



Gradu amaierako lana / Trabajo fin de grado
Fisikako gradua / Grado en Física

Análisis de un Plasma de Resonancia Ciclotrónica Mediante el Estudio de las Ondas Electromagnéticas Incidente y Reflejada

Estudio de Estados del Plasma y Ondas Generadas

Egilea/ Autor/a:
Jon Vivas Merino
Zuzendariak/Directores:
Inari Badillo Fernandez
Joaquín Portilla Rubín

CC - BY

Leioa, 2023ko Ekainaren 20a / Leioa, 20 de Junio de 2023

Índice

1. Introducción	2
1.1. Acelerador Lineal <i>LINAC 7</i>	3
1.2. Objetivos	3
2. Plasma ECR	4
2.1. Plasma	4
2.2. Confinamiento y trayectorias de partículas cargadas	6
2.3. Plasma ECR	7
2.4. Dificultades para la caracterización experimental del Plasma	8
3. Principales fenómenos de un plasma ECR	10
3.1. Frecuencias Ciclotrónicas	11
3.2. Frecuencias de Plasma	11
3.3. Cambios de Estado (o de Fase) del Plasma	12
3.4. Ondas de Langmuir y Bernstein	16
3.5. Ondas de Alfvén	17
3.6. Oscilaciones en la ionización	19
4. Equipo experimental y toma de datos	20
4.1. Transiciones de estado Subdenso-Hiperdenso	22
4.1.1. Transiciones de estado dentro del estado Subdenso	26
4.1.2. Transiciones de estado dentro del estado Hiperdenso	26
4.2. Modulaciones alrededor de la frecuencia de la onda incidente	28
4.2.1. Modulaciones del orden de 900 kHz-1.5 MHz	29
4.2.2. Modulaciones del orden de 10 kHz-700 kHz	30
4.2.3. Modulaciones del orden de 0 Hz-2 kHz	31
5. Trabajos futuros	31
6. Conclusiones	32

1. Introducción

En 1919 Ernest Rutherford realizó el experimento que culminaría en la primera observación de una reacción nuclear: la conversión de nitrógeno a oxígeno, utilizando para ello las partículas alfa emitidas por muestras radioactivas de radio y uranio. 8 años después, y junto al desarrollo de la teoría de la física cuántica, Rutherford (ahora como presidente de la Real Sociedad de Londres para el Avance de la Ciencia Natural) describió la necesidad de disponer de aceleradores de *partículas artificiales*, es decir partículas que no tuvieran origen en procesos de desintegración radioactiva, y que además pudieran ser acelerados más allá de los límites de la época. Cinco años después de este anuncio, en 1932, y tras un desarrollo de tan sólo cuatro años y una inversión de mil libras, John Cockcroft y Ernest Walton consiguieron replicar el hito de su profesor, llevando a cabo la primera reacción nuclear, esta vez utilizando protones generados a partir de hidrógeno y acelerándolos con un potencial electrostático de 200 000 Voltios.

La creación del acelerador Cockcroft-Walton fue la génesis de incontables avances y descubrimientos, como ya lo fue en 1895 el descubrimiento de los rayos X; sin embargo, mientras que los rayos X compaginaron desde el primer momento sus usos científicos con sus usos como herramientas habituales en el diagnóstico de afecciones y enfermedades, los aceleradores de iones vieron limitado su uso durante muchas décadas a la investigación. Ha sido en esta labor científica, donde los aceleradores de iones se han convertido en la piedra angular de campos enteros de estudio, y han permitido avances en física nuclear, de partículas, del estado sólido, así como en química, geología y biología.

Junto a estas labores científicas, en las últimas décadas se han empezado a desarrollar tratamientos y diagnósticos de diferentes afecciones basados en el uso de iones acelerados o materiales radioactivos de vidas medias muy cortas. Para dar respuesta a estas necesidades médicas y farmacológicas, han surgido diferentes proyectos centrados en crear aceleradores de partículas compactos, robustos, y de mantenimiento relativamente simple, sin la necesidad de que los haces de partículas alcancen niveles de energía elevados o corrientes elevadas (en contraposición a la vertiente científica, que pone el énfasis en los puntos opuestos) [1][2].

El presente trabajo se centra en el estudio de una de las primeras etapas del proyecto *LINAC7*, proyecto centrado en la creación de un acelerador de partículas compacto, de baja energía, y baja corriente. Concretamente, se estudiará la viabilidad de analizar el plasma generado dentro de la cámara de plasma, usando para ello el análisis de las ondas electromagnéticas incidente y reflejada de la cámara. Para garantizar que los resultados obtenidos son coherentes y poder estudiar si el uso de la técnica presentada es pertinente, primero se presenta un estudio de los diferentes fenómenos principales que rigen la dinámica del plasma, así como las diferentes mediciones de inestabilidades realizadas por diferentes grupos de investigación; posteriormente, se muestra el montaje propuesto y los resultados obtenidos mediante este, y se realiza una comparación entre los datos adquiridos y las mediciones de otros aceleradores.

1.1. Acelerador Lineal *LINAC 7*

El proyecto *LINAC7* (*LINear ACcelerator, 7MeV*), es un proyecto fruto de la colaboración de la UPV/EHU con empresas del sector privado (Tekniker) que tiene como objetivo la creación de un acelerador lineal compacto, de baja energía y baja corriente; la creación de este acelerador se enmarca dentro de la necesidad creciente por parte del sector sanitario y farmacológico de disponer de aceleradores que puedan ser utilizados como parte del tratamiento (por ejemplo, protonterapia y radiocirugía) o como herramientas para crear los compuestos necesarios para diagnósticos (como SPECT, *Single Photon Emission Computed Tomography*). Las necesidades energéticas de estas terapias imponen un límite práctico en las energías a lograr mediante el acelerador, y el mejor balance entre utilidad y coste se ha situado en la aceleración de protones a 7 MeV (suficiente para ionizar los compuestos necesarios, y las terapias).

El *LINAC7* no es el único proyecto que se ha centrado en la creación de un acelerador compacto [3][4][5], pero a diferencia de la mayoría combina este hecho con el objetivo de usos médicos arriba mencionados.

Para lograr la generación y aceleración propuesta, el proyecto cuenta con un total de seis etapas [6], presentadas en la Figura 1, que se encuentran en diferentes estados de avance: algunas etapas están finalizadas y se está analizando su rendimiento (p. ej. fuente de iones y la primera etapa de transporte [7][8][9]), mientras que otras etapas posteriores se están diseñando (p. ej. etapas finales de aceleración).

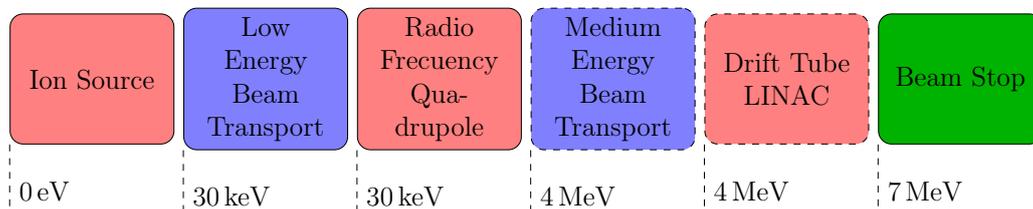


Figura 1: Esquema de las principales etapas del proyecto *LINAC7*; en líneas discontinuas se muestran las etapas que se encuentran actualmente en la fase de diseño; los niveles de energía indican la energía aproximada de los protones que pasen a la siguiente etapa; adaptado de [6].

1.2. Objetivos

En el presente trabajo se ha estudiado la viabilidad de conocer el estado del haz extraído del plasma mediante el análisis de las ondas electromagnéticas incidente (y reflejada) emitidas a (y desde) la cámara resonante. Para demostrar o desmentir esa viabilidad, se realizará un estudio del plasma presente en la cámara, para en futuros trabajos relacionar los resultados obtenidos sobre el plasma con el estado del haz. Asimismo, se compararán los fenómenos detectados con la fenomenología descrita en la literatura y con experimentos que hayan utilizado otras técnicas de medición.

Para ello, el trabajo se ha dividido en tres apartados diferentes:

Plasma ECR: Donde se presentan los fundamentos del plasma utilizado en la fuente de iones, así como las principales decisiones de diseño de la cámara (que jugarán un papel indiscutible en la fenomenología detectada). También se estudiará el reto de medir las características del plasma.

Principales fenómenos de un plasma ECR: Donde se estudiarán, además de los fenómenos principales que gobiernan el plasma, las inestabilidades y oscilaciones internas que pueden ser excitadas en la cámara

Equipo experimental y toma de datos: Donde se presentará el equipo utilizado para realizar las mediciones y los resultados obtenidos al analizar el plasma. Basándonos en los resultados recogidos, se estudiará la viabilidad de usar esta en trabajos futuros.

2. Plasma ECR

Como pequeño preludeo al estudio de un plasma ECR, es necesario destacar que realizar un análisis completo un sistema de este tipo resulta tremendamente complicado. Como se verá, el sistema que se debe analizar presenta un comportamiento con características anisótropas, inhomogéneas, y caóticas, por lo que es muy sensible a pequeñas perturbaciones externas y tratar de prever la respuesta que dará frente a estas puede resultar en un intento fútil. Por ello, se tratarán de estudiar únicamente aquellos fenómenos fundamentales que rigen el plasma, y se indagará en los fenómenos específicos de los plasmas ECR (propuestos por Geller [10]).

2.1. Plasma

Siguiendo la definición dada por Booker [11], se concibe como plasma un gas que involucra la coexistencia de electrones libres e iones libres en un espacio compartido (donde también pueden encontrarse partículas neutras).

Todas las partículas que se encuentren en este plasma tendrán un movimiento térmico asociado, y habitualmente a cada grupo de partículas se le asocia una temperatura diferente, dado que los tres grupos no tienen por qué estar en equilibrio térmico entre ellas; esas temperaturas se denotarán mediante T_e , T_i y T_g , refiriéndose a la temperatura de electrones, iones, y partículas neutras (o simplemente la temperatura del gas). La implicación de asignar una temperatura, y por ende una distribución energética de Maxwell-Boltzmann, a los elementos del plasma debe realizarse con cuidado, dado que la distribución de energía real no seguirá casi nunca una distribución de esas características, y por ello muchos trabajos no hacen referencia a temperaturas sino a quasi-temperaturas [10].

Aun así, es habitual catalogar los plasmas como plasmas fríos, templados y calientes, dependiendo de si la velocidad de las ondas electromagnéticas que lo cruzan es mucho mayor, mayor, o similar a la velocidad de las ondas acústicas que pueden cruzar el plasma (donde la velocidad de ondas acústicas puede definirse como $k_B T/m^{1/2}$, siendo k_B la constante de Boltzmann, T la temperatura de electrones, iones, o gas, y m la masa del

electrón, de un ion, o de una partícula del gas). Bajo esta catalogación, gran parte del estudio teórico del plasma se centra en los plasmas fríos, dado que permiten un análisis que excluye en gran medida el movimiento de los electrones [11][12].

Las partículas que conformen un plasma sufrirán una plétora de interacciones con su entorno; entre estas destacan (pero no se limitan a) interacciones: con el campo eléctrico, con el campo magnético, gravitacionales, con gradientes de presión, y con el resto de partículas.

La inmensa mayoría de fenómenos que culminan en la creación de plasma lo hacen partiendo de un gas, al que se le añade la suficiente energía como para ionizarlo total o parcialmente. La forma de entregar esta energía no es única, y son habituales los plasmas generados mediante ionizaciones térmicas, por impactos de electrones, por chispas de descargas, mediante láseres, o mediante campos [10]; de igual forma, las propiedades del plasma dependerán enormemente de los procesos que lo hayan generado así como de las características de su entorno (véase Figura 2).

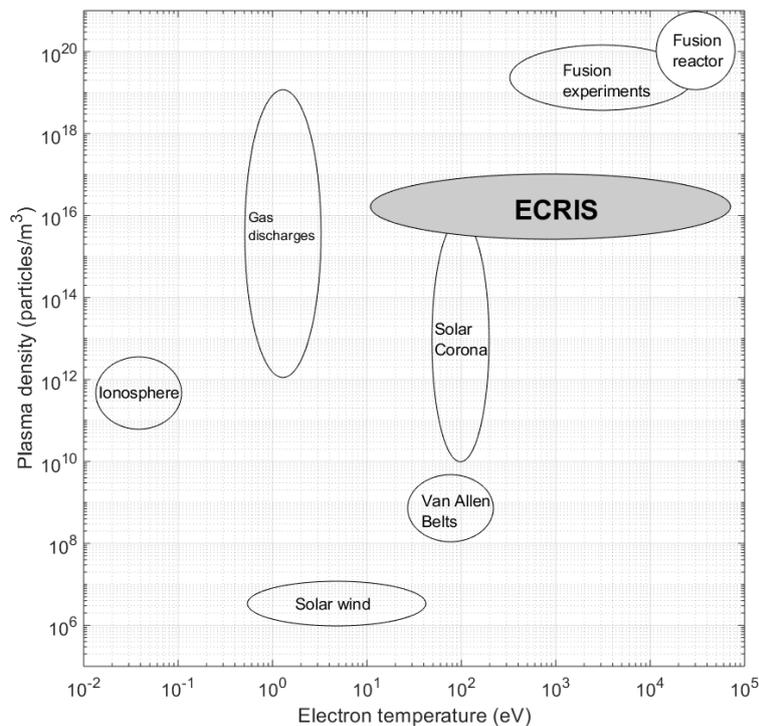


Figura 2: Densidad de partículas ionizadas y temperatura de los electrones libres de diferentes familias de plasmas (tanto de origen natural como artificial); adaptado de [13]

Por otro lado, los procesos de recombinación entre los electrones libres y los iones presentes en el gas se ocuparán de devolver al estado inicial (un gas no ionizado) a aquellos plasmas que, una vez creados, no reciban más energía externa. Es por ello, que los fenómenos que introducen toda la energía en un periodo de tiempo muy corto (p. ej. descargas eléctricas) pueden generar plasmas con una densidad muy elevada de iones y electrones, pero disponen de tiempos de vida muy cortos. De igual manera, si se quiere disponer de un plasma durante un periodo de tiempo largo (o incluso indefinido), será necesario intro-

ducir energía al sistema de forma constante y suplir la energía que irradiarán los procesos de recombinación [14].

2.2. Confinamiento y trayectorias de partículas cargadas

Si una de las partículas cargadas del plasma se encontrara dentro de un campo magnético, esta se verá sometida a una fuerza de Lorentz, y podría ver afectada su trayectoria. En el caso de los plasmas ECR (objeto de análisis en este trabajo), en primera instancia el estudio de esta interacción con el campo magnético puede limitarse a tres fenómenos sufridos por un electrón [15]:

- *Movimiento ciclotrónico* Si un electrón atraviesa un campo magnético constante (en una zona del espacio sin campo eléctrico), el componente de la velocidad perpendicular al campo magnético (\vec{v}_\perp) sufrirá una fuerza de Lorentz mientras que el componente paralelo a ella (\vec{v}_\parallel) no la sufrirá. Escribiendo la carga del electrón como $q = -e$:

$$\begin{aligned} \vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) &\Rightarrow \vec{F} = q(\vec{v}_\perp + \vec{v}_\parallel) \times \vec{B} \\ &\Rightarrow \vec{F} = q\vec{v}_\perp \times \vec{B} + q\vec{v}_\parallel \times \vec{B} \quad (\Rightarrow F = qv_\perp B) \end{aligned} \quad (1)$$

Como era de esperar, el campo magnético no produce ningún trabajo sobre la partícula, pero modifica la dirección de la velocidad de esta. Concretamente, dado que el módulo del componente perpendicular de la velocidad se mantendrá constante, la fuerza que sufrirá el electrón tendrá un modulo constante; además, la fuerza se situará siempre en el plano perpendicular al componente paralelo de la velocidad. Se puede observar que el componente perpendicular de la velocidad responderá como si el electrón se encontrara en un movimiento circular uniforme en el plano perpendicular al campo magnético, mientras que el componente paralelo al campo magnético responderá como un electrón con un movimiento rectilíneo uniforme; combinando ambas observaciones, el electrón describirá una trayectoria helicoidal, donde la frecuencia de giro o frecuencia ciclotrónica será (aprovechándonos del movimiento circular uniforme descrito por el componente v_\perp y un radio de giro ρ):

$$\omega = \frac{v_\perp}{\rho} = \frac{v_\perp}{m_e \frac{v_\perp^2}{F}} = \frac{qv_\perp B}{m_e v_\perp} = \frac{qB}{m_e} \quad (2)$$

donde m_e es la masa del electrón. En el caso del electrón, debido a su carga negativa el resultado obtenido será negativo, lo que indica que la dirección de giro sera opuesta a la dirección de giro de una partícula positiva; de igual forma, invertir el campo magnético impondrá también un giro en la dirección opuesta. Estos resultados serán validos siempre que la variación del campo magnético sea lenta en comparación a la trayectoria descrita.

- *Movimiento de rebote de electrones* Si el campo magnético estático descrito en el punto anterior cambiase de forma lo suficientemente lenta, el momento magnético del electrón (generado por el movimiento ciclotrónico) podría considerarse una

invariante adiabática. Concretamente, el momento magnético puede ser definido mediante la corriente generada por el electrón en su trayectoria, de forma que:

$$\mu = I(\pi\rho^2) = \frac{q\omega}{2\pi}\pi\rho^2 = \frac{m_e v_{\perp}^2}{2B} \quad (3)$$

Si el cambio sufrido por el cambio magnético conserva el momento magnético, para responder al aumento de B el componente perpendicular de la velocidad deberá aumentar también (3). Además, como se ha argumentado anteriormente, el campo magnético no alterará el módulo de la velocidad, de forma que el aumento del componente perpendicular implicará la reducción del componente paralelo de la velocidad.

Si el electrón avanza hacia una zona del espacio con un campo magnético de mayor intensidad, su rotación se acelerará y su avance se ralentizará; si el campo magnético acaba alcanzando un valor crítico, la rotación se convertirá en el único movimiento del electrón, y acabará siendo rebotado en la dirección opuesta, dado que al adentrarse en zonas del espacio con intensidades cada vez más bajas la rotación se ralentizará y el avance será cada vez mayor. A este tipo de construcciones magnéticas se las conoce como espejos magnéticos, mientras que a la construcción consistente en dos espejos contrapuestos (de tal forma que atrapen entre ellas a un electrón, haciéndolo rebotar de uno a otro constantemente) se le conoce como botella magnética.

- *Movimiento de deriva de electrones* Si un electrón que está realizando un movimiento ciclotrónico no se encuentra sumergido en un campo constante en todos los puntos de la orbita, la trayectoria descrita en el plano perpendicular al campo magnético no corresponderá a una circunferencia "perfecta". Estas posibles variaciones, si son lo suficientemente leves a lo largo de la trayectoria del electrón, generarán un desplazamiento del centro de giro, perpendicular al campo magnético. En las implementaciones mas habituales de los plasmas bajo estudio, estas derivas generan un desplazamiento alrededor del perímetro del plasma con un periodo varias órdenes de magnitud superior al periodo de rebote de los electrones.

2.3. Plasma ECR

Un plasma ECR (por sus siglas en inglés *Electron Cyclotron Resonance*) es un tipo de plasma que se aprovecha de las colisiones de electrones con partículas no ionizadas para generar ionización. Para ello el gas es introducido dentro de un campo magnético, por el cual los posibles electrones libres tienen la posibilidad de sufrir un movimiento ciclotrónico. Además, a la misma zona del espacio se emiten ondas electromagnéticas con una frecuencia igual a la frecuencia ciclotrónica de los electrones, lo cual hace que estos entren en resonancia y ganen energía. Cuando uno de éstos electrones energéticos interactúe con una partícula, puede ionizarla (o aumentar su nivel de ionización), y generar en el proceso un ion y un electrón libre mas. Los dos electrones libres que quedarán después de la interacción podrán volver a sufrir el movimiento ciclotrónico, la resonancia, y las interacciones.

Debido al efecto de cascada que sufre la generación de plasma, este aumentará la densidad de electrones e iones hasta que los procesos de recombinación e ionización tengan

el mismo peso, situación en la cual (y mientras que se mantenga la inyección de ondas electromagnéticas externas) el plasma mantendrá una densidad constante [14].

Para garantizar que los electrones generados disponen del mayor tiempo posible para ganar energía, y para garantizar que los electrones energéticos no se dispersarán, la implementación más habitual es, con diferencia, el uso de una botella magnética; esta permite que los electrones sufran el movimiento ciclotrónico a la frecuencia necesaria mientras que los mantiene confinados a las dimensiones del plasma (donde los iones serán también confinados debido a la botella magnética).

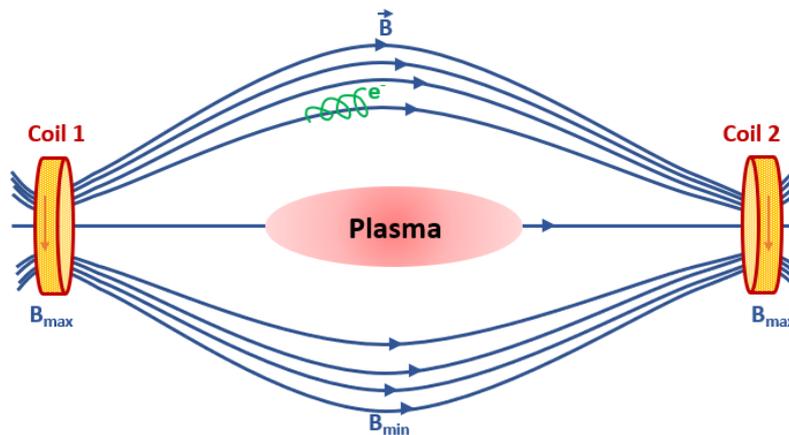


Figura 3: Diagrama esquemático de los campos magnéticos utilizados para la generación de un plasma ECR usando la técnica de $B-min$ mediante el uso de dos bobinas. La trayectoria del electrón (indicada en verde) muestra la característica trayectoria helicoidal del movimiento ciclotrónico. Adaptado de [13]

Para facilitar la inyección de las ondas electromagnéticas, habitualmente el plasma es generado en el interior de una cámara que resuena a la misma frecuencia que la frecuencia ciclotrónica; O, alternativamente, se puede modificar el campo magnético modificando la corriente que pasa por los solenoides encargados de generar el campo magnético para adecuar la frecuencia ciclotrónica a la frecuencia de resonancia de la cámara.

La implementación más habitual del campo magnético suele ser el llamado $B-min$, que busca una intensidad inferior del campo magnético entre otros dos puntos de mayor intensidad (véase Figura 3). En esta implementación se ha confirmado mediante simulaciones que las trayectorias de los electrones siguen las predichas por la teoría [16]; Y, además de ser la implementación más simple que garantiza el confinamiento de los electrones e iones, ha demostrado se capaz de estabilizar ciertas macro-inestabilidades del plasma (similares a las erupciones solares) [17] [18]. Aun así, cabe destacar que se han publicado simulaciones de posibles campos magnéticos alternativos que han demostrado la capacidad de aumentar el confinamiento a costa de un montaje experimental más complicado [19].

2.4. Dificultades para la caracterización experimental del Plasma

Para poder realizar un diagnóstico correcto del estado del plasma, es necesario conocer no solo si éste se encuentra presente o no, sino también las propiedades de éste; suelen

ser de especial interés la densidad de electrones e iones y la temperatura y/o distribución energética de éstos. Las técnicas diagnósticas se suelen dividir en cuatro categorías, cada una de ellas con sus ventajas e inconvenientes [20]:

- *Detección de microondas*: Consisten en medir las ondas electromagnéticas presentes en la cavidad resonante. Son especialmente utilizadas para estudiar las inestabilidades del plasma, dado que estas tienden a generar ondas electromagnéticas en frecuencias diferentes a la ciclotrónica, pero rara vez permiten conocer las densidades o energías de electrones e iones.
- *Detección de partículas extraídas del plasma*: Muchas implementaciones de cámaras de plasma ECR cuentan con la posibilidad de extraer parte de los electrones o iones generados en su interior (indispensable si se pretende usar como fuente de iones). Mediante el análisis de las partículas extraídas se puede obtener información sobre el plasma al que pertenecían éstas; para esto se puede usar una copa de Faraday (que dará información sobre la corriente total de partículas), un TPIS (*Thomson Parabola Ion Spectrograph*, que permitirá discernir entre diferentes especies de partículas generadas), o un *Pepperpot* junto a una pantalla de fósforo (para cuantizar la emitancia del haz) entre otros [21].

Los fotones emitidos desde el plasma a consecuencia de los procesos de recombinación pueden ser también estudiados (sin necesidad de ninguna etapa de extracción), y permiten mediante un análisis espectroscópico realizar el análisis de estas [22].

- *Detección dentro del plasma*: Consisten en introducir sondas en el interior del plasma (o en el interior de la cavidad resonante en el caso de los plasma ECR) para realizar una medición directa de las características de este. Las implementaciones más habituales (sondas de Langmuir y discos parciales) se basan en la introducción de un material conductor que interactúa con el plasma, y el resultado de esa interacción es estudiado para analizar a este
- *Detección de radiación* Debido a la energía de las partículas, muchas de ellas sufren una aceleración suficiente (debido a los fenómenos descritos en el apartado 3 y a efectos de "Bremsstrahlung" sufridos) como para emitir radiación electromagnética detectable por encima del nivel del ruido del laboratorio.

Cabe destacar que en el análisis del plasma además de analizar los procesos de radiación y colisiones que se pueden generar (por ejemplo el análisis realizado en Rosmej-Astapenko-Lisitsa [14]) se deben incorporar también el estudio modelizaciones [23-25] y mediciones [26-28] de las posibles inestabilidades generadas en el plasma, especialmente aquellas inestabilidades periódicas que se generan sin ser forzadas

En el caso particular de la cámara de iones del proyecto *LINAC7*, los métodos basados en la medición directa y en la medición de radiación no son aplicables, porque la cavidad utilizada ha sido diseñada para resonar a 3 GHz y la introducción de sondas la descalibraría; y por otro lado porque, la energía alcanzada por las partículas del plasma no es la suficiente como para poder generar medidas prácticas. La detección del estado del plasma mediante el análisis de las partículas extraídas puede resultar útil en etapas

de diseño, pero no se podrá llevar a cabo cuando el objetivo final sea el de utilizar ese haz para irradiar objetivos, dado que las técnicas de análisis lo interceptan en su plenitud.

Además, conocer el estado del plasma puede tener una importancia enorme para poder garantizar el funcionamiento del acelerador, y es que los parámetros que gobiernan y modifican el estado del plasma pueden acabar teniendo un impacto directo en las características del haz extraído de este [29], y controlar con precisión el estado del haz es fundamental para el correcto funcionamiento de las etapas posteriores (como el RFQ [30]).

3. Principales fenómenos de un plasma ECR

Dado que el objetivo principal del trabajo no es realizar un análisis completo de todos los fenómenos que acontecen en plasma, el estudio realizado en este trabajo se limitará a los fenómenos que:

- I. Puedan generar la mayor perturbación, y por consiguiente la mayor amplitud en las señales medidas
- II. Puedan tener un impacto directo en el haz
- III. Se hayan observado experimentalmente en otros trabajos similares
- IV. Tienen una naturaleza transitoria lenta y/o fenómenos que se mantengan constantes bajo las mismas condiciones de onda electromagnética introducida y flujo de gas utilizado

Además, aunque el estudio pormenorizado a cerca de las frecuencias y polarizaciones que pueden atravesar el plasma en cuestión ha supuesto un avance notable en otros tipos de plasmas [12], la presencia de un metal conductor alrededor del plasma, la imposibilidad de irradiar y medir ondas electromagnéticas en direcciones arbitrarias, y las inhomogeneidades de la superficie del plasma imponen demasiados problemas prácticos para realizar estos estudios en los plasmas ECR encapsulados.

Por todo ello, los fenómenos que se han decidido estudiar incluyen: frecuencias de resonancia propias de los electrones e iones del plasma (frecuencias ciclotrónicas y del plasma), los cambios de comportamiento del plasma (cambios de estado o fase), ondas electrostáticas generadas en el interior del plasma (ondas de Langmuir y Bernstein), ondas magnetohidrodinámicas del plasma (ondas de Alfvén), y las variaciones periódicas de las propiedades del plasma (mediante modelos de depredador-y-presa). La existencia de inestabilidades o perturbaciones en plasmas ECR ha sido demostrada en múltiples ocasiones tanto teórica [31] como experimentalmente [32-34] (siendo habitual encontrar varias frecuencias de inestabilidades y armónicos de éstas); la presencia de inestabilidades no es única a un tipo de plasma ECR [35], y tiene un efecto muy notorio en las características del haz extraído [36-39].

3.1. Frecuencias Ciclotrónicas

El principal fenómeno que se espera en un plasma de resonancia ciclotrónica de electrones es, precisamente, la presencia de frecuencias ciclotrónicas. Dado que el fenómeno es consecuencia de introducir una partícula cargada en un campo magnético, además de los electrones los iones presentes en el plasma también lo sufrirán, aunque con frecuencias muy inferiores (dado que la masa de los iones será muy superior a la de los electrones, $m_p/m_e \sim 1836$). Se espera que los diferentes valores de intensidad del campo magnético presente en la cámara permitan la creación de un espectro de frecuencias ciclotrónicas, centradas en torno a la frecuencia de la señal inyectada.

3.2. Frecuencias de Plasma

Partiendo de la definición de un plasma, si uno asume que electrones e iones comparten un mismo espacio, la distribución de carga macroscópica será la de quasi-neutralidad. Esto es debido a que en caso de que existiera una zona con una carga neta no nula, las partículas libres de mismo signo a carga neta se verían repelidas y las de signo contrario atraídas, hasta que en esa zona la carga neta acabara siendo nula. Esta neutralidad macroscópica del plasma es la causante de oscilaciones tanto en electrones como en iones, y es que el desplazamiento de una de estas partículas fuera de la posición de neutralidad generará una distribución de carga que se opondrá a ese movimiento, generando una fuerza de recuperación y las consecuentes oscilaciones.

Para conseguir un valor de la frecuencia de estas oscilaciones, supongamos que los iones son mucho más pesados que los electrones en los que basaremos este análisis; si desplazamos los electrones del plasma una distancia ζ desde el punto de equilibrio, el exceso de carga negativa generado en el destino y el exceso de carga positiva generada en el punto de equilibrio generará un campo eléctrico. Aplicando la ley de Gauss, y siendo n la densidad de los electrones desplazados se obtiene:

$$E(\zeta) = \frac{ne}{\epsilon_0}\zeta \quad (4)$$

Asumiendo que los desplazamientos están limitados a la dirección del desplazamiento original y que las únicas partículas que se moverán serán los electrones desplazados, invocando la segunda ley de Newton se puede escribir

$$m_e \frac{d^2\zeta}{dt^2} = e \frac{ne}{\epsilon_0}\zeta \quad (5)$$

y resolviendo el oscilador se consigue la conocida como *frecuencia de electrones del plasma* o simplemente *frecuencia de plasma*:

$$\omega_p \equiv \omega_{p,e} = \left(\frac{e^2 n}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (6)$$

El desarrollo realizado no es exclusivo a los electrones, y puede realizarse con cualquier especie de partícula que se encuentre en el plasma; sin embargo, la frecuencia generada por

los electrones será la más elevada y la que mayor relevancia tiene en desarrollos teóricos y mediciones (por eso es habitual referirse a la frecuencia de electrones en el plasma directamente como frecuencia de plasma)[40].

3.3. Cambios de Estado (o de Fase) del Plasma

El plasma, al tratarse de un estado con partículas cargadas libres, interacciona de forma no trivial con las ondas electromagnéticas que se le sean lanzadas. El estudio de los diferentes estados en los que puede encontrarse el plasma y los diferentes tipos de polarizaciones que pueden atravesarlo en cada estado, así como el efecto de la dirección de la onda electromagnética incidente en ello, ha sido estudiada en profundidad (especialmente por Stix [12]). Sin embargo, y debido a las limitaciones impuestas por la forma de generar el plasma, solamente se presenta uno de los fenómenos asociados a la transmisión de ondas electromagnéticas: *la frecuencia de corte*.

Suponiendo que una pareja de electrón e ion libres son incididos por una onda electromagnética externa, el desplazamiento sufrido por este electrón será dado por la ecuación

$$m_e \frac{d^2\zeta}{dt^2} = -m_e F \zeta - E_0 \sin(\omega t) \quad (7)$$

donde ζ indica el desplazamiento sufrido (en la dirección del campo eléctrico de la onda incidente, \hat{E}), F es un factor de interacción entre ambas partículas, E_0 es la amplitud del componente eléctrico de la onda electromagnética, y ω la frecuencia de ésta. Resolviendo la ecuación y usando el resultado para definir la polarización se consigue

$$\vec{p} = e\zeta\hat{E} = -\frac{e^2 E_0}{m_e(\omega^2 - F)} \sin(\omega t)\hat{E} = \frac{e^2}{m_e(F - \omega^2)}\vec{E} \quad (8)$$

Suponiendo que hay n parejas de partículas por unidad de volumen, el momento dipolar inducido por unidad de volumen puede escribirse como

$$\vec{P} = \frac{ne^2}{m_e(F - \omega^2)}\vec{E} \quad (9)$$

Por otro lado, la relación lineal entre la polarización inducida y el campo eléctrico introducido suele realizarse por medio de la susceptibilidad eléctrica χ_e , que a su vez puede escribirse dependiendo de la permitividad relativa¹ $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$. Escribiendo la relación entre polarización y campo eléctrico mediante esta última constante del medio

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\vec{E} \quad (10)$$

Combinando las ecuaciones (9) y (10) y asumiendo que en caso del plasma la interacción entre ion y electrón será nula (luego $F \rightarrow 0$) [40].

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (11)$$

¹En una primera aproximación se supondrá que el plasma se comportará como un medio isótropo, por lo que la permitividad será un escalar.

De esta expresión se pueden extraer dos resultados que tendrán una relevancia mayúscula en los plasmas ECR:

- I. Dado que $\varepsilon_r < 1$, la velocidad de fase de una onda electromagnética que cruce el plasma será superior a la velocidad de la luz en el vacío $v_p = 1/\sqrt{\mu\varepsilon} \approx c/\sqrt{\varepsilon_r} > c$
- II. Si se cumple la condición de $\omega < \omega_p$, la permitividad tendrá un valor negativo (y la velocidad de fase será un número complejo), es decir, la onda electromagnética no cruzará el plasma. En el caso de los plasmas de resonancia ciclotrónica de electrones (ECR), la frecuencia de la onda electromagnética utilizada suele estar preestablecida por las características del campo magnético, así que es habitual hablar de dos estados del plasma:

Plasma Subdenso ($\omega_{\text{RF}} > \omega_p$) El plasma que puede ser atravesado por una onda electromagnética con frecuencia igual a la de resonancia ciclotrónica.

Plasma Hiperdenso ($\omega_{\text{RF}} < \omega_p$) El plasma que **no** puede ser atravesado por una onda electromagnética con frecuencia igual a la de resonancia ciclotrónica.

La frecuencia ω_p es también conocida como la frecuencia de corte, dado que marca el límite de las frecuencias que pueden transmitirse por el plasma.

La relevancia de este fenómeno reside en la importancia de hacer llegar la onda electromagnética a la zona de ECR (zona del espacio en la que se cumplen las condiciones para generar una resonancia ciclotrónica), y es que si la onda no puede penetrar a la zona ECR, la eficiencia de este fenómeno puede verse afectada. Aún así, existen fenómenos que se pueden encargar de transmitir la energía de una onda electromagnética que impacta contra el plasma a otro tipo de perturbaciones, que pueden acabar aumentando la energía de los electrones e iones, incluso acabar depositando su energía en los mismos fenómenos de ECR (ejemplo de una de estas perturbaciones son las ondas de Langmuir y Bernstein)[10].

En el tratamiento de la frecuencia de corte se ha omitido el posible impacto del campo magnético constante presente en los plasmas ECR, y por ello el modelo de plasma es isótropo y se ha propuesto una permitividad en forma de escalar; sin embargo, un plasma introducido en un campo magnético demuestra propiedades diferentes en la dirección paralela al campo y en las direcciones perpendiculares a ésta (por ende, se trata de un medio anisótropo), y la permitividad relativa será descrita mediante un tensor $\underline{\varepsilon}_r$.

Para hallar la expresión del tensor dieléctrico se puede partir de las *ecuaciones magnetohidrodinámicas* (o ecuaciones MHD por sus siglas en inglés) de un magnetoplasma frío y sin colisiones:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}_e) &= 0 \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}_i) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{Conservación de materia} \quad (12a)$$

$$\left. \begin{aligned} m_e n \frac{d\vec{V}_e}{dt} + en \left(\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B} \right) &= 0 \\ m_i n \frac{d\vec{V}_i}{dt} - en \left(\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} 2^{\text{a}} \text{ ley de Newton} \quad (12b)$$

donde n es la densidad de electrones (que será igual a la de iones debido a la quasi-neutralidad), \vec{V}_e y \vec{V}_i son las velocidades de flujo de electrones e iones, y m_e y m_i son las masas de electrones e iones. A la hora de escribir la ley de movimiento de Newton se ha supuesto que la única interacción del fluido será con el campo electromagnético; utilizado la conocida como derivada de material:

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \quad (13)$$

siendo \vec{V} la velocidad de flujo, la pareja de ecuaciones de Newton (12a) puede reescribirse como:

$$\left. \begin{aligned} m_e n \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + m_e n (\vec{V}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_e + en (\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) &= 0 \\ m_i n \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + m_i n (\vec{V}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_i - en (\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{2ª ley de Newton} \quad (14)$$

Si se definen los parámetros de velocidad de flujo y corriente del plasma como la combinación de aportes de electrones e iones tal que

$$\vec{V} = \frac{m_i \vec{V}_i + m_e \vec{V}_e}{m_i + m_e} \quad (15)$$

y

$$\vec{j} = -ne (\vec{V}_e - \vec{V}_i) \quad (16)$$

La combinación de ambas ecuaciones de Newton (12b) será

$$(m_i + m_e) n \frac{d}{dt} \left(\frac{m_i \vec{V}_i + m_e \vec{V}_e}{m_i + m_e} \right) - (-ne (\vec{V}_e - \vec{V}_i)) \times \vec{B} \approx nm_i \frac{d\vec{V}}{dt} - \vec{j} \times \vec{B} \approx 0 \quad (17)$$

donde se ha supuesto que $m_e/m_i \ll 1$. Usando esta misma aproximación, las velocidades de flujo de electrones e iones podrá expresarse dependiendo de la velocidad de flujo del plasma (descrita en la ecuación (15)) como

$$\vec{V}_i = \vec{V} + \mathcal{O} \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \quad (18a)$$

$$\vec{V}_e = \vec{V} - \frac{\vec{j}}{ne} + \mathcal{O} \left(\frac{m_e}{m_i} \right) \quad (18b)$$

Aplicando las aproximaciones (18a) y (18b) en la ecuación de Newton de los electrones de (14) y suponiendo una perturbación lineal de pequeña amplitud (omitiendo así todos los fenómenos de segundo orden)

$$\begin{aligned} \vec{E} &\approx -\vec{V} \times \vec{B} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{ne} + \frac{1}{en} \left\{ -m_e n \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{V} - \frac{\vec{j}}{ne} \right) - m_e n \left[\left(\vec{V} - \frac{\vec{j}}{ne} \right) \cdot \vec{\nabla} \right] \left(\vec{V} - \frac{\vec{j}}{ne} \right) \right\} \\ &\approx -\vec{V} \times \vec{B} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{ne} - \frac{m_e}{e} \frac{d\vec{V}}{dt} + \frac{m_e}{ne^2} \frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{m_e}{ne^2} (\vec{j} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} - \frac{m_e}{n^2 e^3} (\vec{j} \cdot \vec{\nabla}) \vec{j} \\ &\stackrel{(17)}{\approx} -\vec{V} \times \vec{B} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{ne} \left(1 + \frac{m_e}{m_i} \right) + \frac{m_e}{ne^2} \frac{d\vec{j}}{dt} + \frac{m_e}{ne^2} (\vec{j} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} - \frac{m_e}{n^2 e^3} (\vec{j} \cdot \vec{\nabla}) \vec{j} \\ &\stackrel{\text{1er orden}}{\approx} -\vec{V} \times \vec{B} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{ne} + \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \end{aligned} \quad (19)$$

Combinando las ecuaciones (17) y (19) y suponiendo que las perturbaciones en el flujo y la corriente están descritas como una onda plana,

$$\left. \begin{aligned} -i\omega m_i n_e \vec{V} &= \vec{j} \times \vec{B} \\ \vec{E} &= -\vec{V} \times \vec{B} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{ne} - i \frac{\omega m_e}{ne^2} \vec{j} \end{aligned} \right\} \Rightarrow i\omega \varepsilon_0 \vec{E} = \frac{\omega^2 \vec{j} + i\omega \frac{e}{m_e} \vec{j} \times \vec{B} - \frac{e^2}{m_e m_i} \vec{B} \times (\vec{j} \times \vec{B})}{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (20)$$

Reescribiendo usando las definiciones de frecuencia ciclotrónica de electrones e iones (2), la frecuencia del plasma (6), y el vector unitario $\hat{B} = \vec{B}/|B|$

$$i\omega \varepsilon_0 \vec{E} = \frac{\omega^2 \vec{j} - i\omega \omega_{c,e} \vec{j} \times \hat{B} + \omega_{c,e} \omega_{c,i} \hat{B} \times (\vec{j} \times \hat{B})}{\omega_{p,e}^2} \quad (21)$$

Sabiendo que el tensor de conductividad eléctrica ($\underline{\sigma}$) relaciona la corriente eléctrica con el campo eléctrico (en un medio anisótropo) tal que $\vec{j} = \underline{\sigma} \cdot \vec{E}$, de la ecuación (21) se puede liberar la expresión del tensor de conductividad. Este será diagonal cuando la base esté compuesta por un vector paralelo al campo magnético (suponiendo que el campo magnético está en la dirección del eje z)

$$\hat{e}_{\parallel} = \hat{z} \quad j_{\parallel} = i\omega \varepsilon_0 \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2} E_{\parallel} \quad (22)$$

y por dos vectores de polarización circular perpendiculares al campo magnético

$$\hat{e}_{\pm} = \frac{\hat{x} \pm i\hat{y}}{\sqrt{2}} \quad j_{\pm} = i\omega \varepsilon_0 \left(\frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2 \pm \omega \omega_{c,e} + \omega_{c,e} \omega_{c,i}} \right) E_{\pm} \quad (23)$$

Por último, el tensor de conductividad eléctrica y el tensor de permitividad relativa están relacionados mediante:

$$\underline{\varepsilon}_r = \mathbb{1} + \frac{i\underline{\sigma}}{\varepsilon_0 \omega} \quad (24)$$

Así que llevando a cabo el cálculo realizando un cambio de base (para conseguir el tensor de permitividad relativa en coordenadas cartesianas) [10]

$$\underline{\varepsilon}_r = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} \quad \left\{ \begin{aligned} \varepsilon_1 &= 1 + \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega_{c,e}^2 - \omega^2} \\ \varepsilon_2 &= \frac{\omega_{c,e}}{\omega} \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega_{c,e}^2 - \omega^2} \\ \varepsilon_3 &= 1 - \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2} \end{aligned} \right. \quad (25)$$

Como puede observarse en el tensor de permitividad relativa, la frecuencia de corte se mantiene en el eje paralelo al campo magnético; además, el resto de los ejes podrán tener también una permitividad relativa negativa (que dependerá de la dirección de la onda electromagnética y de las características del plasma) [40]. Mediante este modelo ligeramente más completo (que asume un magnetoplasma frío y sin colisiones, y esperamos que un plasma ECR pueda ser templado y con colisiones) se puede observar que también existe la posibilidad de una permitividad relativa superior a la unidad, incluso una permitividad que tiende al infinito. Las frecuencias en las que la permitividad demuestra este comportamiento son conocidas como resonancias, y el plasma absorberá toda la onda electromagnética incidente (bajo este modelo).

3.4. Ondas de Langmuir y Bernstein

En los fenómenos analizados hasta ahora, se ha supuesto que la velocidad térmica de los electrones es nula en comparación con la velocidad de las ondas que lo fueran a atravesar; en el caso de asumir que esto no fuera a ser correcto (y como se ha observado en el estudio de la permitividad relativa, las velocidades de fase pueden reducirse mucho si la permitividad aumenta), las interacciones entre las ondas electromagnéticas y el movimiento térmico de los electrones podría generar perturbaciones electrostáticas (perturbaciones ES). Estas ondas ES no serán ondas electromagnéticas así que el estudio realizado en el punto anterior no será válido para perturbaciones de este estilo, en las que por definición la dirección del vector de onda \vec{k} y la dirección de la perturbación del campo eléctrico \vec{E} serán paralelas.

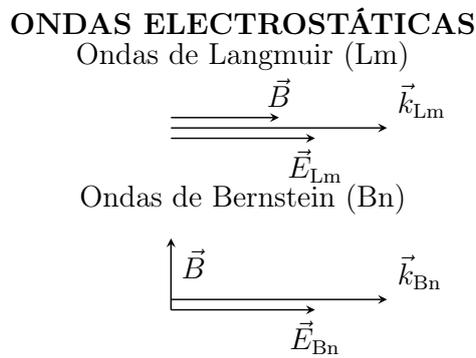


Figura 4: Diagramas cualitativos de dos posibles ondas electrostáticas del plasma (Ondas de Langmuir y Bernstein)

Dentro de las posibles ondas electrostáticas generadas en el interior de un magnetoplasma (que podrían tener una dirección arbitraria), los casos particulares en los que se cumple $\vec{E} \parallel \vec{B}$ (ondas de Langmuir) o $\vec{E} \perp \vec{B}$ (Ondas de Bernstein) fueron estudiadas por Bhom y Gross [41] y Bernstein [42] respectivamente (véase Figura 4). En estos tratados teóricos se presentó la posibilidad de que las oscilaciones del plasma pudieran generarse en un lugar del plasma y que pudieran perturbar el estado de otras partículas situadas lo suficientemente lejos como para que el apantallamiento de los electrones impidiera la transmisión de ondas electromagnéticas, pero permitiera la transmisión de ondas electrostáticas debido al movimiento térmico de los electrones[10].

Además, cuando la perturbación del campo electromagnético en el borde de un plasma sea elevada, el movimiento de los electrones no podrá escribirse como un senoide (la aproximación de pequeña oscilación no será válida) y los electrones pueden verse atrapados dentro de los pozos de potencial de la onda electromagnética debido a una velocidad térmica no nula; una vez atrapados por la onda, podrán ponerse a oscilar alrededor del punto de mínimo potencial como se observa en la Figura 5. Estas oscilaciones, a su vez podrán ser transmitidas al resto del plasma mediante ondas electrostáticas, perturbando el resto del medio.

De esta forma, aunque la onda electromagnética no pueda incidir directamente sobre una zona del plasma, las ondas electrostáticas son capaces de transmitir la energía de la onda incidente a esta zona mediante métodos no lineales. Esta transmisión de energía será

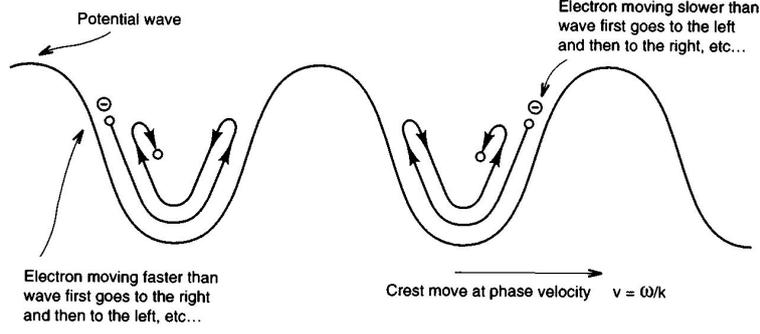


Figura 5: Potencial de una onda incidente atrapando partículas cargadas (pseudopotenciales de Gaponov y Miller); adaptado de [10]

especialmente eficaz cuando el ratio de velocidad de fase de la onda electromagnética con su frecuencia sea un múltiplo entero del ratio entre velocidad térmica de los electrones y la frecuencia de oscilaciones internas [10]:

$$p \frac{v_{\text{fase,RF}}}{\omega_{\text{RF}}} = \frac{v_{\text{térmica,e}}}{\omega_{\text{interna}}} \quad : \quad p \in \mathbb{N} \quad (26)$$

3.5. Ondas de Alfvén

En la sección 3.3 se han introducido las ecuaciones magnetohidrodinámicas para analizar el efecto que el magnetoplasma tiene sobre una onda electromagnética incidente. Sin embargo, las suposiciones hechas para la obtención de esos resultados (describir el plasma como un fluido conductor, con las variables de densidad velocidad y presión propias de un fluido) invitan a suponer que existen también ondas análogas a las del sonido pero que se transmiten a través del magnetoplasma. Estas ondas son conocidas como *ondas magnetohidrodinámicas* u ondas de *Alfvén*.

Por un lado, partiendo de las ecuaciones de Maxwell y de la ley de Ohm para un fluido en movimiento se puede obtener la siguiente expresión:

$$\left. \begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{J} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{J} &= \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu\sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \\ \Rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu\sigma(\vec{\nabla} \times \vec{E} + \vec{\nabla} \times \vec{V} \times \vec{B}) \\ \Rightarrow \nabla(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} &= \mu\sigma\left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times \vec{V} \times \vec{B}\right) \\ \Rightarrow \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 \vec{B} + \vec{\nabla} \times \vec{V} \times \vec{B} \end{aligned} \quad (27)$$

Por otro lado, la ecuaciones MHD (12a) y (12b) pueden ser escritas para un único fluido conductor e incluyendo como fuerzas sufridas por este las diferencias de presión y

la densidad de fuerza magnética $\vec{J} \times \vec{B} = -\vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}/\mu)$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}) = 0 \quad (28a)$$

$$n \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + n (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = -\vec{\nabla} p - \frac{1}{\mu} \vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (28b)$$

donde n , \vec{V} , y p son la densidad, velocidad, y presión del fluido, y \vec{B} es el campo magnético presente en el plasma. Utilizando la propiedad vectorial

$$\vec{a} \times (\vec{\nabla} \times \vec{b}) = \vec{\nabla}(\vec{a} \cdot \vec{b}) - (\vec{a} \cdot \vec{\nabla})\vec{b}$$

la aportación de la fuerza magnética puede reescribirse y la ecuación (28b) quedaría

$$n \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + n (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = -\vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{B}^2}{2\mu} \right) + \frac{\vec{B} \cdot \vec{\nabla}}{\mu} \vec{B} \quad (29)$$

Como es de esperar, en ausencia de un campo magnético la respuesta será la de un fluido, y por lo tanto se espera que las perturbaciones longitudinales de presión (ondas de sonido) puedan atravesar el medio debido a la aportación $\vec{\nabla} p$ en la ecuación (29). Al introducir el efecto del campo magnético, la aparición de $\vec{\nabla}(\vec{B}^2/2\mu)$ invita a suponer que existirán ondas MHD longitudinales en el plasma. Suponiendo que las perturbaciones del plasma son pequeñas, el campo magnético, densidad, y velocidad del fluido pueden escribirse como variaciones entorno a unos valores constantes de equilibrio, y sustituir estas expresiones en (27), (28a) y (29) (escribiendo únicamente el primer orden de perturbación):

$$\left. \begin{array}{l} \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(\vec{x}, t) \\ n = n_0 + n_1(\vec{x}, t) \\ \vec{V} = \vec{V}_1(\vec{x}, t) \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_1 = 0 \\ n_0 \frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} + \frac{p}{n_0} \vec{\nabla} n_1 + \frac{\vec{B}_0}{\mu} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) = 0 \\ \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} - \vec{\nabla} \times (\vec{V}_1 \times \vec{B}_0) = 0 \end{array} \right. \quad (30)$$

donde mediante el subíndice "0" se representan los valores en equilibrio y mediante el subíndice "1" los valores de las variaciones pequeñas. Definiendo la velocidad vectorial de Alfvén y la velocidad del sonido en el medio como:

$$\vec{V}_A = \frac{\vec{B}_0}{\sqrt{\mu n_0}} \quad \text{y} \quad V_s = \frac{p}{n_0} \quad (31)$$

y suponiendo que la perturbación de la velocidad de flujo puede ser descrita como una onda plana ($\vec{V}_1(\vec{x}, t) = \vec{V}_1 e^{i\vec{k} \cdot \vec{x} - i\omega t}$), las tres ecuaciones de (30) pueden unificarse como:

$$-\omega^2 \vec{V}_1 + (V_s^2 + V_A^2)(\vec{k} \cdot \vec{V}_1)\vec{k} + \vec{V}_A \cdot \vec{k} \left[(\vec{V}_A \cdot \vec{k})\vec{V}_1 - (\vec{V}_A \cdot \vec{V}_1)\vec{k} - (\vec{k} \cdot \vec{V}_1)\vec{V}_A \right] = 0 \quad (32)$$

Esta ecuación engloba la dispersión de ondas que puede suceder en el magnetoplasma; la propagación de una onda en una dirección arbitraria puede resultar engorrosa, pero resulta sencilla de calcular en los siguientes tres casos [43]:

• $\vec{k} \perp \vec{B}_0$: la solución es una onda magnetosónica longitudinal con velocidad de fase

$$v_p = \frac{\omega}{k} = \sqrt{V_s^2 + V_A^2}.$$

Las líneas de campo magnético no se verán curvadas pero sufrirán compresiones y rarefacciones en la dirección de \vec{k} (véase Figura 6a)

- $\vec{k} \parallel \vec{B}_0 \parallel \vec{V}_1$: onda acústica longitudinal con velocidad de fase

$$v_p = \frac{\omega}{k} = V_s.$$

No afectará al campo magnético

- $\vec{k} \parallel \vec{B}_0 \perp \vec{V}_1$: onda magnetohidrodinámica transversal (conocida a veces como simplemente *onda de Alfvén*) con velocidad de fase

$$v_p = \frac{\omega}{k} = V_A.$$

Las líneas de fuerza oscilarán perpendicularmente al campo magnético original a lo largo de este (véase Figura 6b)

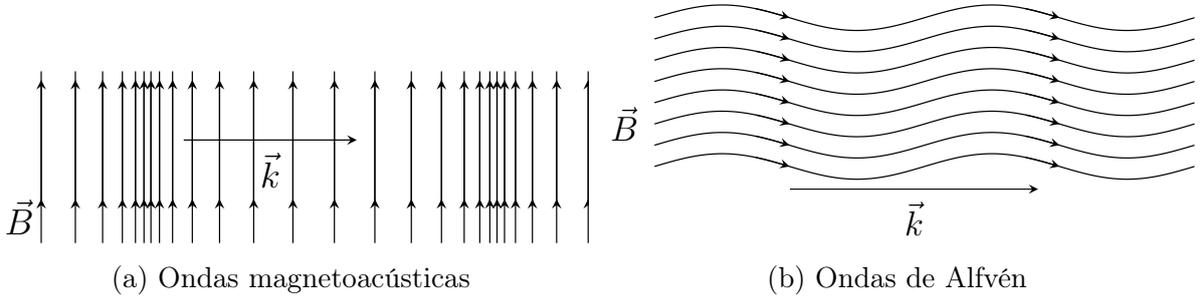


Figura 6: Diagramas del efecto que las ondas magnetohidrodinámicas tienen sobre el campo magnético del plasma

3.6. Oscilaciones en la ionización

Otra de las suposiciones principales que se ha dado por hecho hasta ahora ha sido que la ionización del plasma es constante. Se ha supuesto que, en la etapa de encendido del plasma, la ionización pasa de ser nula a un nivel de ionización con densidades de electrones e iones de n_e y n_i constantes (o al menos que una vez transcurrido el suficiente tiempo estos valores se estabilizarían). Esta aproximación ha sido puesta en duda teórica y experimentalmente por diversos grupos [34, 44, 45], y se ha encontrado que el nivel de ionización del plasma oscila. Estas oscilaciones han sido bautizadas como modo de respiración ("*breathing mode*") y como fluctuaciones de "Depredador-y-Presa" ("*predator and prey fluctuations*") por su similitud al sistema de ecuaciones diferenciales de Lotka–Volterra que predice la población de lobos y conejos (entre otras muchas variantes del problema).

El modelo analítico capaz de explicar el origen de estas oscilaciones se basa en escribir las ecuaciones que gobiernan las densidades de partículas ionizadas n_i y sin ionizar n_n :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \kappa n_i n_n - n_i \frac{D_i}{L} \quad (33a) \quad \frac{\partial n_n}{\partial t} = -\kappa n_i n_n + n_n \frac{D_n}{L} \quad (33b)$$

donde κ será el coeficiente de ionización (con dependencia implícita con la temperatura de los electrones $\kappa(T_e)$, según Fife *et al.* [45]) y D_i y D_n los coeficientes de difusión

ambipolar y neutral respectivamente. Suponiendo que la mayor difusión de partículas en el caso ambipolar sucede en la dirección perpendicular al campo magnético, ambos coeficientes de difusión pueden escribirse como [34]:

$$D_i \approx D_{\perp,e} = \frac{k_B T_e \nu_{e,n}}{m_i \omega_{c,e}^2} \quad (34a)$$

$$D_n = \frac{k_B T_n}{m_n \nu_{n,n}} \quad (34b)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, T_e , m_e y T_n , m_n las temperaturas y masas de electrones y partículas neutras, y $\nu_{e,n}$ y $\nu_{n,n}$ la frecuencia de colisiones entre electrones y partículas neutras y partículas neutras entre si. Para realizar un análisis de primer orden de las variaciones de las densidades, se supondrá que estas varían con una respuesta lineal dada por

$$n_i = n_{i,0} + n'_i \quad (35a)$$

$$n_n = n_{n,0} + n'_n \quad (35b)$$

donde el subíndice "0" se ha utilizado para denotar el valor que se obtiene en el equilibrio y el apóstrofe para denotar la perturbación lineal. Introduciendo ambas aproximaciones lineales en las expresiones (33a) y (33b) y aproximando a orden cero y a primer orden se obtiene:

$$\text{Orden 0} \rightarrow \begin{cases} \kappa n_{i,0} n_{n,0} - n_{i,0} \frac{D_i}{L} = 0 & \Rightarrow \kappa n_{n,0} = \frac{D_i}{L} & (36a) \\ -\kappa n_{i,0} n_{n,0} - n_{n,0} \frac{D_n}{L} = 0 & \Rightarrow \kappa n_{i,0} = \frac{D_n}{L} & (36b) \end{cases}$$

$$\text{Orden 1} \rightarrow \begin{cases} \frac{\partial n'_i}{\partial t} = \kappa n_i (n_{n,0} + n'_n) - n_i \frac{D_i}{L} & \stackrel{(36a)}{\Rightarrow} \frac{\partial n'_i}{\partial t} = \kappa n_{i,0} n'_n & (37a) \\ \frac{\partial n'_n}{\partial t} = \kappa n_n (n_{i,0} + n'_i) - n_n \frac{D_n}{L} & \stackrel{(36b)}{\Rightarrow} \frac{\partial n'_n}{\partial t} = \kappa n_{n,0} n'_i & (37b) \end{cases}$$

y combinando las ecuaciones (37a) y (37b) se consigue un oscilador armónico,

$$\frac{\partial n'_i}{\partial t} + \kappa^2 n_{i,0} n_{n,0} n'_i = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega = (\kappa^2 n_{i,0} n_{n,0})^{1/2} \stackrel{(36a),(36b)}{\Rightarrow} \omega = \frac{\sqrt{D_i D_n}}{L} \quad (38)$$

Mediante esta linealización se observa que las variaciones en la densidad de partículas ionizadas oscila siguiendo la respuesta de un oscilador armónico simple. Estas oscilaciones diferirán de las de un oscilador armónico cuando las variaciones sean mayores, pero, al igual que las ecuaciones de Lotka-Volterra, mostrarán una periodicidad que podrá ser detectada mediante la instrumentación necesaria.

4. Equipo experimental y toma de datos

La cámara de plasma utilizada en el proyecto LINAC7 ha sido construida a partir de una guía de onda circular con ambos extremos sellados y diseñada para tener una frecuencia de resonancia de 3 GHz. Uno de los extremos cuenta con un antena en forma de "L" donde uno de los largos de la antena coincide con el eje axial de la cámara y un orificio para introducir el gas a la cámara; el otro extremo está sellado con una tapa de hierro dulce que formará parte de la etapa de extracción de iones y cuenta con un orificio

en el centro para llevar a cabo ese propósito. A lo largo del cilindro se cuenta con 8 grupos de imanes permanentes preparados con una disposición de Halbach que generarán el campo magnético necesario en el interior de éste.

Debido a la ruptura de simetría cilíndrica introducida por la antena y las paredes de la cámara, el modo de excitación más bajo de la cavidad será el modo TE_{111} , y por lo tanto el campo eléctrico dispondrá de aportaciones axiales y radiales (véase Figura 7a). Además, debido a las tolerancias del proceso de fabricación y a las no idealidades de la cavidad, la frecuencia de resonancia no se sitúa en los 3 GHz de diseño, sino en 2.987 GHz y con una resonancia muy cerca de esta, a 2.975 GHz (véase Figura 7b).

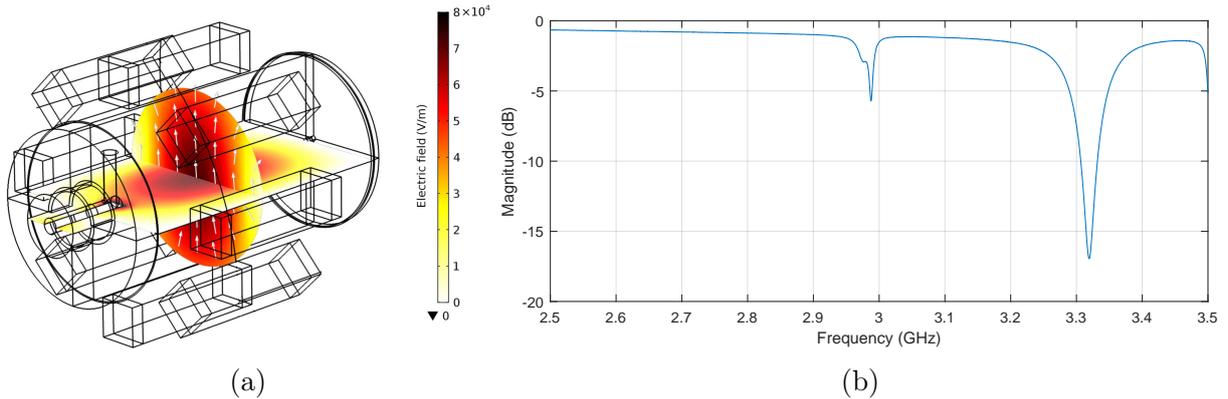


Figura 7: Simulación del campo eléctrico generado en el interior de la cámara excitando el modo TE_{111} , a 3 GHz (adaptado de [46]) y el valor experimental del parámetro de scattering S_{11} .

Por otro lado, cuando se encienda el plasma en el interior de la cámara, los campos eléctricos de toda la cavidad se verán afectados (como se observó teóricamente y mediante simulaciones en el trabajo de Mou *et al.* [47] e indirectamente 49 años antes en las mediciones experimentales de Musil *et al.* [48]) por lo que las simulaciones y medidas realizadas no serán una imagen real del estado de la cámara. En el interior de ésta, además de un plasma que modificará el campo eléctrico del modo fundamental, se encontrará un plasma que puede convertir las ondas electromagnéticas incidentes en ondas electrostáticas de forma no lineal (por lo que las ondas electrostáticas finales podrán tener frecuencias iguales a la suma entre cualquier armónico de cualquiera de las señales presentes en ese punto del plasma), transmitirse a lo largo de este, y volver a convertirse en una onda electromagnética mediante los mismos métodos no lineales (de forma que la frecuencia de la onda electromagnética final puede tener muchos valores posibles). Debido a que el plasma afectará al modo fundamental de la cavidad y generará una serie de ondas electromagnéticas que pueden guardar información sobre el fenómeno no lineal que las ha generado, el estudio de la onda incidente y reflejada debería poder servir para predecir el estado del plasma.

Debido a que para poder analizar el efecto que el plasma impone sobre el estado fundamental de la cámara es necesaria la información de las ondas incidente y reflejada al mismo tiempo, se ha llevado a cabo el montaje descrito en la Figura 8, usando el cual se han medido la potencia incidente, la potencia reflejada, la fase entre las frecuencias con mayor amplitud y el espectro de la onda reflejada.

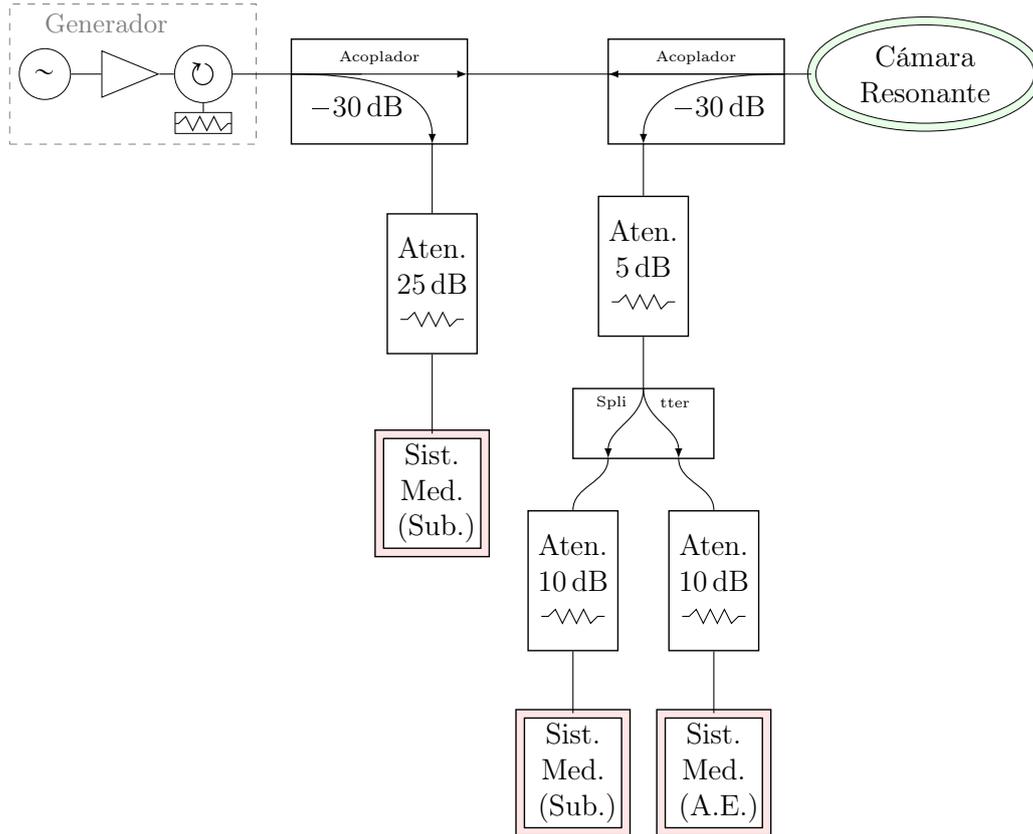


Figura 8: Esquema del montaje realizado para la toma de datos. Dentro del elemento nombrado como generador se incluyen el generador de señal SSG 3032X, un amplificador de potencia AM87-3S-47-57R, un circulatorio y una carga adaptada para disipar la señal que sea introducida al elemento nombrado como generador. Los dos acopladores direccionales utilizados (Pasternack PE2227-30) disponen de un factor de acoplamiento de 30 dB. Los atenuadores utilizados han sido introducidos para garantizar que la señal que llegara a los componentes posteriores no pudiera superar en ningún caso unos umbrales de seguridad. El divisor de señal o splitter (ZFRSC-123-S+) se ha usado para duplicar la señal reflejada y que ésta pueda ser analizada mediante el analizador de espectros (A.E.) y por los sistemas de medición mediante submuestreo (Sub.) propuestos en el TFG de Ingeniería Electrónica realizada de forma paralela [49].

Además de las mediciones tomadas de la onda incidente y reflejada se han tomado medidas de la luminosidad del plasma (mediante una videocámara que se encuentra apuntando a la cavidad y mide la luz visible emitida en el espectro visible) y de la presión.

Para modificar el estado del sistema se han podido cambiar la potencia y frecuencia de la señal introducida desde el generador, así como el flujo de gas introducido a la cámara.

4.1. Transiciones de estado Subdenso-Hiperdenso

Siguiendo los mayores fenómenos observados en la bibliografía, y tratando de replicar los fenómenos estudiados por Mikel Elorza [7, 8], se han tratado de estudiar las situaciones en las que el plasma pasa a un estado inestable en el que genera inestabilidades. El paso

a este estado consiste en un cambio de luminosidad muy notorio al realizar cambios concretos en la potencia o flujo de gas introducido al plasma (como observó Mikel), de forma que el plasma parece sufrir un "cambio de fase".

Las transiciones observadas por Mikel han podido ser replicadas, y se ha observado que ambos estados tienen una respuesta muy diferente en la onda reflejada. Los dos estados observados se nombrarán como estado hiperdenso y estado subdenso (por la hipótesis que se realizará más adelante), y muestran las siguientes características experimentales:

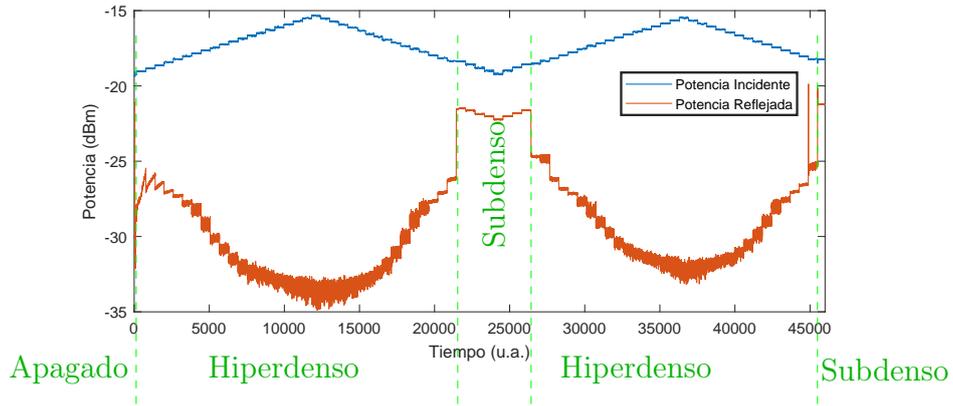
Estado Hiperdenso Es el estado en el que enciende el plasma, y se caracteriza por una alta luminosidad que aumenta con la potencia introducida. En la onda reflejada se muestra como un estado de elevada adaptación en la que la potencia reflejada se reduce conforme se aumenta la potencia incidente (la eficiencia de conversión energética mejora al aumentar la potencia) y con un espectro reflejado en el que se observa únicamente la frecuencia fundamental de la señal inyectada y el primer armónico de esta junto a las modulaciones generadas por el plasma (estudiadas en las secciones 4.2.1, 4.2.2, y 4.2.3). La fase relativa entre la onda incidente y reflejada disminuye al aumentar la potencia introducida a la cámara; la fase relativa y la potencia reflejada parecen demostrar la misma respuesta (no lineal) ante el aumento de la potencia incidente (véase Figura 9).

Estado Subdenso Es el estado que alcanza el plasma al reducirse la potencia, y se caracteriza por una muy baja luminosidad que aumenta muy ligeramente junto a la potencia introducida. En la onda reflejada se muestra como un estado de baja adaptación en la que la potencia reflejada aumenta al aumentar la potencia del generador (la eficiencia de conversión es prácticamente constante) y con un espectro reflejado en el que se observan la mayoría de los armónicos introducidos a la cámara desde la señal incidente. No se han observado modulaciones llamativas en este estado del plasma. La fase entre la onda incidente y reflejada del plasma disminuye al aumentar la potencia, mostrando una respuesta opuesta a la potencia reflejada.

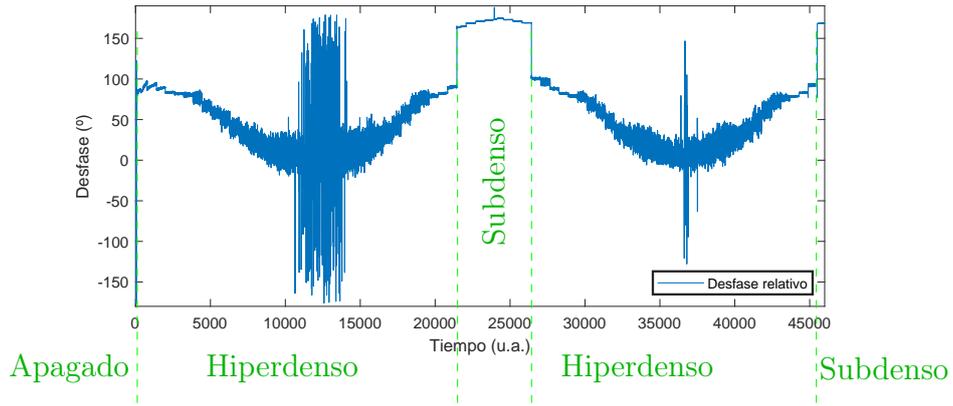
La respuesta de la cámara sin plasma equivale a una fracción constante de la señal introducida, por lo que se puede caracterizar como un coeficiente de reflexión que no tiene dependencia de la potencia introducida.

La aparente similitud en la respuesta electromagnética entre la cámara sin plasma y la cámara con un plasma en un estado subdenso en su interior parece indicar que la interacción entre las ondas electromagnéticas introducidas a la cámara y el plasma es muy débil, por lo que la respuesta es principalmente dictaminada por la respuesta de la cámara (la única excepción a esto es una pequeña variación en la fase relativa entre la onda incidente y reflejada, que en caso de ser una respuesta totalmente delimitada por la respuesta de la cámara debería mantenerse constante). Por otro lado, al hacer el salto al estado hiperdenso, la respuesta del sistema se ve dominada por los fenómenos del plasma, por lo que la interacción entre las ondas electromagnéticas introducidas y el plasma deberá ser mucho mayor.

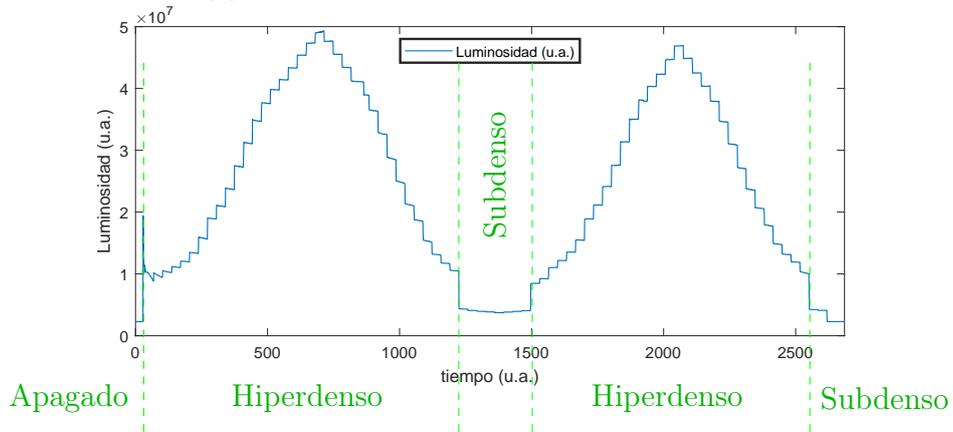
Se ha hipotetizado que esta respuesta (prácticamente dicotómica) se debe a que el plasma cambia de estado en este punto (cambios de estado propuestos en la sección



(a) Potencia incidente y reflejada



(b) Desfase entre onda incidente y reflejada



(c) Luminosidad del Plasma

Figura 9: Mediciones tomadas del plasma al realizar dos barridos de potencia consecutivos, con frecuencia incidente fija a 2.993 GHz, flujo de gas fijo a 3.5 SCCM y potencia con valores entre -6 dBm y -1 dBm (en el generador). Sobre los datos se ha escrito el estado en el que se encontraba el plasma.

3.3), por lo que cada estado se ha nombrado con la misma nomenclatura descrita en ese punto. De ser cierta esta hipótesis, en el estado subdenso las ondas electromagnéticas serían capaces de atravesar el plasma, aunque este tendrá una permitividad cambiante dependiendo de su estado (lo que explicaría el cambio de fase observado entre el plasma apagado y los estados subdensos del plasma). Por otro lado, en caso de encontrarse un plasma hiperdenso la onda electromagnética no podrá penetrarlo, por lo que la respuesta

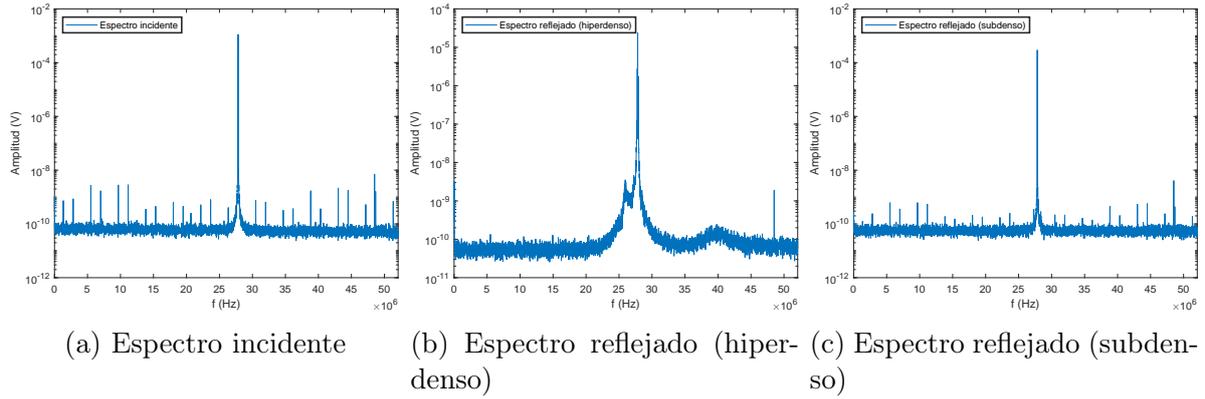


Figura 10: Espectros medidos de la onda incidente y reflejada, tomadas mediante técnicas de submuestreo² y con un promediado de 50 valores.

de la cámara no será la de una cavidad resonante a 3 GHz (lo que explicaría la desaparición de los armónicos menos energéticos) y la conversión de ondas EM a ondas ES generará fenómenos no lineales debido a la fenomenología de las ondas de Langmuir y Bernstein (lo que explicaría la aparición de modulaciones alrededor de la frecuencia reflejada, que en algunas situaciones son tan amplias como la onda reflejada).

Este cambio de respuesta depende de la frecuencia de plasma de los electrones (dado que la frecuencia de RF introducida durante los experimentos se ha mantenido constante en el análisis de las transiciones de fase), que a su vez es proporcional a la raíz de la densidad de electrones ($\omega_{p,e} \propto \sqrt{n}$). Esto implicaría que el mecanismo físico que genera el cambio de estado observado sería el siguiente: El aumento de la potencia introducida en la cámara aumentará la energía promedio de los electrones situados en la zona ECR, por lo que la temperatura de los electrones aumentará, y ésto a su vez aumentará el coeficiente de ionización $\kappa(T_e)$, lo que aumentará el nivel promedio de ionización (ecuaciones (33a) y (33b)); este aumento del nivel de ionización hará aumentar la frecuencia de plasma debido a la relación descrita, por lo que un aumento de la potencia introducida puede llevar a una transición subdenso a hiperdenso.

Al estudiar desde cerca la transición entre los estados subdenso e hiperdenso, se ha observado que el paso a un estado hiperdenso no sucede siempre bajo las mismas condiciones, y que puede darse tiempo después de que se hayan cambiado los parámetros de entrada (se han observado retrasos de milisegundos a decenas de segundos); además se ha observado que un plasma hiperdenso puede pasar a subdenso aún cuando no se haya hecho más que aumentar la potencia desde que ha transicionado al estado hiperdenso (visible en la Figura 11). Según la hipótesis lanzada, dado que la ionización depende de la temperatura, ésta puede tardar en alcanzar el nivel necesario y una perturbación externa (como el cambio repentino de la potencia introducida) puede expulsar los electrones más energéticos, reduciendo la temperatura media de los electrones, y explicando la fenomenología observada.

²Las técnicas aplicadas para la toma de datos están basadas en el submuestreo, por lo que los espectros conseguidos no representan el espectro original sino los artefactos generados por la discretización. El pico central pertenece a 2.993 GHz, y el pico derecho de la Figura 10b al armónico de 5.986 GHz; el resto de ellos pertenecen al resto de armónicos [49].

4.1.1. Transiciones de estado dentro del estado Subdenso

Con el objetivo de analizar las transiciones se han realizado barridos de potencia centrados en el rango de potencias en los que se han observado transiciones. En estos barridos se ha detectado la presencia de un tercer estado (como se puede ver en la Figura 11), similar en características espectrales al estado subdenso pero con un desfase diferente, una potencia reflejada ligeramente inferior, y una luminosidad ligeramente inferior. De forma cualitativa, guarda las características principales del estado subdenso en lo que respecta a la onda reflejada, pero es más cercana al estado hiperdenso en lo que respecta a la potencia reflejada; por esto, a este estado se le ha referido como *estado subdenso Intermedio* a lo largo del trabajo.

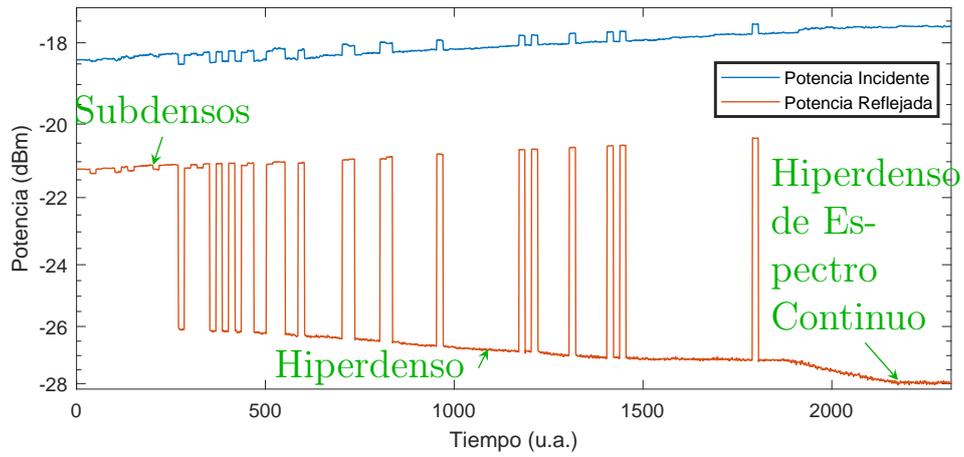
Para garantizar que el plasma transiciona entre dos estados subdensos, se ha tomado el espectrograma de las transiciones; en los estados subdensos esperamos que el espectro tenga una respuesta similar a la de la Figura 10c (muchos picos y muy estrechos), mientras que en el estado hiperdenso se espera algo similar a la Figura 10b (pocos picos pero anchos). El espectrograma se muestra en la Figura 12, y en ella se observa que las transiciones entre estados subdensos no generan las modulaciones laterales características del estado hiperdenso.

Se ha hipotetizado que estas transiciones tienen su origen en el mismo fenómeno de frecuencia de corte observada en las transiciones entre subdenso e hiperdenso, pero afectan únicamente a una dirección concreta del modo normal debido a la anisotropía del plasma. Cuando en la cámara se excita el modo fundamental TE_{111} se generan campos oscilantes tanto en la dirección axial como en la dirección radial de la misma. Por otro lado, como se ha analizado en el modelo simplificado del magnetoplasma, la permitividad del plasma adquiere valores diferentes dependiendo de la dirección (expresión (25)), por lo que es posible que las ondas electromagnéticas que viajan en ciertas direcciones y en ciertas polarizaciones dejen de poder atravesar el plasma antes que otras. Estas transiciones observadas en el estado subdenso del plasma serían entonces diferentes frecuencias de corte alcanzadas por diferentes polarizaciones y direcciones generadas en el modo TE_{111} .

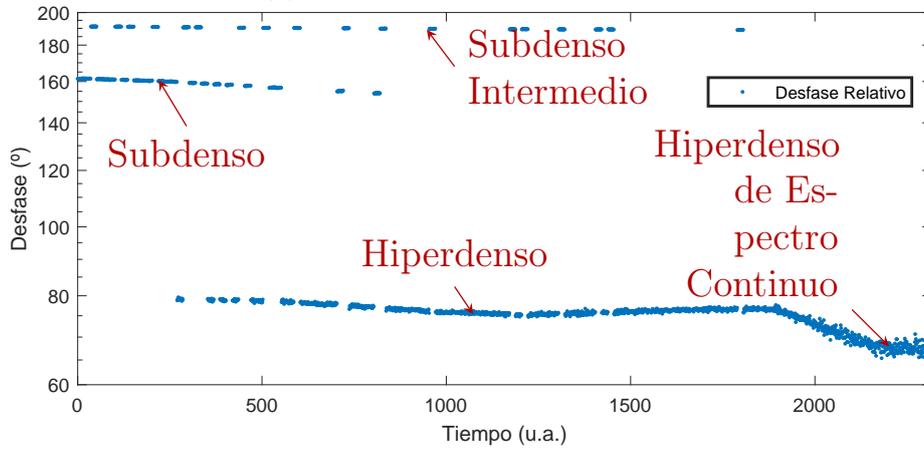
4.1.2. Transiciones de estado dentro del estado Hiperdenso

También han sido observados diferentes estados del plasma dentro del estado hiperdenso. Estos cambios de estado no muestran las transiciones inmediatas mostradas por los fenómenos descritos hasta ahora (transiciones subdenso a subdenso y subdenso a hiperdenso) sino que parecen describir un cambio mucho más gradual. La transición se observa al aumentar la potencia introducida a un plasma hiperdenso, y genera una potencia reflejada y desfase inferior a la tendencia mostrada por el estado hiperdenso de potencias bajas, junto a un aumento de la luminosidad respecto a la tendencia mostrada por la misma en potencias bajas. Además, las modulaciones generadas alrededor de la frecuencia de la onda incidente se pasan de ser picos distinguibles a espectros continuos (véase el espectrograma de la Figura 13). Por ello, este estado ha sido nombrado como *Estado Hiperdenso de Espectro Continuo*.

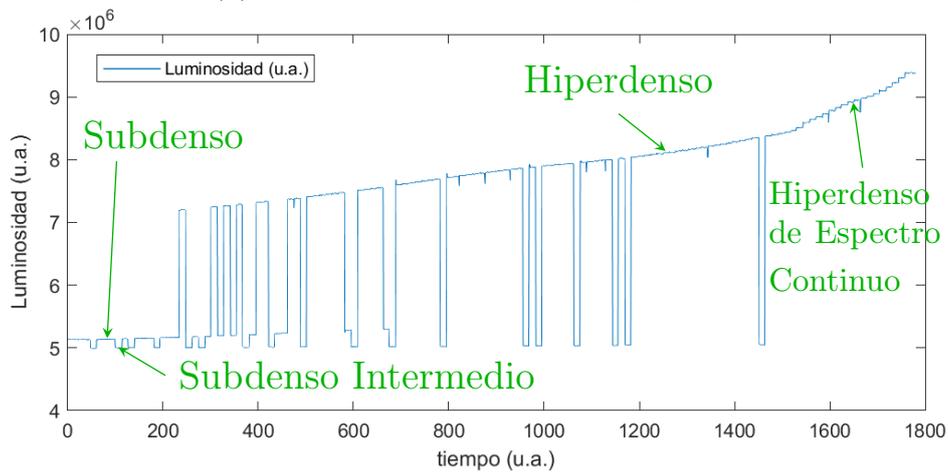
Esta transición es descrita por Geller [10] como consecuencia del "decaimiento para-



(a) Potencia incidente y reflejada



(b) Desfase entre onda incidente y reflejada



(c) Luminosidad del Plasma

Figura 11: Mediciones tomadas del plasma al realizar un barrido creciente de potencia, con frecuencia incidente fija a 2.993 GHz, flujo de gas fijo a 3.5 SCCM y potencia con valores entre -5.3 dBm y -4.1 dBm (en el generador). Sobre los datos se ha escrito el estado en el que se encontraba el plasma.

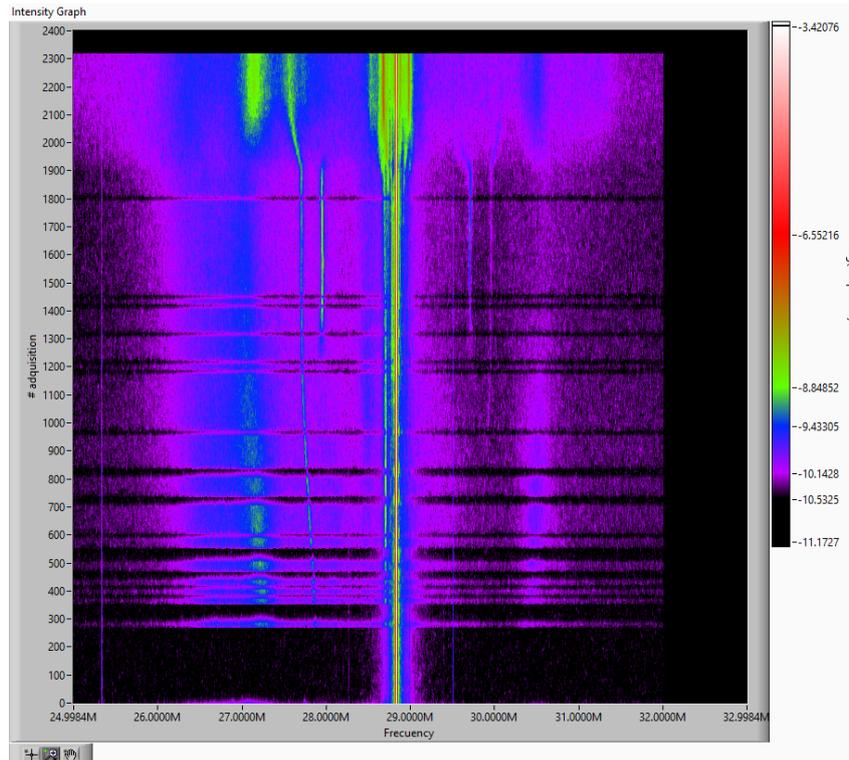


Figura 12: Espectrograma de un barrido de potencia donde se observan transiciones subdenso a subdenso y subdenso a hiperdenso (tomado en el mismo experimento mostrado en la Figura 11). Se observa que en los estados hiperdensos se generan modulaciones alrededor de la frecuencia de la señal introducida a la cámara, mientras que ambos estados subdensos muestran la misma respuesta de la cavidad vacía.

métrico" (nombre usado por Geller para referirse a la fenomenología que acontece en la interacción entre una onda EM y un plasma hiperdenso); según Geller, los fenómenos que rigen el "decaimiento paramétrico" acabarán generando un espectro continuo si se introduce la suficiente potencia (observado en el estado Hiperdenso de Espectro Continuo), generando así un estado de turbulencia con difusiones y resistividad anómalas, colisiones colectivas y fuertes fluctuaciones en los campos. Sin embargo, en bajas potencias sería aún posible la generación de modulaciones a bajas frecuencias (observado en el estado Hiperdenso).

4.2. Modulaciones alrededor de la frecuencia de la onda incidente

Como parte del estudio del estado hiperdenso se han observado modulaciones alrededor de la frecuencia introducida a la cámara. Estas modulaciones tienen su origen en las interacciones no lineales descritas en los apartados 3.4 y 4, y han sido observadas únicamente alrededor de esta frecuencia debido al filtrado de frecuencias bajas que imponen los acopladores direccionales utilizados y a que la frecuencia fundamental introducida a la cámara tiene una amplitud mucho mayor que cualquier armónico de esta señal introducida.

Las modulaciones observadas han sido simétricas alrededor de la frecuencia introducida

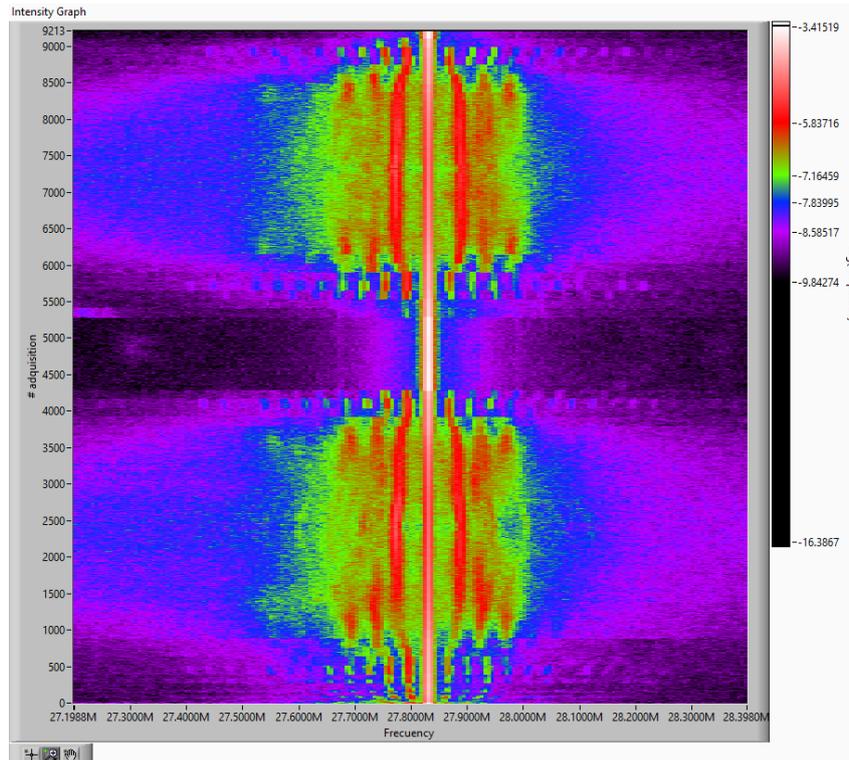


Figura 13: Espectrograma de dos barridos de potencia donde se observan transiciones subdenso a hiperdenso e hiperdenso a hiperdenso (tomado en el mismo experimento mostrado en la Figura 9). Se puede ver que al aumentar mucho la potencia introducida las modulaciones laterales se reducen a un espectro continuo que dispone de un solo máximo, mientras que en potencias bajas se pueden distinguir hasta ocho picos (y no se observa un espectro continuo).

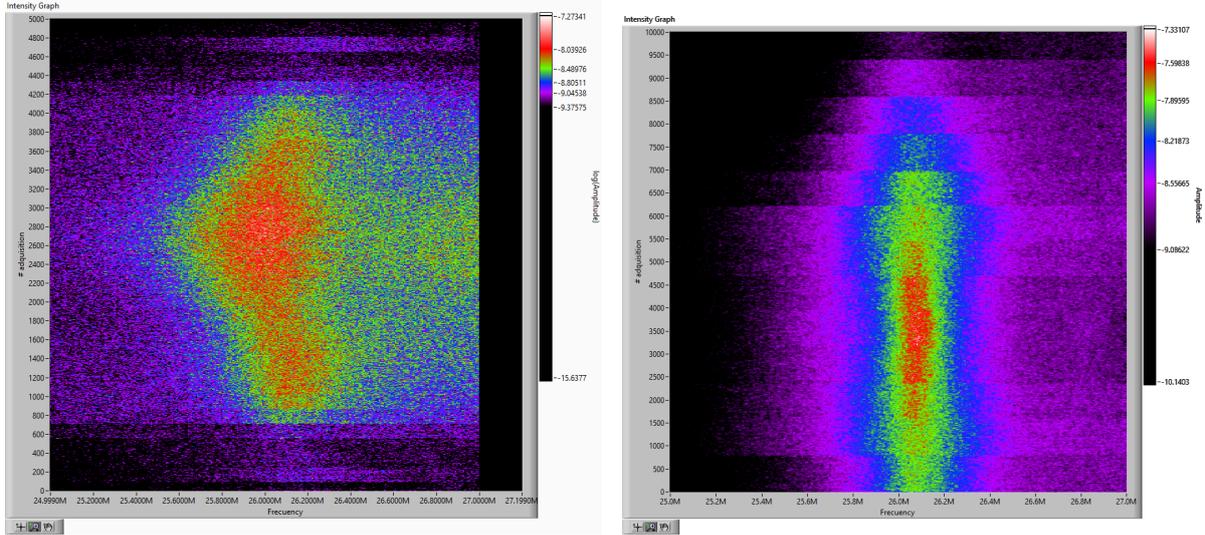
al plasma, y aunque no se han observado fenómenos en uno sólo de los lados se ha visto que ciertas modulaciones con frecuencias inferiores a la de la frecuencia introducida han mostrado una amplitud mayor.

Las modulaciones han mostrado una respuesta muy cambiante a lo largo de los experimentos realizados, por lo que se han catalogado únicamente aquellas modulaciones que se han podido replicar y no parecen mostrar una dinámica transitoria que haga imposible su catalogación en experimentos futuros. Las modulaciones encontradas se han agrupado en tres grupos:

4.2.1. Modulaciones del orden de 900 kHz-1.5 MHz

Se ha observado una modulación de un único pico (con amplitud claramente mayor en la frecuencia inferior a la introducida a la cámara) que genera un espectro continuo a su alrededor (la generación de espectros continuos alrededor de un pico fueron también observados por Toivanen *et al.* [50]). La modulación modifica su frecuencia y amplitud al modificar la potencia introducida en la cámara y el flujo de gas; en la Figura 14 se observa que un aumento de potencia incrementa la frecuencia del fenómeno responsable de la modulación, aumentando ligeramente también la amplitud del mismo, mientras que

un aumento del flujo de gas ha implicado un aumento en la amplitud del fenómeno. El espectro generado alrededor del pico parece mantenerse constante excepto en los casos de gran flujo de gas introducido a la cámara, donde parece reducirse para favorecer el incremento de amplitud del pico



(a) Barrido potencia

(b) Barrido de flujo de gas

Figura 14: Modulación lateral en el rango de 900 kHz-1.5 MHz; el espectrograma a) se ha recogido en el mismo experimento de la Figura 9 y 13 (aunque se ha analizado el primer barrido únicamente). El espectrograma b) se ha conseguido manteniendo la potencia a un valor constante de -2 dBm en el generador y realizando un barrido del flujo de gas introducido.

Debido a la respuesta dada por la modulación (que responde de forma especialmente notoria en el estado hiperdenso de espectro continuo) se ha supuesto que el fenómeno tiene una relación directa con la temperatura de electrones e iones presentes en la cámara (y por consiguiente en el factor de ionización y en el valor estable de densidad de éstos), lo que explica la respuesta que ofrece ante el cambio en potencia y flujo de gas. Por ello, se predice que el fenómeno observado puede tratarse de una onda de Alfvén; La detección de diferentes polarizaciones de ondas de Alfvén ha sido teorizada y realizada por Kumar *et al.*[34], y los resultados obtenidos podrían coincidir con una onda de Alfvén con polarización dextrógira.

4.2.2. Modulaciones del orden de 10 kHz-700 kHz

Han sido observadas modulaciones simétricas respecto a la frecuencia introducida en el rango de 10 kHz-700 kHz en los estados hiperdensos. Concretamente, en el estado hiperdenso se han observado hasta ocho picos por cada lado de la frecuencia introducida con una diferencia de frecuencia igual entre todos ellos (lo que hace concluir que todos ellos pertenecen a un mismo fenómeno que ha sido modulado de forma no lineal con la señal introducida); por otro lado, en el estado hiperdenso de espectro continuo los picos desaparecen rápidamente y dan lugar a un espectro continuo (véase Figura 13).

Esta fenomenología ha sido también observada en el trabajo de Kumar *et al.* [34], por

lo que el mecanismo que la genera será el mismo que en este: una onda de Alfvén. En este caso, y debido a la frecuencia mucho más baja de la modulación, se sospecha que se tratará de una polarización levógira. Asimismo, el comportamiento de estas modulaciones sigue el patrón de un sistema dinámico no lineal que es empujado al caos (teniendo primero armónicos con patrones predefinidos que aumentan en cantidad hasta que acaban en un espectro continuo).

4.2.3. Modulaciones del orden de 0 Hz-2 kHz

Por último también han sido observadas modulaciones en el orden de los 300 Hz, muy similares a los observados por Kumar *et al.* Sin embargo, estas modulaciones también han sido observadas en la señal del generador (vease Figura 15), por lo que se ha descartado que su origen se encuentre en las oscilaciones del nivel de ionización propuestas por este grupo.

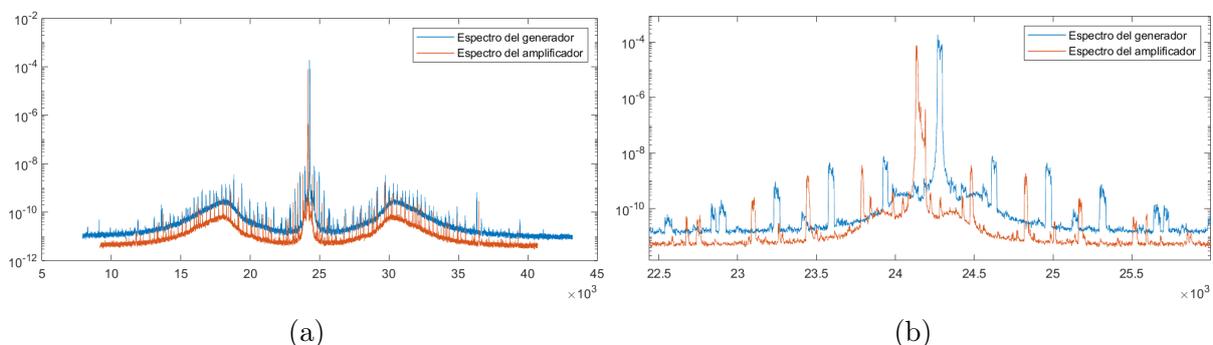


Figura 15: Modulaciones de la señal creada por el generador (2.995 GHz, -5 dBm); en azul la señal del generador y en rojo la señal de salida del amplificador. La Figura a) muestra dos modulaciones a 6.5 KHz de la frecuencia central, y en la Figura b) se pueden observar las modulaciones de 300 Hz con más detalle

Dado que estas oscilaciones estaban presentes en el generador, el hecho de que hayan acabado midiéndose en la onda reflejada no es de extrañar, pero esto no descarta la posibilidad de que existan fluctuaciones en el nivel de ionización. Es posible que estas modulaciones presentes en la onda incidente acaben generando variaciones periódicas en el estado del plasma, entre las que podríamos encontrar oscilaciones en el nivel de ionización.

5. Trabajos futuros

Dado que el sistema de medición parece ser capaz de detectar cierta fenomenología presente en el plasma (aunque el origen de esta fenomenología no pueda garantizarse todavía mediante el uso exclusivo de esta técnica), consideramos que los resultados del trabajo son relevantes y que el método propuesto para medir el estado del plasma es viable. Es por ello, que las posibles continuaciones de este trabajo consistirían en:

- **Estudio del plasma mediante estudio de las ondas incidente y reflejadas:** Podría continuarse el trabajo empezado en este trabajo (y posiblemente reutilizar el montaje experimental que ha sido creado) para realizar un estudio más concienzudo del plasma. Como posibles mejoras a este sistema podrían incorporarse diferentes medidas a las tomadas en este trabajo (como una copa de Faraday para analizar la corriente del haz extraído o un TPIS para estudiar las especies presentes en el haz [21, 51, 52]), o inducir nuevos estados en el plasma mediante pulsos rápidos de potencia, que permitirán aumentar la potencia introducida a la cámara sin arriesgar dañarlo [53]. En este último caso podrían incorporarse el análisis de los fenómenos que acontecen en los primeros instantes tras el encendido y el apagado del plasma (el estudio del plasma residual que se mantiene momentáneamente en la cámara y la forma en la que se desvanece puede ser también estudiada [10][54]).
- **Estudio del estado del haz mediante el estudio de las ondas incidente y reflejada:** Dado que el como parte del proyecto *LINAC7* la cámara de plasma cumple la función de generar un haz de iones, y dado que las características del plasma influyen fuertemente las características del haz [55][56], podría tratarse de estudiar directamente el estado del haz partiendo del montaje propuesto en este trabajo. Inclusive, y dado que este sistema permite una toma de datos en tiempo real, podría tratarse de llevar a cabo un sistema de control que expandiera el sistema ahora presente [57] e implementara correcciones automáticas sobre los parámetros de presión, frecuencia y flujo de gas introducidos a la cámara para tratar de mantener el haz en un estado concreto; sistemas de control de este tipo han sido implementados con mayor y menor éxito para el control exclusivo del plasma ECR [58-62]

6. Conclusiones

El análisis de la onda introducida y el espectro reflejado de una cámara que contiene un plasma ECR ha resultado un método viable para el análisis del estado del plasma. Concretamente, se han conseguido observar cambios de estado entre cuatro estados discretos (nombrados como subdenso, subdenso intermedio, hiperdenso, e hiperdenso de espectro continuo) y modulaciones creadas como consecuencia de los efectos no lineales (conversiones de ondas EM a ondas ES mediante la excitación de ondas de Langmuir y/o Bernstein) de un plasma de estas características. Siguiendo los trabajos de Kumar *et al.* [34] y Biswas [33] se ha hipotetizado que el origen de las inestabilidades observadas son generadas por ondas de Alfvén.

Referencias

- [1] U. Busch, [Revista Argentina de Radiología](#) **80**, 298 (2016).
- [2] A. Seryi, *Particle Accelerators: From Big Bang Physics to Hadron Therapy* (Springer, oct. de 2015).
- [3] E. Tojyo, I. Katayama, S. C. Jeong, M. Oyaizu, H. Ishiyama, H. Kawakami, K. Enomoto y H. Miyatake, [Review of Scientific Instruments](#) **73**, 586 (2002).
- [4] S. Bogomolov, A. Bondarchenko, A. Efremov, Y. Kostyukhov, K. Kuzmenkov, V. Loginov, D. Pugachev y R. Fatkullin, [Journal of Instrumentation](#) **14**, 10.1088/1748-0221/14/01/C01009 (2019).
- [5] J.-M. Wen, S.-X. Peng, H.-T. Ren, T. Zhang, J.-F. Zhang, W.-B. Wu, J. Sun, Z.-Y. Guo y J.-E. Chen, [Chinese Physics B](#) **27**, 055204 (2018).
- [6] J. Feuchtwanger, V. Etxebarria, J. Portilla, J. Jugo, I. Arredondo, I. Badillo, E. Asua, N. Vallis, M. Elorza, B. Alberdi, R. Enparantza, I. Ariz, I. Muñoz, U. Etxebeste e I. Hernandez, [Applied Sciences](#) **12**, 10.3390/app12094118 (2022).
- [7] M. Elorza, “PIT30 protoi-iturriko Hidrogeno plasmaren karakterizazioa metodo ez intrusiboen bidez”, en euskera, Trabajo de fin de Grado (UPV-EHU, 2021).
- [8] M. Elorza, “Modelo global para el estudio del plasma de hidrógeno generado en una fuente de iones ECR”, Trabajo de fin de Master (UPV-EHU, 2022).
- [9] X. Arrieta, “Modelo Eléctrico Equivalente del plasma de una Fuente de Iones de Resonancia Ciclotrónica”, Trabajo de fin de Grado (UPV-EHU, 2021).
- [10] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas* (Routledge, 1996).
- [11] H. Booker, *Cold Plasma Waves*, Developments in electromagnetic theory and applications (M. Nijhoff, 1984).
- [12] T. Stix, *Waves in Plasmas* (American Inst. of Physics, 1992).
- [13] B. S. B. Bhaskar, “Experimental study on kinetic instabilities in electron cyclotron resonance heated plasma”, Tesis Doctoral (Université Grenoble Alpes, 2022).
- [14] F. Rosmej, V. Astapenko y V. Lisitsa, *Plasma Atomic Physics*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Springer International Publishing, 2019).
- [15] G. Guest, *Electron Cyclotron Heating of Plasmas* (Wiley-VCH, 2009).
- [16] V. D. Dougar-Jabon, A. M. Umnov y D. S. Diaz, [Review of Scientific Instruments](#) **73**, 629 (2002).
- [17] I. Kotelnikov, A. Lizunov y Q. Zeng, [Plasma Science and Technology](#) **24**, 015102 (2021).
- [18] M. M. Tsventoukh, [Plasma Physics Reports](#) **36**, 876 (2010).
- [19] V. D. Dugar-Zhabon, A. Umnov y M. T. Murillo-Acevedo, en, [Iteckne](#) **12**, 111 (2015).
- [20] V. Toivanen, B. S. Bhaskar, I. V. Izotov, H. Koivisto y O. Tarvainen, [Review of Scientific Instruments](#) **93**, 013302, 10.1063/5.0075443 (2022).
- [21] S. Jain, M. Tayyab, S. Bagchi, J. Chakera y P. Naik, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#) **708**, 51 (2013).

- [22] J. Feuchtwanger, V. Etxebarria, J. Portilla, J. Jugo, I. Badillo e I. Arredondo, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#) **881**, 44 (2018).
- [23] B. P. Cluggish, L. Zhao y J.-S. Kim, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#) **631**, 111 (2011).
- [24] T. Hender, J. Wesley, J. Bialek, A. Bondeson, A. Boozer, R. Buttery, A. Garofalo, T. Goodman, R. Granetz, Y. Gribov, O. Gruber, M. Gryaznevich, G. Giruzzi, S. Günter, N. Hayashi, P. Helander, C. Hegna, D. Howell, D. Humphreys, G. Huysmans, A. Hyatt, A. Isayama, S. Jardin, Y. Kawano, A. Kellman, C. Kessel, H. Koslowski, R. L. Haye, E. Lazzaro, Y. Liu, V. Lukash, J. Manickam, S. Medvedev, V. Mertens, S. Mirnov, Y. Nakamura, G. Navratil, M. Okabayashi, T. Ozeki, R. Paccagnella, G. Pautasso, F. Porcelli, V. Pustovitov, V. Riccardo, M. Sato, O. Sauter, M. Schaffer, M. Shimada, P. Sonato, E. Strait, M. Sugihara, M. Takechi, A. Turnbull, E. Westerhof, D. Whyte, R. Yoshino, H. Zohm, D. the ITPA MHD y M. C. T. Group, [Nuclear Fusion](#) **47**, S128 (2007).
- [25] S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona, D. Mascali y F. Maimone, [Plasma Science, IEEE Transactions on](#) **36**, 1552 (2008).
- [26] M. Lamoureux, A. Girard, R. Pras, P. Charles, H. Khodja, F. Bourg, J. P. Briand y G. Melin, [Physics of Plasmas](#) **3**, 4307 (1996).
- [27] P.-W. Lee, S.-W. Lee y H.-Y. Chang, [Applied Physics Letters](#) **69**, 2024 (1996).
- [28] K. Kamataki, S.-I. Itoh, Y. Nagashima, S. Inagaki, S. Shinohara, M. Yagi, T. Yamada, Y. Kawai, A. Fujisawa y K. Itoh, [Plasma Physics and Controlled Fusion](#) **50**, 035011 (2008).
- [29] X. Wei, G. Li, X. Pan, Q. Wu e Y. Liu, [Journal of Instrumentation](#) **15**, T04005 (2020).
- [30] S. Vala, R. Kumar, M. Abhangi, R. Kumar y M. Bandyopadhyay, [Journal of Instrumentation](#) **14**, C04006 (2019).
- [31] M. V. Kuzelev y N. G. Orlikovskaya, [Journal of Experimental and Theoretical Physics](#) **123**, 1090 (2016).
- [32] A. Kitagawa, M. Muramatsu, T. Fujita, S. Noriyuki, W. Takasugi, S. Biri, R. Racz y A. G. Drentje, en [20th International workshop on electron cyclotron resonance ion sources](#), PLASMA PHYSICS, FUSION TECHNOLOGY AND PARTICLE ACCELERATORS (2012), pág. 96.
- [33] S. Biswas, R. Pal y A. N. S. Iyengar, en [2011 XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium](#) (2011), 1-4.
- [34] S. Kumar, J. Sharma, P. Sharma, S. Sharma, Y. Mathur, D. Sharma y M. K. Kashyap, [Phys. Rev. Accel. Beams](#) **21**, 093402 (2018).
- [35] A. A. Balmashnov, A. V. Kalashnikov, V. V. Kalashnikov, S. P. Stepina y A. M. Umnov, [Plasma Physics Reports](#) **44**, 626 (2018).
- [36] O. Tarvainen, I. Izotov, D. Mansfeld, V. Skalyga, S. Golubev, T. Kalvas, H. Koivisto, J. Komppula, R. Kronholm, J. Laulainen y V. Toivanen, [Plasma Sources Science and Technology](#) **23**, 025020 (2014).

- [37] O. Tarvainen, H. Koivisto, J. Komppula, V. Toivanen, C. M. Lyneis y M. M. Strohmeier, en [20th International workshop on electron cyclotron resonance ion sources](#), *PARTICLE ACCELERATORS* (2012), pág. 96.
- [38] B. Sun, M. Ochando y D. López-Bruna, en (jul. de 2016).
- [39] B. Isherwood, “Characterization of Electron Cyclotron Resonance Ion Source Instabilities by Charged Particle Diagnostics”, Tesis Doctoral (Michigan State University, 2020).
- [40] R. Fitzpatrick, *Plasma Physics An Introduction* (CRC Press, 2022).
- [41] D. Bohm y E. P. Gross, [Phys. Rev. **75**, 1851 \(1949\)](#).
- [42] I. B. Bernstein, [Phys. Rev. **109**, 10 \(1958\)](#).
- [43] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, 3rd ed. (Wiley, 1999).
- [44] E. Choueiri, [Physics of Plasmas **8**, 10.1063/1.1354644 \(2001\)](#).
- [45] J. Fife, M. Martinez-Sanchez y J. Szabo, en [33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit](#) (jul. de 1997).
- [46] J. Feuchtwanger, V. Etxebarria, J. Portilla, J. Jugo, I. Badillo e I. Arredondo, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **929**, 101 \(2019\)](#).
- [47] H. Mou, Y.-Z. Jin, J. Yang, X. Xia e Y.-L. Fu, [Chinese Physics B **31**, 075202 \(2022\)](#).
- [48] J. Musil, F. Žáček y V. N. Budnikov, [Czechoslovak Journal of Physics B **23**, 736 \(1973\)](#).
- [49] J. Vivas, “Sistema de Adquisición de datos de la onda Incidente y Reflejada en una Fuente de Iones de Resonancia Ciclotrónica”, sin presentar, Trabajo de fin de Grado (UPV-EHU, 2023).
- [50] V. Toivanen, O. Tarvainen, J. Komppula y H. Koivisto, [Journal of Instrumentation **8**, T02005 \(2013\)](#).
- [51] P. Roychowdhury, L. Mishra, H. Kewlani y S. Gharat, [IEEE Transactions on Plasma Science **45**, 665 \(2017\)](#).
- [52] S. Peng, W. Wu, H. Ren, J. Zhang, Y. Xu, A. Zhang, T. Zhang, T. Ma, Y. Jiang, J. Sun, J. Wen, Z. Guo y J. Chen, [Review of Scientific Instruments **90**, 123305, 10.1063/1.5128019 \(2019\)](#).
- [53] H. Kewlani, S. Gharat, J. Mathew, S. Rao, P. Roychowdhury y B. Dikshit, [Journal of Instrumentation **16**, P10018 \(2021\)](#).
- [54] P. Bagryansky, A. Anikeev, G. Denisov, E. Gospodchikov, A. Ivanov, A. Lizunov, Y. Kovalenko, V. Malygin, V. Maximov, O. Korobeinikova, S. Murakhtin, E. Pinzhennin, V. Prikhodko, V. Savkin, A. Shalashov, O. Smolyakova, E. Soldatkina, A. Solomakhin, D. Yakovlev y K. Zaytsev, [Nuclear Fusion **55**, 053009 \(2015\)](#).
- [55] O. Tarvainen, J. Laulainen, J. Komppula, R. Kronholm, T. Kalvas, H. Koivisto, I. Izotov, D. Mansfeld y V. Skalyga, [Review of Scientific Instruments **86**, 023301, 10.1063/1.4906804 \(2015\)](#).
- [56] P. Roychowdhury, L. Mishra, H. Kewlani y S. Gharat, [IEEE Transactions on Plasma Science **45**, 665 \(2017\)](#).

- [57] I. Arredondo, M. Eguiraun, J. Jugo, D. Piso, M. del Campo, T. Poggi, S. Varnasseri, J. Feuchtwanger, J. Bilbao, X. Gonzalez, G. Harper, L. Muguira, R. Miracoli, J. Corres, D. Belver, P. Echevarria, N. Garmendia, P. Gonzalez y V. Etxebarria, en [2014 19th IEEE-NPSS Real Time Conference](#) (2014), 1-4.
- [58] H. Kewlani, P. Roychowdhury, D. Chakravarthy, L. Mishra, S. Gharat y K. Mittal, en [Proceedings of PCaPAC2012](#) (ene. de 2012), 217-218.
- [59] J. Chang, Y. Yuan, W. Zhang, S. An, X. Liu, M. Yue, P. Wang, L. Ge y J. Liu, [IOP Conference Series: Materials Science and Engineering](#) **381**, 012183 (2018).
- [60] X. Liu, W. Zhang, S. An, Y. Guo, J. Chang, P. Wang, Y. Liu, H. Zhao, L. Sun, J. Wu e Y. Chen, [IOP Conference Series: Materials Science and Engineering](#) **381**, 012182 (2018).
- [61] S. Canella, M. Cavenago, G. Delfitto y G. Abrioni, [AIP Conference Proceedings](#) **473**, 360 (1999).
- [62] N. Tpaјnh, L. Vukosavljevic, B. Novaković, D. Cirić, A. Dobrosavljević y D. Mu-nitlak, [SERBIAN JOURNAL OF ELECTRICAL ENGINEERING](#) **13**, 10 . 2298/ [SJEE1603423T](#) (2016).