) cerca de las paredes de manera que los electrones son reflejados. La barrera de Coulomb $e\phi_w$ se ajusta para que igual número de iones y electrones alcancen las paredes por segundo. (Chen, 2016)



una de las paredes. En el plano x = 0, los iones entran en la región del sheath desde el plasma principal con una velocidad de deriva u_0 . Esta deriva es necesaria para compensar la pérdida de iones hacia la pared desde la región donde fueron creados por ionización. La ecuación de conservación de la energía para los iones en el sheath se expresa como:

$$\frac{1}{2}Mu^2 = \frac{1}{2}Mu_0^2 - e\phi(x)$$

De donde se obtiene la velocidad de los iones:

$$u = \left(u_0^2 - \frac{2e\phi}{M}\right)^{1/2}$$

La ecuación de continuidad para los iones da la densidad de iones n_i en términos de la densidad n_0 en el plasma principal: $n_0u_0=n_i(x)u(x)$

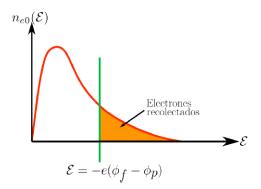


Figura 2.31: Distribución de Maxwell - Boltzmann asociada a los electrones. (Solano, 2024)

Por lo tanto, la densidad de iones en el sheath es:

$$n_i(x) = n_0 \left(1 - \frac{2e\phi}{Mu_0^2}\right)^{-1/2}$$

En estado estacionario, los electrones seguirán la relación de Boltzmann:

$$n_e(x) = n_0 \exp(e\phi/KT_e)$$

Criterio de Bohm

La ecuación de Poisson se puede escribir como:

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = e(n_e - n_i) = en_0 \left[\exp(e\phi/KT_e) - \left(1 - \frac{2e\phi}{Mu_0^2}\right)^{-1/2} \right]$$

Para simplificar esta ecuación, introducimos las siguientes notaciones:

$$\chi \equiv -\frac{e\phi}{KT_e}, \quad \xi \equiv \frac{x}{\lambda_D}, \quad \mathcal{M} \equiv \frac{u_0}{(KT_e/M)^{1/2}}$$

Entonces, la ecuación (8.6) se convierte en:

$$\chi'' = \left(1 + \frac{2\chi}{\mathcal{M}^2}\right)^{-1/2} - e^{-\chi}$$

El criterio de Bohm se deriva integrando esta ecuación:

$$\mathcal{M}^2 > 1$$
 o $u_0 > (KT_e/M)^{1/2}$

Esto significa que los iones deben entrar en la región del sheath con una velocidad mayor que la velocidad acústica.

2.3.3. Sonda Simple de Langmuir

La sonda simple de Langmuir es una herramienta diagnóstica utilizada en plasmas para medir parámetros locales como la temperatura de los electrones, el potencial eléctrico del plasma y la densidad electrónica de manera indirecta. Este dispositivo consiste en un electrodo metálico que se introduce en el plasma y recolecta partículas cargadas mediante un potencial variable en el tiempo.

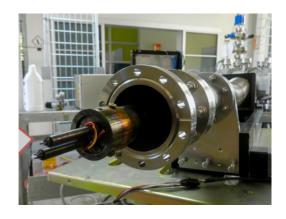


Figura 2.32: Vista isométrica de la Sonda de Langmuir. Tomada por J.D. Sánchez, para trabajo del curso IF-4703, I semestre TEC 2024.

Para generar la curva característica de corriente-voltaje mostrada en la Figura 2.33, se gráfica la corriente del plasma en función del potencial flotante de una alimentación externa conectada a tierra en relación al plasma. Esta curva se interpreta considerando que el plasma es cuasineutro y no magnetizado, con una distribución de velocidades isotrópica para los electrones. Además, el camino libre medio es mucho mayor que el radio de la sonda y la longitud de Debye. La sonda plana, con un área de recolección menor que las dimensiones del plasma, capta partículas bajo un campo eléctrico creado entre el núcleo del plasma y la superficie del electrodo, conocido como plasma sheath.

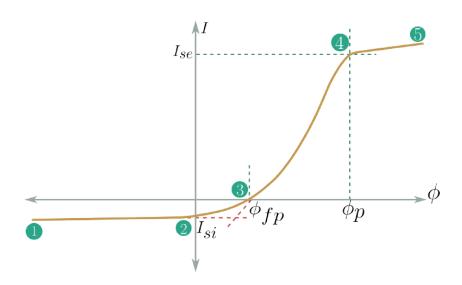


Figura 2.33: Curva de corriente en función del voltaje flotante recolectada por la sonda de Langmuir. (Solano, 2024)

Proceso de Medición y Análisis

La interpretación de los datos obtenidos se realiza en varios puntos clave (Solano, 2024):

Saturación de Corriente Iónica: Cuando el potencial de la sonda (ϕ_f) es mucho menor que el potencial del plasma (ϕ_p) , la sonda recolecta iones hasta que se genera el fenómeno de apantallamiento en su superficie, alcanzando la saturación de la corriente iónica (I_{si}) .

Potencial Flotante del Plasma: Una cantidad de electrones alcanza el electrodo debido al potencial positivo en la punta de la sonda, disminuyendo la corriente eléctrica neta y estableciendo un potencial flotante del plasma (ϕ_{fp}) .

Corriente Electrónica: Los electrones recolectados entre los puntos 3 y 4 tienen una energía dada por $\mathcal{E} = -e(\phi_f - \phi_p) \ge 0$. En esta región, la corriente eléctrica se expresa como:

$$I_e(\phi_f) = \begin{cases} A_s e n_e \left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e(\phi_f - \phi_p)}{T_e}\right) & \text{si } \phi_f < \phi_p \\ A_s e n_e \left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} = I_{se} & \text{si } \phi_f > \phi_p \end{cases}$$

$$(2.36)$$

donde A_s es el área de recolección de la sonda. La sonda continúa atrayendo en su mayoría electrones hasta alcanzar la corriente de saturación electrónica (I_{se}) .

Cálculo de Parámetros Locales del Plasma

La curva característica I-V permite calcular los siguientes parámetros del plasma:

- Corriente de saturación iónica (I_{si}) : Intercepto de la recta de mejor ajuste en la región comprendida entre los puntos (1) y (2).
- Voltaje (potencial) flotante del plasma (ϕ_{fp}): Potencial donde se da el punto de intersección con el eje de las ordenadas en la curva característica corriente-voltaje.
- Voltaje (potencial) espacial del plasma (ϕ_p): Definido donde la corriente electrónica presenta un máximo local entre los puntos (3) y (4).
- Corriente de saturación electrónica (I_{se}): Valor de corriente electrónica para el potencial del plasma.
- **Temperatura electrónica** (T_e) : Se obtiene mediante un cambio de variable para la linealización de la ecuación (2.36). Este parámetro se despeja a partir de la pendiente:

$$y = \ln(I_e) \tag{2.37}$$

$$x = \phi_p - \phi_f \tag{2.38}$$

$$m = \frac{1}{T_e} \tag{2.39}$$

$$b = I_{se} = \ln\left(A_s e n_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}}\right) \tag{2.40}$$

- **Densidad electrónica**: Se despeja a partir de la ecuación (2.36) al conocer la magnitud de la corriente electrónica de saturación, la temperatura electrónica y el área de recolección de la punta.

Componentes de la Sonda de Lagmuir del SCR-1

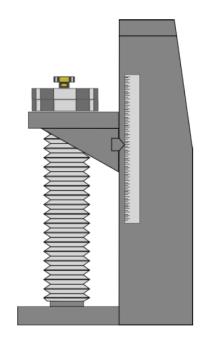
La sonda de Langmuir utilizada en el SCR-1 está compuesta por tres partes principales:

Cabeza: Equipado con 8 electrodos cilíndricos de tungsteno, de los cuales 6 tienen un diámetro de 1,00 mm y una longitud expuesta al plasma de 3,50 mm. Incluye también 2 aislantes térmicos y eléctricos de cerámica para proteger los electrodos y las conexiones eléctricas.

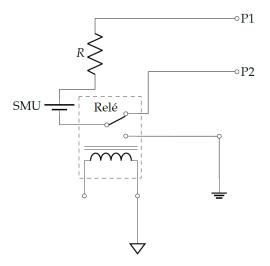


Figura 2.34: Cabezas de la sonda de Langmuir donde se muestran seis puntas habilitadas para realizar mediciones con sus respectivas etiquetas. (Solano, 2024)

- Sistema de posicionamiento: Consta de una válvula de compuerta para aislar la cámara de vacío, un mecanismo de movimiento lineal para desplazar un tubo de acero en condiciones de alto vacío mediante la compresión o expansión de un fuelle asistido por un motor eléctrico. Incluye reductores de diámetro, un pasamuros con pines para las conexiones eléctricas, y una regla graduada en milímetros para determinar la posición de la punta de la sonda.
- Circuito eléctrico y sistema de adquisición de datos: Representado esquemáticamente, permite mediciones alternando entre modo simple y doble mediante un relé. El módulo PXIe y la fuente SMU proporcionan el potencial eléctrico necesario y miden las corrientes iónica y electrónica del plasma, incorporando una resistencia para evitar sobrecargas eléctricas.



(a) Sistema de posicionamiento de la sonda de Langmuir mediante el ensamble de un motor.



(b) Circuito eléctrico para la sonda de Langmuir utilizada en el SCR-1.

Figura 2.35: Componentes de la sonda de Langmuir, utilizada en el SCR-1. Fuente: (Solano, 2024)

2.4. Estudios de turbulencia

En dispositivos de confinamiento magnético es fundamental cuantificar cuánta energía se confina en el núcleo del plasma y cuánta es perdida por mecanismos de transporte cuya naturaleza se asocia a inestabilidades de pequeña escala generadas por fuentes de energía libre asociadas a gradientes de las distintas variables físicas involucradas, inestabilidades que son responsables de la naturaleza turbulenta de plasmas de fusión nuclear. El origen de la turbulencia electrostática se atribuye a las fluctuaciones de campos eléctricos y densidad del plasma que domina el transporte radial de partículas en la región del borde de dispositivos de fusión nuclear. La turbulencia y el transporte turbulento pueden controlarse mediante la afectación del campo eléctrico radial con electrodos externos que eventualmente pueden producir barreras locales que permiten disminuir el transporte de partículas (Hidalgo et al., 2016).

Recientemente, el grupo CIEMAT ha sido pionero en el estudio de turbulencias del plasma y el control de su propagación radial. Este resultado tiene gran relevancia dado que el nivel de acoplo del transporte en la región del borde del plasma confinado (con superficies magnéticas cerradas) y la región externa (con superficies magnéticas abiertas) está regulado por campos eléctricos. Este resultado tiene gran impacto en las predicciones y en los mecanismos físicos que determinarán la anchura de la región externa del plasma en ITER. Bajo la supervisión del Dr. Carlos Hidalgo del CIEMAT, se realizará un experimento muy similar a lo recientemente planteado en el stellarator TJ-II (Grenfell et al., 2019) con el fin de confirmar la universalidad de los resultados obtenidos en TJ-II. El diagnóstico ya implementado en el stellarator SCR-1, como lo es la sonda de Langmuir, permitirá medir el potencial flotante, campos eléctricos y la corriente iónica del plasma confinado, parámetros esenciales para cuantificar el flujo de partículas turbulentas. Su mejora a un sistema 2-D permitirá la investigación de fenómenos de propagación radial de la turbulencia.

El mapeo del módulo del campo magnético en la última superficie del plasma es el tercer parámetro para determinar el flujo de las turbulencias dentro del plasma. Para este propósito, se utilizará un código de trazado de líneas de campo magnético llamado BS- SOLCTRA (Jiménez et al., 2020). Este código es el resultado de la colaboración entre el Laboratorio de Plasmas

del TEC y el Advanced Computing Laboratory (CNCA) en Costa Rica, a través de anteriores proyectos de investigación. BS-SOLCTRA usa la técnica de rastreo de líneas de campo para calcular los valores del campo magnético dentro del stellarator SCR-1. Este método ha sido probado exitosamente en la simulación del stellarator WX-7 (Bozhenkov et al., 2013). El uso de la simulación computacional en la investigación en plasmas está plenamente difundido y es parte fundamental de los estudios realizados actualmente por la comunidad de plasmas de fusión. El estudio de turbulencias y transporte anómalo es más significativo en plasmas con mayor confinamiento, densidades electrónicas y temperaturas electrónicas más altas, ya que incrementan los gradientes del plasma. Esto sugiere que el confinamiento de partículas puede mejorarse con la optimización del calentamiento del plasma. En dispositivos de confinamiento magnético como el SCR-1, el calentamiento del plasma se debe producir externamente debido a las limitaciones del calentamiento óhmico (Goldston and Rutherford, 1995). Diversos métodos de calentamiento pueden utilizarse, como la inyección de neutros (NBI), el calentamiento ciclotrónico iónico o electrónico, entre otros. Para este proyecto, se utilizará el calentamiento ciclotrónico electrónico (ECRH).

El plasma magnetizado absorbe la energía de la onda electromagnética a una frecuencia cercana a la frecuencia de resonancia ciclotrónica de los electrones en rotación en un campo magnético externo, en el rango de las microondas. Este método de calentamiento se utiliza en varios stellarators y tokamaks en operación y se ha corroborado que mejora los parámetros del plasma. Sin embargo, la propagación de ondas a través del plasma confinado se ve limitada al alcanzar una densidad electrónica de corte. Las ondas electromagnéticas deben alcanzar la región donde las partículas cargadas del plasma oscilen en la frecuencia de resonancia, lo que requiere una deposición eficiente de la radiación electromagnética para que llegue al núcleo del plasma y no se disipe en las paredes de la cámara.

Relación entre Densidad y Temperatura Electrónica con la Cuantificación de Turbulencias

La densidad electrónica n_e y la temperatura electrónica T_e son parámetros clave en la caracterización del plasma y están intrínsecamente relacionados con los fenómenos de turbulencia. La densidad electrónica afecta directamente el acoplamiento de las ondas

electromagnéticas y su propagación a través del plasma. Una mayor densidad electrónica puede mejorar la absorción de energía, pero también puede limitar la propagación de las ondas debido a la densidad de corte. La temperatura electrónica, por otro lado, influye en la velocidad de las partículas y en los procesos de colisión dentro del plasma, afectando la dinámica de la turbulencia y el transporte de partículas.

En el artículo de (Grenfell et al., 2019) se destaca cómo la turbulencia en el plasma del TJ-II Stellarator se cuantifica mediante el uso de una sonda de Langmuir y se analiza el flujo de partículas turbulentas radiales, el campo eléctrico y las velocidades. Las fluctuaciones electrostáticas producen una velocidad radial fluctuante dada por:

$$\tilde{v}_r = \frac{\tilde{E}_\theta}{B}$$

donde \tilde{E}_{θ} es el campo eléctrico poloidal fluctuante y B es el campo magnético toroidal. Para estudiar la propagación de la turbulencia, se utiliza la ecuación de continuidad radial, despreciando el acoplamiento de campo cruzado y el amortiguamiento, y considerando la turbulencia incompresible en el plano perpendicular al campo magnético:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \langle \tilde{n}^2 \rangle}{\partial t} = -\frac{\partial \langle \tilde{v}_r \tilde{n} \rangle}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial \langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \rangle}{\partial r}$$

El término relacionado con el impulso local de la turbulencia por el gradiente de fondo se expresa como:

$$\omega_D = -\frac{2}{\langle \tilde{n}^2 \rangle} \frac{\partial \langle \tilde{v}_r \tilde{n} \rangle}{\partial r}$$

Y el término no lineal no local relacionado con la propagación de la turbulencia es:

$$\omega_S = -\frac{1}{\langle \tilde{n}^2 \rangle} \frac{\partial \langle \tilde{v}_r \tilde{n}^2 \rangle}{\partial r}$$

Los resultados de este trabajo de tesis en el Stellarator SCR-1 pueden servir como base para futuras mediciones de turbulencia, siguiendo las técnicas descritas en el artículo de (Grenfell et al., 2019). Las mejoras en los parámetros del plasma, como una mayor densidad y temperatura electrónica, facilitarán el análisis de las turbulencias y el transporte anómalo, permitiendo una mejor comprensión y optimización del confinamiento del plasma en dispositivos de fusión.

Metodología

3.1. Enfoque de investigación

El enfoque de investigación aplicado en este trabajo de tesis es de carácter cuantitativo, centrado en la obtención precisa de datos numéricos relacionados con los parámetros del plasma ECRH en el Stellarator SCR1 utilizando mediciones de la Sonda de Langmuir y un programa en Python. Este enfoque cuantitativo permite una caracterización detallada y cuantitativa del plasma y es esencial para el cálculo preciso de la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma.

3.2. Variables de investigación

Las variables de investigación en este estudio se centran en la caracterización del plasma ECRH en el Stellarator SCR1 utilizando mediciones de la Sonda de Langmuir y un programa en Python. Estas variables son fundamentales para comprender el comportamiento del plasma y su relación con la turbulencia en las descargas del Stellarator.

• Densidad de Electrones del Plasma: Esta variable representa la concentración de electrones en el plasma. Es un parámetro clave para comprender la naturaleza del plasma y su comportamiento. Según (Chen, 2003), la densidad de electrones es un factor esencial en la física de plasmas, que afecta directamente las propiedades del plasma y su capacidad para realizar reacciones de fusión controlada.

- Temperatura Electrónica del Plasma: La temperatura electrónica es la energía cinética promedio de los electrones en el plasma. Esta variable proporciona información sobre la agitación térmica de los electrones y su contribución a las propiedades del plasma. Según (Hutchinson, 2017), la temperatura electrónica es un parámetro crítico en la física de plasmas y puede influir en la estabilidad y el comportamiento del plasma.
- Potencial del Plasma: El potencial del plasma se refiere a la diferencia de potencial eléctrico entre el plasma y la sonda de Langmuir. Esta variable está estrechamente relacionada con la energía de los electrones en el plasma y puede proporcionar información sobre la interacción entre la sonda y el plasma. (Stix, 2018) señala que el potencial del plasma es un factor esencial en la medición de parámetros del plasma mediante sondas de Langmuir.

3.2.1. Población y Muestra

Las variables de investigación en este estudio se centran en la caracterización del plasma ECRH en el Stellarator SCR1 utilizando mediciones de la Sonda de Langmuir y un programa en Python. Estas variables son fundamentales para comprender el comportamiento del plasma y su relación con la turbulencia en las descargas del Stellarator.

3.3. Metodología de estudio

La metodología utilizada en este estudio se basa en la obtención de mediciones detalladas utilizando la Sonda de Langmuir en el Stellarator SCR-1. Estas mediciones incluyen la recopilación de datos de corriente y voltaje a lo largo de una curva característica I-V, la cual refleja la interacción directa de la sonda con el plasma. Para el procesamiento y análisis de estos datos, se emplea un programa desarrollado en Python. Este programa aplica algoritmos avanzados para derivar numéricamente las curvas y estimar la corriente de saturación iónica y electrónica, la temperatura electrónica y el potencial del plasma. Los valores obtenidos permiten un análisis exhaustivo de las propiedades y el comportamiento del plasma en el SCR-1, contribuyendo a una mejor comprensión de las características del plasma y su confinamiento.

3.3.1. Técnicas e Instrumentos Aplicados

La metodología utilizada implica la obtención de mediciones de la Sonda de Langmuir en el Stellarator SCR1. Estas mediciones consisten en la recopilación de datos de corriente y voltaje a lo largo de una curva característica de corriente-voltaje, que refleja la interacción de la sonda con el plasma. Se emplea un programa en Python diseñado para procesar y analizar estos datos, aplicando la Ecuación de Child-Langmuir para calcular la densidad de electrones, la temperatura electrónica y el potencial del plasma.

3.4. Cálculo de Parámetros del Plasma

3.4.1. Descarga de Plasma ECRH en el SCR-1

El proceso de descarga de plasma en el SCR-1 se lleva a cabo en tres etapas principales. En primer lugar, el arranque del stellarator, donde se regula la presión base de trabajo hasta alcanzar el alto vacío. La segunda etapa, la secuencia de disparo, implica la activación de sistemas de confinamiento magnético, inyección de gas, lanzamiento de microondas y diagnóstico del plasma. Finalmente, el apagado del stellarator conlleva llevar la cámara de vacío a presión atmosférica, apagado de bombas y ventilación del sistema de vacío. (Asenjo et al., 2018)

Para obtener las mediciones de la temperatura electrónica en el Stellarator SCR-1, se realizaron un total de 15 descargas distribuidas a lo largo de 3 días, con 5 descargas por día para cada posición radial. Estas descargas resultaron en la obtención de entre 4 y 5 curvas I-V por descarga, utilizando voltajes aplicados en forma de diente de sierra en el rango de -80V a 80V, mediante el equipo NI-PXIe-1082. Los parámetros iniciales para una descarga típica, realizada el 16 de marzo de 2023, incluyen una potencia de 3.000 kW, un flujo de gas de 20 SCCM, un voltaje de 127,8 V y una presión de 4 x 10⁻⁵ Torr.

Los parámetros del dispositivo de confinamiento y del plasma, son los siguientes: potencia del dispositivo (P_{df}) de 1,149 kW, volumen del plasma (V_p) de 0,007812 m³, densidad de partículas (n_0) de 6,38 x 10^{19} m⁻³ y energía de iones (ϵ_{ion}) de 13,6 eV. Estos parámetros son cruciales para calcular la densidad límite electrónica.

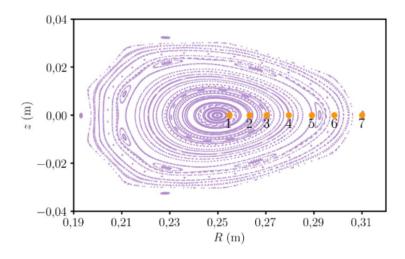
3.4.2. Medición con sonda simple de Langmuir

Para el estudio del comportamiento de la densidad y temperatura electrónica en el plasma se realizó un barrido en posición con la sonda, tomando tres mediciones en siete posiciones dentro del plasma, desde el centro hasta la periferia. Las posiciones en el flujo se decidieron teóricamente según el gráfico de posiciones, y se convirtieron a la posición correspondiente en la regla de la sonda, que debido a la resolución tuvo que redondearse a la división más cercana, y luego recalcular la posición en el flujo. A continuación se muestran estas posiciones en flujo y en regla:

| Número de | Posición en | Posición en | Posición en | Posición en | |
|-----------|-------------|-------------|-----------------|----------------|--|
| posición | flujo [m] | regla [mm] | regla real [mm] | flujo real [m] | |
| 1 | 0.254 | 278.0607273 | 278 | 0.253944527 | |
| 2 | 0.263 | 287.9132727 | 288 | 0.263079223 | |
| 3 | 0.27 | 295.5763636 | 296 | 0.270386979 | |
| 4 | 0.279 | 305.4289091 | 305 | 0.278608205 | |
| 5 | 0.289 | 316.3761818 | 316 | 0.288656369 | |
| 6 | 0.298 | 326.2287273 | 326 | 0.297791065 | |
| 7 | 0.31 | 339.3654545 | 339 | 0.309666168 | |

Tabla 3-1: Posiciones donde se ubicó la Sonda de Langmuir. Fuente Propia.

Figura 3.1: Posiciones de medida para la recolección de corriente y voltaje flotante con la Sonda de Langmuir en el plasma del SCR-1. La posición vertical z=0,0 m se mantuvo constante. (Solano, 2024)



3.4.3. Densidad electrónica límite para el stellarator SCR-1

De acuerdo a lo planteado por (Solano, 2024), el SCR-1 cumple con las características necesarias para utilizar la ecuación (2.35) y estimar la densidad electrónica límite según el rango de temperaturas electrónicas del plasma. Los parámetros de entrada para este cálculo incluyen la potencia inicial (P_{rf}) , el volumen del plasma (V_p) , y la densidad de neutros (n_0) . La difusividad de partículas fue asumida mucho mayor que la difusividad térmica, utilizando el valor de la energía de ionización del hidrógeno (ϵ_{ion}) . Las tasas de ionización y de impacto electrón-neutro se determinaron a partir de datos del hidrógeno para un rango de temperatura electrónica entre 0,0 eV y 20,0 eV.

La Figura 3.2 muestra la densidad límite electrónica en función de la temperatura electrónica. Desde los 0,0 eV, la densidad electrónica límite se reduce con el aumento de la temperatura. Esto se debe a que una mayor densidad de neutros implica mayores tasas de ionización, resultando en mayor movilidad de electrones y aumento de colisiones electrón-neutro, liberando energía en forma de ondas electromagnéticas. (Lechte et al., 2002)

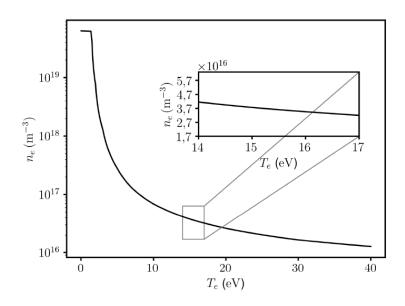


Figura 3.2: Densidad límite electrónica en función de la temperatura electrónica. (Solano, 2024)

3.4.4. Uso de Python para realizar cálculos numéricos

El análisis de plasmas en el dispositivo SCR-1 mediante sondas de Langmuir requiere una serie de cálculos complejos para determinar parámetros como el voltaje flotante, la corriente de saturación iónica, el voltaje del plasma, la temperatura de electrones y la densidad de electrones. El notebook *AnalisisSondaLangmuir.ipynb* organiza y ejecuta estos cálculos utilizando tres scripts de Python.

calculos.py

El código está diseñado para analizar los datos de voltaje y corriente obtenidos mediante una sonda de Langmuir en el dispositivo SCR-1. Este análisis es crucial para determinar parámetros fundamentales del plasma, como el voltaje flotante, la corriente de saturación iónica, el voltaje del plasma, la temperatura de electrones y la densidad de electrones. Los datos de entrada consisten en múltiples segmentos de mediciones de voltaje y corriente, cada uno representando diferentes condiciones experimentales o diferentes puntos en el tiempo.

Primero, la función $Calc_Vf$ calcula el voltaje flotante (V_f) para cada segmento de datos. Este cálculo se realiza filtrando los valores de corriente cercanos a cero dentro de una tolerancia especificada. El voltaje correspondiente al punto donde la corriente es más cercana a cero se considera el voltaje flotante. Esta función devuelve una lista de voltajes flotantes para cada segmento. Luego, la función $Calc_Iis$ estima la corriente de saturación iónica (I_{is}) utilizando un modelo de regresión lineal sobre los valores de voltaje negativo, donde se espera que la corriente iónica sea más significativa. Si hay suficientes datos, se ajusta una línea recta y se determina la corriente cuando el voltaje es cero.

El siguiente paso en el análisis involucra el cálculo del voltaje del plasma (V_p) utilizando la segunda derivada de la curva I-V. La función $Calc_Vp_SD$ filtra los valores de corriente positiva y aplica la función $Estimar_Vp_Segunda_Derivada$ para encontrar el punto donde la segunda derivada es cero, lo que indica el voltaje del plasma. Posteriormente, la función $Calc_TeV_les_ne$ utiliza estos voltajes del plasma, junto con los voltajes flotantes, para calcular la temperatura de electrones (T_e) , la corriente de saturación electrónica (I_{es}) y la densidad de electrones (n_e) . Este cálculo se realiza linealizando la curva exponencial de corriente en función del voltaje y aplicando una regresión lineal. La pendiente de esta regresión proporciona la

temperatura de electrones, mientras que la densidad de electrones se calcula utilizando una fórmula teórica basada en los parámetros obtenidos. Este proceso genera listas de valores para T_e , I_{es} , y n_e para cada segmento, ofreciendo una visión detallada del comportamiento del plasma bajo diferentes condiciones.

- Función de Cálculo del Voltaje Flotante (Calc_Vf): La función utiliza una máscara para filtrar los valores de corriente que están dentro de un rango de tolerancia alrededor de cero. Luego, encuentra el voltaje donde la corriente es más cercana a cero y lo guarda en una lista de voltajes flotantes.
- Función para Calcular la Corriente de Saturación Iónica (Calc_Iis): Determina la corriente de saturación iónica (Iis) en los segmentos de datos. Asume que la corriente iónica se extrae solo con un voltaje negativo. Filtra los datos para obtener valores negativos de voltaje, y si hay suficientes datos, ajusta un modelo de regresión lineal para estimar la corriente cuando el voltaje es cero. Este ajuste lineal proporciona la corriente de saturación iónica y el coeficiente de determinación (r^2) para cada segmento.
- Cálculo del Voltaje del Plasma (Segunda Derivada y Rectas): Para calcular el voltaje del plasma (Vp), se implementan dos métodos principales en calculo.py. El método de la segunda derivada (funciones SegundaDerivada y Estimar_Vp_Segunda_Derivada) encuentra el punto donde la segunda derivada de la curva I-V es cero. Este punto corresponde al voltaje del plasma. El método de ajuste de rectas (Calc_Vp_Rectas) es menos utilizado debido a su dependencia del juicio del usuario, pero ofrece una aproximación visual al voltaje del plasma mediante el ajuste de segmentos lineales a la curva I V.
- Cálculo de la Temperatura de Electrones y Densidad Electrónica (Calc_TeV_Ies_ne): Esta función filtra los datos de cada segmento entre el voltaje flotante y el voltaje del plasma, calcula el logaritmo natural de la corriente y realiza una regresión lineal. La pendiente de esta regresión inversa proporciona la temperatura electrónica, mientras que la corriente de saturación electrónica se obtiene del valor de corriente en el voltaje del plasma. Finalmente, se calcula la densidad electrónica utilizando una ecuación teórica basada en estos parámetros.

fileio.py

El script fileio.py contiene varias funciones esenciales para el preprocesado, análisis y exportación de datos obtenidos mediante una sonda de Langmuir en el dispositivo SCR-1. La función principal de preprocesado, PreProcesado2, está diseñada para leer y limpiar los datos de voltaje y corriente desde un archivo Excel. Los datos de entrada incluyen registros de voltaje y corriente, que se procesan eliminando columnas innecesarias y renombrando las columnas relevantes. La función calcula las diferencias entre filas consecutivas de voltaje y corriente para identificar cambios significativos, lo que permite segmentar el DataFrame en fragmentos más pequeños correspondientes a ciclos de la señal de diente de sierra del voltaje aplicado.

Durante el proceso de segmentación, se identifican los puntos donde la diferencia de voltaje excede un cuarto del rango total de la señal, indicando los límites entre diferentes ciclos. Cada segmento de datos se suaviza utilizando el filtro Savitzky-Golay para reducir el ruido y mejorar la precisión de los cálculos posteriores. La función verifica que cada segmento cumpla con criterios específicos, como longitud mínima, rango de voltaje y suficientes datos negativos y positivos. Los segmentos que no cumplen estos criterios se descartan, asegurando que solo se analicen datos válidos y fiables.

Función de Comparación de Métodos de Cálculo del Voltaje del Plasma (Comparacion_Vp)

La función Comparacion_Vp permite comparar los valores del voltaje del plasma (V_p) calculados mediante diferentes métodos: segunda derivada, intersección de rectas y método teórico. La función toma tres listas de valores de V_p obtenidos por estos métodos y los imprime, proporcionando una forma clara de evaluar la consistencia y precisión de cada técnica. Esta comparación es crucial para validar los resultados del análisis y seleccionar el método más adecuado para el estudio de los parámetros del plasma.

■ Funciones de Exportación de Resultados (Exportar_Resultados_CSV, Graf_Iis_Vf_to_XLSX, Exportar_Excel, list_to_csv)

El script también incluye funciones para exportar los resultados del análisis en diferentes formatos. La función Exportar_Resultados_CSV guarda los resultados en un archivo CSV, permitiendo un fácil acceso y manipulación de los datos. La función Exportar_Excel escribe los DataFrames segmentados en un archivo Excel, con cada segmento en una hoja separada,

facilitando la organización y revisión de los datos. $Graf_Iis_Vf_to_XLSX$ crea un archivo Excel con los valores de voltaje flotante (V_f) y el tiempo acumulado para cada segmento, proporcionando una herramienta útil para el análisis temporal. Luego, $list_to_csv$ permite exportar cualquier lista de datos a un archivo CSV, ofreciendo flexibilidad en la forma de almacenar y compartir los resultados del análisis.

graf.py

El script graf.py contiene varias funciones diseñadas para graficar datos y parámetros calculados a partir de las mediciones obtenidas mediante una sonda de Langmuir en el dispositivo SCR-1. Las funciones principales, como GrafDatos, Tiempos, Promediar_Archivos, Graf_Promedios, y Graf_Iis_Vf, permiten visualizar cómo varían diferentes parámetros a lo largo del tiempo o en función de otros parámetros. Los datos de entrada para estas funciones son los resultados del análisis de voltaje y corriente previamente procesados y almacenados en DataFrames. Estos datos incluyen valores de voltaje, corriente, y tiempo, que se utilizan para crear gráficos detallados que muestran el comportamiento del plasma durante los experimentos.

La función GrafDatos es responsable de generar gráficos de las variables de interés a partir del DataFrame completo y de los segmentos individuales definidos durante el preprocesado. Esta función permite visualizar tanto la serie temporal completa de datos como los segmentos específicos, proporcionando una representación clara de cómo varían los parámetros a lo largo del tiempo y en diferentes condiciones experimentales. Por otro lado, la función Tiempos calcula y devuelve una lista con los tiempos iniciales de cada segmento de datos, lo cual es esencial para analizar el comportamiento temporal de los parámetros del plasma. Estas listas de tiempos se utilizan posteriormente para graficar y comparar diferentes segmentos, permitiendo un análisis temporal coherente y detallado.

Además, el script incluye funciones para calcular y graficar promedios de diferentes parámetros a partir de múltiples archivos de datos. La función Promediar_Archivos lee varios archivos CSV, extrae y promedia los valores de diferentes parámetros, mientras que $Graf_Promedios$ toma estos promedios y los grafica en función del tiempo. La función $Graf_Iis_Vf$ crea gráficos específicos de la corriente de saturación iónica (I_{is}) y el voltaje flotante (V_f) en función del tiempo, proporcionando una visión detallada de estos

parámetros críticos. Adicionalmente, las funciones Promedios_Temporales_Entre_Archivos y Graf_Promedios_Temporales_Entre_Archivos se centran en calcular y graficar los promedios temporales de los parámetros entre diferentes archivos de datos, mientras que Promedios_Espaciales_Entre_Archivos y Graf_Promedios_Espaciales_Entre_Archivos calculan y grafican los promedios espaciales de los parámetros, permitiendo analizar cómo varían estos parámetros en diferentes posiciones espaciales o tiempos específicos. Estas funciones son vitales para un análisis exhaustivo y comparativo de los datos obtenidos de los experimentos de plasma, facilitando la interpretación y validación de los resultados.

AnalisisSondaLangmuir.ipynb

El notebook Analisis Sonda Langmuir. ipynb es una herramienta de análisis computacional diseñada para analizar los datos experimentales obtenidos mediante una sonda de Langmuir en un plasma. El análisis incluye el procesamiento de los datos para calcular parámetros críticos del plasma como el voltaje flotante (V_f) , la corriente de saturación iónica (I_{is}) , el voltaje del plasma (V_p) , la temperatura electrónica (T_{eV}) , la corriente de saturación electrónica (I_{es}) y la densidad electrónica (n_e) . Los resultados se agrupan y promedian para analizar cómo varían estos parámetros a lo largo del espacio.

El proceso comienza cargando las librerías y funciones necesarias para el análisis, incluidas pandas, numpy, matplotlib, scipy y las funciones definidas en los scripts fileio.py, calculo.py y graf.py. La frecuencia de muestreo de los datos se define y se crea una lista de archivos que contienen los datos experimentales. Cada archivo se procesa utilizando la función PreProcesado2(), que segmenta los datos y aplica un filtro de suavizado. Los DataFrames resultantes y los segmentos de datos se almacenan en listas para su posterior análisis.

Para cada segmento de datos, se calculan varios parámetros clave. La función $Calc_Vf()$ se utiliza para calcular el voltaje flotante (V_f) identificando el voltaje donde la corriente es más cercana a cero. Luego, la función $Calc_Iis()$ estima la corriente de saturación iónica (I_{is}) utilizando un modelo de regresión lineal sobre los valores de voltaje negativo. La función $Calc_Vp_SD()$ calcula el voltaje del plasma (V_p) utilizando la segunda derivada de la curva I-V, identificando el punto donde la segunda derivada es cero. Finalmente, $Calc_TeV_Ies_ne()$ calcula la temperatura electrónica (T_{eV}) , la corriente de saturación electrónica (I_{es}) y la

densidad electrónica (n_e) para cada segmento.

Los resultados obtenidos se agrupan por posiciones específicas y se calculan los promedios de los valores medidos. Estos promedios se grafican en función de las posiciones para analizar cómo varían los parámetros del plasma a lo largo del espacio. El código utiliza polinomios de segundo grado para ajustar los datos y calcular la derivada de estos ajustes para obtener el campo eléctrico a partir del potencial del plasma. Las gráficas resultantes muestran la relación entre la temperatura electrónica, la corriente electrónica, la densidad electrónica y el potencial del plasma con la posición espacial, facilitando la interpretación y el análisis de los resultados experimentales.

Resultados

Curvas Corriente versus Voltaje

Utilizando el programa AnalisisSondaLangmuir, se tomaron los datos recolectados y se obtuvieron las siguientes curvas I-V para siete posiciones radiales diferentes, como se describe en la sección 3.4.2. En estas curvas se puede apreciar que, en su mayoría, describen el comportamiento esperado del plasma. Estos gráficos son el punto de partida para el procesamiento de los datos, con el objetivo de obtener los diversos parámetros a medir.

En las siguientes figuras se presentan las curvas obtenidas, donde la región de interés se encuentra entre un voltaje de 0 V a 25 V, es decir, la región que se puede modelar de forma lineal. Para cada posición radial se tomaron tres conjuntos de datos, y para cada conjunto se realizaron cuatro barridos de mediciones de corriente y voltaje. Esto resultó en un total de 12 barridos por posición, los cuales se utilizaron para generar las curvas mostradas.

Es importante notar que para puntos cercanos al núcleo del plasma, el comportamiento de las curvas tiende a perder claridad. Esta pérdida de definición podría estar asociada a la mayor densidad del plasma en esa región, lo que afecta la precisión de las mediciones. En estos casos, se requiere un análisis más detallado para entender las variaciones observadas y ajustar los modelos de análisis en consecuencia.

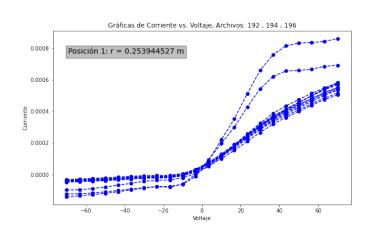


Figura 4.1: Curva IV para la posición radial 1. Elaboración propia.

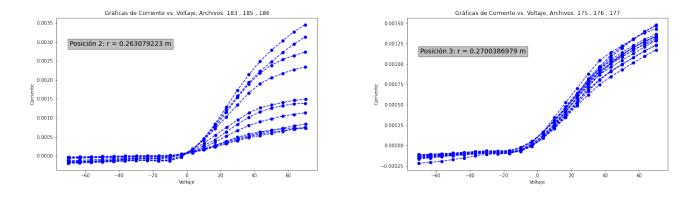


Figura 4.2: Curva IV para la posición radial 2 y 3. Elaboración propia.

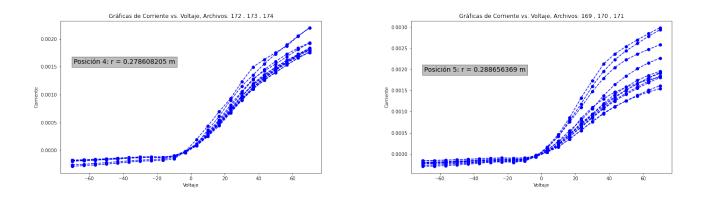


Figura 4.3: Curva IV para la posición radial 4 y 5. Elaboración propia.

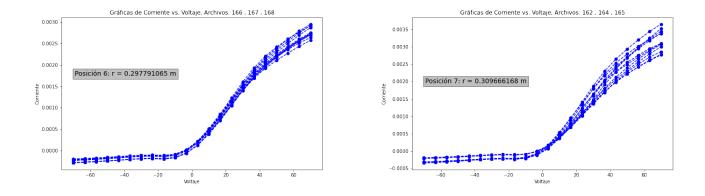


Figura 4.4: Curva IV para la posición radial 6 y 7. Elaboración propia.

Corrientes de Saturación

Se calcularon los valores de las corrientes de saturación iónica y electrónica, utilizando el cálculo planteado en el código, en las figuras se muestran el mapeo de estos valores obtenidos en cada punto de medición con la sonda.

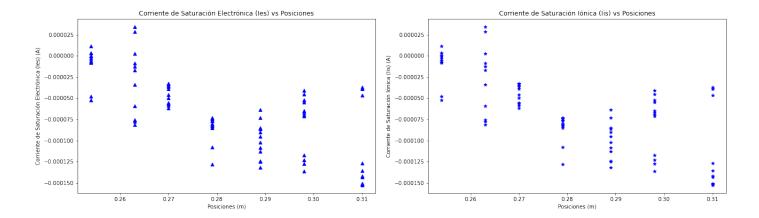


Figura 4.5: Valores de corriente de saturación iónica y electrónica para diferentes puntos radiales en el SCR-1. Elaboración propia.

Para calcular la corriente de saturación iónica (Iis) se utilizó un método basado en regresión lineal. Primero se filtran los valores negativos de voltaje y corriente, bajo la suposición de que la corriente iónica solo se extraerá con un voltaje negativo. Luego, se aplica un modelo de regresión lineal a los datos segmentados, identificando el voltaje de corte que define el inicio de la región de saturación iónica. La corriente de saturación iónica se obtiene como la intersección de la recta de regresión con el eje de voltaje cero, garantizando así una estimación precisa del valor de Iis.

Por otro lado, la corriente de saturación electrónica (Ies) se determina utilizando el método de la segunda derivada. Este método implica derivar numéricamente la curva de corriente con respecto al voltaje y graficar la segunda derivada. El voltaje en el cual la segunda derivada es cero indica un cambio en la concavidad de la curva I-V, lo que corresponde al voltaje del plasma (Vp). Una vez identificado Vp, se calcula Ies a partir del segmento de datos correspondiente.

El artículo de (Bhuva et al., 2019) proporciona un contexto crucial al comparar nuestros resultados con los esperados en condiciones magnetizadas. En su estudio, Bhuva encontró que la razón de las corrientes de saturación electrónica e iónica (I_{es}/I_{is}) tiende a ser una constante

de aproximadamente 180 en un plasma de argón. Sin embargo, nuestros resultados muestran una media de esta razón de 20.94, con una desviación estándar de 21.93. Esta discrepancia significativa podría estar asociada a varias razones inherentes a las diferencias experimentales. (Fig. 4.6)

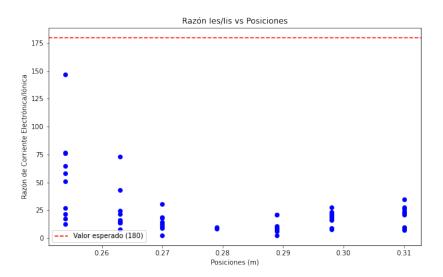


Figura 4.6: Medición de la razón I_{es}/I_{is} para los diferentes puntos radiales medidos. Elaboración propia.

En primer lugar, la presencia de un campo magnético puede alterar considerablemente la movilidad de los electrones, como lo menciona Bhuva. La reducción en la movilidad de los electrones debido al campo magnético podría resultar en una menor corriente de saturación electrónica medida. Esto se refleja en los valores observados en nuestros experimentos, donde la razón I_{es}/I_{is} es mucho menor que la reportada por Bhuva. Además, Bhuva también menciona que la configuración de descarga y la referencia de la sonda a tierra afectan significativamente las mediciones de corriente. En configuraciones donde existe una impedancia finita entre el plasma a granel y la referencia de la sonda, como en nuestros experimentos, se puede limitar la corriente de retorno de la sonda, resultando en menores valores de corriente de saturación electrónica.

Para abordar estas diferencias, es esencial considerar las correcciones propuestas por Bhuva. Una de las correcciones clave es el factor de corrección magnética β , que ajusta la corriente de saturación electrónica para tener en cuenta la influencia del campo magnético.

Aplicar este factor de corrección a nuestras mediciones podría ayudar a acercar nuestros resultados a los valores teóricos y experimentales reportados en la literatura. Además, evaluar la distribución de la temperatura electrónica efectiva T_{eff} y la densidad electrónica en función de las dos poblaciones electrónicas (caliente y a granel) podría proporcionar una comprensión más detallada de las discrepancias observadas.

Temperatura Electrónica

La temperatura electrónica (T_e) se calculó utilizando la regresión lineal del logaritmo de la corriente electrónica contra el potencial, según la ecuación $\ln(I_e) = -\frac{e(\phi_f - \phi_p)}{T_e}$. Los resultados muestran una tendencia de la temperatura electrónica que aumenta conforme se aproxima al núcleo del plasma, alcanzando valores máximos en el centro del plasma debido a un mejor confinamiento y al calentamiento centrado en el eje. Esta tendencia coincide con lo esperado para un perfil de temperatura exponencial, como se observa en la literatura.

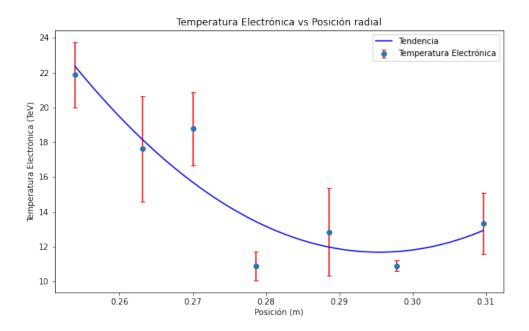


Figura 4.7: Perfil de Temperatura electrónica versus posiciones radiales medidos para el plasma ECRH del SCR-1. Elaboración propia.

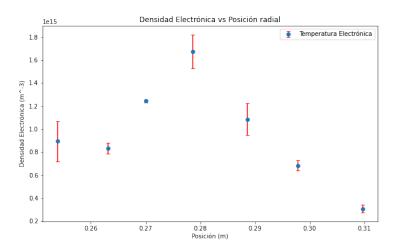
Densidad Electrónica

La densidad electrónica (n_e) se determinó a partir de la corriente de saturación electrónica y la temperatura electrónica utilizando la ecuación

$$n_e = \frac{I_{se}}{A_s e \left(\frac{T_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2}} \tag{4.1}$$

En este estudio, se han obtenido valores detallados de la densidad electrónica (n_e) en diferentes posiciones radiales del plasma en el SCR-1. Los datos muestran que la densidad electrónica varía significativamente a lo largo del radio del plasma, con un valor mínimo en la posición más externa y un valor máximo en una posición más interna. Esta variación sugiere que la densidad electrónica tiende a aumentar hacia el centro del plasma, alcanzando un pico antes de disminuir nuevamente. Los perfiles de densidad electrónica muestran un aumento cerca del núcleo del plasma, donde se alcanza una densidad más alta debido a la ionización eficiente. Sin embargo, a medida que nos alejamos del núcleo, la densidad se estabiliza y luego decae ligeramente, lo que sugiere una difusión de partículas hacia las regiones menos confinadas del plasma. (Ver Fig.4.8)

Figura 4.8: Perfil de Densidad electrónica versus posiciones radiales medidos para el plasma ECRH del SCR-1. Elaboración propia.



Comparando estos resultados con los planteamientos de (Solano, 2024), se observan diferencias notables. Solano aplicó una corrección específica en sus mediciones de densidad electrónica, resultando en valores más altos comparados con los obtenidos en este estudio. La corrección aplicada por Solano está basada en la consideración de que el área de saturación en sus mediciones podría estar sobreestimada, llevando a una densidad más baja en nuestros resultados cuando se utiliza un área más precisa.

Además, se observa una discrepancia en la razón entre la corriente de saturación electrónica y la iónica (I_{es}/I_{is}) , que en nuestros resultados es significativamente menor que la constante reportada por Bhuva para plasmas de argón. Esta diferencia puede ser atribuida a varios factores experimentales. La presencia de un campo magnético en el SCR-1 podría reducir la movilidad de los electrones, resultando en una menor corriente de saturación electrónica medida. Además, la configuración experimental, donde existe una impedancia finita entre el plasma y la referencia de la sonda, podría limitar la corriente de retorno de la sonda, afectando así las mediciones de I_{es} , de las cuales depende el valor de la densidad electrónica, como se ve en la ecuación (4.1).

Estas diferencias sugieren que las condiciones experimentales y las metodologías de corrección son cruciales para obtener estimaciones precisas de la densidad electrónica en plasmas confinados magnéticamente. La consideración de factores como el factor de corrección magnética β , propuesto por Bhuva, y la evaluación de la temperatura electrónica efectiva (T_{eff}) y la densidad electrónica en función de las poblaciones electrónicas, podrían ayudar a mejorar la precisión de nuestras mediciones y acercarlas a los valores teóricos y experimentales reportados.

Potencial del Plasma

El potencial del plasma (ϕ_p) se calculó utilizando el método de la segunda derivada de la curva característica I-V. Los resultados indican un potencial que aumenta hacia el centro del plasma y se reduce hacia los bordes, siguiendo un perfil esperable para plasmas magnetizados en dispositivos de confinamiento como el SCR-1. Este perfil se utilizó para calcular el campo eléctrico (E), que es la derivada del potencial del plasma, mostrando un campo eléctrico significativo en las regiones de transición entre el núcleo y el borde del plasma.

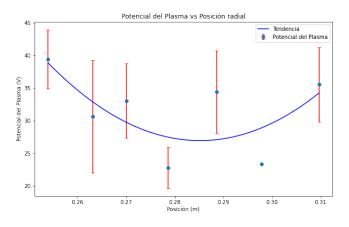


Figura 4.9: Perfil de Potencial del Plasma versus posiciones radiales medidos para el plasma ECRH del SCR-1. Elaboración propia.

En la Tabla 4-1 se observan los valores promedio de la temperatura electrónica (T_eV) y sus desviaciones estándar para distintas posiciones radiales dentro del plasma. Los resultados muestran que la temperatura electrónica varía significativamente con la posición, alcanzando un valor máximo promedio de 21.88 eV en la posición 0.2539 m y un valor mínimo promedio de 10.89 eV en la posición 0.2786 m. Las desviaciones estándar de T_eV son considerablemente altas en algunas posiciones, como en 0.2631 m con 9.5773 eV y en 0.2887 m con 8.7463 eV, indicando una alta variabilidad en los datos medidos. Este comportamiento puede ser atribuido a fluctuaciones en el plasma o a la precisión de las mediciones realizadas.

| Posición | <tev></tev> | $\Delta { m TeV}$ | <ies></ies> | $\Delta \mathrm{Ies}$ | <ne></ne> | $\Delta \mathrm{ne}$ | <vp></vp> | ΔVp |
|----------|-------------|-------------------|-------------|-----------------------|----------------|----------------------|-----------|-------------|
| 0.2539 | 21.8800 | 1.8732 | 0.000403 | 0.000057 | 8.946999e + 14 | 1.744169e + 14 | 39.4369 | 4.5290 |
| 0.2631 | 17.6139 | 3.0286 | 0.000990 | 0.000225 | 8.338969e+14 | 4.620827e + 13 | 30.6558 | 8.6263 |
| 0.2700 | 18.7784 | 2.0938 | 0.000739 | 0.000106 | 1.243333e+15 | 1.228135e+13 | 33.0677 | 5.7297 |
| 0.2786 | 10.8905 | 0.8468 | 0.000712 | 0.000093 | 1.673709e + 15 | 1.482702e + 14 | 22.7701 | 3.1204 |
| 0.2887 | 12.8459 | 2.5248 | 0.001132 | 0.000251 | 1.084903e + 15 | 1.380781e + 14 | 34.4385 | 6.3210 |
| 0.2978 | 10.9024 | 0.2900 | 0.001122 | 0.000017 | 6.832159e + 14 | 4.388917e + 13 | 23.3300 | 0.0011 |
| 0.3097 | 13.3417 | 1.7418 | 0.001726 | 0.000268 | 3.077037e + 14 | 3.416433e+13 | 35.5481 | 5.6760 |

Tabla 4-1: Resultados promedios para los parámetros del plasma junto con sus desviaciones estándar obtenidas del procesamiento de datos mediante el notebook de *JupyterNotebooks*. Fuente: Elaboración Propia

La mayor incertidumbre observada en las mediciones de temperatura electrónica y densidad electrónica sugiere la necesidad de realizar un mayor número de mediciones para mejorar la precisión de los resultados. Además, la implementación de técnicas de filtrado de datos y la optimización de los algoritmos de procesamiento pueden contribuir a reducir las desviaciones estándar y mejorar la calidad de las mediciones.

~

Conclusiones

Los resultados del análisis de parámetros del plasma en el SCR-1, utilizando la sonda de Langmuir y el procesamiento de datos con Python, muestran comportamientos esperados para la temperatura y densidad electrónicas, así como para el potencial del plasma. Estos resultados son consistentes con perfiles teóricos y empíricos observados en la literatura, proporcionando una validación adicional de la metodología y las herramientas utilizadas en este estudio.

El uso de la sonda de Langmuir permitió obtener mediciones detalladas de los parámetros del plasma, lo cual es crucial para comprender la dinámica y las características de los plasmas confinados en stellarators. Los datos obtenidos mostraron que tanto la temperatura electrónica como la densidad electrónica presentan variaciones radiales que siguen las tendencias teóricas, confirmando la efectividad del equipo de medición y el procesamiento de datos empleados.

Las desviaciones estándar obtenidas para los parámetros medidos indican una considerable variabilidad en los datos. Esta alta variabilidad puede ser atribuida a varios factores, incluyendo la precisión del equipo de medición, las condiciones fluctuantes del plasma y posibles errores sistemáticos durante el proceso experimental. La presencia de esta variabilidad subraya la necesidad de realizar múltiples mediciones y de mejorar continuamente las técnicas de medición y análisis de datos.

Comparando los resultados obtenidos con los planteamientos de (Solano, 2024), se observan diferencias notables en la densidad electrónica. Solano aplicó una corrección específica en sus mediciones de densidad electrónica, resultando en valores más altos comparados con los obtenidos en este estudio. La corrección aplicada por Solano está basada en la consideración de que el área de saturación en sus mediciones podría estar sobreestimada, llevando a una densidad

más baja en nuestros resultados cuando se utiliza un área más precisa. Esta sobreestimación del área de saturación en los cálculos de Solano destaca la importancia de ajustar adecuadamente las áreas de medición para obtener resultados más precisos y comparables.

Además, se observa una discrepancia en la razón entre la corriente de saturación electrónica y la iónica (I_{es}/I_{is}) , que en nuestros resultados es significativamente menor que la constante reportada por (Bhuva et al., 2019) para plasmas de argón. La presencia de un campo magnético en el SCR-1 podría reducir la movilidad de los electrones, resultando en una menor corriente de saturación electrónica medida. Además, la configuración experimental, donde existe una impedancia finita entre el plasma y la referencia de la sonda, podría limitar la corriente de retorno de la sonda, afectando así las mediciones de I_{es} .

Estas diferencias sugieren que las condiciones experimentales y las metodologías de corrección son cruciales para obtener estimaciones precisas de la densidad electrónica en plasmas confinados magnéticamente. La consideración de factores como el factor de corrección magnética β , propuesto por Bhuva, y la evaluación de la temperatura electrónica efectiva (T_{eff}) y la densidad electrónica en función de las poblaciones electrónicas, podrían ayudar a mejorar la precisión de nuestras mediciones y acercarlas a los valores teóricos y experimentales reportados.

Los resultados obtenidos no solo validan la eficacia de la sonda de Langmuir y el procesamiento de datos con Python en la medición de parámetros de plasma en el stellarator SCR-1, sino que también resaltan la importancia de considerar las variabilidades y limitaciones inherentes a los experimentos con plasmas. Estos hallazgos proporcionan una base sólida para futuros estudios y mejoras en las técnicas de medición y análisis en el campo de la física de plasmas, contribuyendo al avance del conocimiento y al desarrollo de tecnologías de confinamiento y manipulación de plasmas.

La mayor incertidumbre observada en las mediciones de temperatura electrónica y densidad electrónica sugiere la necesidad de realizar un mayor número de mediciones para mejorar la precisión de los resultados. Además, la implementación de técnicas de filtrado de datos y la optimización de los algoritmos de procesamiento pueden contribuir a reducir las desviaciones estándar y mejorar la calidad de las mediciones. La metodología empleada en este estudio, combinada con las mejoras sugeridas, promete avanzar en la comprensión y el control de los plasmas en dispositivos de confinamiento magnético como el stellarator SCR-1.

Bibliografía

- Asenjo, J., Vargas, V. I., and Mora, J. (2018). Control and data acquisition system for scr-1 stellarator. Fusion Engineering and Design, 129:263–268.
- Bhuva, M., Karkari, S., and Kumar, S. (2019). Understanding langmuir probe characteristics of a magnetized plasma column in partial contact with grounded probe reference. Technical report, Institute for Plasma Research, HBNI, Bhat Village, Gandhinagar, Gujarat, India. Published by IOP Publishing for Sissa Medialab.
- Bigot, B. (2017). Iter: The giant step towards fusion energy. Nature Physics, 13(6):1-4.
- Bilato, R. and Kleiber, R., editors (2012). *IPP Summer University for Plasma Physics*. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany.
- Bozhenkov, S., Geiger, J., Grahl, M., Kißlinger, J., Werner, A., and Wolf, R. (2013). Service oriented architecture for scientific analysis at w7-x. an example of a field line tracer. Fusion Engineering and Design, 88(11):2997–3006.
- Chen, F. F. (2003). Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics. Electrical Department, University of California, Los Angeles.
- Chen, F. F. (2016). In *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer International Publishing Switzerland.

- Chen, F. F. and Chang, J. P. (2003). Lecture Notes on Principles of Plasma Processing. Springer New York, NY.
- Conde, L. (2011). An introduction to langmuir probe diagnostics of plasmas. Departamento de Física Aplicada, Universidad Politécnica de Madrid.
- Coto-Vílchez, F., Vargas, V. I., Solano-Piedra, R., Rojas-Quesada, M. A., Araya-Solano, L. A., Ramírez, A. A., Hernández-Cisneros, M., Pérez-Hidalgo, J. E., Köhn-Seemann, A., Cerdas, F., and et al. (2020). Progress on the small modular stellarator scr-1: new diagnostics and heating scenarios. *Journal of Plasma Physics*, 86(4):815860401.
- Goldston, R. J. and Rutherford, P. H. (1995). *Introduction to Plasma Physics*. Taylor & Francis, Inc., New York.
- Grenfell, G., van Milligen, B. P., Losada, U., Ting, W., Liu, B., Silva, C., Spolaore, M., Hidalgo, C., and Team, T.-I. (2019). Measurement and control of turbulence spreading in the scrape-off layer of TJ-II stellarator. NUCLEAR FUSION, 59(1).
- Helander, P. (2014). Theory of plasma confinement in non-axisymmetric magnetic fields. Reports on Progress in Physics, 77(8):087001.
- Hidalgo, C. and colaboradores (2020). Turbulence and transport in fusion plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 62(1):014021.
- Hidalgo, C., Talmadge, J., and Ramisch, M. (2016). Advancing the understanding of plasma transport in mid-size stellarators. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 59(1).
- Howl, R. A. (2013). In *Plasma Physics: Confinement, Transport, and Collective Effects*. Springer Science & Business Media.
- Hutchinson, I. H. (2017). Principles of Plasma Diagnostics. Cambridge University Press.
- Inan, U. and Golkowski, M. (2011). In *Principles of plasma physics for engineers and scientists*. Cambridge University Press.
- International Atomic Energy Agency (2021). Fusion Device Information System FusDIS. Accessed: 2024-07-25.

- ITER Organization (2023). Iter the way to new energy. Accessed: 2023-07-30.
- Jiménez, D., Campos-Duarte, L., Solano-Piedra, R., Araya-Solano, L. A., Meneses, E., and Vargas, I. (2020). Bs-solctra: Towards a parallel magnetic plasma confinement simulation framework for modular stellarator devices. In Crespo-Mariño, J. L. and Meneses-Rojas, E., editors, High Performance Computing, pages 33–48, Cham. Springer International Publishing.
- Köhn, A., Birkenmeier, G., Chusov, A., Diez, P., Feuer, A., Höfel, U., Höhnle, H., Holzhauer, E., Kasparek, W., Merli, S., Ramisch, M., Seifert, J., Wolf, S., and Stroth, U. (2013). Schemes of microwave heating of overdense plasmas in the stellarator tj-k. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 55(1):014010.
- Kubo, S., Shimozuma, T., Yoshimura, Y., Notake, T., Idei, H., Inagaki, S., Yokoyama, M.,
 Ohkubo, K., Kumazawa, R., Nakamura, Y., Saito, K., Seki, T., Mutoh, T., Watari, T.,
 Narihara, K., Yamada, I., Ida, K., Takeiri, Y., Funaba, H., Ohyabu, N., Kawahata, K.,
 Kaneko, O., Yamada, H., Itoh, K., Ashikawa, N., Emoto, M., Goto, M., Hamada, Y., Ido, T.,
 Ikeda, K., Isobe, M., Khlopenkov, K., Kobuchi, T., Masuzaki, S., Minami, T., Miyazawa, J.,
 Morisaki, T., Morita, S., Murakami, S., Muto, S., and K. (2005). Extension and characteristics
 of an ecrh plasma in lhd. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(5 A):A81–A90.
- Lechte, C., Stöber, J., and Stroth, U. (2002). Plasma parameter limits of magnetically confined low temperature plasmas from a combined particle and power balance. *Physics of Plasmas*, 9:2839–2846.
- Mora, J., Vargas, V. I., Otarola, C., Piedra, C., Jimenez, W., Esquivel, L., Esquivel, R., Sanchez, K., Gonzalez, J., Asenjo, J., and Fonseca, L. (2015). Engineering of the stellarator of costa rica: Scr-1. *Journal of Physics: Conference Series*, 591(1):012017.
- Mora-Meléndez, J., Vargas-Blanco, I., Barillas-Mora, L., Sanchez-Castro, J., Villalobos, E., Coto-Vílchez, F., Carmona, A., Morales Hidalgo, D., Madrigal Boza, G., Fernández Vega, J., et al. (2018). First results of the stellarator of costa rica 1 (scr-1). Technical report.

- Ongena, J. and Van Oost, G. (2000). Energy for future centuries. will fusion be an inexhaustible, safe and clean energy source? *Fusion Technology*, 37.
- Solano, R. (2024). Simulación de escenarios de calentamiento por microondas para conocer las condiciones de la propagación de ondas de bernstein electrónicas en el plasma del stellarator scr-1. Master's thesis, Instituto Tecnológico de Costa Rica, Costa Rica. Trabajo de tesis.
- Solano Piedra, R., Köhn-Seemann, A., Vargas-Blanco, I., Meneses, E., Jiménez, D., Garro-Vargas, A., Zamora, E., Chavarría, L., Coto-Vílchez, F., Araya, L., Rojas-Quesada, M., López-Rodríguez, D., Sánchez-Castro, J., Asenjo, J., and Mora, J. (2018). Full-wave simulation of mode-converted electron bernstein waves at very low magnetic field in the scr-1 stellarator.
- Solano-Piedra, R., Vargas, V., Köhn, A., Coto-Vílchez, F., Sanchez-Castro, J., López-Rodríguez,
 D., Rojas-Quesada, M., Mora, J., and Asenjo, J. (2017). Overview of the scr-1 stellarator.
 In 23rd IAEA Technical Meeting on the Research Using Small Fusion Devices (23rd TM RUSFD), Santiago, Chile.
- Spitzer, L. (1958). The stellarator concept. Physics of Fluids, 1(4):253–264.
- Stix, T. H. (2018). Plasma Physics: An Introduction. Cambridge University Press.
- Stroth, U. (1998). Turbulence in the plasma core. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 40(1):9.
- Vargas, V., Mora, J., Otárola, C., Zamora, E., Asenjo, J., Mora, A., and Villalobos, E. (2015).
 Implementation of stellarator of costa rica 1 scr-1. In 2015 IEEE 26th Symposium on Fusion Engineering (SOFE), pages 1–6. IEEE.
- Wakatani, M. (1998). Stellarator and heliotron devices, volume 95. Oxford University Press, USA.
- Yang, H.-S. and Beyer, J. (1985). *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 33(1):26–32.

A

Anexo:

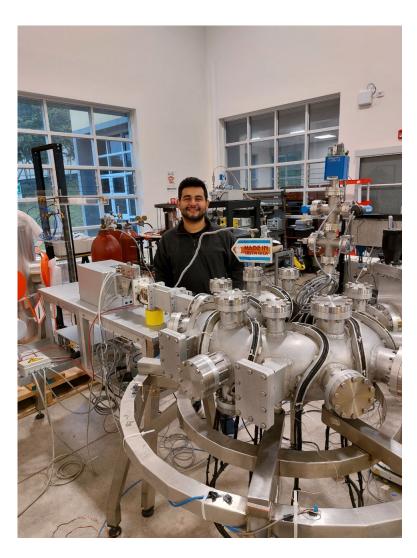
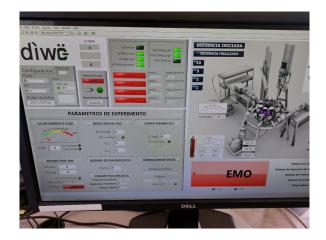


Figura A.1: Visita en las instalaciones del Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones, en el TEC, Cartago, Costa Rica.



(a) Panel de control para la inyección del gas y el control de los parámetros iniciales de la descarga.



(b) Panel de control de calentamiento y sistema de vacío de la descarga.



Figura A.3: Equipo NI PXIe-1082, Tomada por J.D. Sánchez, para trabajo del curso IF-4703, I semetre TEC 2024.