

UNIVERSIDAD DE COSTA RICA
SISTEMA DE ESTUDIOS DE POSGRADO

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

Tesis sometida a la consideración de la Comisión del Programa de
Estudios de Posgrado en Física para optar al grado y título de
Maestría Académica en Física

RICARDO ADOLFO SOLANO PIEDRA

Ciudad Universitaria Rodrigo Facio, Costa Rica

2024

DEDICATORIA

A las personas valientes que con su esfuerzo y dedicación forjan un camino hacia un futuro de energía pura y sostenible. Que la búsqueda incansable de la fusión nuclear nos lleve a descubrir nuevos senderos de sabiduría y prosperidad para todas las personas.

AGRADECIMIENTO

A mi amada familia, apoyo ha sido importante durante este viaje académico. Su amor y aliento han sido mi mayor fortaleza.

A mi querida Gloriana, mi inspiración, gracias por tu guía, ayuda y apoyo emocional en cada paso del camino. Eres mi luz en los momentos oscuros. Además, agradezco su orientación y ayuda en el manejo de planos y figuras de este trabajo.

Al profesor director de esta tesis, Iván Vargas Blanco, quiero expresar mi sincero agradecimiento por su continua disponibilidad, apertura para realizar este trabajo asociado al laboratorio de plasmas y valiosa orientación en el campo de la física de plasmas. Su constante motivación y guía han desempeñado un papel fundamental en mi desarrollo académico y profesional. Al profesor Luis Araya Solano, por sus recomendaciones, retroalimentación y generosidad al compartir ideas académicas. Su sabiduría y experiencia han enriquecido enormemente mi trabajo. Al profesor Federico Muñoz Rojas, a quien agradezco su colaboración y apoyo en la utilización de recursos computacionales de alto rendimiento, así como por compartir sus valiosos conocimientos y promover valores fundamentales como el trabajo arduo, durante mis estudios de pregrado en física. A las personas docentes Álvaro Amador Jara, Esteban Pérez Hidalgo, Miguel Rojas Quesada y Laura Rojas Rojas de la Escuela de Física del Tecnológico de Costa Rica, por sus valiosas recomendaciones, sugerencias y oportunidades de mejora.

Al ingeniero físico Allan González Villalobos y al estudiante de Ingeniería Física Fabricio Coto Vilchez, por su colaboración en el trabajo de laboratorio, su participación activa en discusiones técnicas y su valioso aporte en la operación del stellarator SCR-1.

A todas estas personas, mi más sincero agradecimiento por formar parte de este camino lleno de aprendizaje y crecimiento. Sin su apoyo y orientación, este logro no habría sido posible.

“Esta tesis fue aceptada por la Comisión del Programa de Estudios de Posgrado en Física de la Universidad de Costa Rica, como requisito parcial para optar al grado y título de Maestría Académica en Física.”

Francisco Frutos A

Dr. Francisco Frutos Alfaro
**Representante de la Decana
Sistema de Estudios de Posgrado**

[Signature]

Dr. Iván Vargas Blanco
Director de Tesis

Alonso Araya
M.Sc. Luis Alonso Araya Solano
Asesor

Federico Muñoz R.

Dr. Federico Muñoz Rojas
Asesor

[Signature]

Dr. Jorge Gutiérrez Camacho
**Director
Programa de Posgrado en Física**

[Signature]

Ricardo Adolfo Solano Piedra
Sustentante

TABLA DE CONTENIDO

DEDICATORIA	ii
AGRADECIMIENTO.	iii
HOJA APROBACIÓN	iv
TABLA DE CONTENIDO.	v
RESUMEN EN ESPAÑOL	ix
ABSTRACT	x
LISTA DE TABLAS	xi
LISTA DE FIGURAS.	xiii
LISTA DE ACRÓNIMOS	xix
LISTA DE SÍMBOLOS	xx
CAPÍTULO I. INTRODUCCIÓN	1
1.1 Motivación de la fusión termonuclear controlada	1
1.2 Dispositivos de confinamiento magnético	2
1.3 Justificación	3
1.4 Objetivos	5
1.5 Estructura	6
CAPÍTULO II. PLASMA	7
2.1 Parámetros del plasma	7
2.1.1 Acople del medio	7
2.1.2 Longitud de Debye	8
2.1.3 Frecuencia del plasma	9

2.2	Definición del plasma	9
2.2.1	Clasificación de los plasmas	10
2.3	Dinámica del plasma	11
2.3.1	Modelo de partícula	12
2.3.2	Modelo de fluido	14
2.3.3	Colisiones de partículas en el plasma	22
CAPÍTULO III. STELLARATOR		25
3.1	Campo magnético confinante	26
3.1.1	Formación de superficies de flujo magnético	26
3.1.2	Parámetros del campo magnético confinante	27
3.2	Concepto de stellarator	29
3.3	Clasificación de Stellarators según su configuración magnética	30
3.3.1	Clásico	30
3.3.2	Torsatrón (Heliotrón)	30
3.3.3	Heliac	31
3.3.4	Modular	31
3.4	Equilibrio MHD en stellarators	31
3.4.1	Sistemas de coordenadas relevantes	32
3.4.2	Soluciones al equilibrio MHD sin simetría axial	34
3.5	Parámetro beta en un stellarator	38
3.6	Temperatura electrónica y densidad electrónica máxima para un stellarator	39
CAPÍTULO IV. PROPAGACIÓN DE ONDAS EN PLASMA		41
4.1	Producción de plasmas a partir de ondas electromagnéticas de alta frecuencia	41
4.2	Ondas en un plasma frío magnetizado	42
4.2.1	Modo ordinario	46
4.2.2	Modo extraordinario	46
4.3	Calentamiento electrónico ciclotrónico en modo ordinario	48
4.4	Ondas de Bernstein electrónicas	49
4.4.1	Conversión O-X-B	51

CAPÍTULO V. STELLARATOR DE COSTA RICA 1	58
5.1 Reseña	58
5.2 Sistemas periféricos del Stellarator de Costa Rica 1	58
5.2.1 Sistema de vacío	59
5.2.2 Sistema de potencia	60
5.2.3 Sistema de inyección de gas	60
5.2.4 Sistema de calentamiento ECR	60
5.2.5 Sistema de control y adquisición de datos	62
5.3 Infraestructura computacional de SCR-1	62
5.3.1 BS-SOLCTRA	62
5.4 Diagnóstico del plasma del SCR-1	65
5.4.1 Sonda simple de Langmuir	65
5.4.2 Composición de la sonda de Langmuir del SCR-1	68
5.5 Perfiles radiales de temperatura electrónica y densidad electrónica con mediciones de sonda simple de Langmuir	71
5.5.1 Estimación de la densidad electrónica límite para el stellarator SCR-1	71
5.5.2 Proceso de descarga de plasma del SCR-1	71
5.5.3 Proceso de medición con la sonda simple de Langmuir	73
5.6 Cálculos de equilibrio MHD para el SCR-1	82
5.6.1 Parámetros de entrada para VMEC	82
5.6.2 Parámetros del equilibrio y estabilidad MHD	83
 CAPÍTULO VI. ESCENARIOS DE CALENTAMIENTO PARA SCR-1	 89
6.1 IPF-FMDC	89
6.1.1 Modelado de la radiación	90
6.1.2 Archivos de entrada y configuración de parámetros para el código IPF-FDMC	91
6.1.3 Salidas del código de onda completa	92
6.2 Simulación de escenarios de calentamiento	92
6.2.1 Parámetros seleccionados para los escenarios de calentamiento	92
6.2.2 Proceso de ejecución de simulaciones	95

6.2.3	Escenario 1	96
6.2.4	Escenario 2	103
6.2.5	Escenario 3	106
6.3	Propagación de ondas de Bernstein electrónicas	108
CONCLUSIONES.		113
BIBLIOGRAFÍA		117
APÉNDICES.		132

RESUMEN EN ESPAÑOL

El Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones del Tecnológico de Costa Rica alberga al Stellarator de Costa Rica 1 (SCR-1), el primer stellarator modular en Latinoamérica. Enfocado en la investigación de nuevas estrategias del calentamiento del plasma, actualmente se concentra en la generación de ondas de Bernstein electrónicas para alcanzar densidades electrónicas elevadas, superando 10^{20} m^{-3} con campos magnéticos bajos. Este enfoque ha demostrado ser efectivo en otros dispositivos de confinamiento magnético en la comunidad de fusión. El propósito de este trabajo es definir las características del plasma, el dispositivo de confinamiento magnético y la radiación incidente necesarios para la generación de ondas de Bernstein electrónicas en el plasma del SCR-1.

La caracterización del SCR-1 comenzó con un análisis detallado de sus componentes y su proceso de descarga. Utilizando mediciones directas con la sonda simple de Langmuir, se obtuvieron perfiles radiales de densidad y temperatura electrónicas. Los resultados indicaron que la densidad electrónica máxima se mantuvo dentro de los límites teóricos, mientras que el código VMEC reveló un equilibrio magnetohidrodinámico con un bajo parámetro beta y una estabilidad lineal determinada mediante el criterio de Mercier.

Se evaluó la viabilidad de las ondas de Bernstein electrónicas mediante simulaciones en tres escenarios de calentamiento diferentes, utilizando el código IPF-FDMC. Las simulaciones se basaron en las características del SCR-1 y ajustaron la densidad electrónica para lograr un plasma sobredenso. Se determinó que la curvatura del plasma y las longitudes de escala característica influyen en la conversión O-X del plasma del SCR-1, alcanzando un máximo del 63 % de conversión. Sin embargo, se identificaron dos de los tres mecanismos de amortiguamiento que podrían afectar la conversión X-B, donde está la conversión SX-FX, colisiones electrónicas y el calentamiento electrónico estocástico. Estos factores podrían reducir significativamente la porción del modo extraordinario lento, posiblemente impidiendo la generación del modo de Bernstein.

Por tanto, se destaca la necesidad de condiciones ambientales que favorezcan una longitud de escala de densidad electrónica adecuada y una mayor potencia de radiación para el mecanismo O-X-B.

ABSTRACT

The Plasma Laboratory for Fusion Energy and Applications at the Costa Rica Institute of Technology is home to the *Stellarator de Costa Rica 1* (SCR-1), a modular stellarator and the first of its kind in Latin America. Focused on researching new plasma heating mechanism, it currently focuses on generating electronic Bernstein waves to achieve high electron densities with low magnetic field. This approach has been proven effective in other magnetic confinement devices in the fusion community. The purpose of this work is to define the parameters of the plasma, the magnetic confinement device and the incident radiation necessary for the generation of electron Bernstein waves in the SCR-1 plasma.

Characterization of the SCR-1 began with a detailed analysis of its components and discharge process. Using measurements with the Langmuir single probe, radial profiles of electron density and temperature were obtained. The results indicated that the maximum electron density remained within theoretical limits, while the VMEC code revealed a magnetohydrodynamic equilibrium with a low beta parameter and linear stability determined by the Mercier criterion.

The feasibility of electronic Bernstein waves was evaluated through simulations in three different heating scenarios using the IPF-FDMC code. The simulations were based on SCR-1 characteristics and adjusted electron density to achieve overdense plasma. It was determined that plasma curvature and characteristic length scales influence the O-X conversion in the SCR-1 plasma, reaching a maximum conversion of 63%. However, two out of three damping mechanisms were identified that could affect the X-B conversion, including SX-FX conversion, electron-ion and electron-neutral collisions, and stochastic electron heating. These factors could significantly reduce the slow extraordinary mode waves fraction, possibly hindering Bernstein mode generation.

Therefore, the need for environmental conditions favoring an appropriate electron density scale length and increased radiation power for the O-X-B mechanism is emphasized.

LISTA DE TABLAS

Tabla 1.1 Resultados principales de la conversión a ondas de Bernstein electrónicas en stellarators	5
Tabla 5.1 Características de la cámara de vacío. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones	59
Tabla 5.2 Parámetros del dispositivo de confinamiento y plasma del SCR-1 para el cálculo de la densidad límite electrónica.	72
Tabla 5.3 Parámetros iniciales del proceso de descarga de plasma para el stellarator SCR-1	73
Tabla 5.4 Posición radial de cada etiqueta de los puntos de medición de la Figura 5.15. Fuente: elaboración propia	75
Tabla 5.5 Parámetros para la configuración inicial de la sonda de Langmuir simple en el proceso de descarga del plasma del SCR-1	76
Tabla 5.6 Parámetros corregidos del plasma del SCR-1 medidos a partir de la curva I-V. Fuente: elaboración propia	76
Tabla 5.7 Parámetros calculados a partir del ajuste de datos experimentales para los perfiles radiales de temperatura electrónica y densidad electrónica	80
Tabla 5.8 Parámetros del plasma confinado en el SCR-1 y campo magnético confinante obtenidos a partir de VMEC	84
Tabla 6.1 Parámetros de entrada para las corridas con el código de onda completa IPF-FDMC	91
Tabla 6.2 Parámetros relevantes para el análisis de la conversión O-X del mecanismo O-X-B para el plasma del stellarator SCR-1 en la zona ② del escenario 1	102

Tabla 6.3	Parámetros relevantes para el análisis de la conversión OX del mecanismo O-X-B para el plasma del stellarator SCR-1 en la zona ② del escenario 2. Fuente: elaboración propia.	105
Tabla 6.4	Parámetros relevantes para el análisis de la conversión OX del mecanismo O-X-B para el plasma del stellarator SCR-1 en la zona ③ del escenario 3	107
Tabla 6.5	Parámetros relevantes en el análisis de la propagación de ondas de Bernstein electrónicas para la zona ② después de transcurrir 18 periodos de oscilación en el escenario 3.	111

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 Tokamaks y stellarators alrededor en el mundo. Fuente: Fusion device information system	3
Figura 2.1 Diagrama de temperatura electrónica y densidad electrónica del núcleo para distintos plasmas. La línea discontinua representa el límite que define a los plasmas con una energía mayor a la energía en reposo de los electrones. El color de los recuadro está asociado a la ocurrencia del plasma, donde morado es natural, rojo es industrial y azul de laboratorio. Fuente: elaboración propia basada en [33]	11
Figura 2.2 Colisión de tipo Coulomb entre ion y electrón con su trayectoria y parámetro de impacto. Fuente: Elaboración propia basada en [101]	23
Figura 3.1 Representación de las partículas confinadas en un dispositivo con líneas cerradas de campo magnético. Fuente: elaboración propia.	25
Figura 3.2 Visualización de las derivas $E \times B$ y curvatura de campo magnético de las partículas cargadas en un plasma con un campo magnético toroidal únicamente. Fuente: elaboración propia	26
Figura 3.3 Superficies de flujo magnético anidadas a un eje magnético. Visualización de J y B sobre una de las superficies de presión hidrostática constante. Fuente: elaboración propia basada en [101]	27
Figura 3.4 Tipos de stellarator. Fuente: (a), (b) y (c) elaboración propia y (d) Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y sus Aplicaciones	32
Figura 3.5 Variables de las coordenadas cilíndrico-toroidales. Fuente: elaboración propia	33
Figura 4.1 Esquema vectorial del índice de refracción y campo magnético en el espacio. Fuente: elaboración propia	45

Figura 4.2	Recíproco del índice de refracción en función de la frecuencia angular para ondas electromagnéticas en modo ordinario en un plasma con densidad constante. Fuente: elaboración propia basada en [20]	47
Figura 4.3	Recíproco del índice de refracción en función de la frecuencia angular para ondas electromagnéticas en modo extraordinario. Fuente: elaboración propia basada en [20]	48
Figura 4.4	Interacción del electrón con el campo eléctrico de las ondas electromagnéticas en una ambiente magnetizado. Fuente: elaboración propia . . .	49
Figura 4.5	Sincronización de los electrones por el modo Bernstein electrónico. Fuente: elaboración propia	51
Figura 4.6	Variación del número de onda perpendicular al campo magnético en función de la posición de la radiación dentro del plasma. Fuente: elaboración propia basada en [112]	52
Figura 4.7	Esquema del mecanismo de conversión O-X-B. Fuente: elaboración propia	57
Figura 5.1	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	59
Figura 5.2	Bobinas modulares implementadas en el stellarator SCR-1 sobre la última superficie de flujo magnético. Fuente: elaboración propia basada en [65]	60
Figura 5.3	Diagrama del sistema de inyección de gas para el stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia	61
Figura 5.4	Diagrama del sistema de calentamiento ECR implementado en el stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia basada en la documentación técnica del Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones .	61
Figura 5.5	Diagrama para el cálculo del campo magnético debido a un segmento con corriente eléctrico. Fuente: elaboración propia basada en [66]	63
Figura 5.6	Magnitud de B para un tubo de flujo magnético de 5,8 cm de radio en las direcciones toroidal y poloidal. Fuente: elaboración propia	65

Figura 5.7	Distribución de Maxwell - Boltzmann asociada a los electrones. Fuente: elaboración propia	67
Figura 5.8	Curva de corriente en función del voltaje flotante recolectada por la sonda de Langmuir. Fuente: elaboración propia	67
Figura 5.9	Cabezas de la sonda de Langmuir donde se muestran seis puntas habilitadas para realizar mediciones con sus respectivas etiquetas. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones	69
Figura 5.10	Sistema de posicionamiento de la sonda de Langmuir mediante el ensamble de un motor. Fuente: elaboración propia basada en [93]	70
Figura 5.11	Circuito eléctrico para la sonda de Langmuir utilizada en el SCR-1. Fuente: elaboración propia	70
Figura 5.12	Densidad electrónica máxima en función de la temperatura electrónica para el plasma del SCR-1. Fuente: elaboración propia.	72
Figura 5.13	Evolución de (a) la presión en la cámara de vacío, (b) la corriente eléctrica en las bobinas y (c) la potencia de las ondas electromagnéticas en la descarga de plasma 947 del stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia	74
Figura 5.14	Plano de AutoCAD [®] donde se muestra la cámara de vacío, la sonda de Langmuir y el plasma a escala. Fuente: elaboración propia	75
Figura 5.15	Posiciones de medida para la recolección de corriente y voltaje flotante con la sonda de Langmuir en el plasma del stellarator SCR-1. La posición vertical siempre se mantuvo en $z = 0,0$ m. Fuente: elaboración propia .	75
Figura 5.16	Corriente recolectada del plasma en función del voltaje flotante suministrado para la sonda simple al eliminar ruido. Fuente: elaboración propia	76
Figura 5.17	Perfiles radiales de (a) temperatura electrónica y (b) y (c) densidad electrónica y posición vertical $z = 0$ en el stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia	81
Figura 5.18	Perfil radial y local de presión electrónica para el archivo de entrada de VMEC. Fuente: elaboración propia	83
Figura 5.19	Magnitud del campo magnético para la última de superficie de flujo magnético en el espacio tridimensional del plasma del stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia	85

Figura 5.20 Variación radial de (a) iota, (b) cizalla magnética, (c) profundidad del pozo magnético y (d) parámetro beta, a partir de VMEC, en la posición toroidal a 0° . Fuente: elaboración propia	86
Figura 5.21 Primera derivada de la profundidad el pozo magnético respecto al flujo para cada superficie de flujo magnético a cero grados en dirección toroidal. Fuente: elaboración propia	87
Figura 5.22 Comportamiento de los funcionales de cizalla magnética, corriente toroidal, pozo magnético, curvatura y total para el criterio de Mercier. Fuente: elaboración propia	88
Figura 6.1 Celda compuesta por los valores conocidos (en rojo) y a calcularse (en negro) los campos eléctrico y magnético en el espacio. Fuente: [75] . . .	90
Figura 6.2 Mapas de calor para (a) la densidad electrónica y (b) la magnitud del campo magnético para el escenario 1 en el corte toroidal a 0° . Fuente: elaboración propia	93
Figura 6.3 Dependencias del porcentaje de conversión en el modo ordinario a modo extraordinario. Fuente: elaboración propia	94
Figura 6.4 Vista frontal de la cámara de vacío del SCR-1 con la superficies de flujo de campo magnético para la posición 0° en dirección toroidal y el ángulo formado entre el borde de la cámara y el eje magnético en AutoCad [®] . Fuente: elaboración propia	94
Figura 6.5 Razón de la densidad electrónica y la densidad electrónica de corte del modo ordinario en función de la potencia absorbida por el plasma. Fuente: elaboración propia	97
Figura 6.6 Etapas del mecanismo de conversión O-X-B simulado con el código de onda completa IPF-FDMC visualizadas a partir de las variaciones de campo eléctrico normalizado con su valor máximo. Fuente: elaboración propia	99
Figura 6.7 Porcentaje de conversión O-X máximo en función del ancho (cadera) del rayo incidente. La línea punteada solamente une los puntos. Fuente: elaboración propia	102

Figura 6.8	Ventana angular del porcentaje de conversión O-X para las razones de densidad electrónica y densidad de corte: (a) 1,48; (b) 1,85 y (c) 2,14. Fuente: elaboración propia	103
Figura 6.9	Ventana angular del porcentaje de conversión O-X para las razón de densidad electrónica y densidad de 2,14, con una posición de la antena en: (a) $z = +0,03$ m; (b) $z = 0,00$ m y (c) $z = -0,03$ m. Fuente: elaboración propia	104
Figura 6.10	Porcentaje de conversión O-X máximo en función del ancho (cadera) del rayo incidente para tres razones de las magnitudes de campo magnético y campo magnético resonante. La línea punteada solamente une los puntos. Fuente: elaboración propia	105
Figura 6.11	Ventana angular del porcentaje de conversión O-X para las razones de la magnitud de campo magnético: (a) 0,95; (b) 1,00 y (c) 1,05. Fuente: elaboración propia	106
Figura 6.12	(a) Variaciones de campo eléctrico normalizado a partir de su valor máximo de la radiación incidente en el espacio Rz al completar 18 oscilaciones (estado estacionario) para la razón de densidades electrónicas de 2,14. (b) Acercamiento a la ubicación de las regiones de conversión donde se etiquetan cuatro zonas de conversión O-X de la subfigura (a). Fuente: elaboración propia	108
Figura 6.13	Porcentaje de conversión O-X en función del ángulo toroidal obtenido para tres razones de la densidad electrónica y densidad electrónica de corte con $w_0 = 0,7\lambda_0$, $B/B_{ce} = 1,0$ y $\theta = 0^\circ$ del escenario 3. La línea punteada solamente une los puntos. Fuente: elaboración propia	109
Figura 6.14	Parámetro η_{SX-FX} para los valores de la razón de densidad electrónica y densidad electrónica de corte dentro del rango definido en cada región de conversión identificadas en el escenario 3. Fuente: elaboración propia	111
Figura 6.15	Evolución del parámetro A_{SEH} en el tiempo para el escenario 3, con $n_e/n_{ecorte} = 2,14$ y $B/B_{ce} = 1,0$ y una intensidad de las microondas de 10^5 W/m ² . Fuente: elaboración propia	112
Figura 1	Coeficientes de impacto de ionización en función de la temperatura electrónica para el hidrógeno. Fuente: elaboración propia.	133

Figura 2 Coeficientes de excitación en las colisiones de neutros y electrones en función de la temperatura electrónica para el hidrógeno. Fuente: elaboración propia. 133

LISTA DE ACRÓNIMOS

SCR-1	Stellarator de Costa Rica 1
MHD	Magnetohidrodinámica
CIEMAT	Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas de España
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
DEMO	Demonstration Power Plant
OIEA	Organismo Internacional de Energía Atómica
LHD	Large Helical Device
CNCA	Colaboratorio Nacional de Computación Avanzada
CeNAT	Centro Nacional de Alta Tecnología
CICIMA	Centro de Investigación en Ciencia e Ingeniería de Materiales
VMEC	Variational Moments Equilibrium Code
IPF-FDMC	Institut für Plasma-forschung - Finite Difference code for Mode Conversion
PS	Pfirsch-Schlüter
ALADDIN	A Labelled Atomic Data Interface
MFC	Mass flow controller
ECR	Electron cyclotron resonance
BS-SOLCTRA	Biot-Savart Solver for Computing and Tracing Magnetic Field Lines

LISTA DE SÍMBOLOS

$U_{\text{el\u00e9ctrica}}$	energ\u00eda potencial electrost\u00e1tica
K	energ\u00eda cin\u00e9tica
q	carga el\u00e9ctrica del i\u00f3n o electr\u00f3n
t	tiempo
Z	n\u00famero at\u00f3mico
n_0	densidad de neutros
n_i	densidad i\u00f3nica
n_e	densidad electr\u00f3nica
k_B	constante de Boltzmann
V	Volumen
ϕ	Voltaje
v_{te}	velocidad t\u00e9rmica de los electrones
\mathbf{r}	vector posici\u00f3n
ν_{col}	frecuencia de colisi\u00f3n entre part\u00edculas cargadas
r_L	radio de Larmor
ϵ_0	permitividad el\u00e9ctrica del vac\u00edo
k	n\u00famero de onda
T_e	temperatura electr\u00f3nica expresada en electronvolt
ϵ_0	permitividad el\u00e9ctrica del vac\u00edo
e	carga el\u00e9ctrica fundamental
n_{e0}	densidad electr\u00f3nica del n\u00facleo del plasma
m_e	masa del electr\u00f3n
\mathbf{B}	campo magn\u00e9tico
v_{\parallel}	velocidad paralela al campo magn\u00e9tico
v_{\perp}	velocidad perpendicular al campo magn\u00e9tico
A	potencial magn\u00e9tico

μ	momento dipolar magnético
\hat{n}	vector normal a la superficie
R_{curv}	radio de curvatura del campo magnético
R_{cg}	posición del centro guía
s_0	parámetro de impacto para un ángulo de dispersión igual a noventa grados
Ψ_{norm}	flujo de campo magnético normalizado con el flujo de la última superficie cerrada
r_{eff}	razón de la posición del radial del plasma y el radio menor
c	rapidez de la luz
J	densidad de corriente eléctrica
\mathcal{E}	energía
p	presión
g	jacobiano
f_0	frecuencia de la radiación incidente
N	vector normal a la superficie
E	campo eléctrico
\bar{I}	matriz identidad 3×3
N	Índice de refracción
N_{\perp}	Índice de refracción perpendicular al campo magnético
N_{\parallel}	Índice de refracción paralelo al campo magnético
A	Área
Ψ_{norm}	flujo magnético normalizado
$I_{se,exp}$	Corriente de saturación electrónica experimental
ν_{ei}	frecuencia de colisión ión - electrón

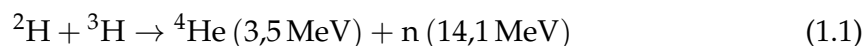
I Introducción

1.1 Motivación de la fusión termonuclear controlada

Los combustibles fósiles han sido la principal fuente de generación de energía a nivel mundial, a pesar de que presentan dos desventajas significativas. En primer lugar, su uso continuo ha tenido un impacto drástico en la atmósfera, lo que ha tenido efectos negativos en el equilibrio ecológico y la biodiversidad. En segundo lugar, estos recursos son finitos, lo que significa que solo podrán satisfacer la demanda energética mundial durante un período estimado de aproximadamente 50 años. Esta estimación se basa en proyecciones del crecimiento de la población a nivel global y en el consumo energético actual, que ronda los 15 TW/año, como se detalla en [97].

Siguiendo lo expuesto anteriormente, ha surgido la necesidad de considerar maneras alternativas para producir energía, siendo una de las candidatas la fusión nuclear. Las reacciones de fusión nuclear implican la unión de elementos ligeros, comúnmente isótopos de hidrógeno, de tal manera que estos elementos posean la suficiente energía para superar el potencial de Coulomb y estén a una distancia del orden de 10^{-5} veces un radio de Bohr. Una vez que esta separación entre partículas se alcanza, se produce la interacción nuclear fuerte, dando lugar a una reacción nuclear en la que los productos resultantes liberan núcleos más pesados con una energía cinética significativamente superior en comparación con la energía liberada por un conjunto específico de reacciones exotérmicas [39, 58].

La reacción nuclear de fusión más viable debido a su facilidad de inicio y, por lo tanto, de mayor interés para la comunidad científica en el campo de la fusión, es la reacción de deuterio-tritio, conocida como reacción D-T. Esta reacción es la siguiente



El objetivo principal de la investigación en fusión nuclear es diseñar un mecanismo y dispositivo viable para generar un gran número de reacciones D-T sin pérdidas significativas de calor y de manera autosuficiente, como se señala en [27]. Esto se conoce como fusión termonuclear controlada. Para que este mecanismo sea efectivo, es importante

que la reacción mencionada en la ecuación 1.1 tenga lugar a una temperatura cercana a los 116×10^6 K. Esto se debe a que la sección eficaz de colisión entre el deuterio y el tritio aumenta significativamente con el incremento de la temperatura. Además, la presión en el medio debe ser de varias atmósferas, la densidad electrónica debe estar alrededor de 10^{20} m^{-3} , y la distancia media entre los isótopos de deuterio y tritio debe ser de aproximadamente 10^{-16} cm , según se detalla en [134]. Para alcanzar estas condiciones, es necesario utilizar un medio como el plasma en la condición conocida como plasma de quemado (*burning plasma*). En este régimen, es posible controlar los productos de la reacción 1.1 de manera que los isótopos de helio aumenten la energía cinética de los iones en el núcleo del plasma mientras se mantiene la reactividad. Los neutrones generados por la reacción colisionan con un revestimiento de litio en las paredes de la cámara, lo que produce tritio a través de una reacción química. El tritio resultante se redirige hacia el plasma como reactivo para futuras reacciones D-T [144].

1.2 Dispositivos de confinamiento magnético

La búsqueda de un confinamiento magnético eficiente ha llevado al desarrollo de diversos prototipos. Entre los más prometedores se encuentran el tokamak y el stellarator. En la Figura 1.1 se presenta un mapa que ilustra cómo están distribuidas estos dispositivos de confinamiento magnético en el mundo, donde se registran con 92 en la actualidad, de las cuales 68 están en operación, 8 en construcción y 16 en miras a construirse. Los tres países con mayor cantidad de máquinas activas son Japón, Estados Unidos y China.

Ambos dispositivos incorporan un campo magnético helicoidal de topología específica, generado por distintos mecanismos. Aunque tanto el stellarator como el tokamak poseen bobinas que generan un campo magnético toroidal, difieren en la forma en que producen el campo magnético poloidal. En el caso del tokamak, dicho campo se origina a través de una corriente toroidal circulante en el plasma, generada por un solenoide de corriente alterna ubicado en el centro del dispositivo. La corriente toroidal del plasma presenta desventajas, como una mayor propensión a inestabilidades que afectan el equilibrio magnetohidrodinámico del plasma, fluctuaciones estocásticas de los parámetros principales del plasma, una densidad electrónica límite y un tiempo de

confinamiento electrónico reducido. Por otro lado, el stellarator genera la componente del campo magnético poloidal mediante la configuración de sus bobinas externas al plasma [48, 141].

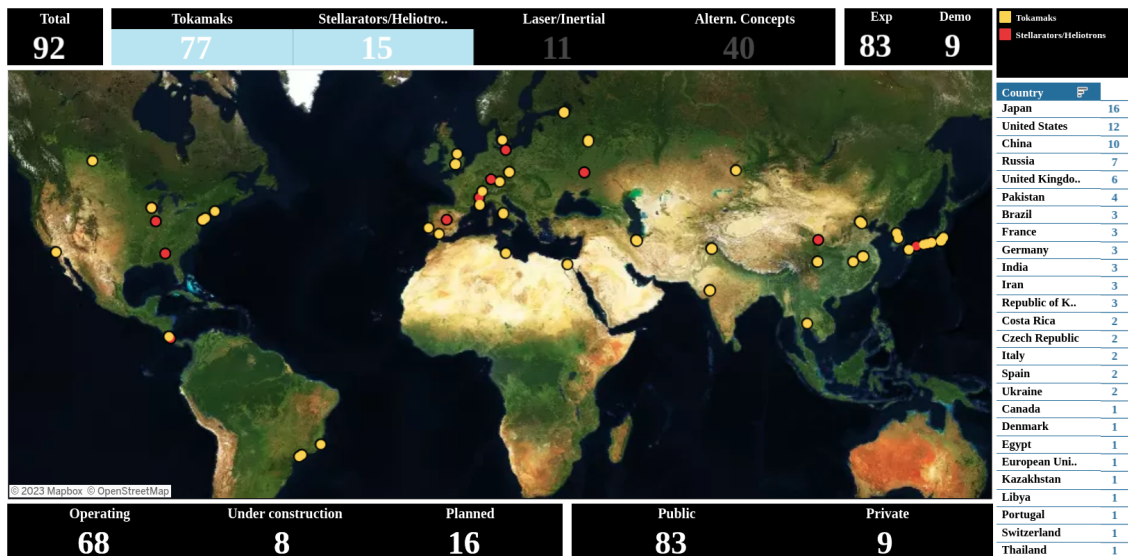


Figura 1.1: Tokamaks y stellarators alrededor en el mundo. Fuente: Fusion device information system

Actualmente, *ITER* es el reactor de fusión termonuclear controlada en desarrollo más grande del mundo. Su objetivo es demostrar la viabilidad de la producción de energía a partir de reacciones nucleares D-T desde una perspectiva tanto ingenieril como científica. Este reactor tipo tokamak generará un plasma con un radio de 6,2 m utilizando 50 MW y proporcionará una potencia de 500 MW en pulsos con una duración inferior a los 50 s. Estas dimensiones del dispositivo son necesarias para optimizar el confinamiento de las partículas cargadas. La primera fase experimental de *ITER* está programada para empezar a principios del año 2025 [11].

1.3 Justificación

El Laboratorio de Plasma para Energía de Fusión y Aplicaciones del Tecnológico de Costa Rica cuenta con dos dispositivos de confinamiento magnético: el stellarator modular SCR-1 y el tokamak esférico MEDUSA-CR. Esta infraestructura es un importante paso hacia la investigación y desarrollo de la investigación en fusión termonuclear controlada en Costa Rica. En este contexto, Costa Rica se ha convertido en estado miembro

del Consejo Internacional de Investigación en Fusión de la OIEA. Este logro no solo fortalece su participación en la comunidad de investigación en fusión termonuclear controlada a nivel mundial, sino que también le brinda la oportunidad de recibir ayuda internacional durante sus campañas experimentales y el desarrollo de estudios teóricos y computacionales en relación a los dispositivos SCR-1 y MEDUSA-CR [16]. En el caso del plasma del stellarator SCR-1, es producido mediante un sistema de calentamiento ciclotrónico electrónico [131]. La desventaja principal de este sistema es que la propagación de ondas electromagnéticas en un plasma magnetizado se ve limitada por una densidad electrónica de corte por lo que existe una región dentro del plasma donde la radiación se refleja y se restringe su alcance a la zona del plasma donde las partículas tienen la frecuencia adecuada para el calentamiento [122]. Sin embargo, debido a esta desventaja, el stellarator SCR-1 no puede alcanzar un régimen de alta densidad electrónica, alrededor de 10^{20} m^{-3} . Por lo tanto, uno de los sistemas adicionales para el calentamiento del plasma es la producción de las ondas de Bernstein electrónicas. Debido a que las ondas de Bernstein electrónicas tienen una naturaleza electrostática, lo que significa que no sufren reflexiones ni resonancias debidas a la densidad electrónica [126] este método se perfila como una técnica que puede aumentar tanto la densidad electrónica como la temperatura electrónica en el plasma del stellarator SCR-1. Además, se cuenta con herramientas computacionales para caracterizar adecuadamente la propagación de las ondas electrónicas. Debido a que cuenta con una cantidad significativa de puertos de la cámara de vacío del stellarator SCR-1, existe la posibilidad de explorar su producción de manera experimental. En comparación con otros mecanismos de calentamiento, como la inyección de neutros [67], es posible que no se requieran cambios significativos ni un gran espacio físico. Desde su confirmación experimental en 1964 [28] las ondas de Bernstein electrónicas han sido ampliamente utilizadas en stellarators. Su exploración y aplicación continúan en la actualidad. La Tabla 1.1 muestra algunos de los logros principales alcanzados en dispositivos similares. La conversión a ondas de Bernstein electrónicas ha sido exitosa en dispositivos de pequeña escala, como los stellarators TJ-K y WEGA.

Stellarator	Radio mayor (m)	Radio menor (m)	Resultados
LHD	3,9	0,6	-Conversión X-B con una absorción de 71 % -Aumento de un 9 % en la temperatura electrónica [61]
WEGA	0,7	0,1	- Aumento de la densidad electrónica en dos órdenes de magnitud [104]
TJ-II	1,5	0,2	- Aumento de la densidad electrónica en dos órdenes de magnitud [40]
Wendelstein 7-AS	2,0	0,2	- Aumento del 20 % en la densidad electrónica -Conversión O-X-B con una absorción de 80 % [132]
TJ-K	0,6	0,1	- Aumento de la densidad electrónica en un orden de magnitud [77]
CNT	0,3	0,13	- Conversión del modo O al modo X en un 51 % al considerar las reflexiones con la cámara de vacío, aunque no fue posible una conversión al modo Bernstein electrónico. [45]

Cuadro 1.1: Resultados principales de la conversión a ondas de Bernstein electrónicas en stellarators

1.4 Objetivos

Este trabajo tiene como objetivo principal establecer las características del medio, dispositivo de confinamiento magnético y la radiación incidente para la producción de ondas de Bernstein electrónicas en el plasma del stellarator SCR-1. Para lograr este propósito, es fundamental proporcionar una caracterización detallada tanto del dis-

positivo como del plasma del stellarator SCR-1. Esto implica presentar en detalle sus sistemas periféricos, el proceso de descarga, los valores experimentales de densidad electrónica y temperatura electrónica en diferentes puntos espaciales, y realizar simulaciones para evaluar el equilibrio magnetohidrodinámico y la estabilidad lineal del medio. Lo anterior permite calcular los parámetros de entrada para la simulación de escenarios de calentamiento con un código de onda completa. Además, se busca una solución computacional óptima diseñada para simular la propagación de ondas electromagnéticas a través del plasma producido en el stellarator SCR-1 bajo distintos escenarios de calentamiento mediante un código de onda completa y con ello explorar las dependencias que produzcan una afectación directa en el mecanismo de conversión O-X-B. Un análisis minucioso de estas dependencias conduce a la identificación de las condiciones, ya sean presentes o ausentes, necesarias para la producción de ondas de Bernstein electrónicas en el plasma del stellarator SCR-1.

1.5 Estructura

La estructura de esta tesis se organiza de la siguiente manera: los capítulos 2, 3 y 4 introducen los conceptos fundamentales relativos al plasma, el stellarator y las ondas en el plasma. Estos capítulos proporcionan una base teórica para comprender el tema central. En el capítulo 5, se detalla el stellarator SCR-1; sus componentes periféricos, las mediciones realizadas con su diagnóstico, así como la simulación del equilibrio MHD y la estabilidad lineal del plasma. El capítulo 6 se centra en la presentación, análisis y discusión de los escenarios de calentamiento por microondas específicamente a través del mecanismo O-X-B, aplicado al plasma del stellarator SCR-1. Finalmente, se incluyen las conclusiones de esta tesis.

II Plasma

Cuando la materia experimenta un aumento de temperatura, puede llegar al punto donde sus átomos se ionicen. En este proceso, la energía cinética de las partículas que componen los átomos supera la energía potencial eléctrica que los mantiene unidos. A temperaturas y densidades electrónicas específicas, esto da lugar a un estado único de la materia que no se encuentra en los estados sólido, líquido o gaseoso. A este nuevo estado se le llama plasma, y se manifiesta tanto a escalas macroscópicas como microscópicas. Los plasmas se observan en fenómenos naturales y se generan en entornos de laboratorio, ofreciendo una amplia gama de aplicaciones [21]. A continuación, se presentarán los parámetros físicos clave para caracterizar el plasma, seguido de una definición que incorpore estos parámetros. Por último, se analizará la dinámica del plasma utilizando los modelos útiles para este estudio.

2.1 Parámetros del plasma

El cuarto estado de la materia se caracteriza por ser un medio conductor con portadores de carga y una tendencia a mantenerse eléctricamente neutro bajo la influencia de fuerzas electromagnéticas externas al medio. La caracterización de un plasma se logra a través del conocimiento de varios parámetros que se explican a continuación, basado en lo propuesto por [101, 64, 8].

2.1.1 Acople del medio

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 (2.1). 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.

$$\Gamma = \frac{U_{\text{eléctrica}}}{K} \quad (2.1)$$

2.1.2 Longitud de Debye

Si se considera un plasma tal que los iones tienen un movimiento despreciable, es decir su tiempo de reacción ante interacciones electromagnéticas es significativamente mayor que el tiempo en el que se produce la repulsión electrostática con los electrones. Además, la densidad de partículas de los electrones sigue una distribución maxwelliana en equilibrio termodinámico, dada por

$$n_e(r) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\Phi(r)}{T_e}\right) \quad (2.2)$$

$$T_e \equiv K_B T_{e(K)} \quad (2.3)$$

Donde $T_{e(K)}$ es la temperatura electrónica expresada en kelvin. Cuando se introduce una carga externa positiva dentro de un plasma (Q), los electrones experimentan un fenómeno conocido como apantallamiento de Debye. Esto significa que, a medida que los electrones se mueven hacia la carga externa, sus trayectorias se intersecan y se produce una redistribución espacial de las cargas en el plasma. Lo anterior da como resultado, la reducción de la magnitud del potencial eléctrico externo y el sistema alcanza un equilibrio inestable electrostático.

El potencial eléctrico del plasma en el contexto del apantallamiento de Debye se calcula a través de la ecuación de Laplace, expresada como

$$\Delta\Phi(r) = -\frac{Q\delta(r) - en_e(r)}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

Si la energía de atracción electrostática entre la carga introducida en el plasma y los electrones es menor que la energía cinética de estos últimos, la solución de la ecuación (2.4) es

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{De}}\right) \quad (2.5)$$

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{n_{e0} e^2}\right)^{1/2} \quad (2.6)$$

El resultado presentado en la ecuación (2.6) es la longitud de Debye, que se define como la distancia máxima a la cual los electrones pueden apantallar la carga externa. La magnitud de esta longitud de Debye depende de la densidad electrónica y la temperatura electrónica del plasma. La relación inversamente proporcional con la densidad

electrónica se da debido a que un aumento o disminución en el número de electrones modifica la carga eléctrica neta y, por lo tanto, afecta la capacidad de apantallamiento. Esto significa que si la densidad electrónica aumenta, la longitud de Debye disminuirá, ya que habrá más electrones disponibles para apantallar la carga externa. En lo que respecta a la temperatura electrónica, los electrones con mayor energía cinética tienen la capacidad de superar la atracción electrostática que experimentan debido a la carga externa Q . Esto les permite extender la región de apantallamiento. Por lo tanto, a temperaturas electrónicas más altas, la longitud de Debye tiende a ser mayor, ya que los electrones con mayor energía cinética pueden apantallar a una mayor distancia.

2.1.3 Frecuencia del plasma

Siguiendo las consideraciones de la subsección 2.1.2, cuando las cargas negativas y la carga externa Q establecen un campo eléctrico durante el proceso de apantallamiento, cualquier perturbación que los aleje a una distancia mayor que la longitud de Debye provoca que los electrones experimenten una fuerza eléctrica que los regresa a su posición de equilibrio. Sin embargo, debido a la inercia de su movimiento, se alejan de esta posición, lo que lleva a un cambio en la dirección del campo eléctrico y al establecimiento de una oscilación que se propaga a través de todo el plasma. La frecuencia de esta oscilación de los portadores de carga negativos se conoce como la frecuencia del plasma. Esta frecuencia se cuantifica a partir del inverso del tiempo que le toma al plasma responder ante la influencia de un campo electromagnético externo o el tiempo que tardan los electrones en establecerse a una longitud de Debye de la carga externa. La frecuencia del plasma para los electrones se expresa como

$$\frac{1}{\tau_{pe}} \equiv \omega_{pe} = \frac{v_{te}}{\lambda_{De}} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$v_{te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \quad (2.8)$$

2.2 Definición del plasma

Según lo expuesto en la sección 2.1, las características que definen a un plasma son

1. Cuasineutralidad: las partículas cargadas del plasma tienen la capacidad de contrarrestar cualquier fenómeno electromagnético presente en el medio en escalas

cortas, lo que se conoce como desviaciones de la neutralidad eléctrica o cuasi-neutralidad. Un ejemplo de esto es el fenómeno de apantallamiento de Debye. La condición de cuasineutralidad se expresa de la siguiente manera

$$n_e \simeq n_i \quad (2.9)$$

2. Comportamiento colectivo: los iones y electrones del medio se comportan de manera similar, interactuando con fuerzas electromagnéticas de largo alcance. Esto ocurre cuando la mayoría de estas partículas se encuentran dentro de un volumen determinado por una esfera con un radio igual a la longitud de Debye. La cantidad de partículas contenidas en esta esfera se puede expresar como:

$$N_{De} = n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_{De}^3 \gg 1 \text{ o } \Gamma \leq 1 \quad (2.10)$$

La escala espacial del plasma debe ser mayor a la longitud de Debye para que se cumpla la ecuación (2.10)

3. Colisiones entre partículas cargadas: para que los efectos de las colisiones sean despreciables y se establezca el apantallamiento de Debye, es necesario que tanto los iones como los electrones alcancen su posición de equilibrio en un tiempo inferior al tiempo en que ocurren las colisiones entre ellas. Esta condición se expresa de la siguiente manera

$$\omega_{pe} \tau_{col} > 1 \quad (2.11)$$

2.2.1 Clasificación de los plasmas

Los plasmas se categorizan en función del número de electrones contenidos dentro de la esfera de Debye. La ecuación (2.6) define esta esfera, y su tamaño puede determinarse a partir de la temperatura electrónica y la densidad electrónica alcanzadas por el medio. La Figura 2.1 ilustra la clasificación de los plasmas en función de estas dos variables. En este diagrama, se identifican plasmas que se encuentran tanto en la naturaleza como en aplicaciones industriales, abarcando ocho órdenes de magnitud en temperatura y treinta órdenes de magnitud en densidad. Además, se presentan tanto a escala macroscópica como microscópica. El 99 % del universo se encuentra en estado de plasma.

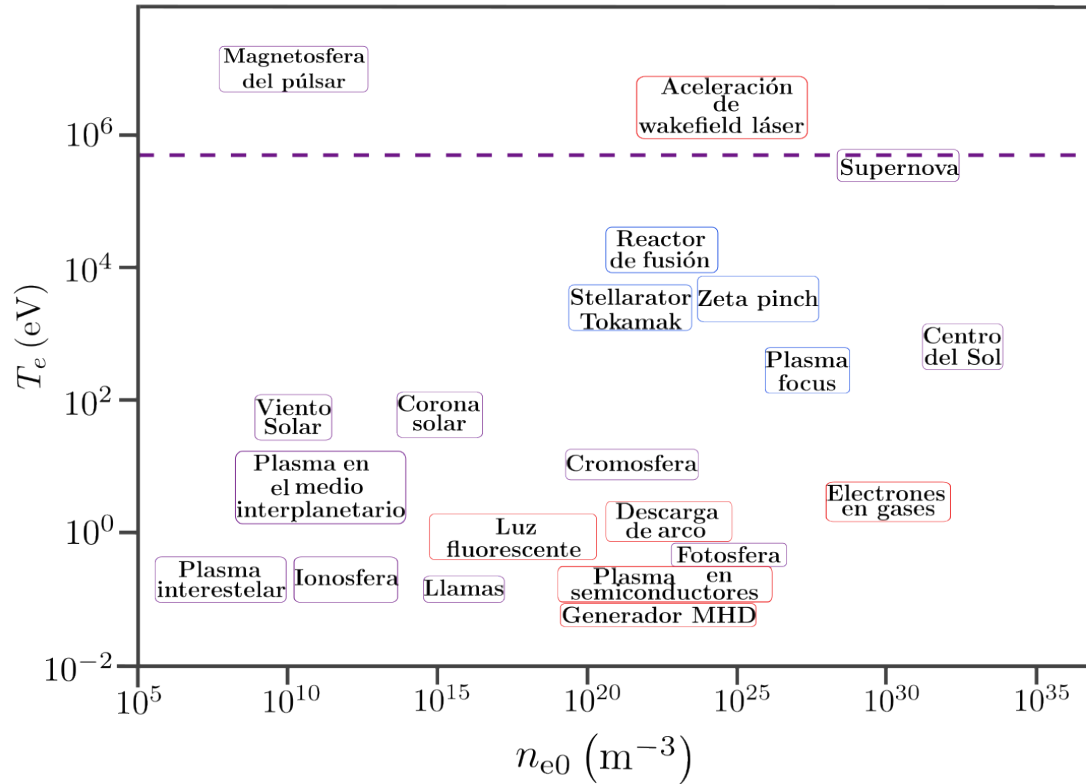


Figura 2.1: Diagrama de temperatura electrónica y densidad electrónica del núcleo para distintos plasmas. La línea discontinua representa el límite que define a los plasmas con una energía mayor a la energía en reposo de los electrones. El color de los recuadro está asociado a la ocurrencia del plasma, donde morado es natural, rojo es industrial y azul de laboratorio. Fuente: elaboración propia basada en [33]

2.3 Dinámica del plasma

La dinámica del plasma se estudia a través de modelos físicos simplificados en los que el medio se representa como un conjunto de partículas cargadas o un fluido eléctrico cuasineutro. La elección entre estos enfoques depende de las escalas de longitud y tiempo presentes en las condiciones del medio. Abordar cada una de las interacciones del plasma a nivel microscópico dificulta la comprensión de los diversos principios físicos que rigen este medio [63]. A continuación, se presentan los dos modelos relevantes para esta tesis: el modelo de partícula y el modelo de fluido, siguiendo lo presentado por [73, 64, 144, 39, 8, 57]

2.3.1 Modelo de partícula

El modelo de partícula en un plasma magnetizado analiza los efectos que este campo produce sobre iones y electrones de manera individual. La velocidad y la posición de las partículas cargadas quedan determinadas a partir de la ecuación de movimiento, obtenidas con la mecánica analítica y constantes de movimiento. Dentro de las consideraciones, este modelo no toma en cuenta las colisiones entre partículas ni el acople de los campos eléctricos y magnéticos con las partículas cargadas en movimiento, las dimensiones del medio son mayores a los radios de giro de las partículas y por último que no exista ninguna perturbación periódica que modifique drásticamente la dinámica de las partículas. La esencia del modelo de partícula está en estudiar el movimiento de las partículas cargadas como la suma de un movimiento de giro ciclotrónico rápido y un centro de giro que se mueve lentamente y se aleja de las líneas de campo magnético. Esta idea se trabaja a continuación.

Partículas cargadas en un campo magnético

Los portadores de carga, como electrones o iones, experimentan un movimiento circular en un campo magnético uniforme. El radio de Larmor o radio de giro y la frecuencia de este movimiento están determinados por

$$r_{Le,i} = \frac{m_{e,i}v_{\perp}}{|q|B} \quad (2.12)$$

$$\omega_{ce,i} = \frac{|q|B}{m_{e,i}} \quad (2.13)$$

Donde el subíndice e o i está condicionado por la especie (electrones o iones). La posición el centro de giro de las partículas cargadas para una determinada órbita es

$$\mathbf{R}_{cg} = \mathbf{r} - \frac{1}{\omega_{ce,i}} \mathbf{b} \times \mathbf{v} \quad (2.14)$$

con

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{b} = \frac{1}{B} \mathbf{B} \quad (2.16)$$

El campo magnético puede depender de la posición y el tiempo, lo que resulta en cambios en la ubicación del centro guía para cualquier instante, como se ilustra en la

ecuación (2.14). Las derivas del plasma corresponden a estas desviaciones del centro guía en una dirección perpendicular a las líneas del campo magnético. Esto provoca que las partículas cargadas experimenten un movimiento radial hacia el exterior o hacia el interior.

Lagrangiano promedio del centro guía

Según lo expuesto anteriormente, las derivas del centro guía se determinan a partir de un lagrangiano promediado en un período de tiempo menor al período de giro ciclotrónico. Esto se hace al considerar un gradiente de campo magnético distinto de cero, líneas de campo magnético curvas y un radio de giro mucho menor que las dimensiones del plasma. El lagrangiano del centro guía se expresa como

$$\bar{L} = \frac{m_{e,i}}{2} \left(\mathbf{b} \cdot \frac{d\mathbf{R}_{cg}}{dt} \right)^2 + q\mathbf{A} \cdot \frac{d\mathbf{R}_{cg}}{dt} - \mu B - q\Phi \quad (2.17)$$

donde

$$\mu_{e,i} = \frac{m_{e,i}v_{\perp}^2}{2B} \quad (2.18)$$

$\mu_{e,i}$ representa el momento dipolar magnético; un invariante adiabático. Los términos en la ecuación (2.17) comprenden la energía cinética del centro de giro, la energía potencial magnética, la energía potencial debido a la naturaleza diamagnética del plasma y la energía potencial electrostática. Las ecuaciones de movimiento derivadas de este lagrangiano se expresan en términos de las velocidades paralelas y perpendiculares a las líneas del campo magnético de la partícula están dadas por

$$m_{e,i} \frac{dv_{\parallel}}{dt} = qE - \mu \nabla_{\parallel} B \quad (2.19)$$

$$\mathbf{v}_{\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{m_{e,i}v_{\perp}^2}{2q} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^3} + \frac{m_{e,i}v_{\parallel}^2}{q} \frac{\mathbf{R}_{curv} \times \mathbf{B}}{R_{curv}^2 B^2} \quad (2.20)$$

El último término en la ecuación (2.19) representa la fuerza que confina a las partículas cargadas con el propósito de mantenerlas en las líneas del campo magnético, lo que se conoce como una configuración de espejo magnético. Los términos que aparecen en la ecuación (2.20), de izquierda a derecha, son

- Deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$: esta deriva es causada por la presencia de un campo eléctrico y un campo magnético. Tanto iones como electrones se desplazan en la misma dirección, ya que esta expresión es independiente de la carga de la partícula.

- Derivada del gradiente del campo magnético: Un campo magnético no uniforme provoca desplazamientos en los centros guía debido a la acción de la fuerza de Lorentz. Esto da lugar a una separación de cargas que genera una corriente que se desplaza a través del campo magnético.
- Deriva por curvatura del campo magnético: las líneas de campo magnético curvadas introducen una deriva por motivo de la existencia de una aceleración centrífuga sobre las partículas. Esta deriva se mide desde un marco de referencia ubicado en el centro guía.

2.3.2 Modelo de fluido

Magnetohidrodinámica ideal

La magnetohidrodinámica 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, como se discute en la subsección 2.3.1. En el modelo de partícula, se requiere conocer la posición de un gran número de partículas cargadas del orden de 10^{20} en el medio, lo que implica una demanda significativa de recursos computacionales y posiblemente carecería de solución analítica [8, 33]. La teoría MHD ideal conlleva una serie de conclusiones significativas para el confinamiento de plasmas libres de disrupciones. Además, explica los fenómenos de transporte de energía y partículas en el campo de la Física y proporciona los parámetros geométricos fundamentales para el diseño de bobinas [134].

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. Se considera que un elemento diferencial de este fluido contiene un gran número de partículas, de manera que experimenta variaciones notables por campos eléctricos y magnéticos externos. Además, se asume que la separación espacial entre estas partículas es mayor que el camino libre medio y el radio de giro ciclotrónico. Según [7] y [101], el modelo es de primer orden debido a las siguientes consideraciones:

- Alta conductividad eléctrica: la mayoría de las partículas cargadas se desplazan en dirección paralela a las líneas del campo magnético.

- La contribución de la corriente de desplazamiento a la corriente eléctrica total es despreciable.
- Cuasineutralidad: las variaciones del campo eléctrico en el espacio son significativas a distancias mayores que la longitud de Debye, lo que indica que el apantallamiento de Debye ha ocurrido. Esto permite omitir los términos que involucran un campo eléctrico estático, como los que se encuentran en la ley de Gauss.
- Inercia de los electrones despreciable: los electrones tienen un tiempo de respuesta a fenómenos externos mucho mayor que el inverso de la frecuencia ciclotrónica electrónica.
- La viscosidad del fluido es insignificante.

La circulación de este único fluido para un plasma de hidrógeno cuenta con una densidad de masa volumétrica y una densidad de corriente eléctrica expresadas como

$$\rho_m = n (m_i + m_e) \quad (2.21)$$

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

donde las velocidades de iones y electrones se miden desde un marco de referencia en reposo ubicado en el centro de masa del elemento de fluido. Las densidades del elemento de fluido experimentan modificaciones espaciales debido a las fuerzas de origen hidrodinámico y electromagnético, así como una evolución temporal del campo de velocidades del fluido y la presión hidrostática. Para cuantificar estos efectos, se plantea un sistema de ecuaciones compuesto por la ecuación de continuidad, la ecuación de movimiento de un fluido único, la ley de Ohm generalizada y las ecuaciones de Maxwell, tal como se representan en las ecuaciones (2.23) - (2.29). Además de las condiciones previamente mencionadas, se asume una distribución local de las cargas que sigue una distribución maxwelliana. Esto da lugar a una presión hidrostática uniforme en las direcciones paralela y perpendicular al campo magnético, lo que implica

una presión isotrópica, como se muestra en la ecuación (2.30).

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_{cm}) = 0 \quad (2.23)$$

$$\rho_m \left[\frac{\partial \mathbf{v}_{cm}}{\partial t} + (\mathbf{v}_{cm} \cdot \nabla) \mathbf{v}_{cm} \right] = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.24)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.25)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v}_{cm} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p_e}{e} \quad (2.26)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.27)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.28)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.29)$$

con

$$p = p_e + p_i = n(T_e + T_i) \quad (2.30)$$

$$\mathbf{v}_{cm} = \mathbf{v}_i + \frac{m_e}{m_i} \mathbf{v}_e \quad (2.31)$$

El conjunto de ecuaciones para un único fluido se complementa con las condiciones de frontera, las cuales son esenciales para relacionar la dinámica del plasma con los campos magnéticos externos y explicar los fenómenos de equilibrio magnetohidrodinámico y estabilidad lineal. Estas condiciones de frontera, según [38], se dividen en tres categorías:

- (1) Borde conductor perfecto: en esta configuración, la frontera del plasma es rígida, lo que significa que se mantiene con una forma definida conforme transcurre el tiempo. En la superficie del plasma, se cumplen las siguientes condiciones:

$$\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = 0 \quad (2.32)$$

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.33)$$

- (2) Región de vacío aislante: el plasma se encuentra en una región de vacío rodeada por una superficie conductora rígida. Se imponen condiciones adicionales para los campos eléctrico y magnético que conectan la región de vacío con el borde del plasma. La forma del plasma puede tratarse como una incógnita más en el modelo, es decir, puede ser una "frontera libre" (*free boundary*) que se ajusta como parte del problema, o una "frontera fija" (*fixed boundary*) que se mantiene constante.

- (3) Bobinas externas al plasma: esta configuración se caracteriza por las condiciones de *free boundary*, además se incluye el campo magnético producido por las bobinas que confinan al plasma. El campo magnético total se expresa como la suma del campo magnético externo y el campo magnético inducido por el plasma.

Equilibrio magnetohidrodinámico ideal

Los plasmas de interés para este trabajo deben mantener un equilibrio mecánico para su confinamiento. De acuerdo con lo expuesto en la subsección 2.3.2, es necesario determinar las magnitudes de las variables termodinámicas y la configuración magnética adecuada para lograr este equilibrio. 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. En consecuencia, el sistema de ecuaciones para un fluido único, representado por las ecuaciones (2.23) - (2.29), se reduce a

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.34)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.35)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.36)$$

La ecuación (2.34) muestra que el gradiente de presión hidrostática es contrarrestado por una fuerza magnética para una densidad de corriente eléctrica específica. Es estrictamente necesario que esta densidad de corriente se genere mediante una fuente externa al plasma, ya que las corrientes internas no pueden mantener un equilibrio magnetohidrodinámico. Este requisito está respaldado por el teorema del Virial [134]. La densidad de corriente confinante se conoce como diamagnética y debe estar dirigida perpendicularmente al campo magnético. Su expresión matemática es

$$\mathbf{J}_\perp = \frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2} \quad (2.37)$$

Parámetro beta

La condición de equilibrio de presión, derivada al sustituir la ecuación (2.36) en la ecuación (2.34), establece que si en diferentes regiones del plasma hay variaciones en la magnitud de las presiones hidrodinámica y magnética, estas variaciones deben compensarse para que la suma de ambas presiones se mantenga constante. Esto se

muestra en la ecuación (2.38).

$$\langle p \rangle + \frac{B^2}{2\mu_0} = \text{constante} \quad (2.38)$$

A raíz de lo anterior, se define un parámetro adimensional que cuantifica si los efectos termodinámicos o magnéticos predominan en el plasma. Este parámetro se denomina β y se expresa como

$$\beta = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B^2} \quad (2.39)$$

En muchos plasmas de laboratorio, es común que se cumpla que $\beta \ll 1$, lo que implica que la presión de la fuerza magnética domina sobre la presión del plasma. La investigación actual en fusión termonuclear controlada se centra en diseñar dispositivos de confinamiento magnético que maximicen el valor del parámetro beta. Esto se debe a que la potencia neta generada en el proceso de fusión termonuclear controlada depende del cuadrado del parámetro beta. Sin embargo, es importante tener en cuenta que un aumento en β conlleva a un incremento en la presión hidrodinámica, lo que resulta en la ruptura de las superficies de flujo magnético anidadas, deteriorando así el confinamiento del plasma [41, 138].

El parámetro β se puede expresar en términos de otros parámetros β definidos en las direcciones poloidal y toroidal para cuantificar el grado de confinamiento en cada una de las componentes del campo magnético. La ecuación que relaciona el β total con los β toroidal y poloidal es:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{\beta_t} + \frac{1}{\beta_p} \quad (2.40)$$

Leyes de conservación

El equilibrio MHD ideal conserva la masa, el momentum lineal, la energía del plasma y el flujo magnético a lo largo del tiempo, tal como se expresan en las ecuaciones (2.41) - (2.44). La conservación del flujo magnético da lugar al teorema del *frozen flux*, que implica que el campo de velocidades de los elementos de fluido se establece en una topología de campo magnético invariable en el espacio. En consecuencia, se puede afirmar que las líneas de campo magnético en el interior del plasma permanecen “congeladas”.

La configuración magnética que cumple con esta última propiedad no considera una evolución hacia configuraciones de menor energía potencial magnética, ya que podrían generar la pérdida de la estabilidad y el equilibrio del plasma. Esta condición restringe el número de configuraciones magnéticas posibles para el confinamiento [38].

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{V_p} \rho_m dV \right) = 0 \quad (2.41)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\int_{A_p} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) dA \right] = 0 \quad (2.42)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\int_{V_p} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{p}{\gamma - 1} \right) dV \right] = 0 \quad (2.43)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{A_p} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \right) = 0 \quad (2.44)$$

Estabilidad en el equilibrio MHD ideal

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. A continuación, se abordan las posibles fuentes de inestabilidad y cómo cuantificarlas.

Principio de energía

Las inestabilidades en el plasma se refieren a modos de perturbación magnéticos que actúan como atenuaciones al equilibrio, por tanto un ligero cambio en el desplazamiento del plasma confinado genera fuerzas responsables de amplificar la perturbación de manera exponencial. Para analizar estas inestabilidades, se utiliza el principio de energía; un enfoque variacional que implica la linealización de las ecuaciones (2.23) a (2.29). En este enfoque, cada una de las perturbaciones presentes en el plasma se expresa como una suma de autofunciones, considerando condiciones de frontera y equilibrio MHD específicas, independientemente de las condiciones iniciales.

Si se toma el subíndice 0 para representar el estado de equilibrio, la ecuación de movimiento para el desplazamiento del equilibrio, denotado como ζ , se puede expresar

como

$$\begin{aligned} \rho^0 \frac{d^2 \zeta}{dt^2} = & \nabla \left(\zeta \cdot \nabla p^0 + \gamma \nabla \cdot \zeta \right) + \frac{1}{\mu} \left(\nabla \times \mathbf{B}^0 \right) \times \left[\nabla \times \left(\zeta \times \mathbf{B}^0 \right) \right] \\ & + \frac{1}{\mu} \left\{ \nabla \times \left[\nabla \times \left(\zeta \times \mathbf{B}^0 \right) \right] \right\} \times \mathbf{B}^0 \equiv F(\zeta) \end{aligned} \quad (2.45)$$

Donde $F(\zeta)$ se define como un operador. Al multiplicar la ecuación (2.45) por la razón de cambio de ζ con respecto al tiempo, integrar sobre el volumen del plasma y derivar parcialmente respecto al tiempo, se obtiene que

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{V_p} \frac{1}{2} \rho^0 \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 dV - \int_{V_p} \frac{1}{2} \zeta \cdot F(\zeta) dV \right] = 0 \quad (2.46)$$

$$\delta W \equiv - \int_{V_p} \frac{1}{2} \zeta \cdot F(\zeta) dV \quad (2.47)$$

Según la ecuación (2.47), las inestabilidades que reducen la energía potencial del sistema ($\delta W < 0$) implican un aumento en la energía cinética del sistema debido a la conservación de la energía mecánica. Esto define un sistema linealmente inestable con velocidades iniciales perturbadas que aumentan exponencialmente. Por otro lado, una energía potencial positiva ($\delta W > 0$) indica que el plasma está en un equilibrio MHD estable.

La evolución de las inestabilidades se estudia utilizando el principio de energía al imponer condiciones a la ecuación (2.46) y al comparar el crecimiento de la inestabilidad con los movimientos del plasma. Si la perturbación oscila con una frecuencia igual al inverso del tiempo de Alfvén, entonces el equilibrio ideal MHD es estable [7]. El principio de energía también cuenta con un segundo método, que consiste en expresar la perturbación como una serie de armónicos de Fourier con una dependencia exponencial en el tiempo, y luego resolver las ecuaciones de MHD ((2.34) - (2.36)). Esto permite calcular las tasas de cambio de la perturbación y sus frecuencias de oscilación [124].

Inestabilidades por presión

El análisis de las inestabilidades en un plasma confinado por campos magnéticos se basa en perturbaciones infinitesimales con propiedades ondulatorias periódicas. Estas inestabilidades se pueden clasificar de dos maneras: en función de si la superficie del plasma es fija o deformable en relación con su posición de equilibrio y en función de la fuente de las inestabilidades.

Si la fuente principal de inestabilidad está relacionada en gran medida con el gradiente de presión, se les denomina *pressure-driven modes*. Dentro de esta categoría se encuentran las *interchange (flute) instabilities*. Estas inestabilidades se explican a partir del teorema del flujo congelado, el cual establece que las superficies de flujo magnético determinan la forma del plasma, compuestas por “tubos” o filamentos anidados entre sí. Algunas perturbaciones pueden provocar un intercambio de partículas entre los tubos, lo que conduce a una disminución de la energía potencial gravitatoria. La dirección de esta inestabilidad ocurre en la dirección radial, ya sea hacia afuera o hacia adentro, dependiendo del signo de la curvatura del campo magnético y el gradiente de presión.

Criterio de Mercier

Para verificar la estabilidad lineal local del plasma, se utiliza el criterio de Mercier. En este criterio, la ecuación (2.46) se transforma en coordenadas de Hamada [50], se expanden las expresiones de las variables de equilibrio en volumen para una superficie racional (eje magnético) y se minimiza el término δW , donde se tiene, según [79], que

$$D_{\text{Mercier}} = D_{CM} + D_{IT} + D_{PM} + D_G > 0 \quad (2.48)$$

donde

$$D_{CM} = \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{dI}{d\Psi} \right)^2 \quad (2.49)$$

$$D_{IT} = \frac{1}{16\pi^4} \frac{dI}{d\Psi} \int \frac{dA}{|\nabla\Psi|^3} \left(\mu_0 J - \frac{dI(\Psi)}{d\Psi} \mathbf{B} \right) \cdot \mathbf{B} \quad (2.50)$$

$$D_{PM} = \frac{\mu_0}{64\pi^6} \frac{dP}{d\Psi} \left(\frac{d^2V}{d\Psi^2} - \mu_0 \frac{dP}{d\Psi} \int \frac{dA}{B^2 |\nabla\Psi|} \right) \int \frac{B^2}{|\nabla\Psi|^3} dA \quad (2.51)$$

$$D_G = \frac{1}{64\pi^6} \left(\int \frac{\mu_0 \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}}{|\nabla\Psi|^3} dA \right)^2 - \frac{1}{64\pi^6} \left(\int \frac{B^2}{|\nabla\Psi|^3} dA \right) \int \frac{(\mu_0 \mathbf{J} \cdot \mathbf{B})^2}{B^2 |\nabla\Psi|^3} dA \quad (2.52)$$

Según la ecuación (2.48), el plasma se considera estable a pesar de la existencia de las *interchange instabilities* si el funcional de la energía es positivo. Este criterio presenta a D_{CM} , asociado a la cizalla magnética, siempre positivo ya que la curvatura toroidal promedio del campo magnético durante el tiempo brinda estabilidad al medio. El funcional D_{IT} representa el aporte al gradiente de campo magnético por el cambio en su magnitud al adicionar una corriente en el plasma. Su efecto depende del signo y si se

identifican resonancias. El funcional D_{PM} contribuye a la estabilidad si el volumen del plasma y la presión presentan las variaciones esperadas para las superficies de flujo, además incluye un término por el carácter diamagnético del plasma. El funcional D_G se asocia a la curvatura geodésica por la corriente interna de PS o la presencia de islas magnéticas, lo que reduce la estabilidad del plasma [59].

2.3.3 Colisiones de partículas en el plasma

Las colisiones en el plasma se estudian a nivel de partículas individuales, y sus efectos producen variaciones a nivel macroscópico, como densidad electrónica y temperatura electrónica anisotrópicas, conductividad del medio diferente de cero y fenómenos colectivos como los procesos de difusión y movilidad [64]. A continuación, se definen los parámetros relevantes para caracterizar las colisiones neutrón-electrón y las colisiones tipo Coulomb en el espacio de transporte de velocidades para un plasma totalmente ionizado.

Colisiones en un plasma parcialmente ionizado

Es posible identificar dos procesos principales de ionización del gas: colisiones de un electrón con partículas neutras, que resultan en un ion y dos electrones, y la recombinación de un electrón con un ion que resulta en un átomo neutro. Cuando estos procesos no se logran equilibrar y el grado de ionización, es decir, la razón entre la densidad de iones y la densidad de neutros, es menor a 10^{-3} , se afirma que las colisiones con los neutros son dominantes [41]. La frecuencia de colisión neutrón-electrón, según [135], es:

$$\nu_{en} = \sqrt{\frac{8\pi T_e}{m_e}} n_0 \sigma_n \quad (2.53)$$

donde σ_n es la sección eficaz de las colisiones electrón-neutro.

Colisiones en un plasma totalmente ionizado

Las partículas cargadas en un plasma totalmente ionizado presentan colisiones tipo Coulomb. Como se muestra en la Figura 2.2, el electrón en movimiento, con velocidad v_0 , realiza una trayectoria hiperbólica debido a la interacción electrostática con el ion, que se considera en reposo debido a su velocidad mucho menor en comparación con

la velocidad del electrón. La dispersión de Rutherford con su parámetro de impacto, s_0 , está dado por

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{s}{s_0} \quad (2.54)$$

$$s_0 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_0^2} \quad (2.55)$$

Según [41] y [8], los electrones en el plasma tienden a experimentar con mayor frecuencia colisiones de ángulo pequeño ($\theta \ll \pi/2$) en vez de colisiones de ángulo grande ($\pi/2 \leq \theta \leq \pi$). En el primer tipo de colisión, los electrones colisionan varias veces con

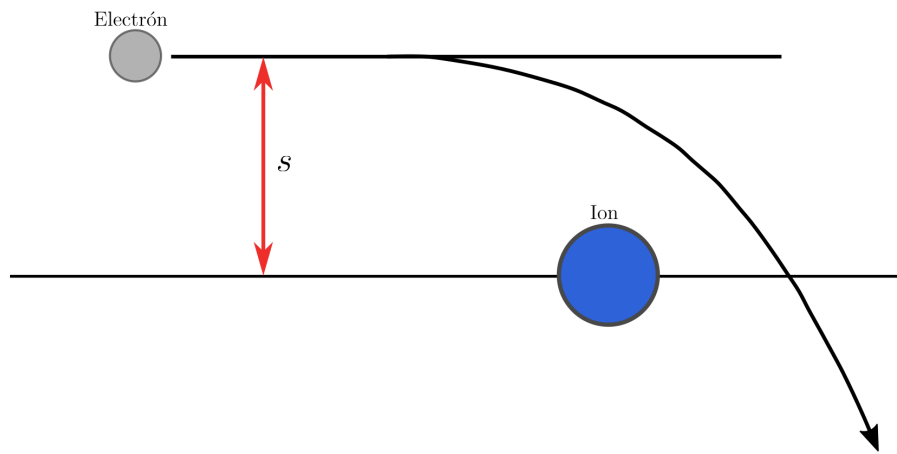


Figura 2.2: Colisión de tipo Coulomb entre ion y electrón con su trayectoria y parámetro de impacto. Fuente: Elaboración propia basada en [101]

los iones, se produce una disminución de su velocidad inicial paralela a su trayectoria original. Por lo tanto, las velocidades de los electrones se promedian en el tiempo. La tasa de cambio en el tiempo para pequeños incrementos en la magnitud de la velocidad paralela $\langle \Delta v_{0\parallel} \rangle$ se puede expresar como

$$\frac{d\langle \Delta v_{0\parallel} \rangle}{dt} = -4\pi n_i s_0^2 v_0^2 \ln \Lambda = -v_{ei} v_0 \quad (2.56)$$

donde

$$\ln \Lambda \equiv \ln\left(\frac{\lambda_{De}}{s_0}\right) \quad (2.57)$$

$$v_{ei} = -4\pi n_i s_0^2 v_0^2 \ln \Lambda = \frac{Z^2 n_i e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_0^3} \quad (2.58)$$

El lado derecho de la ecuación (2.56) se interpreta como una fuerza de fricción [51], que define la frecuencia de colisión ion-electrón (ν_{ei}). El logaritmo de Coulomb, dado por la ecuación (2.57), es un parámetro que cuantifica la relevancia de las colisiones de ángulo pequeño en un plasma débilmente acoplado y depende de la temperatura electrónica y la densidad electrónica [74]. Se deben agregar correcciones cuando la velocidad relativa entre iones y electrones se compara con la velocidad térmica de los electrones [55]. Por lo tanto, el logaritmo de Coulomb se expresa como

$$\ln \Lambda = \begin{cases} 23 - \ln \left(\frac{Z n_e^{1/2}}{T_e^{3/2}} \right) & \text{si } T_i \frac{m_e}{m_i} < T_e < 10Z^2 \text{ eV} \\ 24 - \ln \left(\frac{n_e^{1/2}}{T_e} \right) & \text{si } T_i \frac{m_e}{m_i} < 10Z^2 \text{ eV} < T_e \end{cases} \quad (2.59)$$

Frecuencia de colisión ion - electrón

La frecuencia de colisión ion-electrón presentada en la ecuación (2.58) se promedia en una distribución de probabilidades de las partículas en el dominio de velocidades. Para un plasma de hidrógeno con una distribución maxwelliana de electrones, según reportan [101, 84], la frecuencia de colisión ion-electrón promedio está dada por

$$\langle \nu_{ei} \rangle = \frac{\sqrt{2} n_i e^{5/2} \ln \Lambda}{12 \pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \quad (2.60)$$

III Stellarator

El confinamiento magnético del plasma puede generarse gracias a dispositivos toroidales diseñados para producir líneas de campo magnético que se conectan después de un gran número de circuitos, como se muestra en la Figura 3.1. Esto se conoce como un sistema cerrado de confinamiento, compuesto por un conjunto de bobinas dispuestas en dirección toroidal [38].

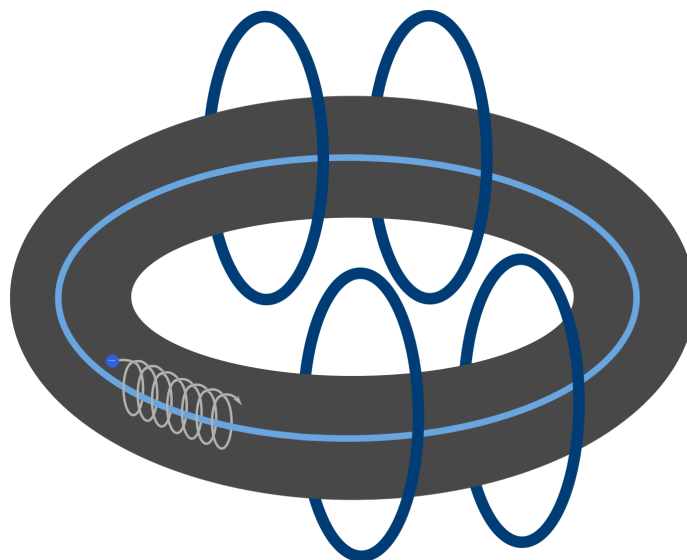


Figura 3.1: Representación de las partículas confinadas en un dispositivo con líneas cerradas de campo magnético. Fuente: elaboración propia.

Según lo explicado en la subsección 2.3.1, el principal inconveniente de la curvatura de las líneas de campo magnético es la introducción de una deriva debido al gradiente de campo magnético, como se describe en la ecuación (2.20). Esta deriva provoca una polarización de la carga y da lugar a la aparición de un campo eléctrico, como se muestra en la Figura 3.2. Este efecto resulta en una deriva debida al campo eléctrico en dirección radial, que arrastra al centro guía en esa dirección y degrada el confinamiento [63].

La solución a este problema consiste en agregar un campo magnético poloidal al campo magnético toroidal, para generar un campo magnético helicoidal. La curvatura de este campo contrarresta la deriva producida por $E \times B$ y permite mantener a las

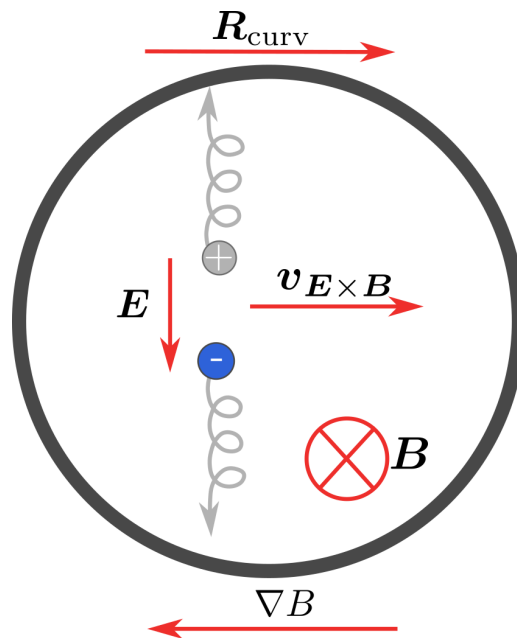


Figura 3.2: Visualización de las derivas $E \times B$ y curvatura de campo magnético de las partículas cargadas en un plasma con un campo magnético toroidal únicamente. Fuente: elaboración propia

partículas cargadas en las líneas del campo magnético[120].

A continuación, se explicará el dispositivo de confinamiento magnético relevante para este trabajo: el stellarator. Se abordará su concepto, la clasificación de los stellarators, las características del campo magnético de confinamiento, el análisis de su equilibrio magnetohidrodinámico y el comportamiento de variables relevantes como el parámetro beta y la densidad electrónica en función de la temperatura electrónica.

3.1 Campo magnético confinante

3.1.1 Formación de superficies de flujo magnético

El campo magnético confinante debe mantener a las partículas cargadas circulando en un volumen específico para evitar que las colisiones y las derivas provoquen flujos radiales no deseados, lo que llevaría a la pérdida de partículas cargadas por líneas abiertas de campo magnético.

Las líneas de flujo de partículas (bajo la acción del campo magnético) en sus trayectorias de equilibrio después de cierto número de circuitos definen las superficies de flujo en su proyección sobre el plano poloidal. En una configuración óptima, existe al menos un eje magnético que contiene múltiples superficies de flujo magnético ani-

dadas. Estas superficies mantienen un equilibrio magnetohidrodinámico, cumpliendo la ecuación (2.34), y presentan una presión hidrostática constante junto con una densidad de corriente eléctrica y un campo magnético helicoidal sobre ellas [134], como se muestra en la Figura 3.3.

Sin embargo, en algunas zonas de las superficies de flujo magnético, las líneas de campo pueden desviarse de su posición prevista según el equilibrio MHD ideal, lo que disminuye la energía contenida del plasma. Estas desviaciones se conocen como islas magnéticas y pueden conducir a inestabilidades.

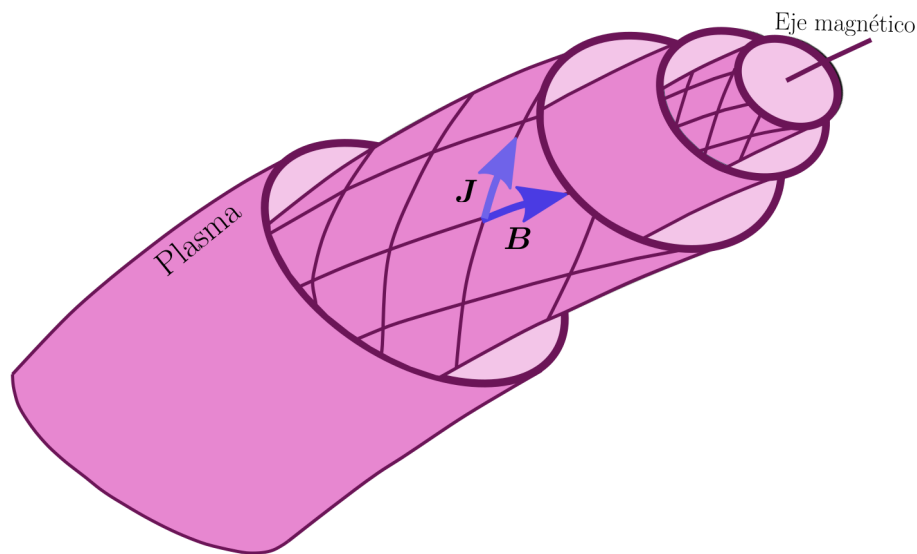


Figura 3.3: Superficies de flujo magnético anidadas a un eje magnético. Visualización de J y B sobre una de las superficies de presión hidrostática constante. Fuente: elaboración propia basada en [101]

3.1.2 Parámetros del campo magnético confinante

Los parámetros del campo magnético, como la transformada rotacional, la cizalla magnética, el pozo magnético y la razón de aspecto, están relacionados con varios fenómenos físicos en el plasma y proporcionan información sobre la optimización de la configuración magnética, así como sobre factores geométricos de las bobinas y errores en el campo magnético. A continuación, se ofrece una definición de cada uno de estos parámetros a partir de [87, 134, 141, 63].

Transformada rotacional

Es el ángulo promedio de rotación en dirección poloidal, dividido entre el número de vueltas toroidales de las líneas del campo magnético. La transformada rotacional cuantifica la torsión del campo magnético y, por ende, se vuelve esencial que dicho valor sea distinto de cero para que se mantenga un confinamiento adecuado. En lo que respecta a su magnitud, se busca que sea un número irracional en la superficie de flujo magnético. Esto se debe a que, en el caso de números racionales denominados resonantes, se forman islas magnéticas. Además, es importante destacar que valores elevados de la transformada rotacional implican un mayor tiempo de confinamiento y una menor difusividad térmica para los electrones, como se menciona en [4].

$$t = \frac{\iota}{2\pi} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi N} \sum_{m=1}^N (\Delta\theta)_m \quad (3.1)$$

Cizalla magnética

La cizalla magnética se define como la razón de cambio de la transformada rotacional en relación al volumen comprendido entre las superficies de flujo magnético en dirección toroidal. Este parámetro desempeña un papel crucial en la caracterización de la calidad de la superficie en términos de flujo magnético. Valores elevados de cizalla magnética se traducen en una reducción en el tamaño de las islas magnéticas y revelan cuán susceptible es la superficie a perturbaciones. Además, indican la influencia significativa de las corrientes en el plasma debido a efectos de presión, lo que, a su vez, puede dar lugar a inestabilidades [15].

$$s(V) = 2 \frac{V}{\iota} \frac{d\iota}{dV} \quad (3.2)$$

Pozo magnético

El pozo magnético, representado por la ecuación (3.3), es un indicador fundamental de la estabilidad de un plasma frente a las inestabilidades de tipo *Interchange (flute)*. Este pozo magnético cuantifica cómo el plasma se encuentra en su entorno y se relaciona directamente con el volumen específico, como se define en la ecuación (3.4).

$$\hat{W} = 2 \frac{V}{\langle B^2 \rangle} \frac{d}{dV} \left\langle \frac{B^2}{2} \right\rangle \quad (3.3)$$

$$U = \frac{dV}{d\phi} \quad (3.4)$$

Una estabilidad óptima frente a estas inestabilidades implica que el plasma tiende a situarse en regiones donde maximiza su volumen específico. En otras palabras, se busca áreas donde el campo magnético promedio aumenta en la dirección radial hacia afuera de la superficie de flujo magnético o donde la curvatura de estas superficies es positiva. La ecuación (3.4) se relaciona con la profundidad del pozo magnético, escrito como

$$\frac{U_0 - U(r_{eff})}{U_0} \quad (3.5)$$

Esta relación permite identificar que las superficies con un gradiente positivo en el pozo magnético son aquellas en las que se encuentra un campo magnético mínimo. Esto cumple el teorema de flujo congelado [29].

Razón de aspecto

La razón de aspecto se define como la relación entre el radio mayor del dispositivo (R_0) y el radio menor del plasma (a). Este parámetro desempeña un papel fundamental en la discusión actual sobre las futuras plantas de fusión basadas en tokamak, donde se establece una relación inversamente proporcional entre el radio mayor y la magnitud del campo magnético [143].

$$A = \frac{R_0}{a} \quad (3.6)$$

3.2 Concepto de stellarator

El stellarator es uno de los dispositivos de confinamiento magnético de plasma que ha sido objeto de un extenso estudio desde su invención en 1951 por Lyman Spitzer [119]. Ha sido considerado como un prototipo para un reactor de fusión termonuclear controlada. Este dispositivo genera su transformada rotacional al deformar las superficies de flujo magnético, lo que da como resultado un plasma no axisimétrico, o mediante un eje magnético con torsión distinta de cero, es decir, no plano. Esta deformación se logra exclusivamente a través de un conjunto de bobinas externas con una geometría determinada. El stellarator presenta varias ventajas significativas en comparación del tokamak. En primer lugar, introduce una amplia variedad de configuraciones magné-

ticas que pueden optimizarse para lograr un confinamiento efectivo del plasma. Además, no tiene un límite en cuanto a la densidad electrónica y es capaz de funcionar en un estado estacionario durante períodos más prolongados, dado que no depende de una corriente toroidal. Sin embargo, el stellarator también conlleva desafíos y desventajas. Su diseño mecánico y la construcción de las bobinas son complejas, ya que las imperfecciones en sus curvaturas pueden hacer que cedan debido al esfuerzo generado por la fuerza magnética, lo que limita la magnitud del campo magnético. Además, un plasma no axisimétrico experimenta un tiempo de transporte de partículas cargadas reducido en comparación con uno axisimétrico, debido a que entra en un régimen anómalo turbulento causado por una alta difusividad térmica [141, 48, 38].

3.3 Clasificación de Stellarators según su configuración magnética

Hay diversos tipos de stellarators, cada uno de los cuales se ha optimizado de acuerdo a su método para generar una transformada rotacional que resulte en superficies de flujo magnético cerradas. A continuación, se presenta una clasificación de estos tipos, siguiendo la propuesta de [22, 48, 63, 90].

3.3.1 Clásico

El stellarator clásico, como se muestra en la Figura 3.4.(a), se compone de pares de bobinas helicoidales a través de las cuales fluye la corriente eléctrica en direcciones opuestas. Además, incluye un conjunto de bobinas circulares planas alrededor del toroide. Una de sus ventajas radica en que la corriente puede variarse de forma independiente en cada conjunto de bobinas, lo que facilita el estudio del campo magnético total. A pesar de esto, su diseño es extremadamente complejo.

3.3.2 Torsatrón (Heliotrón)

El torsatrón busca simplificar el diseño del stellarator clásico al utilizar una configuración de bobinas helicoidales que dirigen la corriente eléctrica en una sola dirección, generando un campo magnético helicoidal. Este tipo de stellarator, ilustrado en la Figura 3.4.(b), presenta un campo magnético vertical que debe ser anulado mediante la colocación de bobinas circulares en dirección horizontal.

3.3.3 Heliac

El campo magnético helicoidal en el stellarator tipo heliac (como se muestra en la Figura 3.4.(c)) se genera mediante una serie de bobinas circulares planas dispuestas en dirección toroidal, con sus centros ubicados en posiciones verticales diferentes, formando una estructura helicoidal. Además, se incorporan bobinas circulares planas horizontales adicionales para mantener el control del plasma.

3.3.4 Modular

El stellarator modular, mostrado en la Figura 3.4.(d), recibe su nombre debido a la disposición de sus bobinas, las cuales se deforman con respecto a su eje de simetría y se ubican en diferentes posiciones toroidales alrededor de la cámara de vacío. La forma de estas bobinas tiene como objetivo lograr que un solo conductor de corriente eléctrica genere un campo magnético similar al que se obtendría mediante una superposición de bobinas toroidales con un bobinado helicoidal. Al ocurrir esto, ambos sistemas de bobinas se combinan para crear bobinas tipo meandro que siguen alternativamente las trayectorias helicoidal y toroidal. En las bobinas reales, los bordes resultantes necesitan un alisado.

Este enfoque permite que los stellarators de esta categoría sean capaces de proponer campos con distintas helicidades magnéticas, lo que resulta en plasmas con propiedades de transporte y MHD optimizadas.

3.4 Equilibrio MHD en stellarators

La falta de simetría axial en un stellarator implica que tanto las componentes covariantes como contravariantes del campo magnético experimentan una tasa de cambio con respecto al ángulo toroidal que no es igual a cero. Esta característica abre la posibilidad de que el método seleccionado para generar una transformada rotacional no produzca superficies de flujo magnético constantes, cerradas y anidadas a un eje magnético [50].

No obstante, el teorema de Kolmogórov–Arnold–Moser (teorema KAM) [127] asegura la existencia de superficies de flujo magnético incluso en ausencia de simetría axial en un stellarator. Esto es válido siempre y cuando se cumplan condiciones es-

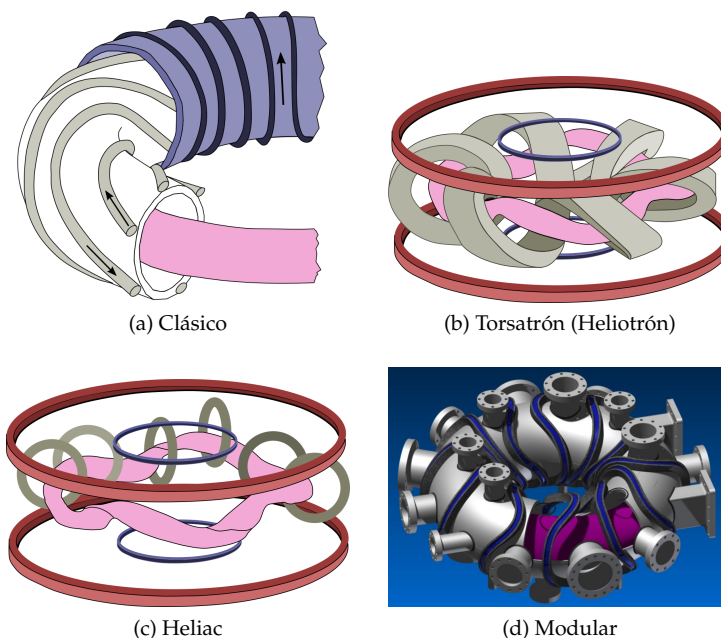


Figura 3.4: Tipos de stellarator. Fuente: (a), (b) y (c) elaboración propia y (d) Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y sus Aplicaciones

pecíficas, como la existencia de una transformada rotacional irracional con una cizalla magnética distinta de cero en cualquier punto espacial. Lo anterior evita que los efectos de radio finito de Larmor o colisiones tipo Coulomb produzcan perturbaciones que cambien ligeramente la presión del plasma en las superficies isobáricas [57].

A continuación, se presentan nuevos sistemas de coordenadas. Posteriormente, se aborda el principio variacional de energía, que ofrece una solución al problema del equilibrio MHD. Finalmente, se exploran otros parámetros importantes en el contexto del equilibrio MHD, como la densidad de corriente paralela al plasma.

3.4.1 Sistemas de coordenadas relevantes

Coordenadas cilíndrico-toroidales

Las coordenadas cilíndrico-toroidales, que combinan el uso de coordenadas cilíndricas y tienen un origen en el centro del toro, brindan una descripción adecuada del

toroide. Las coordenadas x , y y z se expresan de la siguiente manera

$$\begin{aligned} x &= (R + r \cos \theta) \cos \phi \\ y &= (R + r \cos \theta) \sin \phi \\ z &= r \sin \theta \end{aligned} \quad (3.7)$$

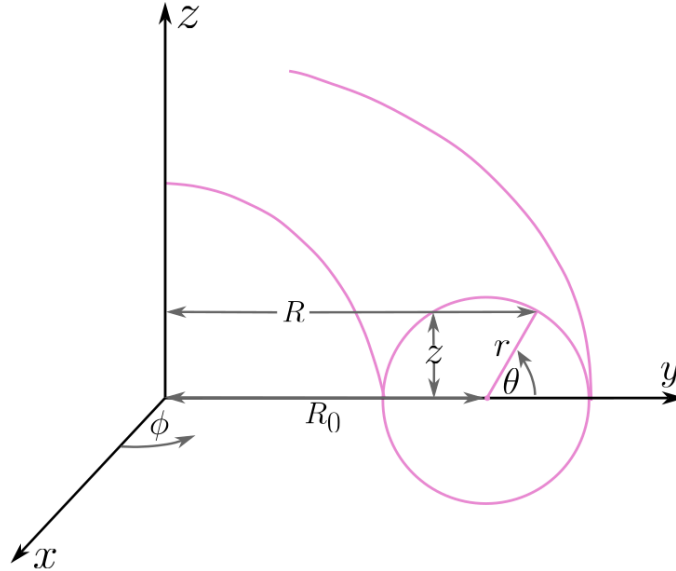


Figura 3.5: Variables de las coordenadas cilíndrico-toroidales. Fuente: elaboración propia

Coordenadas de flujo magnético

Las coordenadas de flujo magnético son un conjunto de coordenadas no ortogonales que modelan las líneas del campo magnético como funciones lineales en el espacio de configuración [35]. Estas coordenadas constan de $\theta = \theta(x, y, z)$, $\phi = \phi(x, y, z)$, y una de las etiquetas de flujo, denominada *flux surface label* (ψ). El valor de ψ se deriva del flujo toroidal en el borde de una de las superficies cerradas, al fijar un ángulo polar en una vuelta toroidal. Esta etiqueta se expresa como

$$\Psi_T = \frac{1}{2\pi} \int \int_S \mathbf{B} \cdot \nabla \phi \frac{dr' d\theta}{\nabla r' \cdot \nabla \theta \times \nabla \phi} = 2\pi \psi \quad (3.8)$$

El campo magnético en sus formas covariante y contravariante en este sistema de coordenadas se expresan de la siguiente manera

$$\mathbf{B}(\psi, \theta, \phi) = B_\psi(\psi, \theta, \phi) \nabla \psi + B_\theta(\psi, \theta, \phi) \nabla \theta + B_\phi(\psi, \theta, \phi) \nabla \phi \quad (3.9)$$

$$\mathbf{B}(\psi, \theta, \phi) = B^\theta(\psi, \theta, \phi) \nabla \theta + B^\phi(\psi, \theta, \phi) \nabla \phi \quad (3.10)$$

Coordenadas magnéticas

Estas coordenadas se basan en el mismo concepto que se describió en la sección 3.4.1, pero permiten una generalización que es aplicable cuando no existen superficies de flujo magnético claramente definidas. Esto resulta particularmente útil cuando se trata de campos magnéticos que se componen de la suma de un campo magnético confinante y un campo magnético perturbado. Esta generalización se vuelve relevante en situaciones que involucran la formación de islas magnéticas. El campo magnético está dado por

$$\mathbf{B} = \nabla\psi \times \nabla\Theta - \iota(\psi) \nabla\psi_T \times \nabla\phi \quad (3.11)$$

$$\Theta = \theta + \lambda^*(\theta, \psi, \phi) \quad (3.12)$$

Con λ^* como una función periódica en θ y ϕ . Estas coordenadas definen la transformada rotacional como la pendiente las líneas de campo magnético [63] y escrito como

$$\iota = \frac{d\Theta}{d\phi} \quad (3.13)$$

3.4.2 Soluciones al equilibrio MHD sin simetría axial

Principio variacional

Para abordar el equilibrio MHD en stellarators, se utiliza un método de solución basado en el cálculo variacional. Este método tiene como premisa que con el tiempo la energía total del plasma en un volumen determinado alcance un valor mínimo. En respuesta a la invariancia escalar de la energía total del plasma, se adoptan las coordenadas de flujo magnético (subsección 3.4.1). Para obtener una resolución numérica de la razón de cambio de la energía del plasma en el tiempo, es necesario incorporar una representación inversa de las coordenadas de flujo magnético [54].

La expresión de energía se deriva a partir de la ecuación (2.34) y es

$$W = \int \left(\frac{|B|^2}{2\mu_0} + \frac{p}{\gamma-1} \right) d^3\alpha^* \quad (3.14)$$

$$p(\psi) = M(\psi) V'^{-\gamma} \quad (3.15)$$

$$V(\psi) = \int \int d\theta d\phi |\sqrt{g}| \quad (3.16)$$

$$\alpha^* \equiv (\psi, \theta, \phi) \quad (3.17)$$

Esta ecuación está definida en coordenadas cilíndricas. La ecuación (3.14) está acompañada de las ligaduras

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \psi = 0 \quad (3.18)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.19)$$

$$\delta p(\psi) = 0 \quad (3.20)$$

$$\delta l(\psi) = 0 \quad (3.21)$$

$$\delta \psi = 0 \text{ en } d^3 \alpha^* \quad (3.22)$$

Las ecuaciones de ligadura indican que el plasma únicamente realiza trabajo en su entorno, que las líneas del campo magnético son perpendiculares a las superficies de flujo, y que estas superficies de flujo son deformables para asegurar el cumplimiento de la ecuación (2.44).

Al tomar la variación temporal de la ecuación (3.14) y convertirla a coordenadas toroidales, se obtiene que

$$\frac{dW}{dt} = \int \left[- \left(\frac{|B|^2}{2\mu_0} + p \right) \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0 \sqrt{g}} \left(b_R \dot{b}_R + R^2 b_\phi \dot{b}_\phi + b_z \dot{b}_z + R b_\phi^2 \dot{R} \right) \right] d^3 \alpha \quad (3.23)$$

Donde

$$x = (R(\psi, \theta, \phi), \theta(\psi, \theta, \phi) + \lambda^{**}, z(\psi, \theta, \phi)) \quad (3.24)$$

$$\sqrt{g} = R \det(G_{ij}) \quad (3.25)$$

$$G_{jk} = \frac{\partial x_k}{\partial \alpha_j^*} \quad (3.26)$$

$$|B|^2 = \frac{b_R^2 + R^2 b_\phi^2 + b_z^2}{(\sqrt{g})^2} \quad (3.27)$$

$$b_j = b^\theta \frac{\partial x_j}{\partial \theta} + b^\phi \frac{\partial x_j}{\partial \phi} \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \sqrt{g}}{\partial t} = \frac{\dot{R}}{R} \sqrt{g} + \sqrt{g} \left(\frac{\partial \dot{x}_k}{\partial \alpha_j^*} \frac{\partial \alpha_j^*}{\partial x_k} \right) \quad (3.29)$$

Donde $j, k = 1, 2, 3$, la notación con punto es la derivada total respecto al tiempo y λ^{**} es un parámetro angular encargado de mejorar la convergencia en la dirección poloidal. La representación inversa permite que las coordenadas de flujo magnético sean independientes, por tanto las coordenadas cilíndricas dependen de ellas. Este proceso

resulta ventajoso, debido a que reduce el tiempo necesario para la resolución computacional mediante un análisis espectral y facilita la implementación de las condiciones de frontera del equilibrio MHD mencionadas anteriormente (ver sección 2.3.2). Este mapeo inverso expresa a R y Z como

$$\begin{aligned} R &= R_0(\psi) + v_R(\psi, \theta, \phi) \\ Z &= Z_0(\psi) + v_Z(\psi, \theta, \phi) \\ \iint d\theta d\phi v_R &= \iint d\theta d\phi v_Z = 0 \end{aligned}$$

Una vez aplicada la representación inversa, las coordenadas cilíndricas en términos del espectro de Fourier son

$$x_j = \sum_{m,n} X_j^{mn}(\psi) e^{i(m\theta - n\phi)} \quad (3.30)$$

Con X_j^{mn} como las amplitudes complejas de Fourier. La ecuación anterior permite reescribir la ecuación (3.23) como

$$\frac{dW}{dt} = - \int \bar{F}_j^{mn} \frac{\partial X_j^{mn}}{\partial t} dV \quad (3.31)$$

$$F_j^{mn} = (V')^{-1} \int \int F_j e^{-i(m\theta - n\phi)} d\theta d\phi \quad (3.32)$$

$$V' = \frac{\partial V}{\partial \psi} \quad (3.33)$$

$$\bar{F}^{mn} = F^{-m, -n} \quad (3.34)$$

Donde los coeficientes F_j se interpretan como las componentes MHD de fuerza.

Densidad de corriente eléctrica

En el marco de la densidad de corriente que atraviesa el plasma durante el equilibrio MHD, se definen las siguientes ecuaciones para sus componentes, tanto las paralelas como las perpendiculares al campo magnético

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} \quad (3.35)$$

$$\mathbf{J}_{\perp} = \frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2} \quad (3.36)$$

La ecuación (3.35) establece la condición

$$p'(\psi) \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\oint \frac{dl}{B} \right) = 0 \quad (3.37)$$

Con $\chi = \theta - \iota(\psi)\phi$. Se plantea una solución periódica en términos de una serie de Fourier para la ecuación (3.35), lo que conduce a

$$\left(\frac{J_{\parallel}}{B}\right) = \sum_{m,n} \left[i \frac{(\sqrt{g} \nabla \cdot J_{\perp})_{m,n}}{\iota(\psi) m - n} + \Delta_{m,n} \delta(\iota(\psi) m - n) \right] e^{i(m\theta - n\phi)} \quad (3.38)$$

La corriente calculada a partir del primer término en la ecuación (3.38) se conoce como la corriente de *Pfirsch-Schlüter*. Esta corriente presenta una singularidad evitable si se cumplen ciertas condiciones, como una baja cizalla magnética (*low magnetic shear*), la selección adecuada de una superficie para el borde del plasma y una transformada rotacional cercana a un número irracional. Establecer estas condiciones también permite explorar perfiles de presión con gradientes distintos de cero, lo que representa escenarios más cercanos a la fusión termonuclear controlada. Esta corriente eléctrica origina el denominado *Shafranov shift* que consiste en un corrimiento horizontal hacia afuera del eje magnético y, por consiguiente, de las superficies de flujo magnético. Este fenómeno se atribuye al campo magnético vertical inducido ya que es una corriente de dipolo. Por lo anterior, se debe mantener esta corriente en un nivel reducido con respecto a la corriente que circula a través de las bobinas encargadas de confinar el plasma. El segundo término en la ecuación se interpreta como una hoja de corriente eléctrica que se encuentra en cada una de las superficies de flujo magnético. Esto se logra al definir una configuración del campo magnético que cumple con el teorema del flujo congelado [57, 63, 136].

Soluciones numéricas al equilibrio MHD: VMEC

VMEC es un código computacional diseñado para resolver el problema del equilibrio magnetohidrodinámico en plasmas confinados en dispositivos toroidales con bobinas externas de diversas geometrías. Este código utiliza el principio variacional de energía, expresado en la ecuación (3.14), y emplea un enfoque iterativo para encontrar soluciones numéricas [82]. El método empleado para obtener estas soluciones es el denominado *Steepest-Descent* e indica que se alcanza un equilibrio magnetohidrodinámico una vez que se llega a un mínimo de la energía total del plasma. Lo anterior

significa que la ecuación (3.31) debe ser cero y establece que

$$\frac{\partial X_j^{mn}}{\partial t} = F_j^{mn} \quad (3.39)$$

$$\frac{dW}{dt} = - \int \sum_{j,m,n} |F_j^{mn}|^2 dV \quad (3.40)$$

Esta ecuación corresponde a un conjunto de ecuaciones diferenciales parabólicas. Sin embargo, este enfoque puede no ser tan eficiente al buscar la convergencia, por tanto, la ecuación (3.39) se transforma, a través de un esquema de Richardson de segundo orden, en una forma hiperbólica que se expresa como

$$\frac{\partial^2 X_j^{mn}}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau_{opt}} \frac{\partial X_j^{mn}}{\partial t} = F_j^{mn} \quad (3.41)$$

$$\frac{1}{\tau_{opt}} \approx - \frac{d}{dt} \ln \int ||F||^2 dV \quad (3.42)$$

$$\int ||F||^2 dV = \int \sum_{j,m,n} ||F_j^{mn}||^2 dV \quad (3.43)$$

Los coeficientes espectrales de la ecuación (3.41) se calculan en una malla discreta que abarca diferentes puntos radiales. Para establecer las condiciones de frontera, se pueden utilizar los dos métodos mencionados previamente en la subsección 2.3.2. El primer método, conocido como *fixed boundary*, utiliza los valores de los coeficientes de Fourier para definir la frontera. También, este método garantiza que en la interfaz entre el plasma y el vacío, la presión total no presente discontinuidades y que la componente normal del campo magnético sea igual a cero. El segundo método, denominado *free boundary* introduce un campo magnético en la región de vacío con el fin de determinar el borde a partir de las coordenadas iniciales de la posición la última superficie de flujo magnético [54, 110].

3.5 Parámetro beta en un stellarator

El plasma en un stellarator tiene el valor máximo permitido para el parámetro beta. Dado que producen un desplazamiento del eje magnético con un orden de magnitud similar al radio menor del plasma, los gradientes de presión y el campo magnético pueden destruir las superficies de flujo magnético cerradas si este valor excede el beta máximo [33]. El valor estimado de beta máximo es

$$\beta_{max} \approx \frac{I^2}{2A} \quad (3.44)$$

A pesar de lo expuesto, en el stellarator LHD no se han reportado interrupciones en el plasma cuando se sobrepasa β_{max} [114]. Los experimentos no han observado cambios significativos en el gradiente de presión, con una difusión de partículas cargadas en dirección perpendicular al campo magnético. Además, el pozo magnético se mantuvo durante el proceso de descarga del plasma. Los perfiles de temperatura electrónica y densidad electrónica presentaron su comportamiento típico en comparación a experimentos anteriores. Posteriormente, en el stellarator LHD se llevaron a cabo cálculos de equilibrio con el código MHD HINT, que no asume superficies anidadas. Los resultados de estos cálculos mostraron que los experimentos anteriores han trabajado por debajo del límite teórico de β_{max} . Además, el límite de beta máximo para el stellarator LHD fue directamente proporcional a la potencia entregada en el calentamiento [125].

3.6 Temperatura electrónica y densidad electrónica máxima para un stellarator

La relación entre la densidad electrónica máxima y la temperatura electrónica de una descarga de plasma frío, donde la temperatura de las partículas es considerablemente más baja que su energía de ionización [41], en un stellarator se obtuvo a partir de un balance de energía y portadores de carga, presentado en [83]. Este análisis consideró procesos como la excitación, recombinación, ionización, colisiones de Coulomb entre iones y electrones, así como pérdidas de partículas cargadas. Se consideraron plasmas con iones en reposo, una temperatura electrónica menor a 30 eV y una densidad electrónica baja (menor a 10^{-19} m^{-3}). La relación entre la densidad electrónica límite y la temperatura electrónica se expresa de la siguiente manera:

$$n_e(T_e) = \frac{P_{rf}}{V_p n_0} \frac{1}{\left(\gamma + \frac{3}{2}\alpha T\right) \langle\sigma v\rangle_{ion} T_e + \mathcal{E}_{ion} \langle\sigma v\rangle_{ion} + \mathcal{E}_{rad}^0 \langle\sigma v\rangle_{rad}^0} \quad (3.45)$$

La ecuación (3.45) involucra una serie de parámetros que son tanto controlables como variables independientes. Estos parámetros incluyen:

- P_{rf} : La potencia entregada por el sistema de calentamiento.
- V_p : El volumen del plasma.
- n_0 : La densidad de neutros.

- α^T : La razón entre la temperatura electrónica del borde y la temperatura electrónica del núcleo.
- γ : La razón de la difusividad térmica y de partículas.

Además, es necesario tener en cuenta las propiedades del gas de trabajo, ya que dependen de

- \mathcal{E}_{ion} : La energía de ionización.
- $\langle\sigma v\rangle_{ion}$: La tasa de ionización.
- $\mathcal{E}_{rad}^0 \langle\sigma v\rangle_{rad}^0$: La tasa de impacto electrón - neutro.

Cabe destacar que los dos últimos parámetros son dependientes de la temperatura electrónica.

IV Propagación de ondas en plasma

La propagación de ondas en plasmas magnetizados es un tema de gran importancia en la comunidad de fusión termonuclear controlada, ya que constituye el principal mecanismo para alcanzar las altas temperaturas tanto iónicas como electrónicas necesarias para las reacciones de fusión, que se encuentran en el orden de 10 keV [39]. La investigación en este campo se ha centrado en optimizar modelos lineales que describan la interacción de ondas electromagnéticas con las partículas cargadas del plasma. El objetivo de esta área es definir mecanismos que permitan la absorción máxima de radiación y, al mismo tiempo, utilizar las ondas emitidas como herramientas de diagnóstico para medir la energía contenida y otros parámetros del plasma. Como resultado, se ha concluido que el plasma presenta una amplia variedad de modos de propagación de ondas, cada uno de los cuales está bien definido en función de sus parámetros, con la posibilidad de conversiones entre estos modos [126]. A continuación, se describirá cómo se genera un plasma a partir de la radiación, se abordarán los modos de propagación relevantes para el plasma del stellarator SCR-1, se hablará del calentamiento ECR en el modo ordinario y finalmente se tratará el modo Bernstein electrónico.

4.1 Producción de plasmas a partir de ondas electromagnéticas de alta frecuencia

Una forma para alcanzar el estado de plasma consiste en exponer un gas neutro a ondas electromagnéticas. La cámara del dispositivo actúa como una cavidad resonante, y el campo eléctrico oscilante proporciona la energía necesaria para ionizar el gas. Es importante que la frecuencia de la onda incidente sea mayor que la frecuencia del plasma para viajar a través de él y calentarlo. Este método alcanza valores más altos de densidad de los portadores de carga en comparación con los generadores de corriente continua, aunque a un costo económico mayor. A pesar de lo anterior, existen limitaciones en la propagación de la radiación por el medio al alcanzar una densidad crítica

o máxima de electrones determinada por

$$n_{cr} = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} f_0^2 \quad (4.1)$$

Es factible identificar áreas del medio donde se supera la densidad crítica, calculada mediante la ecuación (4.1). Esto es viable al determinar las condiciones para el plasmas donde las colisiones no desempeñan un papel significativo en el transporte de energía, dado que $\omega_0 \gg \nu_{col}$ [6].

4.2 Ondas en un plasma frío magnetizado

En un plasma frío, las partículas cargadas están fuertemente influenciadas por el campo magnético, lo que da lugar a un comportamiento ondulatorio distintivo de la radiación mientras se propaga a través del medio. Según lo propuesto por [49, 122, 126], el modelo para la propagación de ondas se basa en un plasma que cumple con las condiciones establecidas en la subsección 2.3.2. Además, se asume que no hay efectos debidos a la temperatura finita de los electrones, ya que esta temperatura es inferior a 1,0 keV. En este estado, inciden ondas electromagnéticas de baja amplitud que se propagan a través del plasma con una velocidad de fase superior a la velocidad térmica de los electrones. Suponiendo que las ondas electromagnéticas se encuentran en estado estacionario dentro del plasma y empleando un análisis de Fourier para el caso lineal, es posible expresar el campo eléctrico y el campo magnético total del sistema plasma y radiación como

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{onda} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{externo} + \mathbf{B}_{onda} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (4.3)$$

El comportamiento colectivo de la interacción de las ondas electromagnéticas con el plasma se modela con un tensor dieléctrico y las soluciones de las ecuaciones características que representan los modos de propagación. Cada solución se denomina relación de dispersión [69], y está dada por

$$D(\omega, N) = 0 \quad (4.4)$$

Las ecuaciones necesarias para obtener la relación de dispersión son aquellas que describen la dinámica de los electrones y los campos de las ondas electromagnéticas de

forma individual, y luego se combinan algebraicamente. Estas ecuaciones incluyen la ecuación (2.28), la ecuación (2.22), la ecuación de movimiento de los electrones, la ley de Ohm y la ley de Ampère-Maxwell; estas tres últimas escritas como

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \quad (4.5)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (4.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4.7)$$

Para calcular la densidad de corriente, es esencial tener en cuenta la velocidad de los electrones. Al sustituir las ecuaciones (4.2) y (4.3) en la ecuación (4.5) y aplicar la transformada de Fourier, se obtiene

$$-i\omega m_e \mathbf{v}_e = e (\mathbf{E}_{onda} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}_{externo} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}_{onda}) \quad (4.8)$$

El tercer término en el lado derecho de la ecuación (4.8) es despreciable para esta tesis, ya que se considera un plasma no relativista. En un sistema de referencia tridimensional, con velocidad del centro de masa igual a cero y un campo magnético externo dirigido a lo largo del eje z , las soluciones de la ecuación (4.8) en coordenadas cartesianas se expresan de la siguiente manera

$$v_x = \frac{iq_e}{m_e (\omega^2 - \omega_{ce}^2)} (\omega E_x - i\omega_{ce} E_y) \quad (4.9)$$

$$v_y = \frac{iq_e}{m_e (\omega^2 - \omega_{ce}^2)} (i\omega_{ce} E_x + \omega E_y) \quad (4.10)$$

$$v_z = \frac{ie}{m_e \omega} E_z \quad (4.11)$$

Las densidades de corriente eléctrica para cada eje coordenado, a partir de las ecuaciones (4.9), (4.10) y (4.11), son

$$J_x = -i\epsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} (\omega E_x - i\omega_{ce} E_y) \quad (4.12)$$

$$J_y = -i\epsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} (i\omega_{ce} E_x + \omega E_y) \quad (4.13)$$

$$J_z = -i\epsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} E_z \quad (4.14)$$

Al sustituir las ecuaciones (4.12), (4.13) y (4.14) en la ecuación (4.6), la conductividad eléctrica se vuelve anisotrópica en función del campo magnético externo. Por lo tanto,

se expresa en forma de un tensor, escrito como

$$\bar{\sigma} = -\epsilon_0 \omega_{pe}^2 \begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & \frac{\omega_{ce}}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ \frac{-\omega_{ce}}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & \frac{i\omega}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i}{\omega} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Una vez que la densidad de corriente eléctrica está en función de las variables del plasma y las ondas electromagnéticas, la relación de dispersión se define utilizando un sistema compuesto por las ecuaciones (2.28) y (2.27), con lo que se obtiene

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (4.16)$$

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{B} = \mu_0 (\bar{\sigma} - i\omega\epsilon_0 \bar{I}) \cdot \mathbf{E} = -\mu_0 i\omega\epsilon_0 \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (4.17)$$

La ecuación (4.17) define un tensor dieléctrico del plasma al compararse con la ecuación (4.15) y está dado por

$$\bar{\epsilon} \equiv \bar{I} - i \frac{\bar{\sigma}}{\omega\epsilon_0} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Con

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad (4.19)$$

$$D = \frac{-\omega_{ce}\omega_{pe}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \quad (4.20)$$

$$P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (4.21)$$

Sustituyendo la ecuación (4.16) en la ecuación (4.17), se obtiene la ecuación de onda en términos del campo eléctrico, expresada como

$$\mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{E}) + \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4.22)$$

con

$$\mathbf{N} = \frac{c\mathbf{k}}{\omega} \quad (4.23)$$

Sin perder generalidad en el análisis, se introduce un índice de refracción en el plano xz , tal como se ilustra en la Figura 4.1. En esta configuración, el campo magnético se

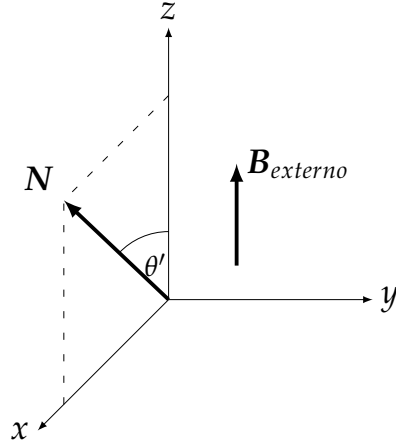


Figura 4.1: Esquema vectorial del índice de refracción y campo magnético en el espacio. Fuente: elaboración propia

orienta a lo largo del eje z , y el ángulo θ' representa la inclinación entre el eje z y el índice de refracción.

Con base en lo anterior y considerando la ecuación (4.18), la ecuación (4.22) se reformula como

$$\begin{pmatrix} S - N^2 \cos^2 \theta' & -iD & N^2 \cos \theta' \sin \theta' \\ iD & S - N^2 & 0 \\ N^2 \cos \theta' \sin \theta' & 0 & P - N^2 \sin^2 \theta' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (4.24)$$

y las soluciones de la ecuación (4.24) se obtienen a partir de

$$\begin{vmatrix} S - N^2 \cos^2 \theta' & -iD & N^2 \cos \theta' \sin \theta' \\ iD & S - N^2 & 0 \\ N^2 \cos \theta' \sin \theta' & 0 & P - N^2 \sin^2 \theta' \end{vmatrix} = 0 \quad (4.25)$$

$$AN^4 - CN^2 + F = 0 \quad (4.26)$$

El resultado anterior se conoce como la relación de dispersión para un plasma frío, también llamada ecuación de Appleton-Hartree. Los coeficientes A , C y F son

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \theta' + P \cos^2 \theta' \\ C &= (S^2 - D^2) \sin^2 \theta' + PS (1 + \cos^2 \theta') \\ F &= P (S^2 - D^2) \end{aligned} \quad (4.27)$$

Este trabajo se enfoca exclusivamente en la propagación de ondas electromagnéticas en dirección perpendicular al campo magnético ($\theta' = 90^\circ$). Por lo tanto, al calcular los coeficientes mostrados en (4.27) y sustituirlos en la ecuación (4.26), se obtiene que

$$SN^4 - (S^2 - D^2 + PS)N^2 + P(S^2 - D^2) = 0 \quad (4.28)$$

Las soluciones de (4.28) son

$$N_1^2 = P \quad (4.29)$$

$$N_2^2 = \frac{S^2 - D^2}{S} \quad (4.30)$$

Las ecuaciones (4.29) y (4.30) representan los modos ordinario y extraordinario, respectivamente. A continuación, se describirán las características significativas de cada uno.

4.2.1 Modo ordinario

La relación de dispersión para las ondas en el modo ordinario (modo O) es

$$N_1^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (4.31)$$

En el modo ordinario, el campo eléctrico es paralelo al campo magnético externo. Se define un punto de reflexión en $\omega = \omega_{pe}$, como se muestra en la Figura 4.2. En este punto, el índice de refracción es igual a cero, lo que establece la frecuencia de corte y está delimitada por dos regiones: una zona donde se producen ondas evanescentes (área sombreada), es decir, aquellas que no transportan energía y decaen exponencialmente a medida que avanzan en el medio y una zona de propagación con ondas electromagnéticas reflejadas al 100 %. Este comportamiento es similar al que ocurre en plasmas no magnetizados [14].

4.2.2 Modo extraordinario

El modo extraordinario presenta componentes transversales y longitudinales del campo eléctrico acopladas entre sí. Su comportamiento está explícitamente relacionado con el campo magnético externo, que es perpendicular al campo eléctrico. El índice de refracción es:

$$N_2^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2 - \omega_{pe}^2} \quad (4.32)$$

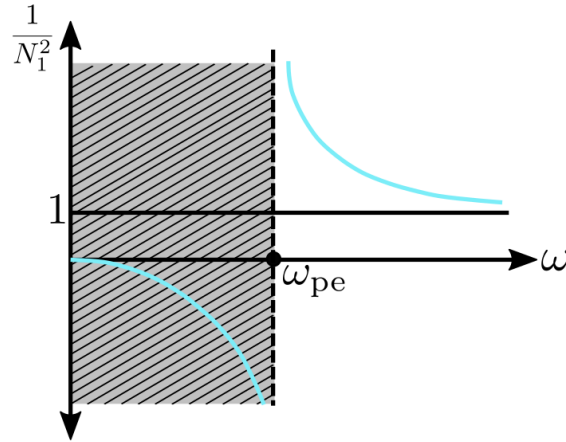


Figura 4.2: Recíproco del índice de refracción en función de la frecuencia angular para ondas electromagnéticas en modo ordinario en un plasma con densidad constante. Fuente: elaboración propia basada en [20]

Este modo de propagación presenta dos frecuencias de corte dadas por

$$\omega_R = \frac{1}{2} \left[\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right] \quad (4.33)$$

$$\omega_L = \frac{1}{2} \left[-\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right] \quad (4.34)$$

donde ω_R y ω_L corresponden a los modos R (modo extraordinario rápido) y L (modo extraordinario lento), respectivamente. Los nombres de estos modos indican la polarización elíptica del campo eléctrico en sentido horario (R) y antihorario (L). Además, se define una frecuencia de resonancia, denominada híbrida superior, que es la frecuencia donde el índice de refracción tiende a infinito y está dada por

$$\omega_{uh}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 \quad (4.35)$$

La Figura 4.3 ilustra las zonas permitidas y prohibidas de propagación en el plasma. A medida que una onda extraordinaria se acerca a la frecuencia híbrida superior, tanto su velocidad de fase como su velocidad de grupo tienden a cero. En esta región del plasma, la amplitud de la radiación aumenta con el tiempo y se vuelve estacionaria, lo que indica que la energía se acumula [41].

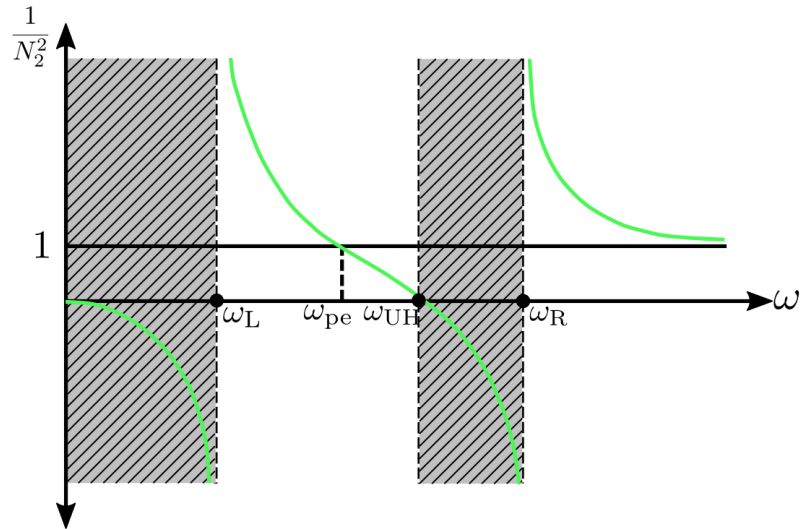


Figura 4.3: Recíproco del índice de refracción en función de la frecuencia angular para ondas electromagnéticas en modo extraordinario. Fuente: elaboración propia basada en [20]

4.3 Calentamiento electrónico ciclotrónico en modo ordinario

Según [36, 69, 44], el calentamiento ciclotrónico electrónico implica aumentar la energía cinética rotacional de los electrones que se encuentren en una superficie resonante. Esto significa que estas regiones espaciales cumplen con la condición de que la frecuencia de la onda incidente y la frecuencia ciclotrónica cumplan la relación

$$j\omega_{ce} - \omega_0 = 0 \quad (4.36)$$

siendo j un número entero y diferente de cero. La magnitud del campo magnético estático resonante donde ocurre la absorción de la energía proveniente de la radiación, utilizando la ecuación (2.13), es

$$B_{resonante} = \frac{2\pi m_e}{je} f_0 \quad (4.37)$$

La Figura 4.4 muestra un diagrama de la interacción de los campos de las ondas electromagnéticas en el modo ordinario con uno de los electrones del plasma. La transmisión de energía a estos electrones ocurre cuando el campo eléctrico oscilante entra en fase con el movimiento de giro alrededor de la línea del campo magnético externo percibido y genera un aumento de energía en dirección perpendicular al campo magnético externo.

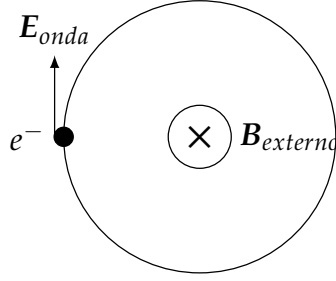


Figura 4.4: Interacción del electrón con el campo eléctrico de las ondas electromagnéticas en un ambiente magnetizado. Fuente: elaboración propia

En el caso de un armónico del campo magnético, el giro ciclotrónico ocurre más rápido, el electrón habría cubierto la misma distancia en el mismo tiempo que en la resonancia fundamental y el promedio en el tiempo no resultaría en una ganancia neta de energía. Esto es válido únicamente si el campo eléctrico es constante.

Sin embargo, en la realidad, existen campos eléctricos no homogéneos en las ondas. Por ejemplo, en el segundo armónico, estos campos eléctricos varían linealmente con el tiempo. Para el modo ordinario y la resonancia fundamental del campo magnético, esta interacción se describe mediante las expresiones

$$\delta W_{\perp} = \sigma \left(\frac{ekA_1}{2m_e} \right) \sqrt{W_{\perp \text{ resonante}} W_{\parallel \text{ resonante}}} \text{sen}(\phi_o^*) t_{\text{efectivo}} \quad (4.38)$$

$$\sigma = \pm 1 \quad (4.39)$$

$$W_{\perp} = \frac{m_e v_{\perp}^2}{2} \quad (4.40)$$

$$W_{\parallel} = E - \mu B \quad (4.41)$$

donde A_1 es la amplitud del vector potencial magnético. La energía, dada por la expresión (4.38), aumenta la rapidez directamente proporcional a la primera potencia del tiempo, como se muestra en la ecuación (4.42), con ϕ_o^* como el ángulo inicial de la posición del electrón y t_{efectivo} representa el período durante el cual el electrón se mantiene cerca del valor de $\phi_{\text{resonante}}^*$.

$$v = \left(v_0 + \frac{eE}{m} t \right) \exp(-i\omega_{ce} t) \quad (4.42)$$

4.4 Ondas de Bernstein electrónicas

Cuando las ondas electromagnéticas se acercan a regiones que presentan cortes o resonancias en el plasma, el modelo descrito en la sección 4.2 no predice con precisión

los cambios en su frecuencia. Esto se debe a una disminución en la longitud de onda que llega a ser del mismo orden de magnitud que el radio de giro de los electrones. Para abordar esta situación, se introduce una nueva condición en el modelo: se considera que la temperatura de los electrones es finita y distinta de cero. Este efecto se conoce como la corrección por efectos de radio finito de Larmor [122, 81].

La introducción de esta corrección implica la inclusión de términos adicionales en el tensor dieléctrico presentado en la ecuación (4.28). Como resultado, se obtiene una nueva relación de dispersión, que da lugar a un nuevo modo de propagación conocido como ondas de Bernstein electrónicas o modo B. Este modo fue propuesto por Ira B. Bernstein en 1958 [9]. El tensor dieléctrico modificado se define como

$$\bar{\epsilon} = \bar{I} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \zeta_0 \sum_{j=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \frac{j^2}{\mu''} \tilde{I}_j Z_j & ij \tilde{I}'_j Z_j & -n \sqrt{\frac{2}{\mu''}} \tilde{I}_j (1 + \zeta_j Z_j) \\ -ij \tilde{I}'_j Z_j & \left(\frac{n^2}{\mu''} \tilde{I}_j - 2\mu'' \tilde{I}_j \right) Z_j & i \sqrt{2\mu''} \tilde{I}'_j (1 + \zeta_j Z_j) \\ -j \sqrt{\frac{2}{\mu''}} \tilde{I}_j (1 + \zeta_j Z_j) & -i \sqrt{2\mu''} \tilde{I}'_j (1 + \zeta_j Z_j) & 2\zeta_j \tilde{I}_j (1 + \zeta_j Z_j) \end{bmatrix} \quad (4.43)$$

con

$$\begin{aligned} \mu'' &= \frac{1}{2} k_{\perp}^2 \frac{v_{th}^2}{\omega_c^2} \\ \zeta_j &= \frac{(\omega + j\omega_c)}{(|k_z| v_{th}^2)} \\ Z_j &= Z(\zeta_j) \\ \tilde{I}_j &= e^{-\mu} I_j(\mu) \\ Z(\zeta_j) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^2}}{s - \zeta_j} ds \end{aligned}$$

Donde μ'' es el parámetro finito de Larmor, ζ_j la frecuencia entre el j -ésimo armónico ciclotrónico resonante, I_j la función de modificada de Bessel de orden j y Z_j la función de dispersión del plasma. La relación de dispersión para las ondas de Bernstein electrónicas se obtiene al sustituir el tensor dieléctrico modificado de la ecuación (4.43) en la ecuación (4.22), considerando que las ondas electromagnéticas se propagan perpendicularmente al campo magnético externo. La relación de dispersión resultante es

$$N^2 = \frac{K_{xx} K_{yy} + K_{xy}^2}{K_{xx}} \quad (4.44)$$

Simplificando la ecuación (4.44), se obtiene la relación de dispersión para las ondas de Bernstein electrónicas como

$$\mu'' = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{j^2 \tilde{I}_j(\mu'')}{1 + j(\omega_c/\omega)} \quad (4.45)$$

El modo B genera un movimiento periódico y coordinado de los electrones alrededor de su centro guía, sin que experimenten una deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, ya que el campo eléctrico promedio se anula en un periodo, como se ilustra en la Figura 4.5. Además, provoca una acumulación de carga que se propaga en toda la región. Se caracteriza por tener una longitud de onda en la que un cuarto de esta longitud es igual al radio de giro de los electrones. También provocan una anisotropía en la temperatura electrónica y no posee una densidad electrónica de corte, lo que resulta en un aumento de la densidad electrónica del plasma. Es importante destacar que los modos de Bernstein, por su naturaleza electrostática, no pueden propagarse en el vacío y deben ser excitados a una densidad electrónica mayor que la densidad electrónica donde se encuentran las cargas negativas a la frecuencia híbrida superior [80, 128].

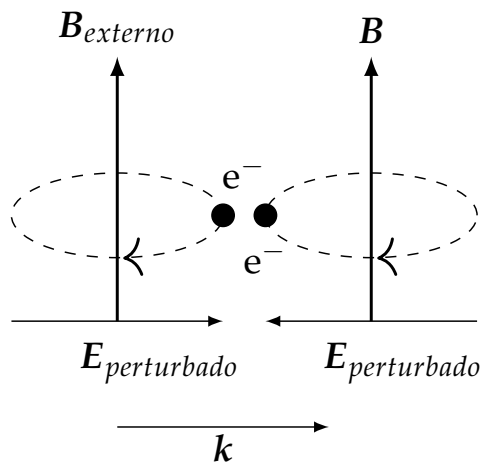


Figura 4.5: Sincronización de los electrones por el modo Bernstein electrónico. Fuente: elaboración propia

4.4.1 Conversión O-X-B

Uno de los esquemas de conversión para generar ondas de Bernstein electrónicas es el mecanismo O-X-B, propuesto por [109]. El proceso de conversión, ilustrado en la Figura 4.7, se desarrolla en tres etapas, que se explican a continuación.

Etapa 1: conversión O-X

Las ondas electromagnéticas se emiten desde una región donde el campo magnético es de baja intensidad y con un ángulo de incidencia óptimo en relación al campo magnético externo (el índice de refracción paralelo a la dirección del campo magnético externo no se anula). Esto da lugar a la generación de ondas en modo ordinario y extraordinario. Las ondas extraordinarias abandonan el medio, mientras que las ondas ordinarias llegan al punto donde se encuentran los electrones y tienen una frecuencia igual a la frecuencia de corte del modo O [81].

La conversión O-X ocurre cuando la región espacial en el plasma donde se produce la reflexión del modo ordinario y el corte lento del modo extraordinario coinciden o se superponen, como se muestra en la Figura 4.6. Para que esto suceda, la región evanescente de estos cortes debe reducirse y cumplirse, según [117], las siguientes condiciones para un plasma frío con ondas electromagnéticas incidentes planas

$$\sqrt{N_x^2 + N_y^2} \ll N_z \quad (4.46)$$

$$\left| 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \right| \ll 1 \quad (4.47)$$

$$\left| 1 - N_z^2 - \frac{\omega_{pe}^2/\omega_0^2}{1 + \omega_{ce}/\omega_0} \right| \ll 1 \quad (4.48)$$

$$N_{\perp} = \sqrt{N_x^2 + N_y^2} \quad (4.49)$$

$$N_z = N_{\parallel} \quad (4.50)$$

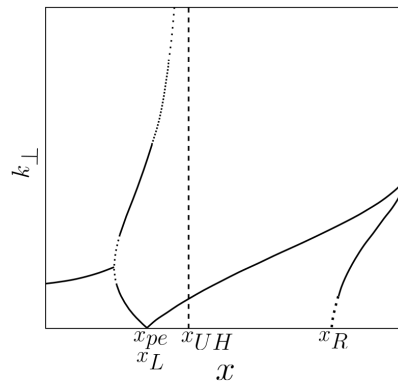


Figura 4.6: Variación del número de onda perpendicular al campo magnético en función de la posición de la radiación dentro del plasma. Fuente: elaboración propia basada en [112]

Estas condiciones se cumplen cuando la magnitud del vector de onda alineada con

el campo magnético se encuentra dentro de un rango adecuado. Este intervalo está definido por un conjunto de ángulos de lanzamiento óptimos. Además de este parámetro, la intersección entre los modos ordinario y extraordinario está influenciada por las variaciones en la forma o la posición de las regiones de corte en el plasma. Estas variaciones dependen de factores como la densidad electrónica, la intensidad del campo magnético total en el vacío y la frecuencia de la radiación incidente, según lo señalado por [94]. Optimizando estas variables, las ondas electromagnéticas en modo ordinario experimentan un efecto túnel que las transforma en un modo extraordinario lento, donde se reflejan y continúan su propagación hacia la región con la frecuencia híbrida superior. Según el modelo presentado en la sección 4.2 y descrito por [46], el porcentaje de conversión O-X se estima mediante la expresión

$$\eta_{O-X} = \exp \left\{ -\pi k_0 L_n \sqrt{\frac{Y}{2}} \left[2(1+Y) (N_z - N_{z,opt})^2 + N_y^2 \right] \right\} \quad (4.51)$$

Donde

$$N_{z,opt} = \cos \theta''_{opt} = \sqrt{\frac{Y}{Y+1}} \quad (4.52)$$

$$Y = \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad (4.53)$$

$$L_n = \frac{n_e}{\|\nabla n_e\|} \quad (4.54)$$

$$(4.55)$$

Se logra una conversión de O-X al 100% cuando se cumple la condición $N_z = N_{z,opt}$ y $N_{\perp} = 0$ en la región de corte del modo ordinario, independientemente de las condiciones de plasma y radiación incidente mencionadas anteriormente [60]. La longitud de escala de la densidad electrónica se relaciona con el factor que aumenta la amplitud del campo eléctrico en la transmisión del modo ordinario al modo extraordinario. Se logra un factor de mejora mayor cuando el gradiente de densidad electrónica disminuye cerca de la región de conversión del modo O [139, 132].

El acoplamiento de las ondas electromagnéticas del modo ordinario al modo extraordinario se ve influido significativamente por la presencia del campo magnético poloidal y la cizalla magnética. Las variaciones en estos dos factores inciden directamente en la amplitud del desplazamiento del rayo gaussiano dentro de la región evanescente durante el proceso de conversión O-X. De acuerdo con [116], este efecto puede ser

contrarrestado eficientemente si el rayo posee el ancho adecuado, con un valor óptimo dado por

$$w_{0,opt} = \frac{L_{\nabla}}{\sqrt{\sin \hat{\alpha}}} \quad (4.56)$$

con

$$L_{\nabla} = L_n (k_0 L_n)^{-1/2} \left(\frac{\omega_{ce}}{2\omega_0} \right)^{1/4} \quad (4.57)$$

$$\tan 2\hat{\alpha} = \frac{L_n}{L_B} \left(1 + \frac{\omega_{ce}}{\omega_0} \right)^{-1} \frac{\|\nabla n_e \times \nabla B\|}{\|\nabla n_e\| \|\nabla B\|} \quad (4.58)$$

$$L_B = \frac{B}{\|\nabla B\|} \quad (4.59)$$

Donde L_{∇} es la longitud característica de acople, L_B es la longitud de escala característica del campo magnético y $2\hat{\alpha}$ es el ángulo que separa los límites de la región evanescente, es decir, los cortes del modo ordinario y extraordinario. Estas expresiones son válidas si $L_n \leq L_B$.

Recientemente, se ha demostrado un mayor número de dependencias y factores relevantes para la estimación del porcentaje de conversión O-X. Entre los aspectos más significativos, se destacan aquellos abordados en dos estudios. En primer lugar, [140] proporcionó una expresión para el porcentaje de conversión O-X que considera los efectos de la longitud de escala característica del campo magnético. Un valor bajo de esta variable degrada el porcentaje de conversión O-X. Cuando los valores de L_B son comparables con la longitud de onda incidente, resulta en una ventana angular de conversión reducida. La expresión del porcentaje de conversión O-X es

$$\eta_{O-X} = \exp \left\{ -\pi k_0 L_n \sqrt{\frac{Y}{2}} \left[\frac{2(1+Y)(N_z - N_{z,opt})^2 + N_y^2 \left(1 - L_n N_{z,opt}^2 / L_B \right)}{\left(1 - L_n N_{z,opt}^2 / L_B \right)^{3/2}} \right] \right\} \quad (4.60)$$

En segundo lugar, el trabajo de [118] detalla cómo la conversión de modo O-X disminuye a medida que la luz se dispersa para ángulos pequeños durante su propagación a través del plasma. Este fenómeno se atribuye exclusivamente a las variaciones en la densidad electrónica en un espacio unidimensional lo que introduce una modulación de fase en la radiación mientras atraviesa la región evanescente del modo ordinario en el plasma. Cuando la trayectoria de propagación es lo suficientemente extensa para

permitir que las modulaciones de la difracción afecten al rayo, esto producirá un ensanchamiento adicional del rayo que imposibilitaría el proceso de conversión O-X. El porcentaje de conversión O-X para un rayo gaussiano, en este modelo, se calcula como

$$\langle \eta_{O-X} \rangle = (1 - \xi) \hat{\eta}_{O-X} + \xi \eta_{O-X} \quad (4.61)$$

$$\eta_{O-X} = \frac{1 + \tanh \hat{\alpha}}{\sqrt{1 + \epsilon \tanh |\hat{\alpha}| + \tanh^2 \hat{\alpha}}} \quad (4.62)$$

$$\hat{\eta}_{O-X} = \frac{1 + \tanh \hat{\alpha}}{\sqrt{1 + \hat{\epsilon} \tanh |\hat{\alpha}| + \tanh^2 \hat{\alpha}}} \quad (4.63)$$

$$\hat{\epsilon} = \frac{w_0^2}{w_{0,opt}^2} + \frac{w_{0,opt}^2}{w_0^2} + \tilde{K}_y^2 w_0^2 w_{0,opt}^2 \quad (4.64)$$

$$\epsilon = \frac{w_0^2}{w_{0,opt}^2} + \frac{w_{0,opt}^2}{w_0^2} + K_y^2 w_0^2 w_{0,opt}^2 \quad (4.65)$$

$$K_y \sim \frac{\pi}{R_O L_\nabla} \quad (4.66)$$

$$\tilde{K}_y^2 = K_y^2 + \frac{4}{w_0^2 \lambda_y^2} \left(1 + \langle \phi_{des}^2 \rangle \right) \left(1 + \frac{w_0^2}{L_\nabla^2} \text{sen } \hat{\alpha} \tanh \hat{\alpha} \right) \quad (4.67)$$

Donde $\langle \phi_{des}^2 \rangle$ y λ_{des} representan la modulación introducida y la longitud de correlación de la distribución de fase aleatoria, respectivamente y $\lambda_y \approx \lambda_{des}$. Esto implica que las propiedades estadísticas de la fase aleatoria influyen en la eficiencia de acoplamiento en esta etapa de conversión. Las fluctuaciones de fase de la radiación incidente pueden afectar significativamente el acoplamiento O-X si se cumplen dos condiciones: se cuenta con un parámetro adimensional ξ diferente de 1 y $\hat{\eta}_{O-X}$ distinto de η_{O-X} . La primera condición requiere un valor alto de la raíz cuadrática media de la modulación, mientras que la segunda necesita que la longitud de correlación de fase sea menor que todas las escalas de longitud de la radiación incidente.

Etapas 2: conversión X-B

Una vez alcanzado el modo extraordinario lento, la radiación se refleja en la región donde se cuenta con una frecuencia igual a ω_L y se propaga hacia la zona que tiene una frecuencia igual a la frecuencia híbrida superior. Conforme se acercan a esta región, una disminución de la velocidad de fase produce un aumento en el índice de refracción perpendicular al campo magnético externo, lo que alinea el campo eléctrico

de las ondas electromagnéticas con el vector de onda y produce longitudes de onda cortas. Esto significa que el modo extraordinario se sincroniza con el modo de Bernstein, dando como resultado una conversión al 100 %, por tanto la conversión O-X es una etapa definitoria para la mecanismo O-X-B [80, 70].

La conversión X-B puede presentar efectos que influyan negativamente en la propagación del modo de Bernstein electrónico en el plasma. En primer lugar, la onda extraordinaria lenta puede experimentar efecto túnel, y una parte de ella convertirse en una onda extraordinaria rápida, que sale del plasma sin mayor efecto. Este fenómeno no lineal debe tenerse en cuenta cuando la longitud de onda de la radiación incidente es igual o mayor que la longitud característica de la densidad electrónica [112]. La eficiencia de conversión para este proceso, denominado SX-FX, es

$$\eta_{SX-FX} = \exp \{ -\pi \eta_{Budden} \} \quad (4.68)$$

$$\eta_{Budden} = \frac{Z \omega_{ce} L_n}{c \sqrt{Z^2 + 2(L_n/L_B)}} \left(\frac{\sqrt{1 + Z^2} - 1}{Z^2 + (L_n/L_B) \sqrt{1 + Z^2}} \right)^{1/2} \quad (4.69)$$

$$Z = \left[\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right]_{UHR} \quad (4.70)$$

Cabe destacar que es necesario mantener $\eta_{Budden} > 1$ cerca de la región de la frecuencia híbrida superior para reducir la transmitancia al modo FX.

En segundo lugar, las frecuencias de colisión entre los electrones y los iones o neutros del plasma es un fenómeno de amortiguamiento de las ondas de Bernstein electrónicas, debido a que un gran número de colisiones no permitiría el movimiento sincrónico de los electrones y, por tanto, la propagación del modo B [31, 75].

Por último, otro efecto no lineal importante se le denomina *Stochastic electron heating*. Ocurre cuando se alcanza una amplitud más allá de la amplitud límite del campo eléctrico de las ondas electromagnéticas convertidas al modo de Bernstein electrónico. En esta situación, los electrones únicamente aumentan su temperatura en la región de la frecuencia híbrida superior sin que las ondas de Bernstein electrónicas se propaguen. El parámetro SEH define la aparición de este efecto y está dado por

$$A_{SEH} = \frac{-m_e}{eB^2} \nabla \cdot \mathbf{E} \quad (4.71)$$

Un valor de $\|A_{SEH}\|$ mayor a uno implica que las ondas de Bernstein electrónicas no puedan viajar a través del plasma [115].

Etapa 3: modo B

En la última etapa, las ondas de Bernstein electrónicas se propagan sin restricciones por el plasma y transfieren toda su energía a la zona donde los electrones se encuentran a la frecuencia ciclotrónica electrónica.

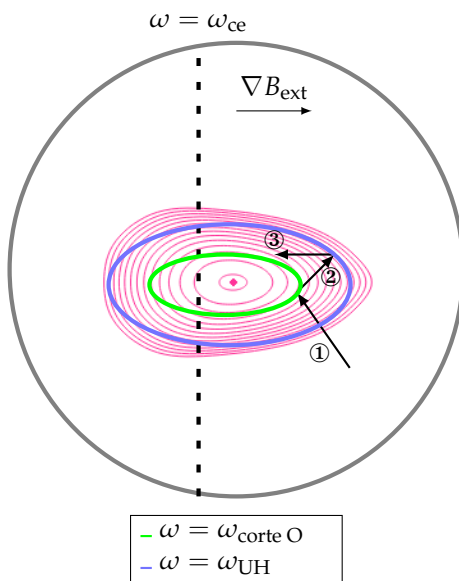


Figura 4.7: Esquema del mecanismo de conversión O-X-B. Fuente: elaboración propia

V Stellarator de Costa Rica 1

5.1 Reseña

El stellarator de Costa Rica 1 es el primer dispositivo tipo stellarator de confinamiento magnético del plasma de alta temperatura en Latinoamérica. El proyecto comenzó en el 2008 por un equipo conformado por personas profesionales en Ingeniería y Física y personas 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 Twilight en el 2016. El 29 de junio del 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. Este evento contó con la participación de entidades gubernamentales, como la Ministra de Ciencia y Tecnología, Ing. Irene Cañas Diaz y del Tecnológico de Costa Rica, el rector Dr. Julio Calvo Alvarado y la vicerrectora de investigación y extensión Dra. Paola Vega Castillo [42].

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.

5.2 Sistemas periféricos del Stellarator de Costa Rica 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. Estos se presentan en la Figura 5.1. Las principales características de cada uno de ellos se explican a continuación.

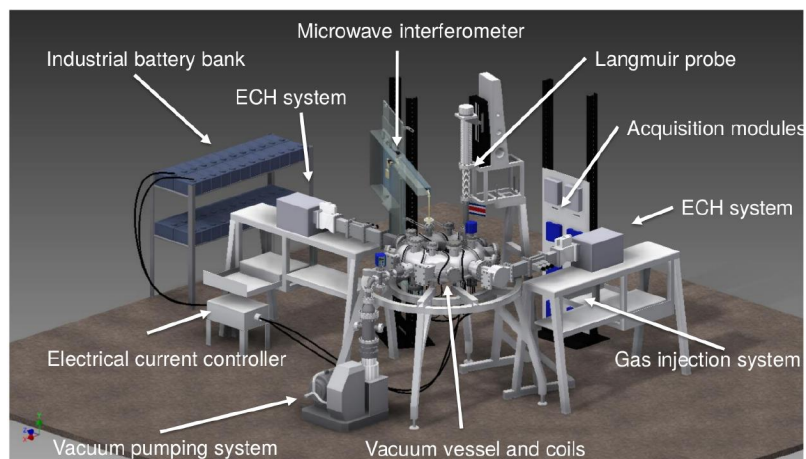


Figura 5.1: Diagrama de la cámara de vacío y equipos periféricos que conforman el stellarator SCR-1. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones

5.2.1 Sistema de vacío

La cámara de vacío toroidal del SCR-1 se construyó a partir de dos platos metálicos moldeados en su interior y unidos mediante un proceso de soldadura MIG. El material seleccionado fue una aleación compuesta por aluminio, silicio y magnesio, denominada 6061-T6. Esta cámara cuenta con un total de veinticuatro puertos tipo *conflat*, con diámetros de 6 pulgadas, 4,5 pulgadas y 3,375 pulgadas y dos puertos rectangulares. Se construyó con una gran cantidad de puertos para la colocación de diagnósticos del plasma y visualización de las descargas de plasma. Las características principales de la cámara de vacío están en la Tabla 5.1. Adicional a la cámara, el sistema de vacío cuenta con un manómetro tipo *ion gauge* de alto vacío, un *convectron* de medio y bajo vacío, una válvula de venteo, una bomba de vacío turbomolecular y una bomba de vacío mecánica. Estos equipos mantienen las condiciones necesarias para alcanzar la presión base de trabajo cercana a los 10^{-5} Torr [92].

Especificación	Magnitud
Grosor (mm)	4,0
Volumen (m ³)	0,0434
Radio externo (mm)	364,1
Radio interno (mm)	112,1
Radio mayor (mm)	247,7

Cuadro 5.1: Características de la cámara de vacío. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones

5.2.2 Sistema de potencia

El SCR-1 está equipado con doce bobinas modulares, de las cuales tres son únicas y se instalan en configuraciones reflejadas en espejo, como se presenta en la Figura 5.2. Cada una de estas bobinas está compuesta por 6 vueltas de alambre de calibre AWG#4. Por cada una de ellas fluye 4350 A y son alimentadas por un arreglo de 60 baterías de 2,0 V de voltaje nominal y una carga de 150 A h. El campo magnético producido con estas bobinas es de 2 periodos. El número de vueltas fue seleccionado de manera que no existiesen choques entre el cableado de las bobinas y la temperatura del cable se mantenga por debajo de los 50 °C durante el tiempo de la descarga de plasmas [130].

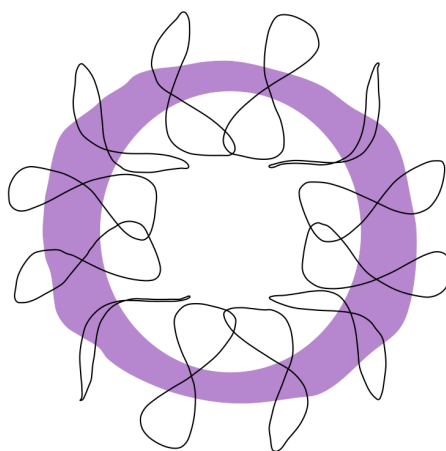


Figura 5.2: Bobinas modulares implementadas en el stellarator SCR-1 sobre la última superficie de flujo magnético. Fuente: elaboración propia basada en [65]

5.2.3 Sistema de inyección de gas

El gas de trabajo viaja directamente a un controlador de flujo másico que lo lleva por una única línea de acción hacia la cámara de vacío, como lo muestra la Figura 5.3. Esta línea cuenta con válvulas de aguja y de venteo para el mantenimiento y seguridad del proceso de descarga. El MFC está programado para una inyección de un flujo de gas constante sin la posibilidad de autorregularse.

5.2.4 Sistema de calentamiento ECR

El sistema de calentamiento ciclotrónico electrónico resonante del plasma está equipado con dos magnetrones, uno de 2,0 kW y otro de 3,0 kW, cada uno emite ondas

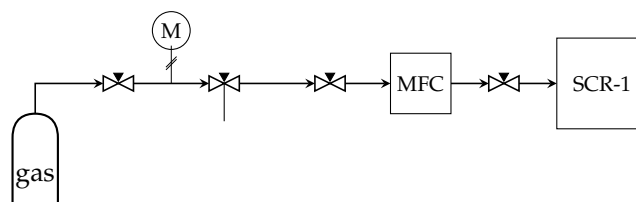


Figura 5.3: Diagrama del sistema de inyección de gas para el stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia

electromagnética a una frecuencia de 2,45 GHz. El plasma se calienta en el segundo armónico del campo magnético. El esquema de calentamiento se ilustra en la Figura 5.4, donde la emisión continua de ondas electromagnéticas en el modo TE_{10} se mantiene durante un período de entre 0,0 s y 4,0 s. El sistema incluye un aislador de microondas para proteger el magnetrón, un acoplador direccional que registra las mediciones de potencia reflejada y potencia transmitida durante la descarga. A continuación, la radiación se dirige al sintonizador de triple *stub*, que se encarga de acoplar la radiación al plasma mediante la selección del factor de reflexión mínimo posible. Finalmente, una guía de onda con una ventana de cuarzo que presenta una superficie con una planitud de media longitud de onda y es utilizada para minimizar la impedancia de las ondas electromagnéticas.

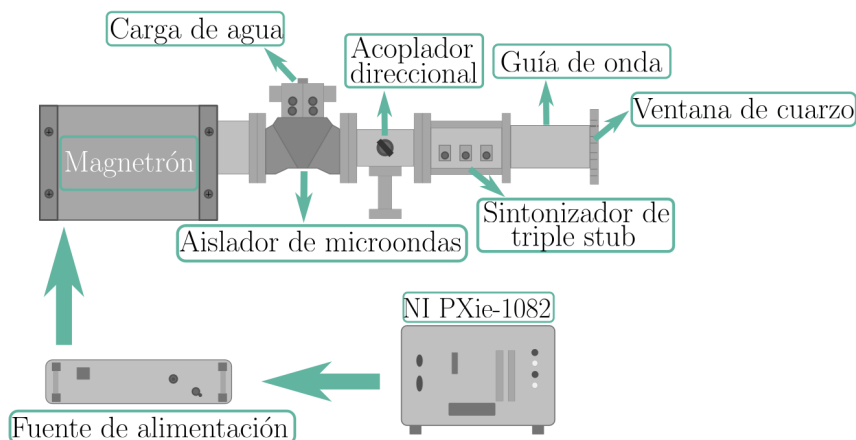


Figura 5.4: Diagrama del sistema de calentamiento ECR implementado en el stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia basada en la documentación técnica del Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones

5.2.5 Sistema de control y adquisición de datos

Los equipos mencionados anteriormente se manejan a partir de un sistema de control y adquisición de datos que trabaja con dispositivos de *National Instruments*. En temas de hardware, se utiliza un módulo *PXIe* de treinta y dos entradas y salidas digitales, una fuente de alimentación externa y niveles lógicos industriales; tres módulos de adquisición en tiempo real, además de contadores y temporizadores necesarios para operar bajo una modulación por ancho de banda o un conversor analógico/digital. Los protocolos de comunicación utilizados son RS-232 y RS-485. En software, los algoritmos de adquisición y protocolos de control de operación se programaron en *LabVIEW*. Se desarrollaron dos módulos principales de instrumentación: uno para alcanzar el vacío óptimo en la etapa inicial de operación al regular la presión de trabajo y otro que lleva a cabo la activación de cada uno de los sistemas del SCR-1 para el proceso de descarga de plasma. Se diseñaron dos módulos distintos debido a una diferencia significativa entre los tiempos de operación para el sistema de vacío y el proceso de descarga de plasmas [5].

5.3 Infraestructura computacional de SCR-1

5.3.1 BS-SOLCTRA

El código computacional paralelizado BS-SOLCTRA calcula la magnitud de las tres componentes cartesianas de campo magnético para un conjunto determinado de bobinas por las que circula una corriente eléctrica. Fue desarrollado por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones en conjunto con el CNCA del CeNAT. Su principio de funcionamiento se basa en la ley de Biot-Savart, donde el valor del campo magnético en el punto x producido por un elemento finito y recto de la bobina con una corriente eléctrica, como lo muestra la Figura 5.5, se obtiene, según [46], a

partir de

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (\hat{\mathbf{e}} \times \mathbf{R}_i) \frac{2L (R_i + R_f)}{R_i R_f} \frac{1}{(R_i + R_f)^2 - L^2} \quad (5.1)$$

$$L = |x_f - x_i| \quad (5.2)$$

$$\hat{\mathbf{e}} = \frac{x_f - x_i}{L} \quad (5.3)$$

$$\mathbf{R}_i = x - x_i \quad (5.4)$$

$$\mathbf{R}_f = x - x_f \quad (5.5)$$

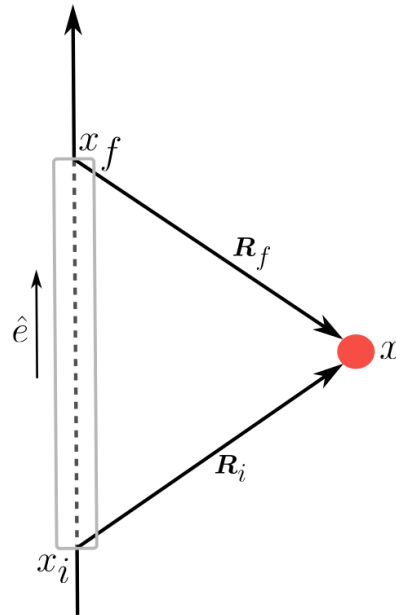


Figura 5.5: Diagrama para el cálculo del campo magnético debido a un segmento con corriente eléctrica. Fuente: elaboración propia basada en [66]

El software BS-SOLCTRA toma como entrada un archivo que contiene las coordenadas de las bobinas, y utiliza la ecuación 5.1 para estimar el campo magnético. Realiza este cálculo para segmentos individuales en puntos colineales al eje magnético en dirección radial, dentro de un rango predefinido. Luego, combina los campos generados por todos los segmentos que conforman el conjunto de bobinas externas para obtener el campo magnético neto. El proceso continúa avanzando a la siguiente posición, asegurándose de que este nuevo punto esté dentro de las dimensiones del dispositivo de confinamiento. La secuencia mencionada se repite en cada posición. Para realizar estos cálculos, se utiliza el método numérico de Runge-Kutta de orden cuatro.

BS-SOLCTRA ha sido paralelizado utilizando la interfaz de paso de mensajes (*MPI*). En este enfoque, se asignan un número específico de puntos colineales al eje magnético y parámetros iniciales a múltiples procesos. Cada uno de estos procesos realiza la integración para determinar la magnitud del campo magnético total. Además, se utiliza una función vectorizada en *OpenMPI* para mejorar aún más la eficiencia del cálculo. Esta paralelización ha logrado acelerar la velocidad de ejecución del cálculo en aproximadamente 1550 veces en comparación con el esquema secuencial [66].

Ejecución y resultados de BS-SOLCTRA para el SCR-1

El código BS-SOLCTRA se corrió en el clúster Kabré del CeNAT. El proceso comenzó accediendo al clúster Kabré y descargando el repositorio de BS-SOLCTRA[24], siguiendo los pasos de la guía proporcionada en línea [19]. En los archivos descargados se incluyeron las coordenadas de las bobinas del SCR-1, junto con la corriente total que circula por ellas, como se describe en la subsección 5.2.2. La corrida de BS-SOLCTRA tomó un tiempo estimado de 7,0 min y 23 s, generando 120 archivos de salida. Estos archivos contenían las coordenadas cartesianas de las líneas del campo magnético, así como las componentes del campo magnético. Luego, se procesaron estos archivos de salida utilizando un cuaderno interactivo disponible en [102].

Los resultados relevantes para esta tesis incluyeron la visualización de las superficies de flujo magnético. Estas superficies se crearon a partir de la selección de archivos que contenían líneas que formaban superficies de flujo de campo magnético, filtradas según un valor específico de ángulo toroidal, como se presentará más adelante en la subsección sobre sonda de Langmuir. Además, se examinó la variación del campo

magnético en los “tubos” de flujo de campo magnético anidados en direcciones toroidales y poloidales, como se muestra en la Figura 5.6.

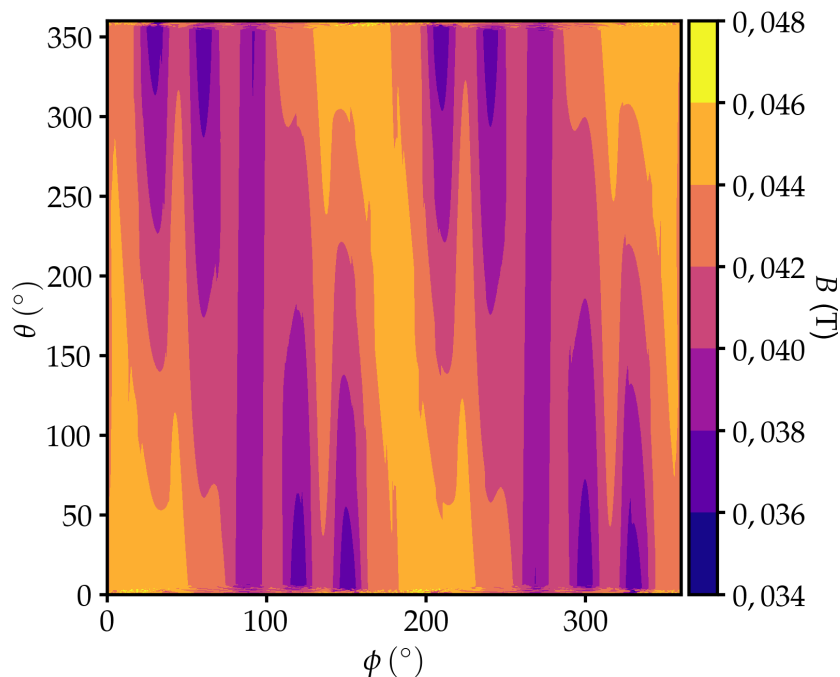


Figura 5.6: Magnitud de B para un tubo de flujo magnético de 5,8 cm de radio en las direcciones toroidal y poloidal. Fuente: elaboración propia

5.4 Diagnóstico del plasma del SCR-1

5.4.1 Sonda simple de Langmuir

Una sonda simple de Langmuir es un diagnóstico del plasma que mide localmente parámetros como temperatura de los electrones, potencial eléctrico del plasma y densidad electrónica de manera indirecta. La sonda simple de Langmuir está compuesta por un electrodo metálico con una geometría determinada que se introduce en el plasma y es capaz de recolectar las partículas cargadas del medio mediante un potencial variable en el tiempo. La recolección de cargas eléctricas por parte de la sonda simple de Langmuir ocurre debido al campo eléctrico establecido entre el núcleo del plasma y la superficie del electrodo, denominado como *plasma sheath*. Este proceso de medición y posteriormente el uso de un modelo físico para el análisis de los datos de corriente eléctrica y voltaje del electrodo es dependiente de las dimensiones de la punta de la sonda, la longitud de Debye, los radios de giro ciclotrónico y el camino libre medio de

las partículas cargadas del medio [56]. A continuación se expone la teoría básica asociada a este diagnóstico y las características del equipo implementado y diseñado para el stellarator SCR-1.

Curva característica de corriente-voltaje

La curva característica de corriente - voltaje, ilustrada en la Figura 5.8 se obtiene de forma experimental al realizar un gráfico de dispersión de los valores de corriente proveniente del plasma en función del potencial flotante de una alimentación externa y aterrizada respecto al plasma. Uno de los modelos para interpretar la curva característica, utilizado en este trabajo, considera al plasma como cuasineutro, no magnetizado, con un camino libre medio mucho mayor al radio de la sonda y longitud de Debye (sin colisiones), con un grosor del *plasma sheath* mucho menor que el radio de la sonda (efectos de borde despreciables) y una distribución de velocidades isotrópica para los electrones donde se inserta una sonda plana y con dimensiones del área de recolección de partículas cargadas menores a las dimensiones del plasma.

En la Figura 5.8, cuando $\phi_f \ll \phi_p$, la sonda simple recolecta iones hasta que se genere el fenómeno de apantallamiento sobre la superficie de la punta y en consecuencia una saturación de la corriente iónica (punto 1). Una cantidad de electrones alcanza el electrodo de la sonda a partir del potencial positivo establecido en la punta de la sonda y hace que la corriente eléctrica neta disminuya (punto 2) de tal manera que la contribución de iones y electrones es equiparada y se establece un potencial flotante del plasma (punto 3). Los electrones recolectados entre los puntos 3 y 4 son aquellos con una energía dada por

$$\mathcal{E} = -e(\phi_f - \phi_p) \geq 0 \quad (5.6)$$

de la Figura 5.7, por tanto, según [52], la corriente eléctrica en esta región es

$$\begin{aligned} I_e(\phi_f) &= A_s e n_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e(\phi_f - \phi_p)}{T_e}\right) & \phi_f < \phi_p \\ I_e(\phi_f) &= A_s e n_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \equiv I_{se} & \phi_f > \phi_p \end{aligned} \quad (5.7)$$

donde A_s es el área de recolección de la sonda. La sonda continúa atrayendo en su mayoría electrones hasta que se alcance una corriente de saturación electrónica (punto

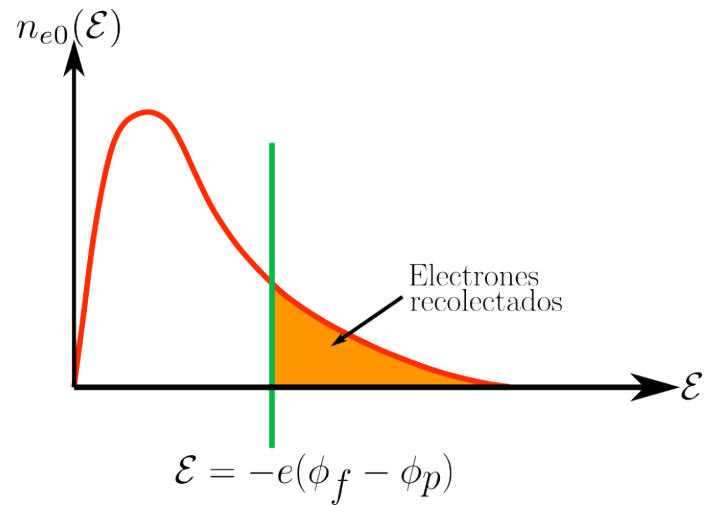


Figura 5.7: Distribución de Maxwell - Boltzmann asociada a los electrones. Fuente: elaboración propia

4), donde el potencial flotante de la sonda equivale al potencial del plasma. Por último, la punta de la sonda establece un campo eléctrico retardante, por lo que los electrones son repelidos (punto 5) [25].

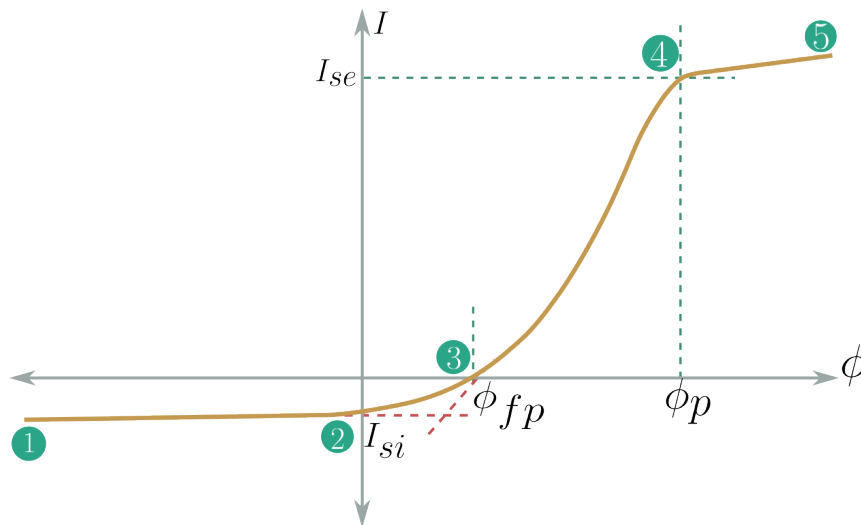


Figura 5.8: Curva de corriente en función del voltaje flotante recolectada por la sonda de Langmuir. Fuente: elaboración propia

Cálculo de parámetros locales del plasma

Según [21], La curva característica I-V es una herramienta que permite calcular los siguientes parámetros del plasma:

- Corriente de saturación iónica (I_{si}): constituye el intercepto de la recta de mejor ajuste en la región comprendida entre los puntos (1) y (2).
- Voltaje (potencial) flotante del plasma (ϕ_{fp}): es el 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): está definido donde la corriente electrónica presenta un máximo local entre los puntos (3) y (4).
- Corriente de saturación electrónica (I_{se}): es el valor de corriente electrónica para el potencial del plasma.
- Temperatura electrónica: se realiza un cambio de variable para la linealización de la ecuación (5.7) y este parámetro se despeja a partir de la pendiente. El cambio de variables es

$$y = \ln(I_e) \quad (5.8)$$

$$x = \phi_p - \phi_f \quad (5.9)$$

$$m = \frac{1}{T_e} \quad (5.10)$$

$$b = I_{es} = \ln \left(A_s e n_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \right) \quad (5.11)$$

- Densidad electrónica: se despeja el valor a partir de la ecuación (5.7) al conocer la magnitud de la corriente electrónica de saturación, la temperatura electrónica y el área de recolección de la punta.

5.4.2 Composición de la sonda de Langmuir del SCR-1

La sonda de Langmuir para el SCR-1 está compuesta por tres partes: cabeza, sistema de posicionamiento y circuito electrónico con su sistema de adquisición de datos, explicadas a continuación.

Cabeza

La cabeza de la sonda está equipada con 8 electrodos cilíndricos de tungsteno, mostrados en la Figura 5.9. Dentro de sus características, 6 tienen un diámetro de 1,00 mm

y una longitud de la sección expuesta al plasma de 3,50 mm. Además, se incluyen 2 aislantes térmicos y eléctricos hechos de cerámica para proteger los electrodos y conexiones eléctricas de la descarga de plasma.

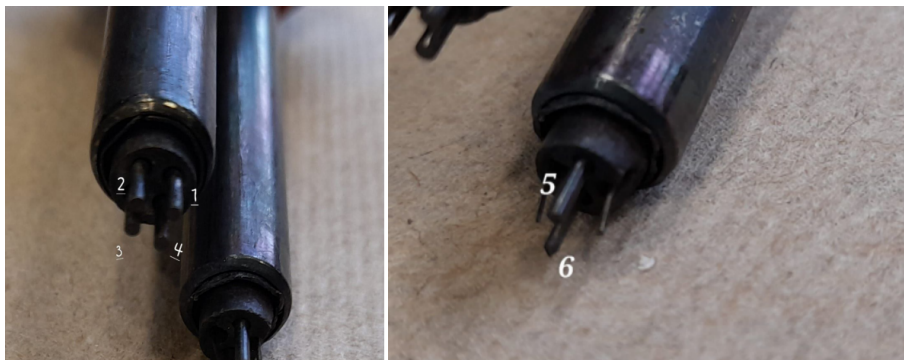


Figura 5.9: Cabezas de la sonda de Langmuir donde se muestran seis puntas habilitadas para realizar mediciones con sus respectivas etiquetas. Fuente: documentación técnica proporcionada por el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones

Sistema de posicionamiento

La Figura 5.10 presenta el sistema de posicionamiento, compuesto por una válvula de compuerta que aísla la cámara de vacío de la cabeza de la sonda. Este sistema también incluye un mecanismo de movimiento lineal que permite el desplazamiento de un tubo de acero especialmente diseñado para operar en condiciones de alto vacío. Este desplazamiento se logra mediante la compresión o expansión de un fuelle que es asistido por un motor eléctrico. Además, se incorporan dos reductores de diámetro que facilitan la unión de conectores para las variables eléctricas que se deben medir, junto con un pasamuros que contiene un número de pines igual al número de conectores. Por último, se incluye una regla graduada en milímetros que se utiliza para determinar la posición de la punta de la sonda dentro de la cámara de vacío.

Circuito eléctrico con su sistema de adquisición de datos

El esquemático del circuito eléctrico de la sonda de Langmuir se muestra en la Figura 5.11. Las mediciones con la sonda de Langmuir se efectúan utilizando las puntas identificadas como 1 y 2 en la Figura 5.9. Esto permite alternar entre el modo simple y el modo doble mediante un relé. El módulo PXIe, en particular la fuente SMU, cumple dos funciones: proporcionar el potencial eléctrico requerido para la operación de los

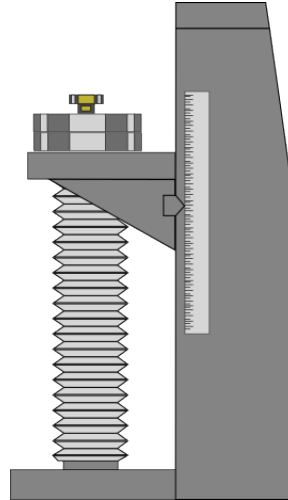


Figura 5.10: Sistema de posicionamiento de la sonda de Langmuir mediante el ensamble de un motor. Fuente: elaboración propia basada en [93]

electrodos y medir las corrientes iónica y electrónica procedentes del plasma. La inclusión de una resistencia R previene una sobrecarga eléctrica en el módulo de PXIe [93].

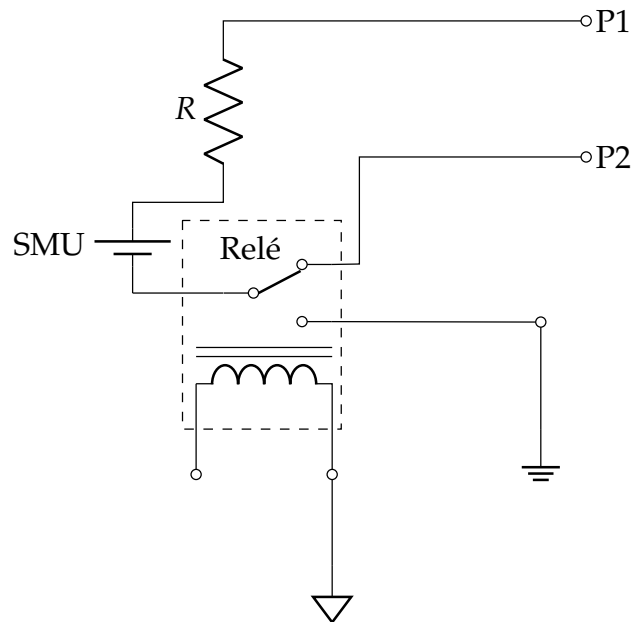


Figura 5.11: Circuito eléctrico para la sonda de Langmuir utilizada en el SCR-1. Fuente: elaboración propia

5.5 Perfiles radiales de temperatura electrónica y densidad electrónica con mediciones de sonda simple de Langmuir

5.5.1 Estimación de la densidad electrónica límite para el stellarator SCR-1

El SCR-1 cumple con las características mencionadas en la subsección 3.6, según lo reportado en [26], por tanto la ecuación (3.45) se utilizó para estimar la densidad electrónica límite, según el rango de valores esperados de la temperatura electrónica del plasma. Los parámetros de entrada para el cálculo con esta teoría se presentan en la Tabla 5.2 y fueron obtenidos de la siguiente manera: la potencia inicial (P_{rf}) fue la potencia promedio de trabajo de las descargas de SCR-1 cercanas al núcleo del plasma, el volumen del plasma (V_p) fue calculado a partir del equilibrio MHD (mostrado más adelante), la densidad de neutros (n_0) fue estimada a partir del flujo másico de hidrógeno inyectado y la ecuación del gas ideal, se asumió una difusividad de partículas mucho mayor a la difusividad térmica ($\gamma \approx 0$) y se utilizó el valor de la energía de ionización del hidrógeno (\mathcal{E}_{ion}). Las tasas de ionización y de impacto electrón - neutro se determinaron mediante los datos del hidrógeno reportados en [83] para un rango de temperatura electrónica entre los 0,0 eV y los 20,0 eV (Figuras 1 y 2 del apéndice A).

La Figura 5.12 presenta la densidad límite electrónica en función de la temperatura electrónica según los parámetros definidos anteriormente, donde se enmarca el rango de temperaturas electrónicas relevante para el plasma del stellarator SCR-1. Desde los 0,0 eV, la densidad electrónica límite del núcleo del plasma del SCR-1 se redujo con el aumento de la temperatura electrónica. Lo anterior fue explicado por [83], donde afirmó que una mayor densidad de neutros implica altas tasas de ionización y por consiguiente, una movilidad creciente de los electrones en el plasma. Esta movilidad conlleva a pérdidas por calor importantes durante el proceso de ionización y ocurren por las colisiones electrón - neutro que dan como resultado energía liberada en forma de ondas electromagnéticas.

5.5.2 Proceso de descarga de plasma del SCR-1

Según [5], la descarga de plasma en el SCR-1 se desarrolla en tres etapas de operación: la primera se denomina arranque del stellarator y ocurre cuando se activa el módulo para regular la presión base de trabajo hasta alcanzar el alto vacío. Luego, la

Parámetro	Magnitud
P_{rf} (kW)	1,149
V_p (m ³)	0,007 812
n_0 (m ⁻³)	$6,38 \times 10^{19}$
\mathcal{E}_{ion} (eV)	13,6

Cuadro 5.2: Parámetros del dispositivo de confinamiento y plasma del SCR-1 para el cálculo de la densidad límite electrónica.

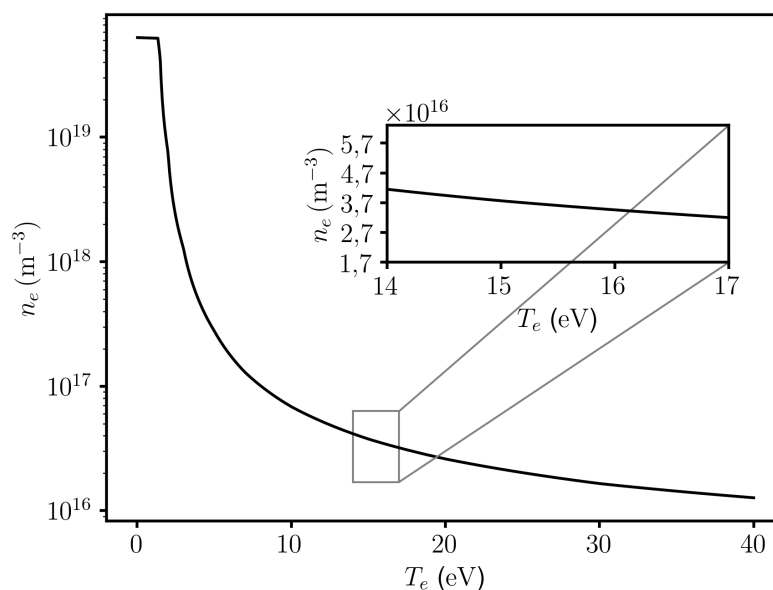


Figura 5.12: Densidad electrónica máxima en función de la temperatura electrónica para el plasma del SCR-1. Fuente: elaboración propia.

segunda etapa es la secuencia de disparo en la que se da la descarga de plasma. En ella, se activan los sistemas mencionados en la sección 5.2 y subsección 5.4.2 en el siguiente orden: confinamiento magnético, inyección de gas, lanzamiento de microondas y activación de los distintos diagnósticos del plasma. Por último, el apagado del stellarator, en este se lleva la cámara de vacío a presión atmosférica mediante el apagado de bombas y una configuración de las válvulas de aguja y venteo del sistema de vacío.

Los procesos de descarga del plasma necesarios para esta tesis se llevaron a cabo siguiendo un protocolo de operación del dispositivo del SCR-1, con la colaboración de personas estudiantes asistentes del Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones del Tecnológico de Costa Rica. Esta campaña experimental inició el 15 de marzo y culminó el 11 de abril del 2023, de tal manera que se realizaron entre 3 a 4 descargas de plasmas con un periodo de 30 min entre cada una, por cada día de

trabajo según la disponibilidad y funcionamiento de las instalaciones y los equipos. Se contabilizó un total de 21 descargas de plasma exitosas.

Los parámetros iniciales definidos para el proceso de descarga número 947, realizada el 16 de marzo del 2023, se muestran en la Tabla 5.3. Esta descarga se eligió ya que presentó el comportamiento típico de las demás descargas durante el proceso experimental.

Parámetro	Magnitud
P_O (kW)	3,000
Φ_{gas} (SCCM)	20
$\Delta\phi_{Bat}$ (V)	127,8
p_{base} (Torr)	4×10^{-5}

Cuadro 5.3: Parámetros iniciales del proceso de descarga de plasma para el stellarator SCR-1

Los parámetros de la descarga del plasma se visualizan en la Figura 5.13. La Figura 5.13.(a) muestra la inyección de gas, que se evidencia por el aumento de la presión en la cámara. La Figura 5.13.(b) ilustra la presencia del campo magnético confinante antes de la inyección de gas en la cámara, generado por la corriente eléctrica en las bobinas. El valor promedio de la corriente en cada bobina es de 4265,6 A. La Figura 5.13.(c) brinda la potencia entregada de la radiación, que tiene un valor promedio de 1,11 kW durante los 4,0 s de la descarga de plasma.

5.5.3 Proceso de medición con la sonda simple de Langmuir

Se llevó a cabo la medición de corriente iónica y eléctrica provenientes del plasma con la sonda simple de Langmuir diseñada para el SCR-1 (subsección 5.4.2). El proceso consistió en colocar la sonda en el puerto donde está la superficie de flujo magnético a cero grados en posición toroidal, luego se seleccionaron siete posiciones radiales medidas respecto al eje del radio mayor, presentadas en la Figura 5.15, definidas y localizadas con los planos del dispositivo mediante AutoCAD[®] y las coordenadas de las superficies de flujo magnético para el plasma del SCR-1 (Figura 5.14). En cada una de las posiciones se recolectaron datos para 3 descargas de plasma con el electrodo etiquetado con 5 de la Figura 5.9 al estar alineado con $z = 0$. La posición de la sonda dentro de la cámara de vacío durante el proceso de medición experimental fue determinada con la regla adherida a su sistema de posicionamiento a partir de un factor de conversión

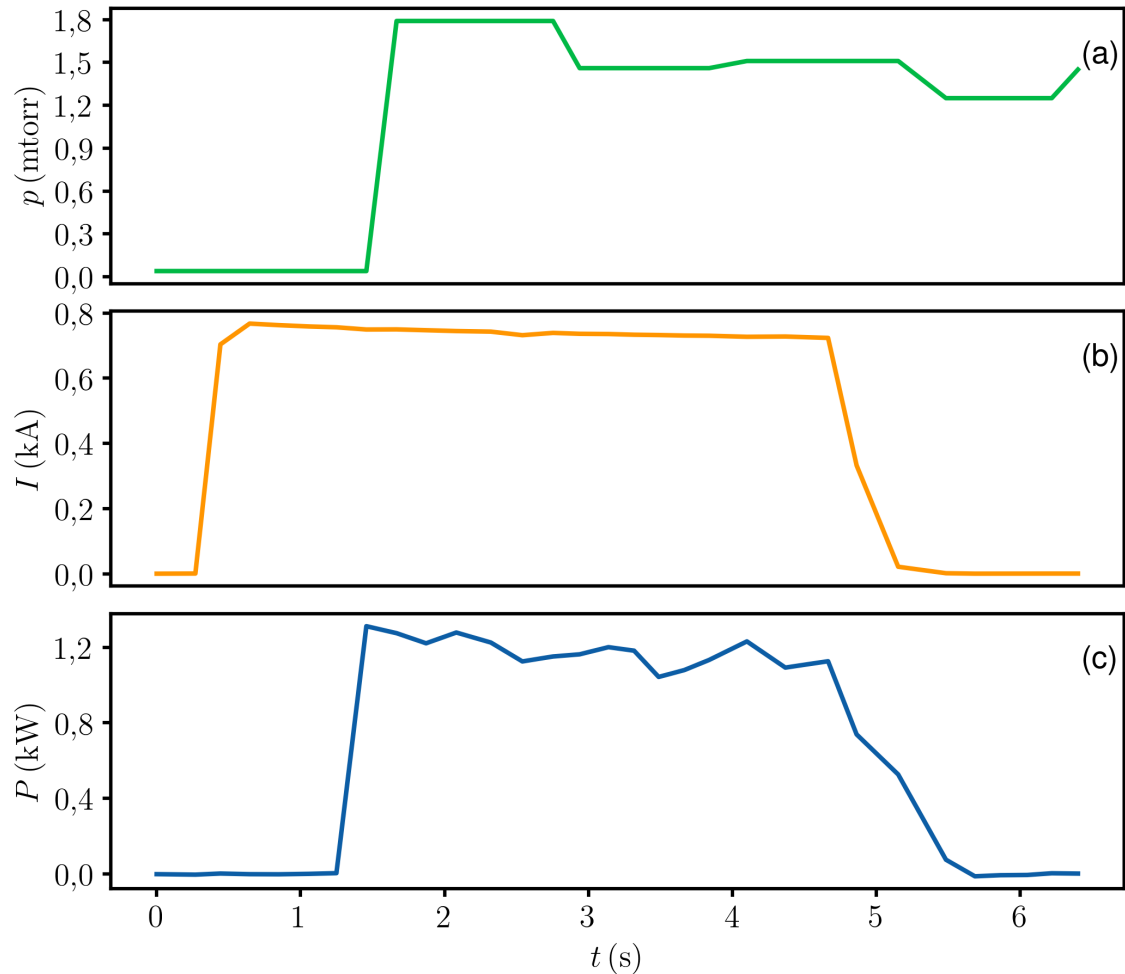


Figura 5.13: Evolución de (a) la presión en la cámara de vacío, (b) la corriente eléctrica en las bobinas y (c) la potencia de las ondas electromagnéticas en la descarga de plasma 947 del stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia

que relaciona la posición en la cámara y las marcas de la regla.

A continuación, se expone el proceso de medición de la sonda de Langmuir colocada en la posición 0,270 m para la descarga de plasma 947 y sus resultados. Se escogió los datos de esta descarga debido a que presentaron el comportamiento general o típico de las descargas de plasmas para la construcción de los perfiles.

A partir de la configuración de los parámetros para la recolección de datos con sonda de Langmuir presentados en la Tabla 5.5, se midió la corriente del plasma para cuatro o cinco barridos de voltaje flotante en la punta de la sonda durante el tiempo de la descarga. En determinadas descargas de plasma, se cambió el límite superior del vol-

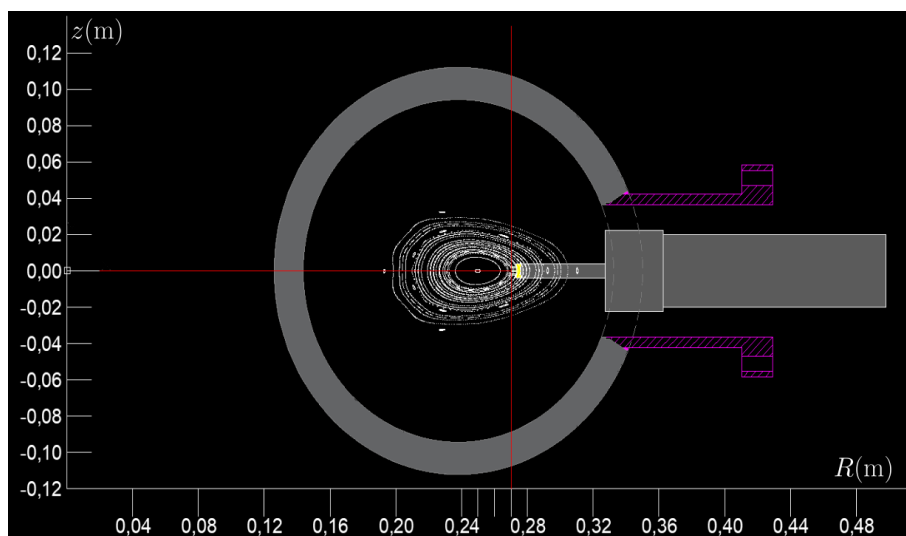
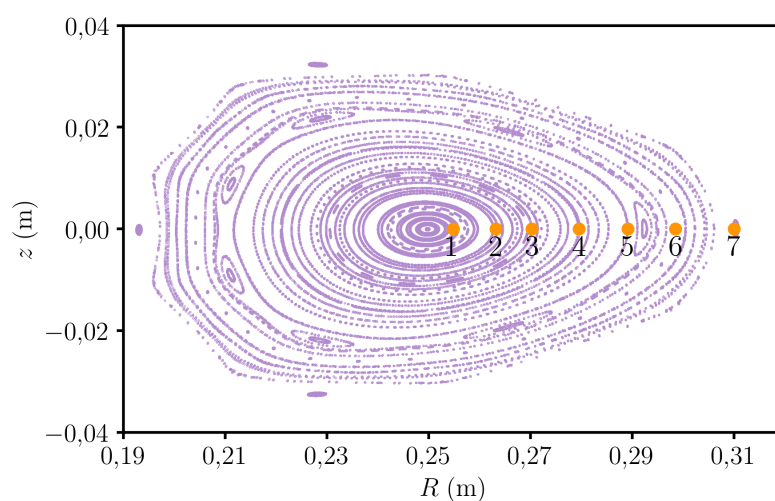


Figura 5.14: Plano de AutoCAD[®] donde se muestra la cámara de vacío, la sonda de Langmuir y el plasma a escala. Fuente: elaboración propia



Etiqueta	R (m)
1	0,254
2	0,263
3	0,270
4	0,279
5	0,289
6	0,298
7	0,310

Cuadro 5.4: Posición radial de cada etiqueta de los puntos de medición de la Figura 5.15. Fuente: elaboración propia

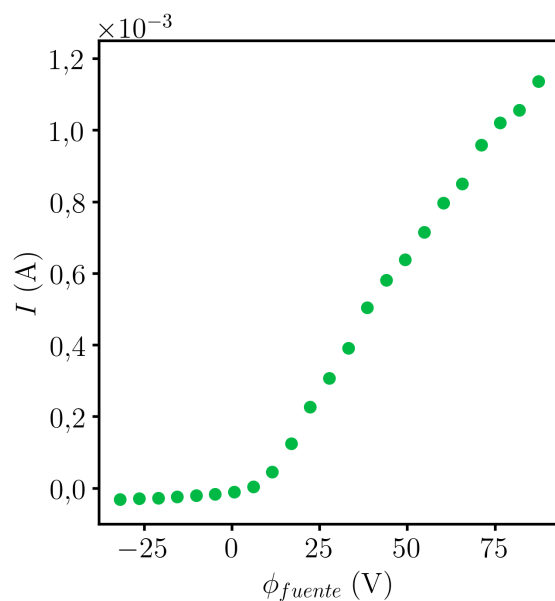
Figura 5.15: Posiciones de medida para la recolección de corriente y voltaje flotante con la sonda de Langmuir en el plasma del stellarator SCR-1. La posición vertical siempre se mantuvo en $z = 0,0$ m. Fuente: elaboración propia

taje flotante suministrado por la fuente, reduciéndolo de 90 V a 70 V, como respuesta a la dispersión observada en los datos correspondientes a la corriente eléctrica medida. La salida de los datos de corriente y voltaje se registraron en un archivo de Microsoft Excel[®], procesado con un *Jupyter notebook* en *Python*. Este cuaderno interactivo está disponible en el repositorio PlasmaTEC-ITCR en *GitLab* [102]. Los parámetros del plasma para el SCR-1 calculados a partir de la teoría de sonda de Langmuir de la subsección

5.4.1 con base en mediciones mostradas en la Figura 5.16, se presentan en la Tabla 5.6. Se ajustó una media móvil a todos los datos de corriente eléctrica provenientes de la sonda para eliminar el ruido significativo que se observaba en los valores de corriente para un potencial flotante superior a 30,0 V. A pesar del procedimiento anterior, no se visualizó el fin del comportamiento exponencial y el inicio de la saturación electrónica; situación común en el proceso experimental como lo discute [21]. Por tanto, se siguió el método de la primera derivada para estimar el potencial del plasma según lo propuesto por [106] y esto influyó en la medición indirecta de la corriente de saturación electrónica.

Especificación	Magnitud
Presión base (Torr)	4×10^{-5}
Voltaje flotante de la fuente (V)	-40 a 90
Adquisición de datos (muestras/s)	40
Frecuencia del voltaje flotante (Hz)	2

Cuadro 5.5: Parámetros para la configuración inicial de la sonda de Langmuir simple en el proceso de descarga del plasma del SCR-1



Parámetro	Magnitud
I_{si} (A)	$-1,11 \times 10^{-4}$
ϕ_{fp} (V)	0,62
I_{se} (A)	$2,0 \times 10^{-3}$
ϕ_p (V)	31,1
T_e (eV)	11,1
n_e (m^{-3})	$7,3 \times 10^{15}$

Cuadro 5.6: Parámetros corregidos del plasma del SCR-1 medidos a partir de la curva I-V. Fuente: elaboración propia

Figura 5.16: Corriente recolectada del plasma en función del voltaje flotante suministrado para la sonda simple al eliminar ruido. Fuente: elaboración propia

Como menciona [25], el largo de la punta de la sonda de Langmuir comparado con

la longitud de Debye es un factor determinante en la forma que toma la “rodilla” de la Figura 5.16, por lo que ello modifica las magnitudes de los parámetros del plasma. Según [107], existen siete condiciones a cumplirse para que el modelo presentado en la subsección 5.4.1 sean válidas. Entre ellas, es necesario que el camino libre medio para los electrones sea mucho mayor que las dimensiones de las puntas de la sonda. Para el SCR-1, siguiendo lo calculado por [86], al considerar una distribución Maxwelliana, el camino libre medio rondó el orden de 10^3 m, y con ello, cumplió con la condición. Respecto al radio de Larmor para los electrones, su magnitud estuvo entre los 0,000 128 m y los 0,000 372 m, rango estimado con los datos de la temperatura electrónica en las posiciones radiales y la magnitud del campo magnético correspondiente (ecuación (2.12)). Estos valores fueron comparables al radio de las puntas (r_p) utilizadas para las mediciones con la sonda de Langmuir, por lo que la curva de corriente - voltaje debió interpretarse bajo consideraciones de un modelo de difusión de electrones en un plasma magnetizado. Lo anterior implicó que los electrones en el plasma del SCR-1 presentaron una movilidad limitada en la dirección perpendicular al campo magnético, por ende las mediciones de la corriente de saturación electrónica e iónica fueron menores según lo estimado por el método de la primera derivada [121]. Esto implicó que se hicieran correcciones al modelo, por lo que se calculó el potencial del plasma (ϕ_p) corregido a partir de la expresión

$$\phi_p = \phi_f - T_e \ln \left(0,61 \sqrt{\frac{2\pi m_e}{m_i}} \right) \quad (5.12)$$

posteriormente, se determinó el valor de la corriente de saturación electrónica mediante una interpolación del potencial flotante del plasma, identificado como $I_{se,exp}$. Por último, este nuevo valor de corriente de saturación electrónica fue multiplicado por un factor de escala. La expresión definitiva para el cálculo de la corriente de saturación electrónica es

$$I_{se} = I_{se,exp} \left(1 + \frac{\pi r_p}{8 r_{Le}} \right) \quad (5.13)$$

Las correcciones dadas por las ecuaciones 5.12 y 5.13 se aplicaron según lo expuesto por [10] sobre las mediciones con sonda de Langmuir en un plasma magnetizado. Esto permitió un aumento de un orden de magnitud de la corriente de saturación electrónica en las posiciones 1, 2, 3 y 4 de la Figura 5.15, donde se registraron los valores más

altos del radio de Larmor para los electrones.

Según [129], bajo las condiciones mencionadas, las mediciones deben complementarse con un método para el cálculo del área utilizada para estimar la densidad electrónica. Esto dado que al introducir la sonda en regiones donde la punta de la sonda no está totalmente perpendicular al campo magnético, el flujo de partículas se reduce y con ello se define una superficie efectiva de recolección ($A_{efectiva}$) en comparación con el área total. La expresión utilizada para la corrección fue

$$A_s = A_{efectiva} = A_{\perp} \left[1 - \exp\left(-\frac{r_p^2}{2r_{Le}^2}\right) \right] + A_{tot} \exp\left(-\frac{r_p^2}{2r_{Le}^2}\right) \quad (5.14)$$

$$A_{\perp} = 2\pi r_p L \sin(\kappa) + \pi r_p^2 \cos(\kappa) \quad (5.15)$$

$$A_{tot} = 2\pi r_p L + \pi r_p^2 \quad (5.16)$$

Donde κ es el ángulo entre el campo magnético y L la longitud de la punta de la sonda expuesta al plasma. Similar al análisis anterior, los puntos 1, 2, 3 y 4 de la Figura 5.15 fue los que contaron con un campo magnético menos perpendicular a las puntas de la sonda. Se obtuvo un porcentaje entre 7% y 8% de reducción hacia el centro del plasma, respecto el área total de la sonda de Langmuir. Esto justificado por la configuración magnética del dispositivo del SCR-1 [66]. Lo anterior incrementó la densidad electrónica en un poco más de un orden de magnitud, en concordancia con lo mencionado en la subsección 5.5.1.

Dadas las dimensiones del plasma, fue necesario evaluar si las puntas de la sonda se ven afectadas al estar siempre inmersas durante la descarga. La longitud de Debye (ecuación (2.6)) para el plasma del SCR-1 estuvo entre los 0,71 mm y 0,26 mm en las posiciones radiales donde se realizaron mediciones, por tanto el efecto de apantallamiento tuvo una extensión máxima de 0,0036 m (cinco longitudes de Debye) medida desde la punta de la sonda de Langmuir. La *plasma sheath* se estableció en una región con un radio veintitún veces más pequeño que el radio menor del plasma. Como esta región es mucho más pequeña que el plasma, las puntas de la sonda de Langmuir no afectaron significativamente el plasma del SCR-1 [89].

Una vez calculados los valores de temperatura electrónica y densidad electrónica para cada punto de medición, se ajustaron a una distribución gaussiana y un polinomio en función de la posición dada por R , siguiendo lo propuesto por [70], [99] y [91]. Estos

perfiles se presentan en la Figura 5.17 y sus expresiones algebraicas están dadas por

$$T_e(R) = T_{e0} \exp\left(\frac{R - 0,2477 \text{ m}}{h_1}\right)^{h_2} \quad (5.17)$$

$$n_{e1}(R) = n_{e01} \exp\left(\frac{R - 0,2477 \text{ m}}{h_3}\right)^{h_4} \quad (5.18)$$

$$n_{e2}(R) = n_{e02} \left[(1 - h_5) \left(1 - \frac{R^2}{0,09 \text{ m}^2}\right)^{h_6} + h_5 \left(1 - h_7 \frac{R^2}{0,09 \text{ m}^2}\right)^{0,5} \right] \quad (5.19)$$

Donde los valores de cada uno de los coeficientes se muestran en la Tabla 5.7. Los coeficientes de determinación, en el orden de aparición de las Figuras 5.12.(a), 5.12.(b) y 5.12.(c), son 0,96, 0,83, y 0,82. El p-valor, en el mismo orden de las Figuras, son: 0,000 09, 0,0088 y 0,0087 con un nivel de significación de 0,05. El perfil radial de temperatura electrónica tuvo el comportamiento esperado para un calentamiento ECR en el eje central del plasma: se observó un crecimiento de la temperatura electrónica en las posiciones radiales que se acercaron al eje magnético ($R_0 = 0,247 \text{ m}$) debido a que los electrones absorbieron la potencia en la región donde ocurre el segundo armónico de la frecuencia de giro ciclotrónico electrónico ($R = 0,246 \text{ m}$) [108]. Además, este perfil alcanzó un pico de temperatura electrónica.

Los perfiles de densidad electrónica también cumplieron el perfil típico ECR para un stellarator de baja razón de aspecto [96]. Ambos perfiles de densidad electrónica se estabilizaron en un valor prácticamente constante de aproximadamente 0,26 m. Una posible explicación para ello es que el tiempo en que ocurre el proceso de difusión por campo magnético fue lento en comparación con el tiempo de crecimiento de la temperatura electrónica bajo el supuesto de que existió una consistencia entre los perfiles de presión y densidad de corriente; situación común para plasmas con el orden de magnitud de la temperatura electrónica del SCR-1 [113, 123]. Los perfiles de densidad electrónica y temperatura electrónica para un calentamiento ECR en el eje central del plasma del SCR-1 tuvieron un comportamiento similares a los reportados por [133] para el stellarator W7-AS.

La comparación de los perfiles radiales de densidad electrónica con el resultado presentado en la Figura 5.12 mostró que los valores obtenidos de los ajustes fueron más pequeños, con desviaciones estándar importantes, tanto para la densidad electrónica como la temperatura electrónica en las posiciones cercanas al núcleo. A pesar de lo

Parámetro	Magnitud
T_{e0} (eV)	15,1
h_1 (m)	0,048
h_2 (1)	1,4
n_{e01} (m^{-3})	$1,21 \times 10^{16}$
h_3 (m)	0,087
h_4 (1))	2,88
n_{e02} (m^{-3})	$1,27 \times 10^{16}$
h_5 (1)	-20,5
h_6 (1)	6,0
h_7 (1)	8,4

Cuadro 5.7: Parámetros calculados a partir del ajuste de datos experimentales para los perfiles radiales de temperatura electrónica y densidad electrónica

discutido sobre la longitud de Debye, se consideraron dos posibles causas para este resultado, que deben de ser estudiadas posteriormente a este trabajo:

- (1) Existió una “sombra” en las regiones cercanas a los soportes aislantes de la sonda de Langmuir que imposibilitó la recolección de carga y redujo aún más el área efectiva de la punta de la sonda. En [85], se reportaron sobreestimaciones de la densidad electrónica que fueron menores o iguales al 10% de su valor esperado, aunque las densidades electrónicas altas ($> 10^{15} m^{-3}$) reducen este efecto.
- (2) Hubo contaminación por deposición de capas en las puntas de la sonda de Langmuir. Como reporta, [30], la contaminación genera una resistencia variable que afecta la curva de corriente-voltaje para aquellas puntas que están erosionadas o depositadas con otros materiales.

Según los perfiles presentados, el plasma del SCR-1 durante esta campaña experimental fue catalogado como subdenso, debido a que en cualquier posición radial se cumplió con la condición $\omega_{pe} < 2\omega_{ce}$ [12].

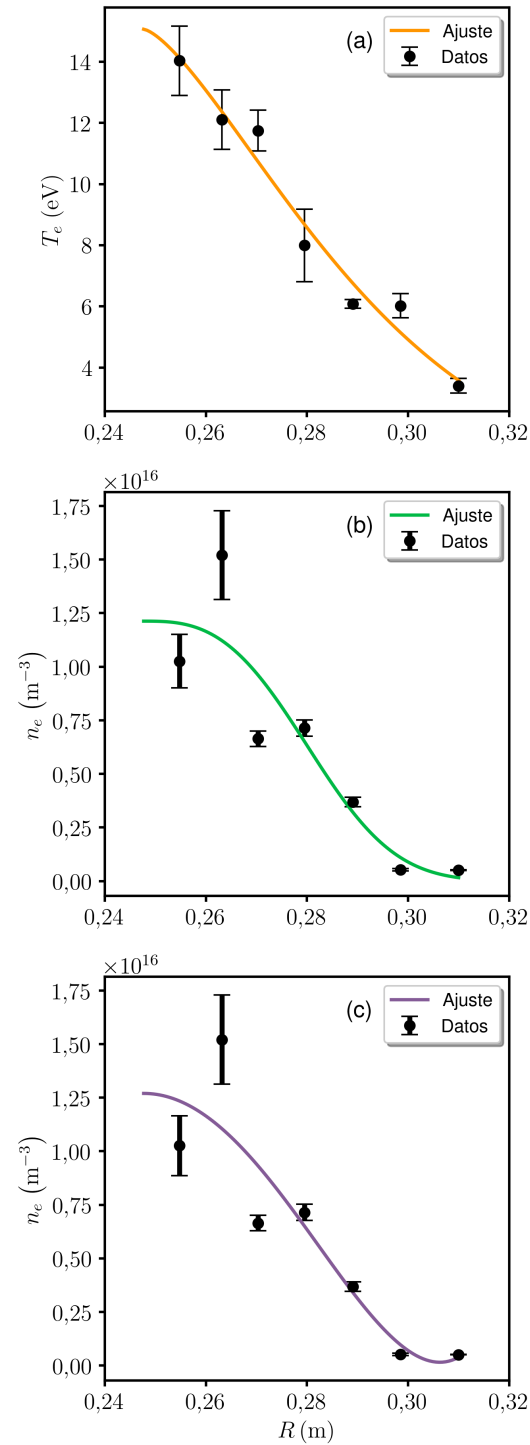


Figura 5.17: Perfiles radiales de (a) temperatura electrónica y (b) y (c) densidad electrónica y posición vertical $z = 0$ en el stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia

5.6 Cálculos de equilibrio MHD para el SCR-1

El código VMEC está disponible del repositorio de *STELLOPT* de la Universidad de *Princeton* y está bajo la licencia *MIT* [110]. Este código fue instalado en el clúster de cómputo de alto rendimiento cicima-hpc del CICIMA de la Universidad de Costa Rica [23]. Después de la instalación, se realizaron las siguientes etapas: construcción de archivos de entrada y análisis de archivos de salida, explicado a continuación.

5.6.1 Parámetros de entrada para VMEC

El equilibrio MHD del plasma del stellarator SCR-1 se calculó mediante VMEC, siguiendo los pasos descritos en [26]. Primero, se obtuvo el campo magnético producido por las bobinas del stellarator a partir de las coordenadas cartesianas de las doce bobinas modulares y la corriente total que circula en una sola bobina. Para ello, se ejecutó *MAKEGRID*. El código *MAKEGRID* calcula la magnitud del campo magnético en una grilla de dos dimensiones y en intervalos de ángulos toroidales específicos. Los segmentos de alambre se delinean mediante una serie de puntos en el espacio cartesiano que se encuentran en el archivo de bobinas y se asigna un valor corriente a cada segmento. El segmento final de cada línea debe mostrar un nombre, un número de grupo designado y una corriente de cero. Este método permite ajustar las bobinas que tienen la misma corriente (están conectadas en el mismo circuito o son simétricas) con un solo valor de corriente.

En cuanto al archivo de entrada, el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones contaba con uno para el cálculo del equilibrio magnetohidrodinámico, disponible en el repositorio PlasmaTEC-ITCR en *GitLab* [102]. Este archivo contiene las especificaciones del mallado, las condiciones de frontera, la presión, *iota* (transformada rotacional) y las coordenadas tanto del eje magnético, como de la última superficie de flujo magnético. Para este archivo se realizó una modificación importante: se incorporó un perfil radial y local de presión de los electrones, a partir de los datos experimentales de densidad electrónica y temperatura electrónica mostrados en la Figuras 5.17.(a) y 5.17.(b). Este perfil de presión electrónica, mostrado en la Figura 5.18 se asumió a partir de la ley del gas ideal, donde la contribución a la presión del fluido más importante la hacen los electrones al contar con la mayor temperatura en comparación con los iones

y los neutros. Su expresión es

$$p = n_e T_e \quad (5.20)$$

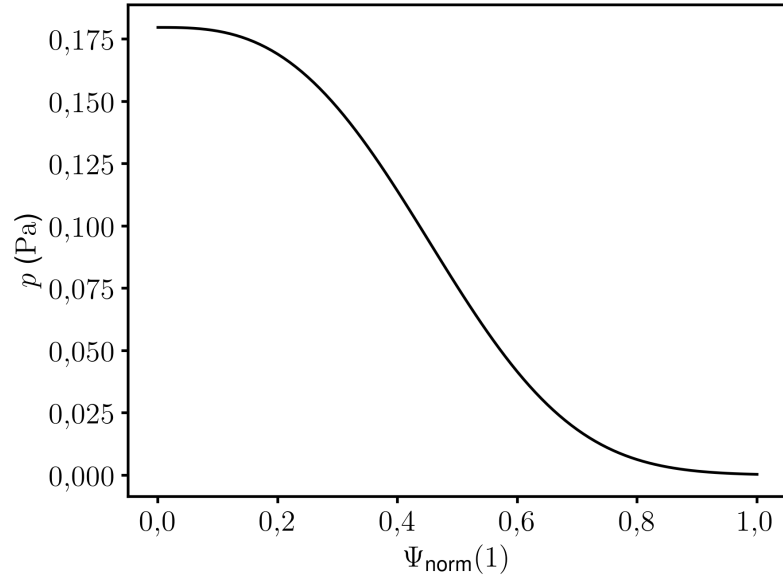


Figura 5.18: Perfil radial y local de presión electrónica para el archivo de entrada de VMEC. Fuente: elaboración propia

La incorporación de estos perfiles se hizo mediante los coeficientes de Fourier para la variable denominada AM , mediante el ajuste de la ecuación

$$p = \sum_{n=0}^{10} am(n) \cdot \Psi_{norm}^n \quad (5.21)$$

5.6.2 Parámetros del equilibrio y estabilidad MHD

Después de finalizar la ejecución de VMEC, se produjo un archivo en formato *netcdf*, procesado con los cuadernos interactivos disponibles en los repositorios de PlasmaTEC-ITCR [102] y STELLOPT [110]. De ellos se obtuvieron las características principales del equilibrio MHD para el plasma del SCR-1 mostradas en la Tabla 5.8 y la última superficie de flujo magnético con la magnitud del campo magnético total en su contorno se visualiza en la Figura 5.19. También se extrajeron las superficies de flujo magnético para la posición a 0° en dirección toroidal como parámetro de entrada del código de onda completa. Los parámetros calculados difieren levemente de lo ya expuesto por

[26] donde se consideró un perfil lineal de presión electrónica. En la última superficie del plasma se observaron deformaciones en comparación a un tokamak, debido a la presencia de las *flute instabilities* donde las variaciones de la energía térmica de una columna de plasma pueden contrarrestarse si las líneas de campo magnético donde viajan las partículas cargadas se curvan de manera adecuada y mantienen la conservación del flujo magnético en cualquier posición toroidal [41].

Especificación	Magnitud
Razón de aspecto	6,2017
Volumen (m ³)	0,007 812
Radio mayor (m)	0,2478
Radio menor (m)	0,0396
Beta total (%)	0,0205
Beta toroidal (%)	1,57
Beta poloidal (%)	0,0429

Cuadro 5.8: Parámetros del plasma confinado en el SCR-1 y campo magnético confinante obtenidos a partir de VMEC

Otro resultado relevante se presenta en la Figura 5.20 donde se observan los perfiles radiales para la iota (transformada rotacional), cizalla magnética, profundidad del pozo magnético y beta total para la posición toroidal a cero grados en el modo *free boundary* (subsección 2.3.2). La variable iota, en la Figura 5.20.(a), disminuyó en dirección radial con una diferencia porcentual cercana al 18 % respecto al núcleo, por lo que se identificaron tres valores racionales de iota: $3/10$, $2/7$, $3/11$. Se encontró que el valor $2/7$ ubicado en la posición $\Psi_{norm} = 0,76$ equivalente a $R = 0,2911$ m, tuvo una isla magnética importante alineada con $z = 0$, visualizada en la Figura 5.15. El perfil de cizalla magnética (Figura 5.20.(b)) presentó valores negativos bajos (menores a 1), por lo que se catalogó como *reversed magnetic shear* [2]. Esto significa que en regiones turbulentas, las partículas cargadas bajo la acción de la deriva por curvatura de campo magnético invierten su dirección de radial a vertical manteniéndose en el medio, lo que se traduce en estabilidad para el plasma, al eliminar la propagación de modos no lineales (*ballooning*) [142]. Una corriente eléctrica adicional en el plasma del SCR-1 permitiría incrementar la cizalla magnética y con ello reducir la conductividad térmica de los electrones, como sucedió en el stellarator W7-AS [53] y el transporte radial, similar al stellarator TJ-II [88], dando como resultado mejoras en equilibrio y estabilidad. La

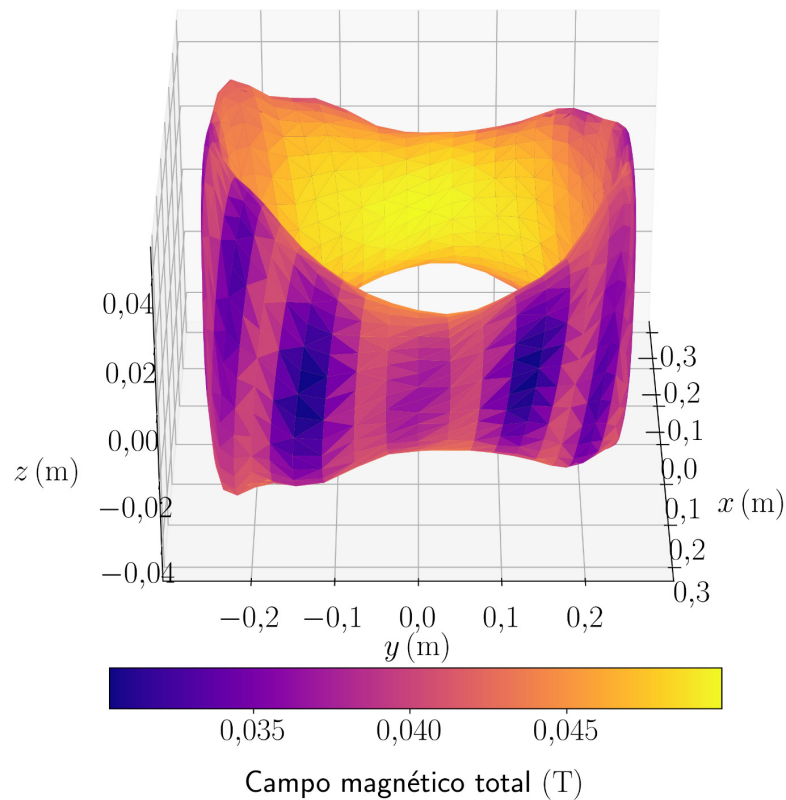


Figura 5.19: Magnitud del campo magnético para la última de superficie de flujo magnético en el espacio tridimensional del plasma del stellarator SCR-1. Fuente: elaboración propia

profundidad del pozo magnético se visualiza en la Figura 5.20.(c). La variación de este parámetro respecto el flujo magnético se muestra en la Figura 5.21. En esta Figura, el valor de la profundidad del pozo magnético es negativo hasta la posición $R = 0,298$ m, por tanto se estableció un pozo magnético en estas superficies magnéticas [79] y esto conlleva estabilidad lineal ante los modos *interchange* en el plasma del SCR-1. Por otro lado, la zona con un valor positivo de la profundidad del pozo magnético es una colina magnética, región propensa a flujos turbulentos de partículas cargadas debido a valores reducidos para la transformada rotacional y el parámetro beta [29, 95].

La profundidad del pozo magnético se muestra en la Figura 5.20.(c) y la variación de este parámetro respecto el flujo magnético en la Figura 5.21, donde esta última Figura mostró valores negativos hasta la posición $R = 0,298$ m, correspondiente a un pozo magnético, región donde existió estabilidad ante los modos *interchange*, mientras que la

zona con esta variable positiva fue una colina magnética, región propensa a flujos turbulentos de partículas cargadas [29, 95]. El perfil del parámetro beta (Figura 5.20.(d)) tuvo un decrecimiento continuo para cada superficie de flujo magnético, manteniéndose por debajo de 0,2 %. El valor promedio fue un orden de magnitud inferior al del núcleo (Tabla 5.8). Un valor bajo de beta implica un tiempo corto de confinamiento de los electrones, además de limitaciones en la temperatura electrónica y densidad electrónica que puede alcanzarse. Esto no es conveniente, pues no facilitaría una posible reacción de fusión [34] en este tipo de dispositivos. Además, se ha demostrado que al incrementar beta se mejora la profundidad del pozo magnético y la transformada rotacional en varias máquinas [137], por tanto, es relevante optimizar este parámetro para el plasma del SCR-1.

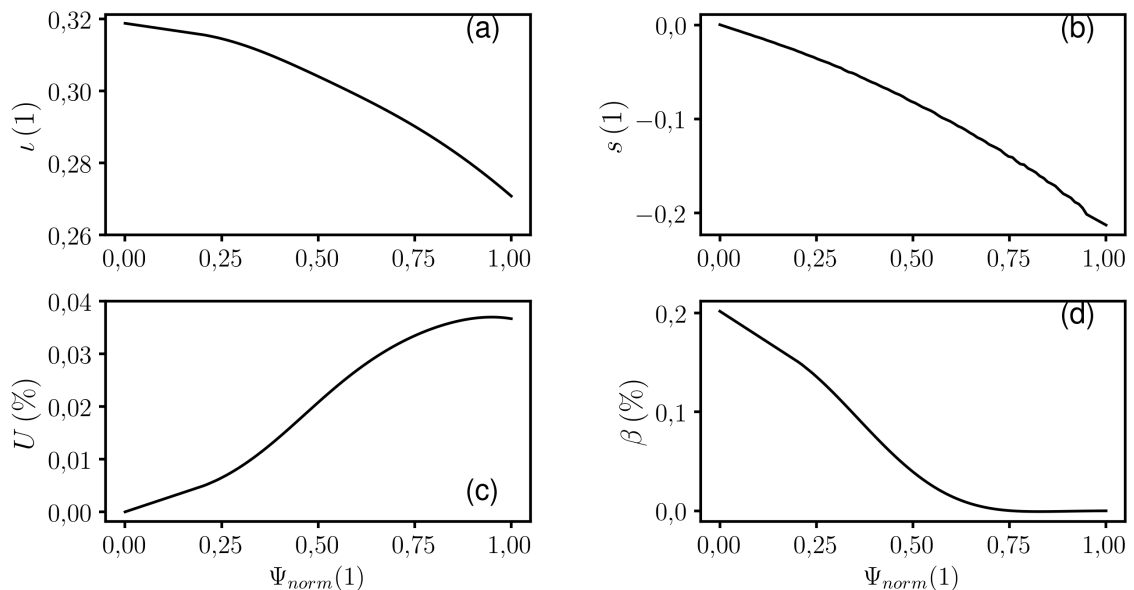


Figura 5.20: Variación radial de (a) iota, (b) cizalla magnética, (c) profundidad del pozo magnético y (d) parámetro beta, a partir de VMEC, en la posición toroidal a 0° . Fuente: elaboración propia

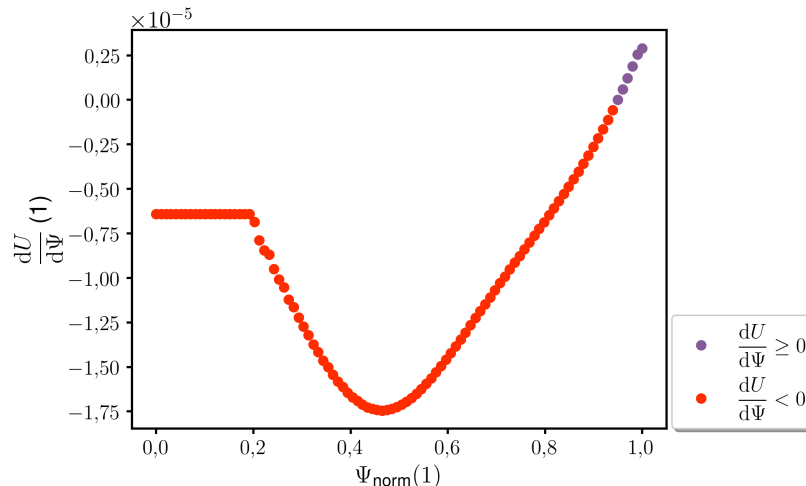


Figura 5.21: Primera derivada de la profundidad el pozo magnético respecto al flujo para cada superficie de flujo magnético a cero grados en dirección toroidal. Fuente: elaboración propia

Criterio de Mercier

La Figura 5.22 muestra la variación radial de los términos de estabilidad del plasma del SCR-1. Se procedió a realizar extrapolaciones en los valores cercanos al eje magnético debido a las limitaciones de VMEC al calcular dichos términos, así como se reporta en [100].

El funcional de la cizalla magnética siempre fue positivo, lo que favorece la estabilidad lineal del plasma. Sin embargo, su magnitud fue mucho menor que la del funcional total de Mercier. El funcional de la corriente toroidal presentó una transición de signo negativo a positivo. Esto se puede explicar por el carácter diamagnético del plasma, es decir, las corrientes en dirección poloidal producen un campo magnético que desplaza las superficies de flujo magnético hacia el exterior del plasma, conocido como *Shafranov shift* [72, 98]. Cada valor del funcional refleja si este desplazamiento favoreció o no la estabilidad del plasma. El funcional del pozo magnético fue positivo en las regiones $0,0 \leq \Psi_{norm} \leq 0,6$ y $0,8 \leq \Psi_{norm} \leq 1,0$. Esto se tradujo en una curvatura positiva, favorable para la estabilidad de las superficies de flujo magnético [79]. Además, el funcional del pozo magnético fue el término que más contribuyó al funcional total de Mercier. En la región $0,6 < \Psi_{norm} < 0,8$, el gradiente de presión fue positivo y cercano a cero. Esto implicó una estabilidad neutra, en la que el gradiente de campo magnético genera un impulso hacia adentro en dirección radial para las partículas cargadas. Este impulso

puede llevarlas a un equilibrio inestable [59]. El término de la geodésica fue siempre negativo debido a la presencia de la corriente PS. Esta corriente genera desviaciones importantes de las superficies de flujo previstas, ya que rompe la simetría entre la deriva de curvatura magnética y la deriva $E \times B$ [57]. El comportamiento desestabilizador del término de geodésica fue reportado previamente en [47]. El funcional total de Mercier se mantuvo positivo en gran parte del plasm pasó a ser negativo en la posición radial 0,297 m, cerca de una isla magnética ubicada a 0,292 m. Esta región, caracterizada por flujos de partículas turbulentos, es similar a la observada en el stellarator TJ-II [29]. La Figura 5.21 confirma la inestabilidad en esta región, en concordancia con el criterio de Mercier [43]. Por lo anterior y el valor bajo de beta reportado, el plasma del SCR-1 fue estable en gran parte de sus superficies de flujo magnético.

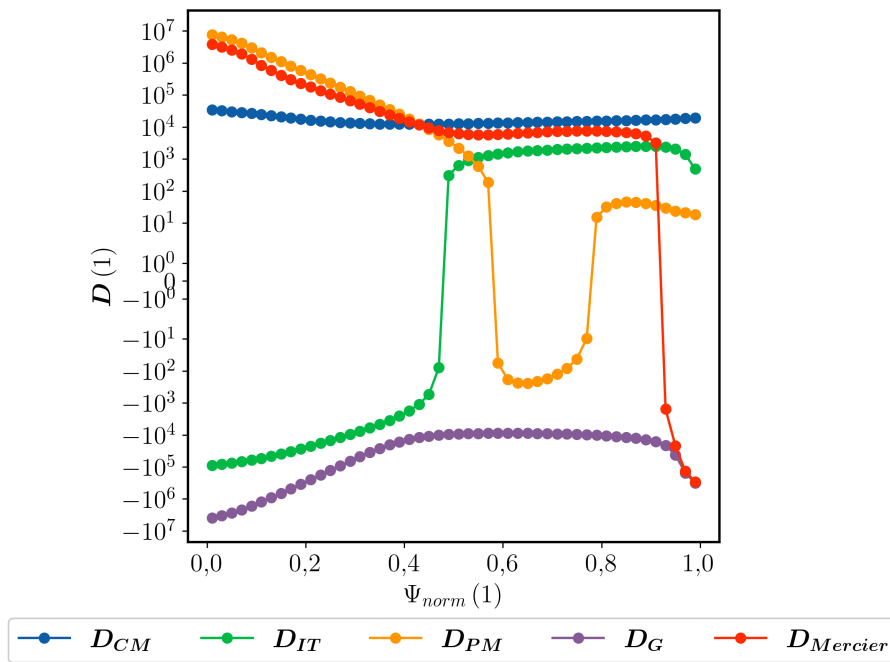


Figura 5.22: Comportamiento de los funcionales de cizalla magnética, corriente toroidal, pozo magnético, curvatura y total para el criterio de Mercier. Fuente: elaboración propia

VI Escenarios de calentamiento para SCR-1

6.1 IPF-FMDC

El código de onda completa elegido para simular los diferentes escenarios de calentamiento para el stellarator SCR-1 es el IPF-FMDC, utilizado con éxito en los dispositivos TJ-K [75], TJ-II [78], RF-X [12], *Pegasus Toroidal Experiment* [70], CNT [45] y MAST [37]. El objetivo del código es visualizar la propagación de las ondas electromagnéticas por el plasma para determinar las etapas de los mecanismos de conversión O-X-B y X-B. El código IPF-FMDC resuelve las ecuaciones (4.7) y (2.28) acopladas entre ellas. Además, se incluye la ecuación de movimiento de fluido para electrones, expresada como

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = \epsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E} - \omega_{ce} \mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}_{externo} - \nu_{vis} \mathbf{J} \quad (6.1)$$

El coeficiente ν_{vis} presente en la ecuación (6.1) constituye un factor de amortiguamiento numérico diseñado para abordar la problemática surgida cuando la longitud de onda de la radiación en el plasma alcanza magnitudes similares a las dimensiones del radio de Larmor, invalidando así la aproximación de un plasma frío. Este fenómeno se manifiesta especialmente en las proximidades de la región donde se establece la frecuencia híbrida superior. La expresión correspondiente a este coeficiente se expresa como

$$\nu_{vis} \approx E_x(x+1) + E_x(x-1) - 2E_x(x) \quad (6.2)$$

La variable x denota la posición en la cual se lleva a cabo el cálculo del campo eléctrico de la radiación[75].

Para la resolución del sistema de ecuaciones descrito, se utiliza el algoritmo de Yee. Este algoritmo se basa en la consideración de celdas en coordenadas cartesianas, como la de la Figura 6.1. En cada celda, una componente del campo magnético (conocida) se encuentra entre dos o más componentes del campo eléctrico (a calcularse). En términos generales, siendo F la función a estimar para la celda, se puede expresar como

$$F(i\delta, j\delta, k\delta, n\Delta t) = F^n(i, j, k) \quad (6.3)$$

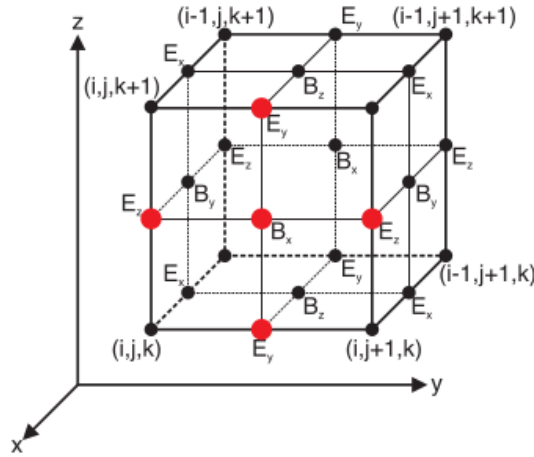


Figura 6.1: Celda compuesta por los valores conocidos (en rojo) y a calcularse (en negro) los campos eléctrico y magnético en el espacio. Fuente: [75]

Con δ como el tamaño de la rejilla, Δt el incremento del tiempo y n un contador asociado al tiempo. Ambas resoluciones se hacen a partir del método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (*FDTD*), es decir, las variaciones espaciales y temporales están dadas por:

$$\left. \frac{\partial F^n}{\partial x} \right|_{i,j,k} = \frac{F^n(i+1/2, j, k) - F^n(i-1/2, j, k)}{\delta} \quad (6.4)$$

$$\left. \frac{\partial F^n}{\partial t} \right|_{i,j,k} = \frac{F^{n+1/2}(i, j, k) - F^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} \quad (6.5)$$

$$\frac{\Delta t}{\delta} = \frac{0,5}{c} \quad (6.6)$$

6.1.1 Modelado de la radiación

La radiación incidente se modela como un rayo gaussiano con un espectro K. En consecuencia, se realiza una superposición de una única componente del campo eléctrico dirigida a lo largo de una sola línea del mallado y con una amplitud del campo eléctrico que varía de manera uniforme y perpendicularmente a su propagación. La expresión del campo eléctrico para el rayo incidente es

$$E_z(x) = A(t) E_0 \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{w_0^2} \right] \quad (6.7)$$

donde x es la posición del rayo en el espacio, x_0 es la posición del centro del rayo, w_0 el ancho del rayo (*beam waist*), E_0 es la amplitud del campo eléctrico en el vacío y $A(t)$ una función que toma valores entre 0 y 1 para distintos periodos de oscilación.

6.1.2 Archivos de entrada y configuración de parámetros para el código IPF-FDMC

Los archivos de entrada para el código IPF-FDMC son una matriz bidimensional de valores normalizados de densidad electrónica respecto la densidad de corte del modo ordinario y la magnitud de las tres componentes cartesianas del campo magnético respecto al campo magnético resonante. La matriz está organizada de acuerdo con las coordenadas Rz y está en formato *HDF5*.

En la Tabla 6.1 se proporcionan los parámetros de entrada adicionales utilizados en las simulaciones de los escenarios de calentamiento, y a continuación, se detalla cada uno de ellos. Es posible seleccionar los escenarios de simulación en dos modalidades: la primera se denomina *single pass*, donde las ondas electromagnéticas se propagan a través del plasma en un solo recorrido, y la segunda implica que las paredes de la cámara son conductoras y con resistividad nula, lo que resulta en la reflexión total de las ondas electromagnéticas. Además, se pueden ajustar las direcciones de lanzamiento, el ancho del rayo, los períodos de oscilación de la radiación en el plasma, con el propósito de identificar el estado estacionario de las ondas electromagnéticas. También se permite especificar la cantidad de períodos necesarios para almacenar los parámetros resultantes de la simulación en el archivo de salida y definir la escala de colores para los mapas de calor del campo eléctrico normalizado a su valor máximo generados automáticamente, que permiten supervisar la evolución de la simulación.

Parámetro	Descripción
-s	escenario: archivos de densidad electrónica y campo magnético
-p	ángulo poloidal medido en grados
-t	ángulo toroidal medido en grados
-w	razón del ancho (cadera) del rayo incidente y la longitud de onda en el vacío
-T	número de periodos de oscilación que la simulación debe ejecutar
-i	número de periodos de oscilación en que los datos se guardan
-c	escala de colores para el gráfico de salida

Cuadro 6.1: Parámetros de entrada para las corridas con el código de onda completa IPF-FDMC

6.1.3 Salidas del código de onda completa

El código IPF-FDMC da como resultado el valor absoluto y la raíz cuadrática media de la magnitud del campo eléctrico de las ondas electromagnéticas al propagarse por el plasma y la eficiencia de conversión del modo ordinario al modo extraordinario lento, expresado como un porcentaje. Este último parámetro se obtiene al comparar la potencia en dos mallados distintos. El primer mallado llamado de referencia, está definido en una longitud de onda de la radiación incidente y cuenta con una propagación de las ondas electromagnéticas sin obstáculos, además de los amortiguadores numéricos, estos últimos entendidos como las regiones que evitan reflexiones de la radiación y están ubicados en el borde del área de simulación amortiguadores numéricos. Un segundo mallado se compone por el plasma (archivos de entrada de la densidad electrónica y las componentes del campo magnético). La resta de las potencias entregadas en ambos mallados en los amortiguadores numéricos da como resultado el porcentaje de conversión del modo de propagación O-X. Este método para el cálculo del porcentaje de conversión coincide con la ecuación (4.4.1) de la subsección 4.4.1 [104, 78, 75].

6.2 Simulación de escenarios de calentamiento

6.2.1 Parámetros seleccionados para los escenarios de calentamiento

Un código de onda completa fue necesario para estudiar el mecanismo de conversión O-X-B en el stellarator SCR-1. El plasma contaba con regiones delimitadas para la conversión, donde el índice de refracción cambiaba significativamente con la posición radial. Esto hacía que el trazado de rayos de luz mediante la aproximación WKB fuera inadecuado [75]. Además, las regiones de conversión de las ondas son curvas, como se muestra en la Figura 6.2, por lo que no se encontraban exactamente donde la magnitud del campo magnético fuera máxima. Otra razón fue que el puerto de la cámara de vacío donde se encuentra la superficie de flujo magnético en estudio cuenta con una incidencia de la radiación perpendicular al campo magnético generado por las bobinas, por lo que el lanzamiento de ondas en modo extraordinario no fue posible [128].

La representación gráfica de los archivos de entrada para el plasma del SCR-1 a partir de mapas de calor se da en la Figura 6.2. La construcción del archivo de densidad electrónica, Figura 6.2.(a), se hizo a partir del perfil radial de la densidad electrónica

presentado en la Figura 5.17.(a) ajustado con la potencia absorbida para contar con un plasma sobredenso y se normalizó con el valor de densidad electrónica de corte del modo ordinario, dado por $7,45 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Lo anterior se justificará más adelante en el escenario 1. Además, se asumió que la densidad electrónica fue constante para cada una de las superficies de flujo magnético ya que la distancia vertical contó con un orden de magnitud menor comparado con la dirección radial, por lo que se extrapoló a todo el espacio Rz .

El archivo de entrada para las componentes del campo magnético generado por las bobinas, Figura 6.2.(b), fue obtenido del archivo de salida de VMEC para el espacio Rz y normalizado con la magnitud del campo magnético resonante del segundo armónico que es 43,8 mT.

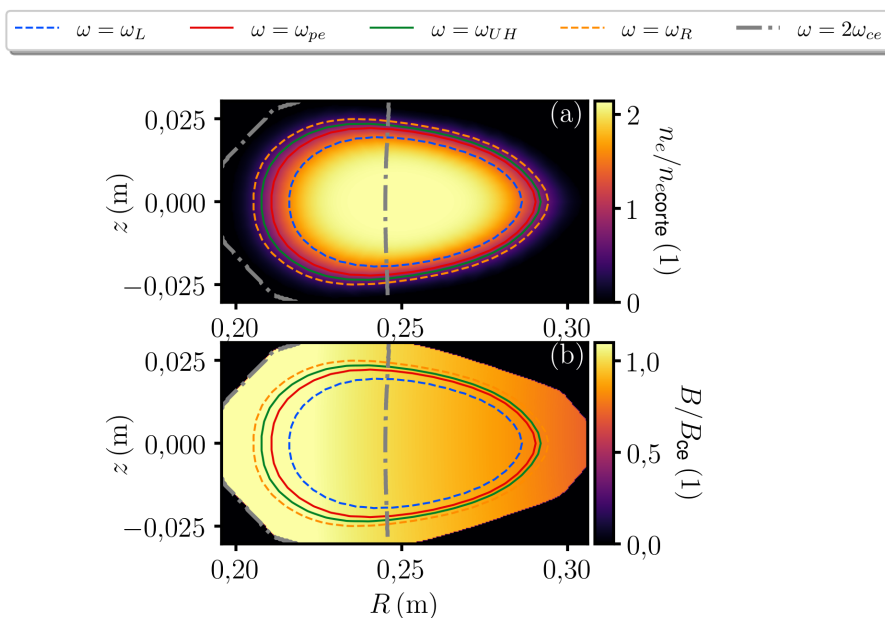


Figura 6.2: Mapas de calor para (a) la densidad electrónica y (b) la magnitud del campo magnético para el escenario 1 en el corte toroidal a 0° . Fuente: elaboración propia

Los parámetros de los escenarios de calentamiento se definieron en función de las dependencias de η_{O-X} mostradas en la Figura 6.3. Estas últimas fueron identificadas a partir de la Tabla 6.1 y la teoría expuesta de la subsección 4.4.1.

A partir de lo anterior, la selección de ángulos en las direcciones toroidal y poloidal se hizo de acuerdo con la geometría del puerto interior de la cámara de vacío del SCR-1. Las dimensiones obtenidas mediante el software AutoCad[®] y presentadas en la Figura

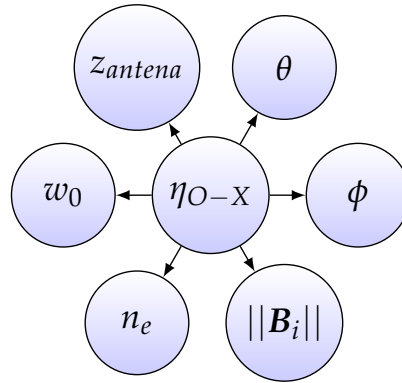


Figura 6.3: Dependencias del porcentaje de conversión en el modo ordinario a modo extraordinario. Fuente: elaboración propia

6.4 muestran que la apertura angular máxima medida desde el centro del plasma rondó los 26° y al ser una apertura circular, se definió el rango de $[-26^\circ, 26^\circ]$ poloidalmente y $[-25^\circ, 25^\circ]$ toroidalmente. Se descartó el uso de puertos en la parte inferior del SCR-1, debido a que las conexiones eléctricas para el embobinado complicaría la colocación de algún equipo para la corroboración experimental del modo de Bernstein electrónico. La posición vertical de la antena se estudió en tres posiciones: $z = 0$ (línea roja en la Figura 6.4), $+0,03$ m y $-0,03$ m. El ancho del rayo se varió en un rango de $0,2\lambda_0$ a $1,0\lambda_0$.

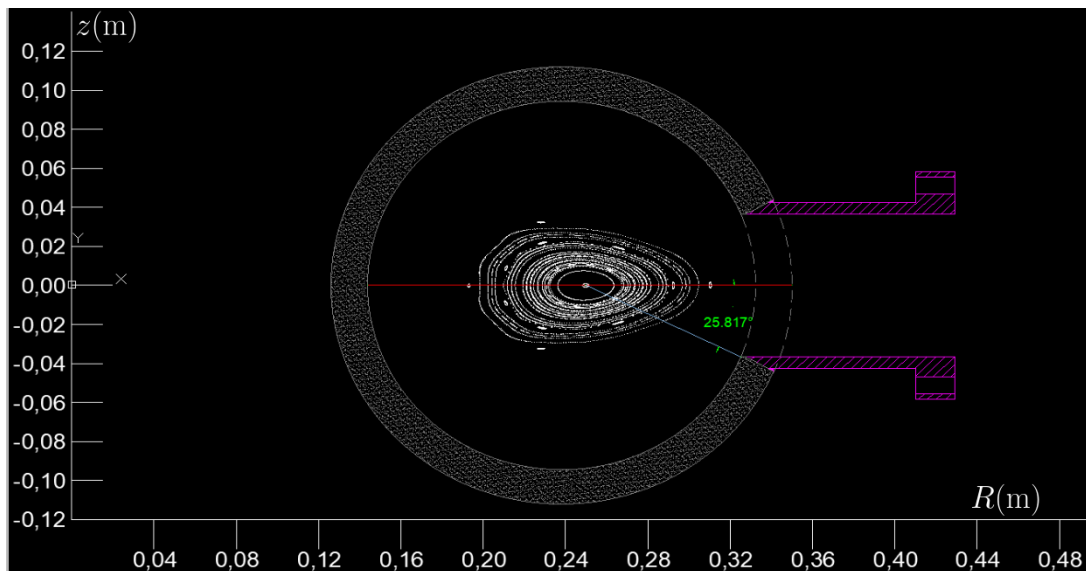


Figura 6.4: Vista frontal de la cámara de vacío del SCR-1 con la superficies de flujo de campo magnético para la posición 0° en dirección toroidal y el ángulo formado entre el borde de la cámara y el eje magnético en AutoCad[®]. Fuente: elaboración propia

Por último, todos los escenarios se simularon utilizando una frecuencia de la radiación

ción incidente de 2,45 GHz polarizada en el modo ordinario.

6.2.2 Proceso de ejecución de simulaciones

En primer lugar, se seleccionaron tres valores para la razón de densidad electrónica y cada uno contó con un valor fijo para la razón de la magnitud de campo magnético. Este conjunto se identificó como escenario 1. Posteriormente, se aplicó una dinámica similar del escenario 1, donde se invirtió la cantidad de valores para las razones de densidad electrónica y la magnitud de las componentes del campo magnético y se le denominó escenario 2. El proceso de los escenarios 1 y 2 definió 14 archivos de entrada considerando las tres posiciones verticales de la antena (z_{antena}) respecto al centro de la cámara (Figura 6.4). Los escenarios 1 y 2 se ejecutaron en la modalidad denominada *single pass*.

Según lo explicado en la subsección 6.2.1, sobre los parámetros de entrada del código de onda completa, para una razón de densidad electrónica, una razón de campo magnético y una posición vertical de la antena se eligió un paso para los intervalos de los ángulos, de manera que el ángulo poloidal contó con uno de 2° , el ángulo toroidal de 5° y el ancho del rayo incidente de 0,1. Esto produjo 2673 combinaciones de parámetros que únicamente pueden ejecutarse secuencialmente según la versión del código de onda completa proporcionada para este trabajo. Si se realizan las corridas del código de ondas completa para este total de combinaciones de parámetros, se requerirán alrededor de 8 días y 17h, debido a que el tiempo necesario para ejecutar una combinación de parámetros a los 13 periodos de oscilación es de 4,7 min en una computadora de escritorio estándar. Como resultado, se requirió la implementación de una solución computacional de alto rendimiento. La ejecución del código de onda completa IPF-FDMC fue en el clúster cicima-hpc que cuenta con 14 nodos, donde cada uno de los nodos tiene un *Intel Xeon E5-2650v3 @ 2,3 GHz* con 20 núcleos, 64 GB de memoria RAM y 1 TB SATA II 7200 rpm [23].

Se creó un *script* en el lenguaje computacional *Bash* presentado en el apéndice B, donde se llevó a cabo una ejecución simultánea de múltiples tareas paralelas, de manera que para un nodo de cálculo se asignaron 20 tareas por nodo y cada una de ellas fue la ejecución de un conjunto de parámetros de entrada asociados a los escenarios 1 y 2. Se dividió la ejecución de las 2673 combinaciones de parámetros en 3 corridas. Cada

corrida estuvo compuesta por los intervalos de ángulo completos y 3 valores de ancho del rayo incidente. Se utilizaron 4 nodos para cada corrida, al contar con 24 h para la ejecución en cada nodo. El tiempo de ejecución de tres nodos fue de 22 h, 44 min y 30 s, mientras que al otro nodo le tomó 4 h, 54 min y 13 s.

Es importante destacar que cada corrida necesitó de un enlace simbólico a una carpeta con los archivos de entrada de densidad electrónica y campo magnético a raíz de que el tamaño total de ambos fue cercano a los 600 MB. Una vez finalizadas las corridas para los 14 archivos de entrada, se hizo un procesamiento de los datos con los *jupyter notebooks* disponibles en el repositorio PlasmaTEC-ITCR en *GitLab* [102].

Las simulaciones de onda completa con reflexiones múltiples, llamada escenario 3, incluyeron la geometría de la cámara de vacío, ajustadas con las características presentadas en la Tabla 5.1, y una guía de onda abierta acoplada a la cámara, con un diámetro de 7,29 cm. El escenario 3 se compuso por las tres razones de densidad electrónica del escenario 1 y la razón de campo magnético de 1,00. Se varió el ángulo toroidal de los 0° a los 26° con un paso de 1° , el ángulo poloidal fue de 0° y se determinó un ancho fijo de $0,7\lambda_0$. El tiempo de ejecución fue de 15 h, 6 min y 7 s para cada una de las razones de densidad electrónica.

6.2.3 Escenario 1

Este escenario exploró el aumento de densidad electrónica en el plasma con el valor del campo magnético actual del stellarator SCR-1. Según la Figura 5.17.(b), no se identificó ninguna posición radial que presentara el valor de densidad electrónica de corte correspondiente al modo ordinario (plasma subdenso). Por tanto, el mecanismo de conversión O-X-B no sería posible establecerlo en el plasma del SCR-1 (sección 4.4.1).

Para explorar el mecanismo O-X-B, el límite inferior de densidad electrónica se estimó a partir del aumento necesario de potencia absorbida para el plasma. Esto permitió establecer regiones dentro del plasma con la frecuencia de la onda incidente ligeramente mayor a la frecuencia de corte del modo ordinario. El valor definido para este límite fue de 1,48 según se observa en la Figura 6.5. El gráfico anterior se construyó a partir de la ecuación (3.45), donde la variación de densidad electrónica se expresó en términos de la potencia absorbida, fijando la temperatura electrónica del núcleo, extraída del perfil radial presentado en la Figura 5.17.(a) y se tomaron en cuenta las mismas

características de la Tabla 5.2. Este método para el cálculo de la densidad electrónica se ha empleado de manera análoga en [17] y se ha aplicado para el SCR-1 debido a que el tiempo de confinamiento de la energía es menor que el tiempo de confinamiento de partículas cargadas por procesos convectivos y radiativos [131]. Por consiguiente, para un estado estacionario de un plasma ECR, como el plasma del SCR-1, la temperatura electrónica no depende de la densidad electrónica, sino únicamente del coeficiente de impacto de ionización del gas de trabajo y la presión del gas neutro [44]. Por la disponibilidad del equipo de calentamiento y las mejoras a realizarse en la guía de onda para el calentamiento ECR en el plasma del stellarator SCR-1, se estableció una potencia límite de 5,0 kW, lo que resultó en una razón de densidad electrónica límite superior de 2,14 y se seleccionó un valor comprendido entre las dos cotas discutidas.

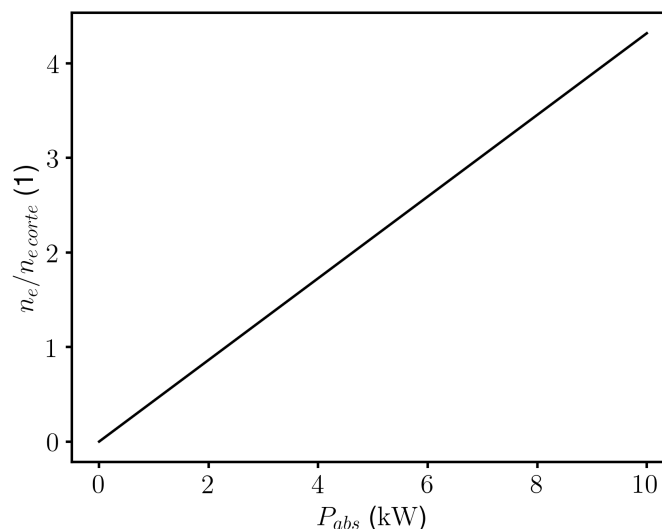


Figura 6.5: Razón de la densidad electrónica y la densidad electrónica de corte del modo ordinario en función de la potencia absorbida por el plasma. Fuente: elaboración propia

Mecanismo de conversión O-X-B

La Figura 6.6 muestra el esquema de conversión O-X-B con sus tres etapas (subsección 4.4.1) en el modo *single pass*, basado en el valor absoluto de la magnitud de campo eléctrico de la radiación y las regiones de conversión para el plasma del SCR-1. También se muestran las zonas de posible absorción de las ondas electromagnéticas, etiquetadas con los números ①, ② y ③. Esto se aplicó para el caso $n_e/n_{e,corte} = 2,14$ y $B/B_{ce} = 1,00$. En la Figura 6.6.(a), las ondas electromagnéticas con un frente de on-

da plano viajaron hacia la región de corte del modo ordinario en el plasma. La Figura 6.6.(b) muestra el proceso de conversión O-X (ordinario a extraordinario lento): las ondas en modo ordinario incidieron sobre la región de corte del modo ordinario, ocurrió el fenómeno de difracción de la luz alrededor de la zona enmarcada por este corte y se observaron patrones de interferencia. Al transcurrir 13 periodos de oscilación, se identificaron tres regiones espaciales, etiquetadas en la Figura 6.6.(c), donde se amortiguó la radiación, cerca a la zona comprendida entre el corte del modo ordinario y la región de la frecuencia híbrida superior. Lo anterior significó que una fracción de la radiación se convirtió al modo extraordinario, mientras que la otra fracción de la radiación se dirigió a los amortiguadores en los bordes. Se halló un patrón de ondas estacionarias con esta cantidad de períodos en la simulación.

En un acercamiento a la región de conversión O-X en esta etapa, Figura 6.6.(d), las ondas incidentes se adaptaron a la forma del corte del modo ordinario de conversión O-X con longitudes de onda del orden de magnitud del radio de Larmor debido a una velocidad de grupo reducida. Sin embargo, se mantuvo una aberración de la luz, es decir, la luz no llegó con precisión al corte. Transcurridos 25 periodos, la intensidad del campo eléctrico de las oscilaciones disminuyó en comparación a la etapa anterior (Figura 6.6.(e)). Se muestra una propagación del campo eléctrico perpendicular al campo magnético y más allá de la zona de conversión como se observa en la Figura 6.6.(f). Esta última descripción se asocia a la propagación de ondas de Bernstein electrónicas hacia el centro del plasma, al concordar con lo expuesto por [76, 3, 12].

Porcentaje de conversión O-X

La Figura 6.7 muestra la relación entre el porcentaje de conversión O-X máximo y la razón del ancho del rayo incidente y su longitud de onda para tres razones de densidad electrónica. Se encontró que el porcentaje de conversión O-X máximo es de 13,0% para una razón de densidad electrónica de 2,14 y un ancho del rayo incidente de $0,7\lambda_0$. Este valor se considera óptimo porque logra un equilibrio entre la divergencia del haz de luz y la curvatura poloidal. Para valores de ancho inferiores a $0,7\lambda_0$, se observan mayores ángulos de dispersión del haz. Para valores de ancho mayores, no hubo convergencia entre la curvatura de la región de conversión y el frente de onda de la radiación incidente. La anchura máxima mencionada, comparada con la anchura

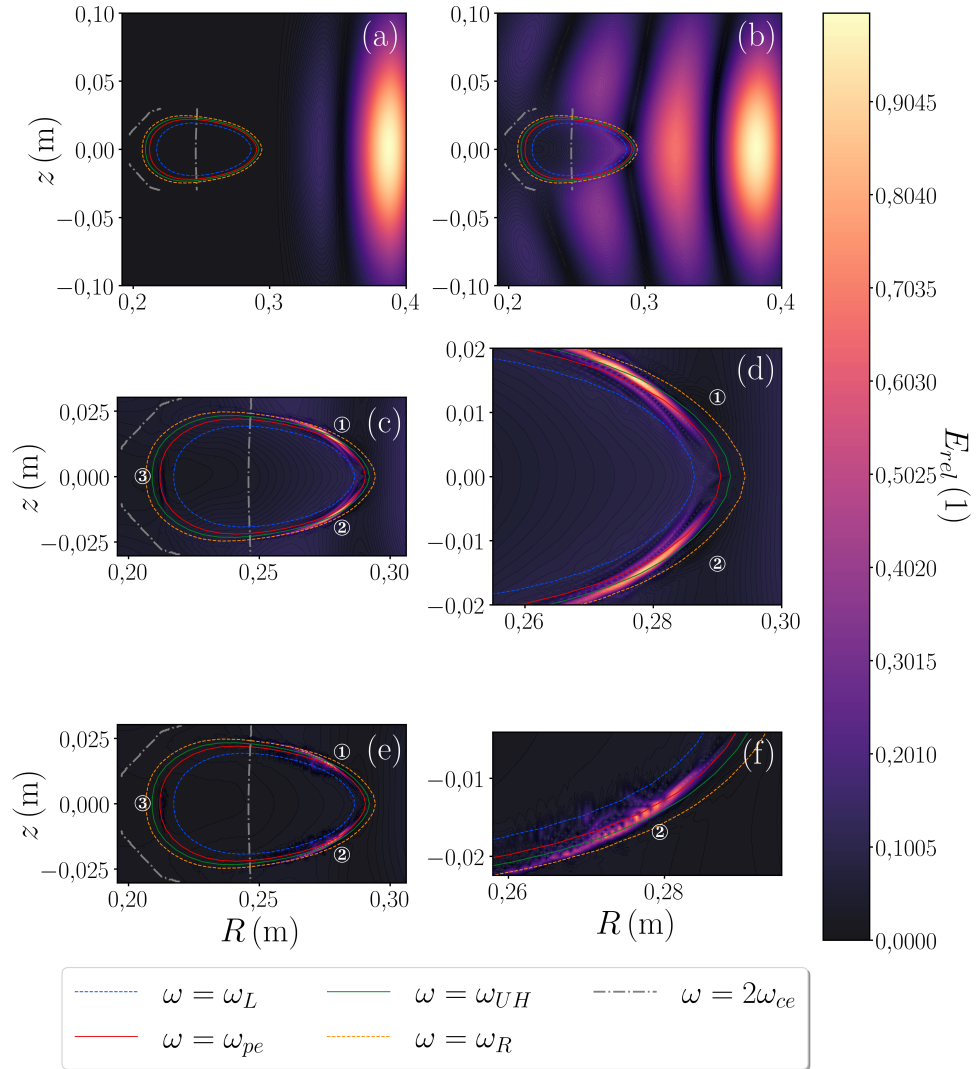


Figura 6.6: Etapas del mecanismo de conversión O-X-B simulado con el código de onda completa IPF-FDMC visualizadas a partir de las variaciones de campo eléctrico normalizado con su valor máximo. Fuente: elaboración propia

predicha por la ecuación (4.56), fue de $0,6\lambda_0$. Sin embargo, este valor no tiene en cuenta los efectos no lineales de la conversión O-X.

La tendencia de esta curva es similar a las presentadas por [78, 118], donde se consideraron los efectos de la fluctuación de la densidad electrónica del plasma en el camino donde viaja la radiación, sin embargo, se observó una reducción considerable del porcentaje de conversión O-X. Por lo anterior, se afirma que el efecto de la curvatura de la región de conversión produjo una modulación de fase en la radiación que ensanchó de manera adicional el rayo, siendo uno de los factores relevantes para la disminución

de η_{O-X} , según lo expuesto por [117] y en la subsección 4.4.1. En lo que respecta al comportamiento de cada una de las curvas, se observó que un aumento de la densidad electrónica significó un incremento en el porcentaje de conversión O-X. Esto se explica por el hecho de que la región donde se estableció la frecuencia híbrida superior en el plasma tuvo un corrimiento en dirección radial hacia afuera del plasma.

El corrimiento radialmente hacia afuera de la región de conversión modificó parámetros relevantes para la conversión O-X, según las dependencias mostradas en las ecuaciones (4.4.1) y (4.60). Seguidamente se expone la tendencia de cada uno de estos parámetros en la Tabla 6.2 asociadas a la zona etiquetada como ②, para justificar el aumento del porcentaje de conversión O-X con una razón de densidad electrónica más alta. Estos parámetros exhibieron tendencias similares para las regiones ① y ③.

La disminución de la longitud de escala característica de densidad electrónica produjo el desplazamiento de la región de corte del modo ordinario, siempre con un gradiente de densidad electrónica excesivamente pronunciado cerca de las regiones de conversión de los modos de propagación del plasma del SCR-1, es decir, existió una variación espacial rápida y significativa en la densidad de electrones. Su valor rondó los 10^{18} m^{-4} . Esto mantuvo a $k_0 L_n$ por debajo de 1 en el plasma del SCR-1, lo cual no es beneficioso para el porcentaje de conversión O-X, según indica [140]. Esta región exhibió una triangularidad de 0,4, lo que resultó en una difracción significativamente mayor de las ondas electromagnéticas al interactuar con el plasma. Esto se debe a un cambio drástico en el índice de refracción en distancias cortas en comparación con las dimensiones del plasma, como se ha señalado en estudios previos [12].

A pesar de lo anterior, para el SCR-1, se dio un aumento en el porcentaje de conversión O-X para un valor menor de la longitud de escala característica de densidad electrónica, según lo reportado en [103, 71]. En estos estudios se observó que el incremento en $k_0 L_n$ resultó en una mayor dependencia con los ángulos de lanzamiento, lo que estableció una relación inversamente proporcional entre esta variable y el porcentaje de conversión O-X. Esto ocurre únicamente si el lanzamiento de las ondas electromagnéticas no sucede con el ángulo de lanzamiento óptimo.

Según [78], en caso contrario, una L_n reducida no implica una mejora en la conversión O-X. Esto sucede debido a que si el gradiente de la densidad electrónica varía lentamente en la región cercana a la corte del modo ordinario, la última cresta del cam-

po eléctrico de la radiación incidente tiene una amplitud que crece considerablemente y, por lo tanto, alcanza un valor más alto antes de volver a descender para coincidir con la solución del modo extraordinario lento. Lo anterior ocurre si se cuenta con el ángulo óptimo de lanzamiento [139].

Para los valores mostrados de $k_0 L_B$, se infiere que el porcentaje de conversión O-X para la posición estudiada del plasma del SCR-1 disminuyó con la reducción de esta variable, según como se describió en la subsección 4.4.1. La tendencia de la longitud de escala del campo magnético respondió al resultado presentado por [140]. Además puede estar relacionado con una *magnetic beach*, que se forma cuando las ondas electromagnéticas del plasma se encuentran en una región de campo magnético que cambia significativamente. Las ondas electromagnéticas pueden verse afectadas por esta variación del campo magnético [126].

Un radio de curvatura mayor del corte del modo ordinario significó que el frente de onda de la radiación incidente tuvo una mayor coincidencia con esta región [78, 12]. Este aspecto fue clave para la diferencia entre los anchos óptimos discutidos anteriormente ya que existió una curvatura pronunciada que introdujo una variación adicional de la fase que amplió el espectro K del rayo gaussiano y generó una disminución del porcentaje de conversión O-X, como lo explica [117], asociada a la poca o nula uniformidad del campo magnético en dirección radial [68].

Por último, la tendencia de la longitud de escala característica de acoplamiento disminuyó, lo que mostró un comportamiento similar a lo descrito en [13]. Esta zona puede definirse de manera precisa en dispositivos de confinamiento magnético.

Dentro de las condiciones del plasma para la producción de ondas de Bernstein electrónicas, es importante asegurar un $k_0 L_n \gg 1$. La incorporación de una antena que permita una mejor distribución de la radiación dentro de la cámara o un calentamiento ciclotrónico electrónico en un armónico distinto para el SCR-1 podrían asegurar la condición anterior, siguiendo lo propuesto en [105].

Ventana angular de conversión

Las ventanas angulares para el ancho donde se produjo el máximo del porcentaje de conversión O-X en función de los ángulos poloidal y toroidal se presentan en la Figura 6.8 para las tres razones de densidad electrónica seleccionadas y el rango de ángulos

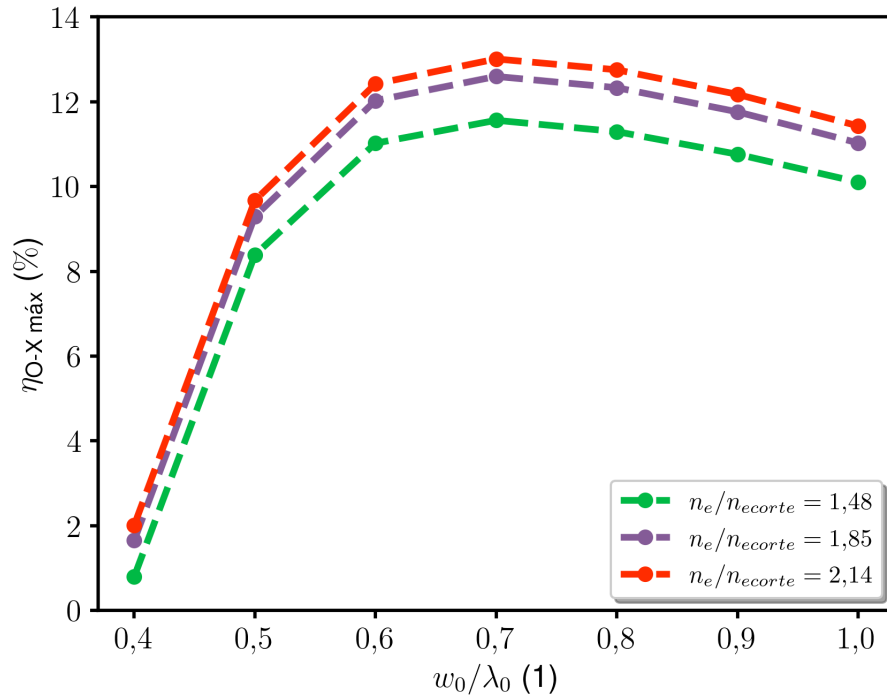


Figura 6.7: Porcentaje de conversión O-X máximo en función del ancho (cadera) del rayo incidente. La línea punteada solamente une los puntos. Fuente: elaboración propia

n_e/n_{ecorte}	$\eta_{O-X} \text{ máx}$	$k_0 L_n(1)$	$k_0 L_B(1)$	R_O (cm)	L_{∇} (cm)
1,48	11,6	0,528	8,76	3,16	1,00
1,85	12,6	0,399	8,79	3,41	0,84
2,14	13,0	0,287	9,21	3,47	0,75

Cuadro 6.2: Parámetros relevantes para el análisis de la conversión O-X del mecanismo O-X-B para el plasma del stellarator SCR-1 en la zona ② del escenario 1

definidos por la apertura del puerto de la cámara de vacío. La Figura 6.8.(c) tuvo el $k_0 L_n$ menor y produjo una ventana angular más amplia, lo que concuerda con [76]. Lo anterior reafirmó el hecho que la reducción de la longitud de escala característica de densidad electrónica implicó un incremento en el porcentaje de conversión O-X para el SCR-1.

En este caso, los ángulos poloidales y toroidales de este escenario estuvieron en el rango de 0° a 1° sin que se acercaran a un al 100 % de conversión O-X. Este resultado se ha observado en otros estudios, como los de [62, 140], quienes indicaron que no existe una polarización y dirección óptima fija para la radiación cuando la escala de longitud del plasma es comparable con la longitud de onda de las ondas electromagnéticas y

$k_0 L_n$ es inferior a uno. Lo anterior fue el caso para el plasma del stellarator SCR-1 con la selección de ángulos definidos, lo que significa que la dependencia con los ángulos no fue significativa y por tanto el punto máximo en el porcentaje de conversión se ubicó cuando la radiación viajó perpendicular al campo magnético. Esto está justificado en la Figura 5.6, donde muestra que el campo magnético generado por las bobinas del SCR-1 se dirige principalmente en dirección toroidal.

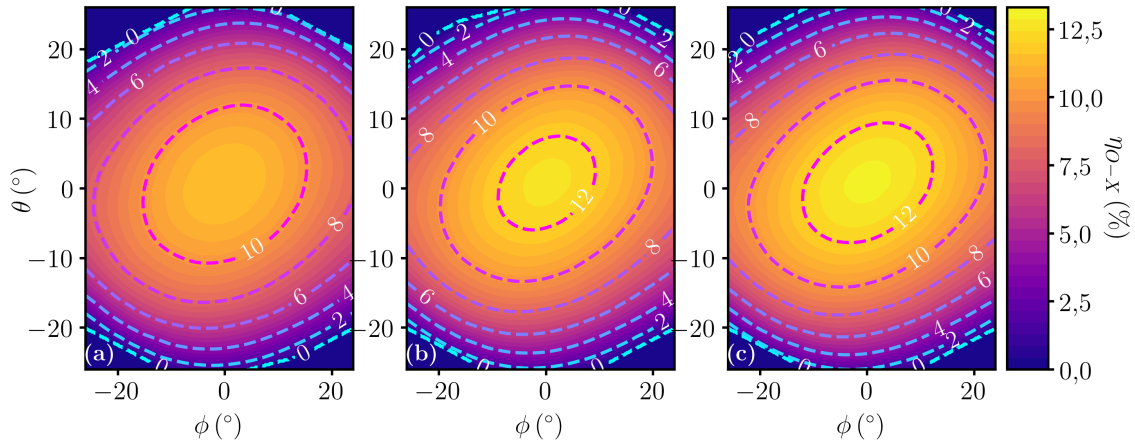


Figura 6.8: Ventana angular del porcentaje de conversión O-X para las razones de densidad electrónica y densidad de corte: (a) 1,48; (b) 1,85 y (c) 2,14. Fuente: elaboración propia

Ubicación de la antena en distintas posiciones verticales

El cambio en la posición de la antena emisora de la radiación a lo largo del eje vertical z , como se ilustra en la Figura 6.9, dio lugar a porcentajes máximos de conversión O-X, en el orden presentado de (a), (b) y (c) de 12,8 %, 13,0 % y 13,1 %, pero con conjuntos diferentes de ángulos poloidales y toroidales. Por lo tanto, se observó que el desplazamiento en la posición de la antena en el eje z no condujo a una mejora significativa en el porcentaje de conversión O-X.

6.2.4 Escenario 2

En este escenario se utilizó la razón de densidades electrónicas de 2,14 que resultó la de mayor porcentaje de conversión O-X. Se varió ligeramente el campo magnético en un 5,0 %, de modo que la razones entre la magnitud del campo magnético y el campo magnético resonante del segundo armónico fueran 0,95 y 1,05. Un cambio en la magnitud del campo magnético confinante tiene efectos significativos en el perfil radial de

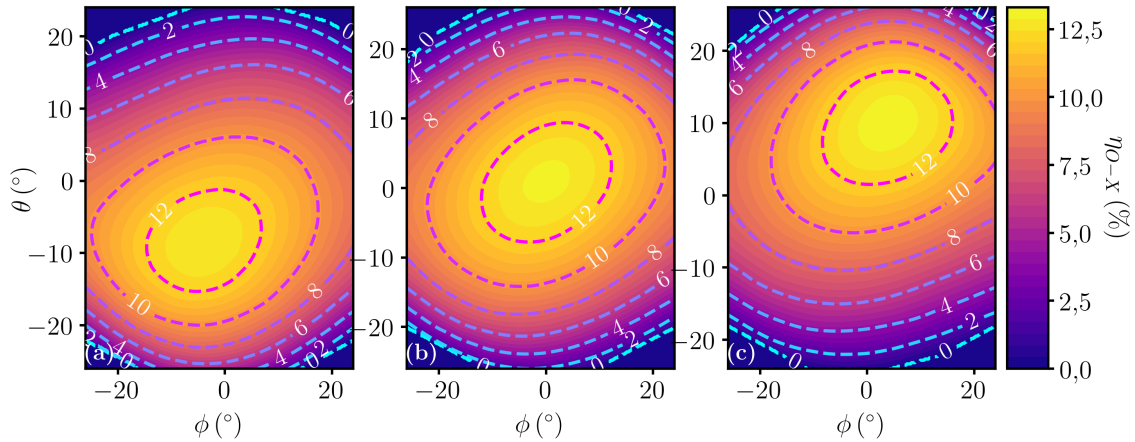


Figura 6.9: Ventana angular del porcentaje de conversión O-X para las razón de densidad electrónica y densidad de 2,14, con una posición de la antena en: (a) $z = +0,03$ m; (b) $z = 0,00$ m y (c) $z = -0,03$ m. Fuente: elaboración propia

la densidad electrónica del plasma. Por ejemplo, un aumento de este reduce el radio de Larmor. Esto, a su vez, disminuye los coeficientes de transporte de partículas en la dirección perpendicular del campo magnético, reflejado en la ecuación (6.8). Como resultado, las partículas cargadas tardan más en escapar del confinamiento magnético, además que la temperatura electrónica sube, como se explica en [33]. A pesar de lo anterior, en el escenario 2 solamente se estudió el efecto del desplazamiento de la región de calentamiento ciclotrónico electrónico resonante con relación al núcleo del plasma sobre el porcentaje de conversión O-X.

$$D \approx \frac{m_e T_e v_{ei}}{e B^2} \quad (6.8)$$

Porcentaje de conversión O-X

El porcentaje de conversión O-X máximo se observó en el caso de $1,00B_{ce}$ (Figura 6.10). Los parámetros relevantes que explican esta tendencia se detallan en la Tabla 6.3. El parámetro que más varió fue la longitud de la escala característica de campo magnético. El porcentaje de conversión O-X disminuyó para valores menores de $k_0 L_B$ en concordancia con el escenario 1. En consecuencia, las variaciones de la posición del calentamiento ECR no produjeron un cambio significativo en el porcentaje de conversión O-X para el plasma del stellarator SCR-1 en la posición toroidal seleccionada.

Para comprender mejor cómo el campo magnético afecta la densidad electrónica en el plasma del SCR-1 y, por lo tanto, las distancias características normalizadas $k_0 L_n$ y

$k_0 L_B$, sería necesario llevar a cabo pruebas experimentales o computacionales. Estos estudios podrían modificar el perfil radial de la densidad electrónica y, por lo tanto, potencialmente influir en el porcentaje de conversión. Sin embargo, es importante destacar que el trabajo de [45] informó que no se observó una mejora significativa en el porcentaje de conversión en el modo *single pass* ni al incluir la geometría de la cámara de vacío, con distintos valores de campo magnético y con un calentamiento ECR en el primer armónico para el stellarator CNT.

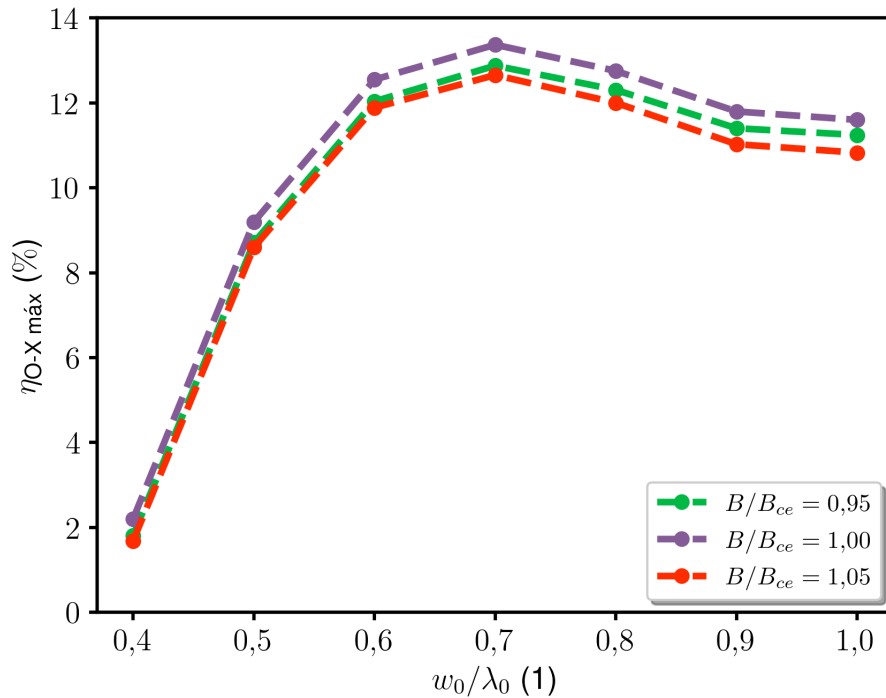


Figura 6.10: Porcentaje de conversión O-X máximo en función del ancho (cadera) del rayo incidente para tres razones de las magnitudes de campo magnético y campo magnético resonante. La línea punteada solamente une los puntos. Fuente: elaboración propia

B/B_{ce}	$\eta_{O-X \text{ máx}}$	$k_0 L_n(1)$	$k_0 L_B(1)$	R_O (cm)	L_{∇} (cm)
0,95	12,5	0,263	8,60	3,47	0,74
1,00	13,0	0,244	9,30	3,47	0,75
1,05	12,3	0,260	8,41	3,47	0,76

Cuadro 6.3: Parámetros relevantes para el análisis de la conversión OX del mecanismo O-X-B para el plasma del stellarator SCR-1 en la zona ② del escenario 2. Fuente: elaboración propia.

Ventana angular de conversión

Las ventanas angulares, tal como se presentan en la Figura 6.11, mostraron una tendencia similar a la observada en el escenario 1, sin una dependencia clara de los ángulos en las direcciones toroidal y poloidal. Además se visualizó una ventana angular más estrecha con la reducción de la longitud característica normalizada de campo magnético, similar a lo presentado por [140].

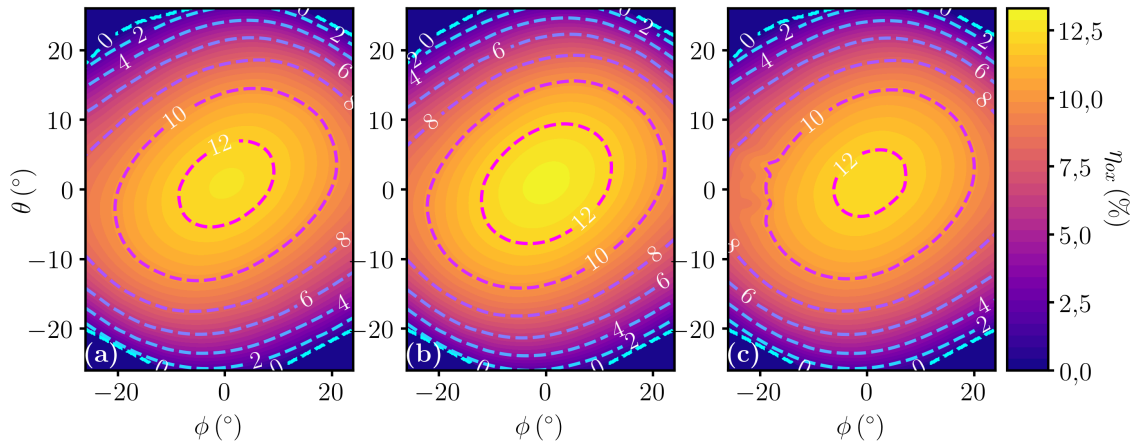


Figura 6.11: Ventana angular del porcentaje de conversión O-X para las razones de la magnitud de campo magnético: (a) 0,95; (b) 1,00 y (c) 1,05. Fuente: elaboración propia

6.2.5 Escenario 3

Mecanismo O-X-B con múltiples reflexiones

En la Figura 6.12 se presenta la visualización de las ondas estacionarias con el valor normalizado del campo eléctrico de la radiación dentro de la cámara del SCR-1 para un lanzamiento de 15° en dirección toroidal y su respectivo acercamiento a la región donde se encuentra el plasma. Esto se realizó para tres razones de densidad electrónica de 2,14 y una razón de campo magnético de $1,0B_{ce}$. En esta simulación, se identificaron las tres zonas de conversión que se habían presentadas en la Figura 6.6.(c). En este escenario, las zonas mencionadas abarcaron un área mayor de conversión, especialmente en la zona ③, a pesar de que presentó valores ligeramente más altos de k_0L_B , k_0L_n y L_∇ en comparación con la zona ②, como se muestra la Tabla 6.4. Además se observó una nueva zona de conversión, etiquetada como ④, que tuvo una magnitud baja del campo eléctrico, pero con la ventaja de encontrarse cerca de la región del calentamiento

ciclotrónico electrónico.

Parámetro	Mgnitud
$k_0 L_n(1)$	0,420
$k_0 L_B(1)$	9,84
$L_{\nabla}(\text{cm})$	0,94

Cuadro 6.4: Parámetros relevantes para el análisis de la conversión OX del mecanismo O-X-B para el plasma del stellarator SCR-1 en la zona ③ del escenario 3

Porcentaje de conversión O-X

La Figura 6.13 muestra las variaciones del porcentaje de conversión O-X en función del cambio del ángulo toroidal de lanzamiento para distintas razones de densidad electrónica. En comparación con el escenario 1, se observó una conversión máxima para un ángulo toroidal diferente de cero, con un incremento del porcentaje de conversión O-X superior al 50 %, para un valor final de 63 %. No hubo mejoras significativas al simular con distintos anchos del rayo incidente. La tendencia de cada razón de densidad electrónica concordó con lo expuesto en [76, 94] y lo expuesto en el escenario 1 de este trabajo.

Al igual que lo mostrado por [78, 70, 45], la reflexión especular de la radiación dentro de la cámara permitió una mayor absorción en las regiones etiquetadas del corte del modo ordinario debido a que el aluminio cuenta con una reflectividad entre el 90 % al 95 % para la frecuencia de la radiación incidente utilizada en estas simulaciones [18]. Esto se debió a la existencia de un frente de onda adecuado, es decir, una componente paralela óptima del vector de onda que lograra un conversión O-X máxima [68]. Además, fue necesario un aumento en el número de oscilaciones de las ondas electromagnéticas para alcanzar el estado estacionario, con un valor diferente para cada una de las razones de densidad electrónica.

A pesar de lo anterior, una fracción importante de la radiación no absorbida se dirigió de nuevo hacia la guía de onda entre los 8 y 10 periodos. Lo anterior conduciría a la interferencia entre las ondas electromagnéticas entrantes y salientes, lo cual, para un equipo experimental podría causar daños.

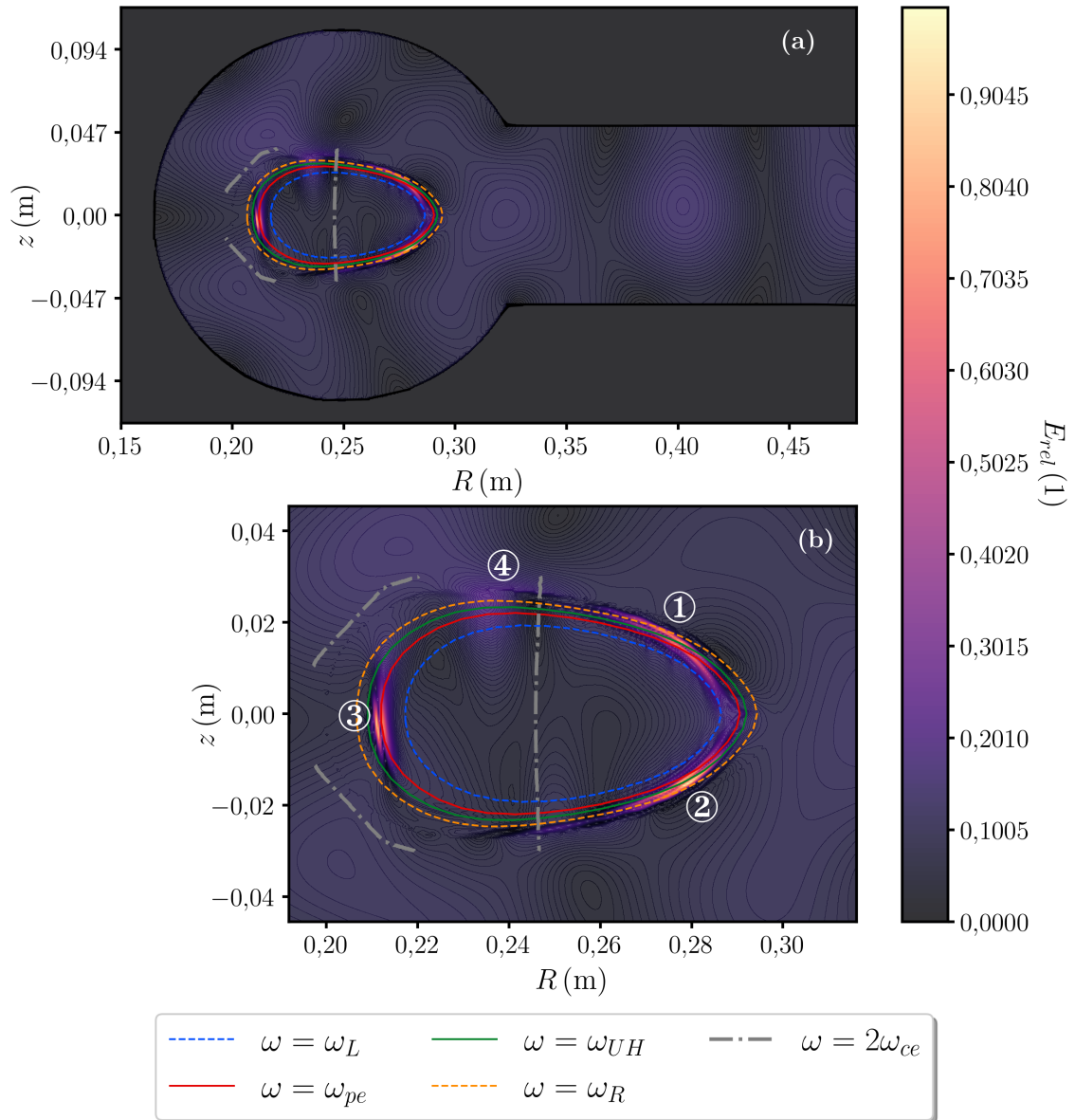


Figura 6.12: (a) Variaciones de campo eléctrico normalizado a partir de su valor máximo de la radiación incidente en el espacio Rz al completar 18 oscilaciones (estado estacionario) para la razón de densidades electrónicas de 2,14. (b) Acercamiento a la ubicación de las regiones de conversión donde se etiquetan cuatro zonas de conversión O-X de la subfigura (a). Fuente: elaboración propia

6.3 Propagación de ondas de Bernstein electrónicas

Dado los resultados de los escenarios anteriores, donde solamente se estudió la conversión O-X, es conveniente explicar y analizar los mecanismos de absorción no resonantes de las ondas de Bernstein electrónicas. Esto corresponde a la etapa X-B que ocu-

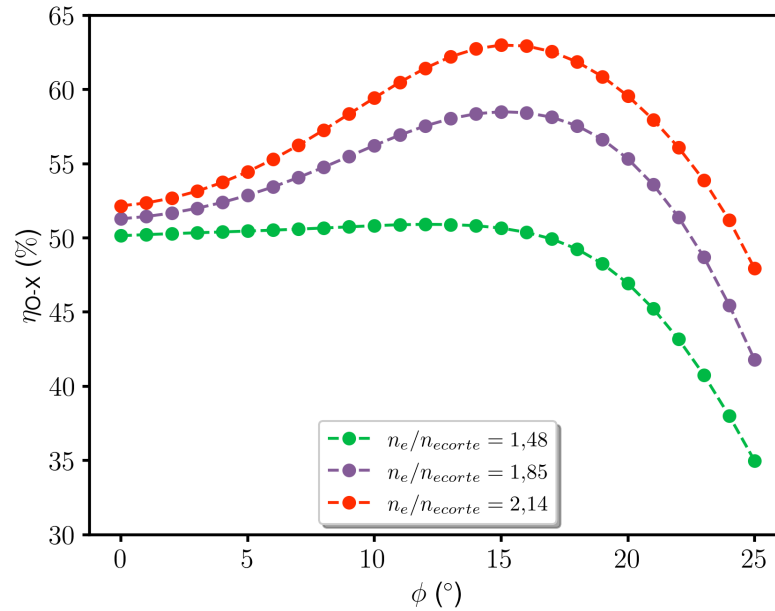


Figura 6.13: Porcentaje de conversión O-X en función del ángulo toroidal obtenido para tres razones de la densidad electrónica y densidad electrónica de corte con $w_0 = 0,7\lambda_0$, $B/B_{ce} = 1,0$ y $\theta = 0^\circ$ del escenario 3. La línea punteada solamente une los puntos. Fuente: elaboración propia

re cerca de la región donde se encuentra la frecuencia híbrida superior [128]. A continuación, se describen los tres mecanismos de absorción más relevantes para el plasma del SCR-1 con los parámetros de entrada dados por $B/B_{ce} = 1,0$ y $n_e/n_{ecorte} = 2,14$ y sus posibles consecuencias en el modo de Bernstein electrónico.

Frecuencias de colisión entre partículas del plasma

En la Tabla 6.5, se presentan las variables relevantes para el análisis del amortiguamiento de las ondas de Bernstein electrónicas en las regiones cercanas a la conversión X-B. La tendencia de estos parámetros fue similar para las cuatro regiones de absorción. Los valores reportados se obtuvieron al realizar lo siguiente:

- (1) La longitud de onda de las ondas de Bernstein electrónicas (λ_E) se estimó a partir de las variaciones del campo eléctrico, que resultaron de las simulaciones con el código de onda completa. Bajo la condición que la frecuencia de la radiación incidente no cambió durante las etapas del mecanismo de conversión O-X-B y el resultado de la longitud de onda, se estimó la velocidad de fase del campo eléctrico de la radiación (v_E).

- (2) La velocidad térmica de los electrones perpendicular al campo magnético se obtuvo como

$$v_{te\perp} = \sqrt{2} v_{te} \quad (6.9)$$

donde v_{te} está dada por la ecuación (2.8).

- (3) La frecuencia de colisión ión-electrón se obtuvo a partir de la ecuación (2.60) la cual depende de la temperatura electrónica, la densidad electrónica, la densidad iónica y el cálculo del logaritmo de Coulomb mediante la ecuación (2.59).
- (4) La frecuencia de colisión electrón-neutro se estimó utilizando la ecuación (2.53), con los datos reportados de la sección eficaz en la base de datos "ALADDIN" de la OIEA [1]. Además de la temperatura electrónica y la densidad de átomos neutros utilizada en el balance de energía y partículas (subsección 3.6)

Según lo expuesto por [81, 128], se obtuvo los órdenes propuestos para el modo de Bernstein electrónicos, donde λ_E es mayor al radio de Larmor y velocidad de propagación es del mismo orden a la velocidad térmica perpendicular del campo magnético.

En el caso de la frecuencia de colisión ion - electrón, la razón entre esta frecuencia y la frecuencia de la radiación incidente rondó un valor ligeramente mayor a 10^{-5} para las tres razones de densidades electrónicas seleccionadas, por tanto estas colisiones no serían un impedimento para la propagación de ondas de Bernstein electrónicas. El efecto de la razón de esta frecuencia en la propagación del modo Bernstein se utilizó de manera similar en los trabajos de [62, 45, 32].

Similar a lo propuesto por [45], se estimó que el modo B recorrería una distancia de 0,158 m en dirección radial hacia adentro del plasma, después de haber transcurrido 164 oscilaciones sin que existan colisiones entre electrones y átomos neutros. Lo anterior permitiría que el modo B se sincronizaría con los electrones y las ondas electrostáticas viajarían hasta la posición de calentamiento ciclotrónico electrónico, por tanto, las colisiones electrón-neutro no afectarían la propagación del modo de Bernstein electrónico.

Conversión SX-FX

Se calculó el parámetro η_{SX-FX} para distintas razones de densidad electrónica a partir de la ecuación (4.69). Los resultados se muestran en la Figura 6.14 para cada una

$n_e/n_{e\text{corte}}$	λ_E/r_L	$\nu_{ei} (\times 10^4 \text{ Hz})$	$\nu_{en} (\times 10^7 \text{ Hz})$	$v_E (\times 10^6 \text{ m/s})$	$v_{te\perp} (\times 10^6 \text{ m/s})$
1,48	2,2	6,48	1,45	1,84	1,99
1,85	2,2	7,66	1,47	1,80	1,90
2,14	2,8	8,41	1,48	1,82	1,82

Cuadro 6.5: Parámetros relevantes en el análisis de la propagación de ondas de Bernstein electrónicas para la zona ② después de transcurrir 18 periodos de oscilación en el escenario 3.

de las regiones de conversión X-B identificadas. Su tendencia se explica debido a que la longitud de escala característica de la densidad electrónica del plasma SCR-1 se hizo cada vez más pequeña con el aumento de la densidad electrónica, por lo que cada vez fue menos comparable con la longitud de onda de la radiación incidente [140]. Esta conversión representaría una reducción importante de la radiación que se convertiría en modo B en la tercera etapa del mecanismo de conversión O-X-B. Por lo anterior, es necesario contar con una $k_0 L_n > 1$ que disminuya la región evanescente para este modo de conversión, sin que esté en el rango de valores donde comienza a decrecer el porcentaje conversión O-X [111].

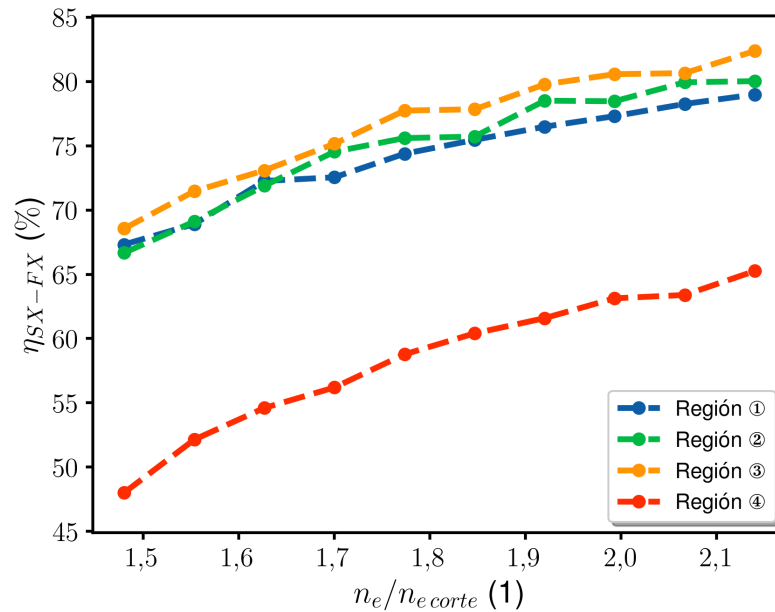


Figura 6.14: Parámetro η_{SX-FX} para los valores de la razón de densidad electrónica y densidad electrónica de corte dentro del rango definido en cada región de conversión identificadas en el escenario 3. Fuente: elaboración propia

Calentamiento electrónico estocástico

El cambio temporal del parámetro de calentamiento electrónico estocástico en la ubicación donde está la frecuencia híbrida superior de los electrones se representa en la Figura 6.15 para el escenario 3. El intervalo temporal considerado inició en el periodo de oscilación 19 debido a que se identificó el amortiguamiento del campo eléctrico de la radiación incidente en el plasma (etapa X-B). Se hizo evolucionar el parámetro A_{SEH} hasta los 70 periodos de oscilación. Durante este lapso, el comportamiento de la curva cumplió de manera consistente la condición $|A_{SEH}| < 1$. Este resultado afirma que los electrones del plasma del SCR-1 no mostraron un movimiento caótico, aunque la amplitud del campo eléctrico de las ondas electrostáticas pudo haber sido tan pequeña como para impedir un movimiento sincronizado de los electrones y con ello evitar la propagación del modo de Bernstein electrónico [115]. A partir del resultado anterior, se estimó que la potencia entregada de la radiación incidente para el calentamiento por ondas de Bernstein electrónicas debe aumentarse al menos un orden de magnitud para mantener el parámetro del calentamiento electrónico estocástico cercano a 1.

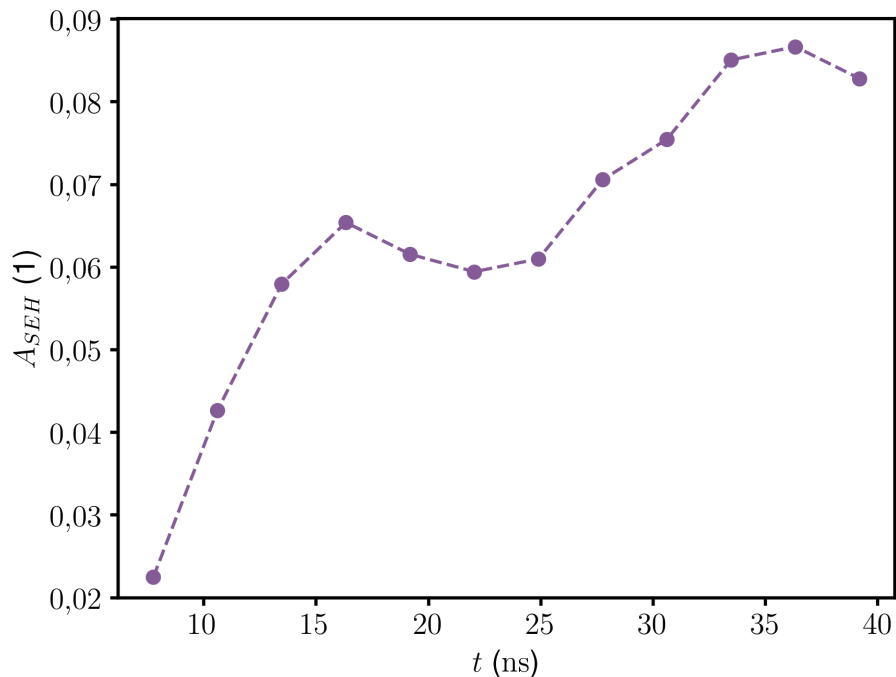


Figura 6.15: Evolución del parámetro A_{SEH} en el tiempo para el escenario 3, con $n_e/n_{ecorte} = 2,14$ y $B/B_{ce} = 1,0$ y una intensidad de las microondas de 10^5 W/m^2 . Fuente: elaboración propia

VII Conclusiones

El presente estudio ha abordado el mecanismo O-X-B para la producción de ondas de Bernstein electrónicas en una de las posiciones toroidales del plasma del stellarator SCR-1. Se consideraron una serie de factores determinantes, entre ellos, las propiedades del dispositivo de confinamiento magnético, la caracterización del plasma y parámetros de la radiación incidente. Como resultado de esta tesis, se han obtenido hallazgos que hablan sobre la viabilidad y los desafíos inherentes a este proceso.

En lo que respecta al dispositivo de confinamiento, el SCR-1 está conformado por una cámara toroidal equipada con veintiséis puertos y seis sistemas principales, incluyendo potencia, inyección de gas, calentamiento ECR y adquisición de datos y sonda simple de Langmuir. Además, se cuenta con BS-SOLCTRA, una infraestructura computacional para el cálculo de las líneas del campo magnético generado por sus bobinas modulares. Mediante el accionar de estos equipos, se logró con éxito descargas de plasma durante la campaña experimental llevada a cabo entre marzo y abril de 2023.

En cada descarga de plasma del SCR-1, se realizó una caracterización del medio con la medición de la temperatura electrónica y la densidad electrónica, utilizando la sonda simple de Langmuir. El cálculo de los parámetros del plasma, en 7 posiciones radiales distintas, requirió ajustes para considerar la magnetización del plasma y las dimensiones de la sonda. A partir de estas correcciones, se crearon perfiles radiales de temperatura electrónica y densidad electrónica, respaldados estadísticamente. En el núcleo del plasma, la densidad electrónica fue $1,21 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ para una temperatura electrónica de 15,1 eV. La densidad electrónica del núcleo estuvo por debajo de las predicciones teóricas hechas del límite máximo de densidad electrónica, realizado a partir de un balance de partículas y energía.

La caracterización del plasma del SCR-1 se complementó mediante cálculos de equilibrio magnetohidrodinámico y estabilidad lineal, empleando el código VMEC con los parámetros experimentales del SCR-1. Se consideró, como parámetro inicial, la presión del medio gracias a los resultados de densidad electrónica y temperatura electrónica. Se calcularon las superficies de flujo magnéticas en la posición necesaria para el código

de onda completa. Los resultados mostraron un parámetro beta total bajo, de alrededor del 0,02 %, una baja relación de aspecto y superficies de flujo magnético cerradas con un ancho de aproximadamente 0,12 cm. La configuración de campo magnético del SCR-1 se caracteriza por una transformada rotacional con valores racionales e islas magnéticas, junto con el fenómeno de *reversed magnetic shear* que mejora el confinamiento. Además, se demostró una estabilidad lineal del plasma del stellarator SCR-1 debido a la presencia de un pozo magnético y un funcional de Mercier positivo en gran parte de las superficies de flujo magnético.

La caracterización del dispositivo SCR-1, las mediciones con sonda simple de Langmuir, los cálculos MHD del plasma permitieron la creación de los archivos de entrada para el código de onda completa IPF-FMDC. En total se hicieron once archivos de densidad electrónica y campo magnético, junto con consideraciones sobre la radiación incidente como ángulos de lanzamiento, ancho del rayo y periodos de oscilación. Para acelerar las simulaciones, se requirió una ejecución simultánea de múltiples tareas paralelas en el clúster cicima-hpc. Se exploraron tres escenarios para el mecanismo O-X-B, dos de ellos en el modo *single path* y uno de múltiples reflexiones que incluyó la geometría de la cámara de vacío.

En el primer escenario, se varió la densidad electrónica para lograr un plasma sobredenso con la misma temperatura electrónica experimental. Esto permitió establecer una región de corte del modo ordinario, y se observaron las tres etapas del mecanismo O-X-B. Se identificaron tres zonas de conversión. La conversión O-X mostró un valor máximo del 13,0 % con la razón mayor de la densidad electrónica y la densidad electrónica de corte del modo ordinario de 2,14 en un ancho de $0,7\lambda_0$. Este comportamiento se relacionó con las dependencias expuestas por la teoría, como las longitudes de escala normalizadas de la densidad electrónica, el campo magnético y acoplamiento, además del radio de curvatura del modo de conversión. El comportamiento de estos parámetros coincidió con lo propuesto por la literatura. Además, se identificó que al ser un plasma con dimensiones similares a la longitud de onda, un radio de curvatura de corte del modo ordinario mucho menor que el frente de onda de la radiación incidente y la longitud de escala normalizada de densidad electrónica menor que 1, el porcentaje de conversión O-X disminuyó considerablemente, alejándose del 100 %. Además presentó dependencia con aquella ventana angular con mayor amplitud, dada por la razón

de densidades más alta. Lo anterior también eliminó la dependencia en la orientación toroidal y poloidal de la radiación incidente al determinar la ventana angular para el mecanismo de conversión O-X-B. Se determinó que la mejor incidencia es cuando las ondas electromagnéticas viajan perpendicularmente al campo magnético, de acuerdo con el rango de ángulos definido por las dimensiones de la cámara de vacío.

En el segundo escenario, se modificó la posición de la región de calentamiento ECR en la dirección radial con el aumento y disminución de la magnitud del campo magnético actual. Los cambios siempre produjeron una reducción del porcentaje de conversión O-X y ventanas angulares más estrechas. Esto se justificó a partir del comportamiento de la escala característica del campo magnético, con una tendencia similar al primer escenario.

En el tercer escenario, se estudiaron los porcentajes de conversión O-X para las tres razones de densidad electrónica del primer escenario, manteniendo el campo magnético utilizado en las descargas de plasma. Este escenario incluyó la reflexión de la radiación en la cámara de vacío. Se obtuvo un 63,0 % de conversión O-X para la razón de densidad electrónica de 2,14, con un ángulo toroidal de lanzamiento de las ondas electromagnéticas de 15° . Se encontró un mejor ajuste entre el frente de onda de las ondas electromagnéticas y la curvatura de la región de conversión del modo ordinario, sin importar el ancho del rayo incidente. Además, se observó una cuarta zona de absorción, cercana a la región del calentamiento ciclotrónico electrónico.

A pesar de los resultados de los porcentajes de conversión O-X, se identificó un proceso de amortiguamiento relevante de la etapa X-B de los tres procesos estudiados. La conversión SX-FX es importante, ya que las cuatro regiones de conversión mostraron un porcentaje de conversión SX-FX superior al 40 % en los casos estudiados de la densidad electrónica. Se confirmó que los efectos de las colisiones ion-electrón y neutro-electrón no generarían un amortiguamiento de las ondas de Bernstein electrónicas. Por último, el plasma del stellarator SCR-1 no presentaría un calentamiento electrónico estocástico en las zonas de absorción.

La configuración actual del stellarator SCR-1 no presentó un plasma sobredenso, lo que restringió la viabilidad del mecanismo O-X-B. A pesar de lo anterior, un aumento en la densidad electrónica, factible por los límites de su sistema de potencia, permitió identificar cuatro zonas para la conversión O-X con el código de onda completa al

considerar múltiples reflexiones de la cámara de vacío. La fracción convertida al modo extraordinario lento se reduciría en la región híbrida superior y es posible que la amplitud de campo eléctrico tan baja no permita un giro coordinado de los electrones en la última etapa del mecanismo O-X-B. En el SCR-1, los modos Bernstein electrónicas solo se propagan si la longitud de escala característica normalizada de la densidad electrónica es mayor que 1 y una potencia del rayo incidente a partir de los 10^4 W.

Se sugiere en investigaciones futuras explorar modificaciones en el perfil radial de densidad electrónica, con el fin de obtener valores distintos para la longitud de escala de densidad electrónica. Esto podría lograrse mediante cambios en la potencia entregada o el campo magnético confinante del plasma, siempre considerando el valor del beta máximo del plasma del stellarator SCR-1. Estas condiciones son posibles estudiarlas a partir del uso del código de equilibrio magnetohidrodinámico expuesto en este trabajo, además de la caracterización de la estabilidad no lineal del plasma y efectos de las corrientes en el plasma mediante la suite computacional *STELLOPT*. Además, es necesario medir un perfil de deposición de potencia en el plasma, ya sea mediante un código computacional que considere los efectos finitos de radio de Larmor o de manera experimental. Esto permitirá estudiar a profundidad el calentamiento electrónico estocástico e inestabilidades paramétricas, otro fenómeno no lineal de las ondas en el plasma.

Otra sugerencia es realizar un estudio de transporte neoclásico del plasma con un código girocinético. Esto permitiría entender el fenómeno de turbulencias a escalas del radio de Larmor y los coeficientes de transporte de partículas y energía por cambios en los parámetros del medio. Los resultados de este estudio proporcionarían la información necesaria para la construcción de nuevos archivos de entrada para el código de onda completa empleado en este trabajo.

En conjunto, esta tesis aporta conocimientos que contribuyen a la comprensión y optimización de la producción de ondas de Bernstein electrónicas en el plasma del stellarator SCR-1. También, establece un punto de inicio para futuras investigaciones en el campo de la física de plasmas en el stellarator construido en nuestro país, el stellarator SCR-1.

Bibliografía

- [1] ALADDIN: Numerical data base maintained by the IAEA Nuclear Data Section A+M Data Unit.
- [2] T. Antonsen, J. Drake, P. Guzdar, A. Hassam, Y. Lau, C. Liu, y S. Novakovskii. Physical mechanism of enhanced stability from negative shear in tokamaks: Implications for edge transport and the L-H transition. *Physics of Plasmas*, 3:2221–2223, junio 1996.
- [3] A. Arefiev, E. Du Toit, R. Vann, A. Köhn, E. Holzhauer, y V. Shevchenko. Kinetic Simulations of the Full OXB Mode Conversion Process and the Deteriorating Effect of High Power Levels. En *26th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2016)*, 2016.
- [4] E. Ascasíbar, D. López-Bruna, F. Castejón, V. I. Vargas, V. Tribaldos, H. Maasberg, C. D. Beidler, R. Brakel, A. Dinklage, J. Geiger, J. H. Harris, A. Kus, T. Mizuuchi, S. Murakami, S. Okamura, R. Preuss, F. Sano, U. Stroth, Y. Suzuki, J. Talmadge, Y. Turkin, K. Y. Watanabe, H. Yamada, y M. Yokoyama. Effect of Rotational Transform and Magnetic Shear on Confinement of Stellarators. *Plasma and Fusion Research*, 3:S1004–S1004, 2008.
- [5] J. Asenjo, V. I. Vargas, y J. Mora. Control and data acquisition system for SCR-1 Stellarator. *Fusion Engineering and Design*, 129:263–268, abril 2018.
- [6] L. Bardos y H. Barankova. *Microwave Plasma Sources and Methods in Processing Technology*. Wiley-IEEE Press, 1era edición, 2022.
- [7] G. Bateman. *MHD Instabilities*. MIT Press, 1978.
- [8] P. M. Bellan. *Fundamentals of plasma physics*. Cambridge University Press, 2006.
- [9] I. Bernstein. Waves in a Plasma in a Magnetic Field. *Physical Review (Series I)*, 109:10–21, enero 1958.

- [10] M. P. Bhuva, S. K. Karkari, y S. Kumar. Understanding Langmuir probe characteristics of a magnetized plasma column in partial contact with grounded probe reference. *Journal of Instrumentation*, 14(11):T11009, 2019.
- [11] B. Bigot. Progress toward ITER's first plasma. *Nuclear Fusion*, 59(11):112001, 2019.
- [12] R. Bilato, F. Volpe, A. Köhn, R. Paccagnella, D. Farina, E. Poli, y M. Brambilla. Feasibility of electron Bernstein wave coupling via OXB mode conversion in the RFX-mod reversed field pinch device. *Nuclear fusion*, 49(7):075020, 2009.
- [13] W. Bin, A. Bruschi, O. D'Arcangelo, C. Galperti, G. Granucci, A. Moro, S. Nowak, y G. Pucella. Feasibility study of O-X coupling for overdense plasma heating through O-X-B mode conversion in FTU. *Nuclear Fusion*, 53(8):083020, 2013.
- [14] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer, 3era edición, 2004.
- [15] R. Brakel, M. Anton, J. Baldzuhn, R. Burhern, S. Erckmann, V. Fiedler, J. Geiger, O. Hartfub, H. J. Heinrich, R. Hirsch, M. Jaenicke, M. Kick, G. M. Kühner, H. U. Stroth, F. Wagner, y A. Weller. Confinement in W7-AS and the role of radial electric field and magnetic shear. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 39:B273–B286, diciembre 1997.
- [16] E. Broussard. Países unidos mediante la investigación y la cooperación en el ámbito de la fusión. *Boletín del OIEA*, 62(2):22–23, mayo 2021.
- [17] B. Buttenschön, N. Fahrenkamp, y O. Grulke. A high power, high density helicon discharge for the plasma wakefield accelerator experiment AWAKE. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 60(7):075005, 2018.
- [18] W. D. Callister Jr y D. G. Rethwisch. *Fundamentals of materials science and engineering: an integrated approach*. John Wiley & Sons, 2020.
- [19] CeNAT. cluster de cómputo Kabré. <https://kabre.cenat.ac.cr/>, 2023.
- [20] F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer, 2016.
- [21] F. F. Chen y J. P. Chang. *Lecture notes on principles of plasma processing*. Springer Science & Business Media, 2003.

- [22] T. K. Chu, H. P. Furth, J. L. Johnson, C. Ludescher, y K. E. Weimer. Modular Coils: A Promising Toroidal Coil System. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 9(4):228–233, 1981.
- [23] CICIMA. cluster de cómputo de alto rendimiento cicima-hpc. <https://sites.google.com/view/cluster-cicima/home?authuser=0>, 2023.
- [24] CNCA. BS-Solcitra. https://gitlab.com/CNCA_CeNAT/bs-solcitra, marzo 2023. Accesado el 01 de julio del 2022.
- [25] L. Conde. An introduction to Langmuir probe diagnostics of plasmas. *Madrid: Dept. Física. ETSI Aeronáut Ingenieros Aeronáuticos Universidad Politécnica de Madrid*, páginas 1–28, 2011.
- [26] F. Coto-Vílchez, V. I. Vargas, R. Solano-Piedra, M. A. Rojas-Quesada, L. A. Araya-Solano, A. A. Ramírez, M. Hernández-Cisneros, J. E. Pérez-Hidalgo, A. Köhn-Seemann, F. Cerdas, D. Vílchez-Coto, F.; Jiménez, L. Campos-Duarte, E. Meneses, M. González-Vega, y S. Arias. Progress on the small modular stellarator SCR-1: new diagnostics and heating scenarios. *Journal of Plasma Physics*, 86:945860501–, setiembre 2020.
- [27] S. C. Cowley. The quest for fusion power. *Nature physics*, 12(5):384–386, 2016.
- [28] F. Crawford, G. Kino, y H. Weiss. Excitation of Cyclotron Harmonic Resonances in a Mercury-Vapor Discharge. *Physical Review Letters*, 13:229–232, 1964.
- [29] A. M. de Aguilera, F. Castejón, E. Ascasíbar, E. Blanco, E. De la Cal, C. Hidalgo, B. Liu, A. López-Fraguas, F. Medina, M. A. Ochando, I. Pastor, M. Pedrosa, B. P. van Milligen, y J. L. Velasco. Magnetic well scan and confinement in the TJ-II stellarator. *Nuclear Fusion*, 55(11):113014, septiembre 2015. DOI: 10.1088/0029-5515/55/11/113014.
- [30] H. De Oliveira, P. Marmillod, C. Theiler, R. Chavan, O. Février, B. Labit, P. Lavanchy, B. Marlétaz, y R. A. Pitts. Langmuir probe electronics upgrade on the tokamak a configuration variable. *Review of Scientific Instruments*, 90:083502–, agosto 2019.

- [31] S. Diem, G. Taylor, J. Caughman, P. Efthimion, H. Kugel, B. LeBlanc, C. Phillips, J. Preinhaelter, S. Sabbagh, J. Urban, et al. Investigation of electron Bernstein wave (EBW) coupling and its critical dependence on EBW collisional loss in high- β , H-mode ST plasmas. *Nuclear Fusion*, 49(9):095027, 2009.
- [32] S. J. Diem, D. L. Green, R. Harvey, y Y. V. Petrov. An electron Bernstein wave heating scheme for the Proto-MPEX linear device. *Physics of Plasmas*, 25(7), 2018.
- [33] A. Dinklage, T. Klinger, G. Marx, y L. Schweikhard. *Plasma physics: confinement, transport and collective effects*, volumen 670. Springer Science & Business Media, 2005.
- [34] T. Dolan, K. Yamazaki, y A. Sagara. Helical fusion power plant economics studies. *Fusion science and technology*, 47(1):60–72, 2005.
- [35] W. D. D’haeseleer, W. N. Guy Hitchon, J. D. Callen, y J. L. Shohet. *Flux Coordinates and Magnetic Field Structure: A Guide to a Fundamental Tool of Plasma Theory*. Scientific Computation. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1era edición, 1991.
- [36] V. Erckmann y U. Gasparino. Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 36(12):1869–1962, diciembre 1994.
- [37] S. Freethy, L. Figini, M. Henderson, H. El-Haroun, B. Eliason, S. Gibson, K. Kirov, A. Köhn-Seemann, I. Konoplev, S. Saarelma, et al. Microwave current drive for STEP and MAST Upgrade. En *EPJ Web of Conferences*, volumen 277, página 04001. EDP Sciences, 2023.
- [38] J. Freidberg. *Ideal MHD*. CUP, 2014.
- [39] J. P. Freidberg. *Plasma physics and fusion energy*. Cambridge university press, 2008.
- [40] J. García-Regaña, A. Cappa, F. Castejón, J. Caughman, M. Tereshchenko, A. Ros, D. Rasmussen, y J. Wilgen. Electron Bernstein waves emission in the TJ-II stellarator. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53:065009, 2011.
- [41] R. J. Goldston. *Introduction to plasma physics*. CRC Press, 2020.

- [42] I. Grajales, J. Umaña, N. Chinchilla, K. Mora, y R. Garita. TEC hace primera descarga de plasma en dispositivo único en Latinoamérica. *Investiga. TEC*, (27):5–5, septiembre 2016.
- [43] J. M. Greene. A brief review of magnetic wells. *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 17, 1997.
- [44] G. Guest. *Electron Cyclotron Heating of Plasmas*. John Wiley & Sons, 2009.
- [45] K. Hammond, R. Diaz-Pacheco, A. Köhn, F. Volpe, y Y. Wei. Overdense microwave plasma heating in the CNT stellarator. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 60, febrero 2018.
- [46] F. Hansen, J. Lynov, y P. Michelsen. The O-X-B mode conversion scheme for ECRH of a high-density Tokamak plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 27:1077–1100, octubre 1985.
- [47] K. Harada, S. Kitajima, H. Hashizume, y Y. Suzuki. Equilibrium calculation of Tohoku University heliac. En *Proceedings of joint conference of ITC-12 and APFA'01: Frontiers in plasma confinement and related engineering/plasma science*, 2003.
- [48] D. Hartmann. Stellarators. *Fusion science and technology*, 57(2T):46–58, 2006.
- [49] M. Heald y C. Wharton. *Plasma Diagnostics with Microwaves*. Plasma Diagnostics with Microwaves. Wiley, 1965.
- [50] P. Helander. Theory of plasma confinement in non-axisymmetric magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, 77:087001–, julio 2014.
- [51] P. Helander y D. J. Sigmar. *Collisional transport in magnetized plasmas*. Cambridge Monographs on Plasma Physics. Cambridge University Press, 2005.
- [52] N. Hershkowitz, O. Auciello, y D. Flamm. How Langmuir probes work. *Plasma diagnostics*, 1:113–183, 1989.
- [53] M. Hirsch, J. Baldzuhn, C. Beidler, R. Brakel, R. Burhenn, A. Dinklage, H. Ehmler, M. Endler, V. Erckmann, Y. Feng, J. Geiger, L. Giannone, G. Grieger, P. Grigull, H.-J. Hartfuß, D. Hartmann, R. Jaenicke, R. König, H. P. Laqua, H. Maaßberg,

- K. McCormick, F. Sardei, E. Speth, U. Stroth, F. Wagner, A. Weller, A. Werner, H. Wobig, y S. Zoletnik. Major results from the stellarator Wendelstein 7-AS. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50:053001–, marzo 2008.
- [54] S. P. Hirshman y J. Whitson. Steepest-descent moment method for three-dimensional magnetohydrodynamic equilibria. *The Physics of fluids*, 26(12):3553–3568, 1983.
- [55] J. D. Huba. *NRL plasma formulary*. Naval Research Laboratory, Washington, D.C., 2018. Online; accesado el 12 de julio 2022.
- [56] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. CUP, 2da edición, 2005.
- [57] IAEA. *Fusion Physics*. Non-serial Publications. Vienna, 2012.
- [58] IAEA. *IAEA World Fusion Outlook 2023*. Outlooks. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, 2023.
- [59] K. Ichiguchi, N. Nakajima, M. Okamoto, Y. Nakamura, y M. Wakatani. Effects of net toroidal current on the Mercier criterion in the Large Helical Device. *Nuclear Fusion*, 33(3):481–492, marzo 1993.
- [60] H. Igami, H. Tanaka, y T. Maekawa. A survey of mode-conversion transparency windows between external electromagnetic waves and electron Bernstein waves for various plasma slab boundaries. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48, mayo 2006.
- [61] H. Igami, Y. Yoshimura, S. Kubo, T. Shimozuma, H. Takahashi, H. Tanaka, K. Nagasaki, S. Inagaki, T. Mutoh, y A. Komori. Electron Bernstein wave heating via the slow X–B mode conversion process with direct launching from the high field side in LHD. *Nuclear Fusion*, 49:115005, 2009.
- [62] R. Ikeda, K. Toi, M. Takeuchi, C. Suzuki, T. Shoji, T. Akiyama, M. Isobe, S. Nishimura, S. Okamura, K. Matsuoka, et al. Production and heating of overdense plasmas by mode-converted electron Bernstein waves at very low toroidal field in the Compact Helical System. *Physics of Plasmas*, 15(7), 2008.

- [63] L. Imbert-Gerard, E. J. Paul, y A. M. Wright. An Introduction to Stellarators: From magnetic fields to symmetries and optimization. *arXiv preprint arXiv:1908.05360*, 2019.
- [64] U. S. Inan y M. Golkowski. *Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientists*. Cambridge University Press, 2011.
- [65] D. Jiménez, J. Herrera-Mora, M. Rampp, E. Laure, y E. Meneses. Implementing a GPU-Portable Field Line Tracing Application with OpenMP Offload. En *Latin American High Performance Computing Conference*, páginas 31–46. Springer, 2022.
- [66] D. Jiménez, L. Campos-Duarte, R. Solano-Piedra, LA. Araya-Solano, E. Meneses, y V. I. Vargas. BS-SOLCTRA: Towards a Parallel Magnetic Plasma Confinement Simulation Framework for Modular Stellarator Devices. En *Latin America High Performance Computing Conference (CARLA2019)*, Septiembre 2019.
- [67] A. N. Karpushov, R. Chavan, S. Coda, V. I. Davydenko, F. Dolizy, A. N. Dranitschnikov, B. P. Duval, A. A. Ivanov, D. Fasel, A. Fasoli, V. V. Kolmogorov, P. Lavanchy, X. Llobet, B. Marlétaz, P. Marmillod, Y. Martin, A. Merle, A. Perez, O. Sauter, U. Siravo, I. V. Shikhovtsev, A. V. Sorokin, y M. Toussaint. Neutral beam heating on the TCV tokamak. *Fusion Engineering and Design*, 123:468–472, noviembre 2017.
- [68] T. Khusainov, A. Shalashov, y E. Gospodchikov. Linear Transformation of Electromagnetic Wave Beams of the Electron-Cyclotron Range in Toroidal Magnetic Configurations. *Plasma Physics Reports*, 44:484–497, 2018.
- [69] R. Koch. Wave-particle interactions in plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48:B329–B345, diciembre 2006.
- [70] A. Köhn, J. Jacquot, M. W. Bongard, S. Gallian, E. T. Hinson, y F. A. Volpe. Full-wave modeling of the O-X mode conversion in the Pegasus toroidal experiment. *Physics of Plasmas*, 18(8), 2011.
- [71] A. Köhn-Seemann, B. E. Eliasson, S. J. Freethy, L. A. Holland, y R. G. Vann. Benchmarking full-wave codes for studying the O-SX mode conversion in MAST Upgrade. En *EPJ Web of Conferences*, volumen 277, página 01010. EDP Sciences, 2023.

- [72] L. Kovrizhnykh y S. Shchepetov. MHD equilibrium and stability of a stellarator plasma. *Nuclear Fusion*, 23(7):859, 1983.
- [73] N. A. Krall y A. W. Trivelpiece. *Principles of Plasma Physics*. San Francisco Press., 1986.
- [74] J. A. Krommes. An introduction to the physics of the Coulomb logarithm, with emphasis on quantum-mechanical effects. *Journal of Plasma Physics*, 85:925850101, 2019.
- [75] A. Köhn. *Investigation of microwave heating scenarios in the magnetically confined low-temperature plasma of the stellarator TJ-K*. PhD thesis, Fakultät Energie, Verfahrens und Biotechnik. Institut für Grenzflächenverfahrenstechnik und Plasmatechnologie. Universität Stuttgart., 2010.
- [76] A. Köhn, R. Bilato, F. Volpe, y R. Paccagnella. Full-Wave Simulations of the O–X–B Mode Conversion in a Realistic Experimental Geometry in the RFX-mod Device. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 39(11):3016–3017, 2011.
- [77] A. Köhn, G. Birkenmeier, A. Chusov, P. Diez, A. Feuer, U. Höfel, H. Höhnle, E. Holzhauser, W. Kasperek, S. Merli, et al. Schemes of microwave heating of overdense plasmas in the stellarator TJ-K. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 55(1):014010, 2012.
- [78] A. Köhn, A. Cappa, E. Holzhauser, F. Castejón, Á. Fernández, y U. Stroth. Full-wave calculation of the O–X–B mode conversion of Gaussian beams in a cylindrical plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50(8):085018, enero 2008.
- [79] M. Landreman y R. Jorge. Magnetic well and Mercier stability of stellarators near the magnetic axis. *Journal of Plasma Physics*, 86(5), octubre 2020. DOI 10.1017/S002237782000121X.
- [80] H. Laqua, S. Marsen, M. Otte, Y. Podoba, J. Preinhealter, T. Stange, J. Urban, y D. Zhang. Electron Bernstein wave experiments at the WEGA stellarator. En *AIP Conference Proceedings*, volumen 1187, páginas 441–448. American Institute of Physics, 2009.

- [81] H. P. Laqua. Electron Bernstein wave heating and diagnostic. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49(4):R1, 2007.
- [82] S. Lazerson, J. Loizu, S. Hirshman, y S. Hudson. Verification of the ideal magnetohydrodynamic response at rational surfaces in the VMEC code. *Physics of Plasmas*, 23:012507–, enero 2016.
- [83] C. Lechte, J. Stöber, y U. Stroth. Plasma parameter limits of magnetically confined low temperature plasmas from a combined particle and power balance. *Physics of Plasmas*, 9:2839–2846, junio 2002.
- [84] M. A. Leontovich. *Reviews of plasma physics 1*. Consultants Bureau, Nueva York, 1965.
- [85] J.-Q. Li, X.-Y. Xie, Q.-H. Zhang, y Z.-Y. Xing. Reliable measurements of low-density plasmas using a novel Langmuir probe with a guard tube. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 65(3):035009, 2023.
- [86] G. Livadiotis. Collision frequency and mean free path for plasmas described by kappa distributions. *AIP Advances*, 9:105307–, octubre 2019.
- [87] J. Lyon, J. Rome, J. Johnson, D. Anderson, y P. Garabedian. 2. STELLARATOR PHYSICS. <https://citeseerx.ist.psu.edu/document?repid=rep1&type=pdf&doi=8e595c1036c19f6a56a0470fd43f1333395567ee>. Online; accesado el 25 de agosto 2023.
- [88] D. López-Bruna, F. Castejón, J. Romero, T. Estrada, F. Medina, M. Ochando, A. Lopez-Fraguas, E. Ascasibar, J. Herranz, y E. Sánchez. Magnetic shear and transport in ECRH discharges of the TJ-II under ohmic induction. Technical report, Centro de Investigaciones Energeticas, 2006.
- [89] M. Marks. Comparing Langmuir probe traces of different Debye length-to-probe radius ratios. *McNair Scholars Research Journal*, 3(1):4, 2011.
- [90] G. McCracken y P. Stott. *Fusion. The Energy of the Universe*. Academic Press, 2013.
- [91] A. Meshcheryakov, I. Vafin, y I. Grishina. Electron Temperature Profiles Formed under Conditions of the Axial ECR Plasma Heating at the L-2M Stellarator. *Plasma Physics Reports*, (46):1144–1149, diciembre 2020.

- [92] J. Mora, V. I. Vargas, C. Otarola, C. Piedra, W. Jimenez, L. Esquivel, R. Esquivel, K. Sanchez, J. Gonzalez, J. Asenjo, et al. Engineering of the Stellarator of Costa Rica: SCR-1. En *Journal of Physics: Conference Series*, volumen 591, página 012017. IOP Publishing, 2015.
- [93] J. Morera Hidalgo. *Estudio de estructuras en el borde del plasma de TJ-II con sondas de Langmuir. Montaje de sondas tipo Rake en TJ-II y Diseño de una sonda de Langmuir para el stellarator SCR-1*. Práctica profesional para optar por el grado de licenciatura en mantenimiento industrial, Escuela de Ingeniería Electromecánica, Tecnológico de Costa Rica, julio 2009.
- [94] K. Nagasaki y N. Yanagi. Electron Bernstein wave heating in heliotron configurations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44:409–422, abril 2002.
- [95] C. Nührenberg. Free-boundary ideal MHD stability of W7-X divertor equilibria. *Nuclear Fusion*, 56(7):076010, 2016.
- [96] S. Okamura, K. Matsuoka, R. Akiyama, D. Darrow, A. Ejiri, A. Fujisawa, M. Fujiwara, M. Goto, K. Ida, H. Idei, et al. Confinement physics study in a small low aspect ratio helical device: CHS. *Nuclear Fusion*, 39(9Y):1337, 1999.
- [97] J. Ongena y G. Van Oost. Energy for Future Centuries: Prospects for Fusion Power as a Future Energy Source. *Fusion Science and Technology*, 61(2T):3–16, 2012.
- [98] T. Ozeki, M. Azumi, S. Ishida, y T. Fujita. Violation of the Mercier criterion in reversed shear confinement configurations in tokamaks. *Plasma physics and controlled fusion*, 40(6):871, 1998.
- [99] S. L. Painter y J. F. Lyon. Transport analysis of stellarator reactors. *Nuclear fusion*, 31(12):2271, 1991.
- [100] D. Panici, R. Conlin, D. Dudt, K. Unalmis, y E. Kolemen. The DESC stellarator code suite. Part 1. Quick and accurate equilibria computations. *Journal of Plasma Physics*, 89(3):955890303, 2023.
- [101] A. Piel et al. An introduction to laboratory, space, and fusion plasmas. *Plasma Physics*, 2010.

- [102] PlasmaTEC-ITCR. Ondas de Bernstein electrónicas. <https://gitlab.com/plasmatec-itcr/computational-physics/ondas-de-bernstein-electronicas>, marzo 2023. Accesado el 01 de enero del 2024.
- [103] A. Pochelon, A. Mück, L. Curchod, Y. Camenen, S. Coda, B. Duval, T. Goodman, I. Klimanov, H. Laqua, Y. Martin, et al. Electron Bernstein wave heating of over-dense H-mode plasmas in the TCV tokamak via OXB double mode conversion. *Nuclear fusion*, 47(11):1552, 2007.
- [104] Y. Podoba, H. Laqua, G. Warr, M. Schubert, M. Otte, S. Marsen, F. Wagner, y E. Holzhauser. Direct observation of electron-bernstein wave heating by O-X-B-mode conversion at low magnetic field in the WEGA stellarator. *Physical Review Letters*, 98(25):255003, 2007.
- [105] Y. Podoba, M. Otte, F. Wagner, I. Bondarenko, A. Chmyga, G. Deshko, A. Komarov, A. Kozachek, L. Krupnik, S. Khrebtov, et al. First HIBP results on the WEGA Stellarator. En *AIP Conference Proceedings*, volumen 993, páginas 235–238. American Institute of Physics, 2003.
- [106] T. K. Popov, M. Dimitrova, F. M. Dias, V. N. Tsaneva, N. A. Stelmashenko, M. G. Blamire, y Z. H. Barber. Second derivative Langmuir probe diagnostics of gas discharge plasma at intermediate pressures (review article). *Journal of Physics Conference Series*, 44:60–69, julio 2006.
- [107] T. K. Popov, P. Ivanova, M. Dimitrova, J. Kovaič, T. Gyergyek, y M. Čerček. Langmuir probe measurements of the electron energy distribution function in magnetized gas discharge plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 21:025004–0, marzo 2012.
- [108] R. Prater. *Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating (EC-16): Proceedings of the 16th Joint Workshop, Sanya, China, 12-15 April 2010*. World Scientific, 2011.
- [109] J. Preinhaelter y V. Kopecký. Penetration of high-frequency waves into a weakly inhomogeneous magnetized plasma at oblique incidence and their transformation to Bernstein modes. *Journal of Plasma Physics*, 10, agosto 1973.

- [110] Princeton Plasma Physics Laboratory. STELLOPT. <https://github.com/PrincetonUniversity/STELLOPT>, 2020. Accesado el 01 de enero del 2022.
- [111] A. Ram, A. Bers, y C. Lashmore-Davies. Emission of electron Bernstein waves in plasmas. *Physics of Plasmas*, 9(2):409–418, 2002.
- [112] A. Ram y S. D. Schultz. Excitation, propagation, and damping of electron Bernstein waves in tokamaks. *Physics of Plasmas*, 7(10):4084–4094, 2000.
- [113] A. Riviere. A review of ECRH experiments. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 28(9A):1263, 1986.
- [114] S. Sakakibara, K. Y. Watanabe, Y. Suzuki, Y. Narushima, S. Ohdachi, N. Nakajima, F. Watanabe, L. Garcia, A. Weller, K. Toi, I. Yamada, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Ida, H. Yamada, A. Komori, y O. Motojima. MHD study of the reactor-relevant high-beta regime in the Large Helical Device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50:124014–, noviembre 2008.
- [115] M. G. Senstius, S. J. Freethy, y S. K. Nielsen. Nonlinear degradation of OXB mode conversion in MAST Upgrade. En *EPJ Web of Conferences*, volumen 277, página 01009. EDP Sciences, 2023.
- [116] A. Shalashov y E. Gospodchikov. On O–X mode conversion near the cut-off surfaces in 3D sheared magnetic field. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(11):115001, 2010.
- [117] A. Shalashov y E. Gospodchikov. Theory of the ordinary and extraordinary mode coupling in fluctuating plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 56(12):125011, 2014.
- [118] A. Shalashov, E. Gospodchikov, T. Khusainov, y A. Köhn. The effect of spectrum broadening on the O–X mode coupling due scattering of a microwave beam on plasma density fluctuations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 60(10):105009, 2018.
- [119] L. Spitzer. The Stellarator Concept. *Physics of Fluids*, 1:253, 1958.

- [120] W. M. Stacey. *Fusion: An introduction to the physics and technology of magnetic confinement fusion*. John Wiley & Sons, 2010.
- [121] M. Stanojević, M. Čerček, T. Gyergyek, y N. Jelić. Interpretation of a Planar Langmuir Probe Current—Voltage Characteristic in a Strong Magnetic Field. *Contributions to Plasma Physics*, 34(5):607–633, 1994.
- [122] T. H. Stix. *Waves in plasmas*. Springer Science & Business Media, 1992.
- [123] P. Stott y J. Sanchez. Plasma diagnostics for tokamaks and stellarators. 1994.
- [124] E. Strumberger, S. Günter, y C. Tichmann. MHD instabilities in 3D tokamaks. *Nuclear Fusion*, 54:064019, 2014.
- [125] Y. Suzuki, K. Watanabe, y S. Sakakibara. Theoretical studies of equilibrium beta limit in LHD plasmas. *Physics of Plasmas*, 27(10), 2020.
- [126] D. G. Swanson. *Plasma waves*. Elsevier, 2012.
- [127] V. M. Tikhomirov. *On the Preservation of Conditionally Periodic Motions Under Small Variations of the Hamilton Function*. Springer Netherlands, 1991. DOI: 10.1007/978-94-011-3030-1.
- [128] J. Urban, J. Decker, Y. Peysson, J. Preinhaelter, V. Shevchenko, G. Taylor, L. Vahala, y G. Vahala. A survey of electron Bernstein wave heating and current drive potential for spherical tokamaks. *Nuclear Fusion*, 51(8):083050, 2011.
- [129] M. Usoltceva, E. Faudot, S. Devaux, S. Heuroux, J. Ledig, G. V. Zadvitskiy, R. Ochoukov, K. Crombé, y J. Noterdaeme. Effective collecting area of a cylindrical Langmuir probe in magnetized plasma. *Physics of Plasmas*, 25(6):063518, 2018.
- [130] V. I. Vargas, J. Mora, J. Asenjo, E. Zamora, C. Otárola, J. Carvajal-Godínez, J. González-Gómez, C. Soto-Soto, C. Piedras, L. Barillas, et al. Engineering issues to the stellerator of Costa Rica 1. En *2013 IEEE 25th Symposium on Fusion Engineering (SOFE)*, páginas 1–6. IEEE, 2013.
- [131] V. I. Vargas, R. Solano-Piedra, A. Köhn, F. Coto Vílchez, J. Asenjo, J. Sánchez-Castro, D. López-Rodríguez, MA. Rojas-Quesada, J. Mora, F. Vílchez-Coto, C. F,

- A. Carmona-Cruz, V. Valverde Arredondo, O. Gatica-Valle, J. Fernández-Vega, PJ. Mena, y R. Loaiza-Baldares. Physics and Engineering of SCR-1 Stellarator. En *21st International Stellarator-Heliotron Workshop (ISHW2017)*, 2017.
- [132] F. Volpe, H. P. Laqua, y W7-AS Team. BXO mode-converted electron Bernstein emission diagnostic (invited). *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003.
- [133] F. Wagner, S. Bäuml, J. Baldzuhn, N. Basse, R. Brakel, R. Burhenn, A. Dinklage, D. Dorst, H. Ehmler, M. Endler, et al. W7-AS: One step of the Wendelstein stellarator line. *Physics of Plasmas*, 12(7), 2005.
- [134] M. Wakatani. *Stellarator and heliotron devices*, volumen 95. Oxford University Press, USA, 1998.
- [135] H. Wang, J. Du, y R. Huo. The collision frequency of electron-neutral-particle in weakly ionized plasmas with non-Maxwellian velocity distributions. *Communications in Theoretical Physics*, 73(9):095501, 2021.
- [136] H. Weitzner. Ideal magnetohydrodynamic equilibrium in a non-symmetric topological torus. *Physics of Plasmas*, 21(2):022515, febrero 2014.
- [137] A. Weller, S. Sakakibara, K. Watanabe, K. Toi, J. Geiger, M. Zarnstorff, S. Hudson, A. Reiman, A. Werner, C. Nührenberg, et al. Significance of MHD effects in stellarator confinement. *Fusion science and technology*, 50(2):158–170, 2006.
- [138] A. Weller, K. Watanabe, S. Sakakibara, A. Dinklage, H. Funaba, J. Geiger, J. H. Harris, S. Ohdachi, R. Preuss, Y. Suzuki, et al. International stellarator/heliotron database progress on high-beta confinement and operational boundaries. *Nuclear fusion*, 49(6):065016, 2009.
- [139] FF. White y FF. Chen. Amplification and absorption of electromagnetic waves in overdense plasmas. *Plasma Physics*, 16(7):565, 1974.
- [140] G. Xingyu, G. Zhe, y J. Guozhang. One-dimensional ordinary–slow extraordinary–Bernstein mode conversion in the electron cyclotron range of frequencies. *Plasma science and technology*, 19(8):085101, 2017.

- [141] Y. Xu. A general comparison between tokamak and stellarator plasmas. *Matter and Radiation at Extremes*, 1(4):192–200, 2016.
- [142] A. Yoshizawa, S. I. Itoh, y K. Itoh. Plasma and fluid turbulence: theory and modelling. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45(3):321–322, 2003.
- [143] H. Zohm. On the size of tokamak fusion power plants. *Philosophical Transactions Mathematical Physical & Engineering Sciences*, 377(2141):20170437, febrero 2019.
- [144] B. Zohuri. *Plasma physics and controlled thermonuclear reactions driven fusion energy*. Springer, 2016.

Apéndices

Coeficientes de ionización e impacto para el hidrógeno

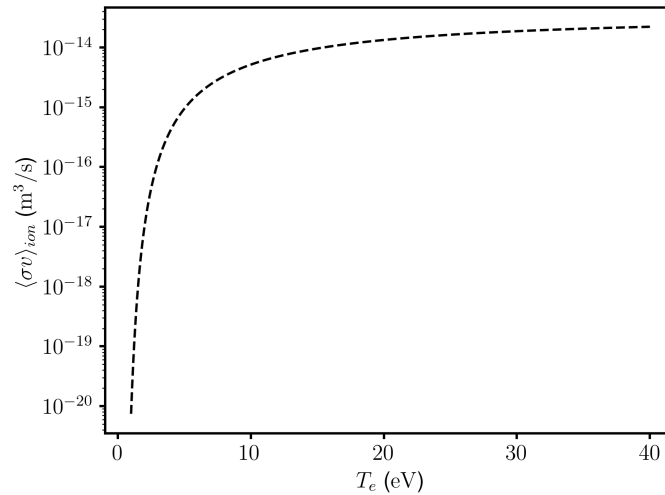


Figura 1: Coeficientes de impacto de ionización en función de la temperatura electrónica para el hidrógeno. Fuente: elaboración propia.

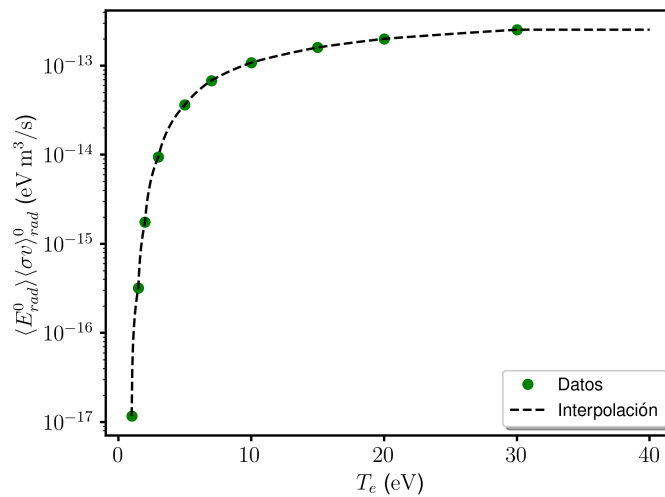


Figura 2: Coeficientes de excitación en las colisiones de neutros y electrones en función de la temperatura electrónica para el hidrógeno. Fuente: elaboración propia.

Código para la ejecución simultánea de múltiples tareas paralelas

```

1 while read line #almacena las combinaciones de ángulos y anchos del rayo
   incidente en una matriz
2 do
3     myarr[$index]=$line
4     index=$((index+1))
5 done < combinacion_phi_tor_w0.txt
6
7 n=0
8 s=19
9 k=$((20*n))
10 m=$((20*n+s))
11
12 mkdir final #crea la carpeta que almacena todas las corridas
13 for j in $(seq 1 1 14)
14 do
15     cd ~/OndaCompleta_escenario_1/corrida_840/final
16     mkdir cor_$j # crea la carpeta para las corridas seleccionadas
17     for i in $(seq $k 1 $m)
18     do
19         cd ~/OndaCompleta_escenario_1/corrida_840/final/cor_$j
20         mkdir task_$i #crea carpetas para cada task (tarea)
21         cp ~/OndaCompleta_escenario_1/corrida_840/SCR1_camara task_$i
22         #copia el ejecutable en cada carpeta
23         ln --symbolic ~/OndaCompleta_escenario_1/corrida_840/
24         fullwave_input task_$i #crea un enlace simbólico para los
25         archivos de entrada de densidad electrónica y campo magn
26         ético
27         cd task_$i
28         srun --exclusive --ntasks 1 SCR1_camara -s2 -p${myarr[3*i+1]}
29         -t${myarr[3*i]} -w${myarr[3*i+2]} -T13 -i0 & #Asigna una
30         única corrida para un combinación distinta de parámetros
31     done
32     k=$((m+1))
33     m=$((k+s))
34     wait #espera que las 20 tareas se ejecuten
35 done
36 wait #espera que cada una de las corridas se ejecute

```