

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Máster en Física Nuclear



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Modelo global para el estudio del plasma de hidrógeno generado en una fuente de iones ECR

Global model for the study of the hydrogen plasma generated at an ECR ion source

Mikel Elorza Romera

Tutor/es:

Inari Badillo Fernandez

Luis Mario Fraile Prieto

Curso académico 2021-2022

Resumen

En este trabajo se ha desarrollado un modelo global para estudiar el plasma de hidrógeno generado en la fuente de iones ECR denominada PIT30. El modelo permite resolver las densidades de las especies que se generan en el plasma así como la temperatura de los electrones en función de la densidad potencia absorbida por el plasma (P_μ) y la densidad de gas neutro (n_0). En PIT30 se pueden variar la potencia RF transmitida a la fuente y el flujo de hidrógeno, por lo que se ha realizado un estudio para relacionar estos parámetros con P_μ y n_0 , definiendo unos rangos de interés de $P_\mu \sim 10^5 - 10^7 \text{ W/m}^3$ y $n_0 \sim 10^{13} - 4,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Con las simulaciones se han estudiado las fracciones de H^+ , H_2^+ , H_3^+ en el rango de interés, así como la dependencia del resultado frente a cambios en varios parámetros del problema. Por último, se presenta y analiza la viabilidad de un diseño experimental para validar los resultados obtenidos con el modelo global.

Palabras clave: *ECR, fuente de iones, fuente de protones, plasma, plasma de hidrógeno, simulación de plasma, modelo global*

Abstract

In this work, a global model has been developed to study the hydrogen plasma generated in the ECR ion source called PIT30. The model allows solving the densities of the species generated in the plasma as well as the electron temperature as a function of the power density absorbed by the plasma (P_μ) and the neutral gas density (n_0). In PIT30 the RF power transmitted to the source and the hydrogen flux can be varied, so a study has been performed to relate these parameters to P_μ and n_0 , defining ranges of interest of $P_\mu \sim 10^5 - 10^7 \text{ W/m}^3$ and $n_0 \sim 10^{13} - 4.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. With the simulations, the fractions of H^+ , H_2^+ , H_3^+ in the range of interest have been studied, as well as the dependence of the result as a function of changes in various parameters of the problem. Finally, the feasibility of an experimental design to validate the results obtained with the global model is presented and analyzed.

Keywords: *ECR, ion source, proton source, plasma, hydrogen plasma, plasma simulation, global model*

Índice general

1 Introducción y objetivo	3
1.1 LINAC7	4
1.1.1 PIT30	6
2 Modelización del plasma	9
2.1 Modelos globales	9
2.2 Descripción del modelo	10
2.2.1 Condición de neutralidad	10
2.2.2 Balance de partículas	11
2.2.3 Balance energético	19
3 Sistema de ecuaciones y resolución	20
4 Rangos de potencia y densidad de gas	26
4.1 Densidad de potencia.	26
4.2 Densidad de gas	28
4.2.1 Densidad crítica: cota mínima	28
4.2.2 Simulación con <i>Molflow</i> : cota máxima	30
4.2.3 Rango de densidades	34
5 Resultados	35
5.1 Temperatura de los electrones	36
5.2 Densidad de los electrones	37
5.3 Grado de disociación	39
5.4 Densidad de los iones	40
5.5 Contribución de cada reacción	42
5.6 Absorción de potencia	45
5.7 Sensibilidad	46
5.7.1 Volumen del plasma	47
5.7.2 Temperatura iones: T_i	51
5.7.3 Temperatura gas neutro: T_g	54
5.7.4 Coeficiente de recombinación: γ	57
6 Validación experimental del modelo: diseño preliminar	61
6.1 Selección magnética	62
6.2 Transporte en el LEBT	64
7 Conclusiones	70

Capítulo 1

Introducción y objetivo

El estado sólido, el líquido, el gaseoso y el plasma constituyen los cuatro estados de la materia. Una substancia sólida pasa, generalmente, al estado líquido cuando se aumenta la temperatura manteniendo la presión constante. Si se sigue aumentando la temperatura, el líquido se convierte en gas. Y si la temperatura sigue aumentando, las moléculas que forman el gas pueden llegar a descomponerse en átomos individuales, y estos a su vez en partículas cargadas (electrones y iones). Este último estado de la materia es el plasma.

Aunque el plasma sea, quizás, el estado de la materia con el que menos familiarizados estamos, este estado constituye una gran parte de la materia que forma el universo, ya que las estrellas y la mayor parte de la materia interestelar están constituidos por plasmas. Además, también encontramos plasma en lugares tan dispares de la naturaleza como la ionosfera terrestre o en la llama de una cerilla. En la década de 1920 empezaron a hacerse estudios sistemáticos del plasma y con los conocimientos adquiridos desde entonces se ha conseguido obtener plasma de manera controlada en laboratorios de todo el mundo.

Las aplicaciones de los plasmas son múltiples y muy variadas. Se utilizan desde el procesado de materiales para aplicaciones industriales, hasta la investigación de la energía de fusión, pasando por técnicas de esterilización de instrumental médico o aplicaciones agrícolas [1][2][3]. Este trabajo tiene como eje el uso del plasma en la generación de iones para aceleradores de partículas. Más concretamente en la generación de protones en una fuente de iones ECRIS (*Electron cyclotron resonance ion source*) denominada PIT30.

La fuente PIT30 se utiliza para generar los protones que se van a acelerar en el acelerador denominado LINAC7. La corriente de protones que se va a poder acelerar va a estar íntimamente ligada con el plasma que se genera en la fuente. Por lo tanto, entender y simular el plasma es esencial para optimizar el funcionamiento del acelerador. Este trabajo tiene como objetivo desarrollar y ajustar un modelo para simular el plasma generado en esta fuente. Asimismo, también se presenta un posible experimento para poder validar los resultados obtenidos en un futuro.

En este primer capítulo se presenta el proyecto LINAC7 y la fuente PIT30. En el segundo y tercer capítulo se detalla el modelo utilizado para simular el plasma y se explica la resolución de este. El cuarto capítulo se centra en los resultados obtenidos con el modelo, prestando especial atención a la estabilidad del resultado, mientras que en el quinto capítulo se presenta un posible experimento para validar el modelo.

1.1 LINAC7

El objetivo del proyecto LINAC7 consiste en el diseño, desarrollo y construcción de un acelerador lineal de protones de hasta 7 MeV lo más compacto posible. En este proyecto toman parte varios grupos de investigación; por un lado, la Universidad del País Vasco UPV/EHU lidera el proyecto, dotando de los conocimientos teóricos necesarios para llevar a cabo el diseño del acelerador. Asimismo, es responsable de la operación, evaluación y mantenimiento de los componentes. La fundación TEKNIKER, y el grupo EGILE se encargan del diseño y fabricación de componentes especializados para el acelerador.

La energía final de 7 MeV fue escogida porque esta se puede llegar a alcanzar sin el uso de materiales superconductores, lo cual simplifica la complejidad y el coste del proyecto y, por otro lado, esta energía es lo suficientemente alta para múltiples aplicaciones. Por ejemplo, a estas energías se pueden llegar a sintetizar radioisótopos como ^{11}C , ^{13}N o ^{18}F para aplicaciones médicas, se pueden generar neutrones utilizando blancos de litio, e incluso se puede utilizar este acelerador como inyector para instalaciones de mayor energía.

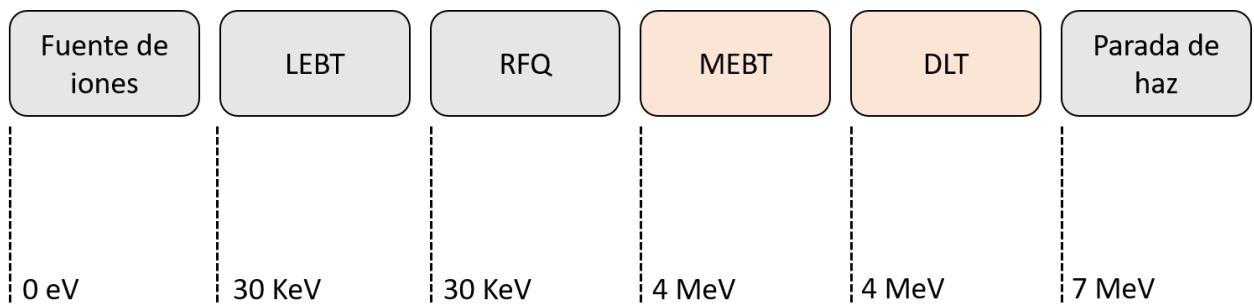


Figura 1.1: Esquema de las etapas previstas de LINAC7 y la energía a la que llega el haz a cada etapa.

Para acelerar los protones hasta la energía final son necesarias varias etapas: algunas de aceleración y otras de transporte. En las primeras, el haz de protones gana energía, mientras que las etapas de transporte perfilan el haz para que sus características sean las adecuadas. En la Figura 1.1 se muestra el esquema de las etapas que están previstas para LINAC7. La primera etapa del acelerador es la fuente de iones. Es aquí donde se crean y se extraen (a 30 KeV) las partículas que se van a acelerar en las etapas posteriores. La fuente de iones está construida y operativa. La siguiente etapa es el *Low Energy Beam Transport* (LEBT por sus siglas en inglés). Esta etapa transporta las partículas desde la fuente de iones hasta la siguiente etapa mediante un enfoque magnético. El LEBT también está construido. La siguiente etapa es el cuadrúpedo de radiofrecuencia (RFQ por sus siglas en inglés), que acelerará los protones hasta una energía de 4 MeV. Un *cold-model* del RFQ ya ha sido construido y está siendo testado. Las siguientes dos etapas aún no están construidas, pero se espera que el haz se transporte mediante una etapa de transporte de media energía (MEBT) y sea acelerado posteriormente mediante un *Drift Tube Linac* o DTL hasta los 7 MeV. Para parar el haz se ha construido un *Beam dump* que detiene las partículas absorbiendo la energía de estas.

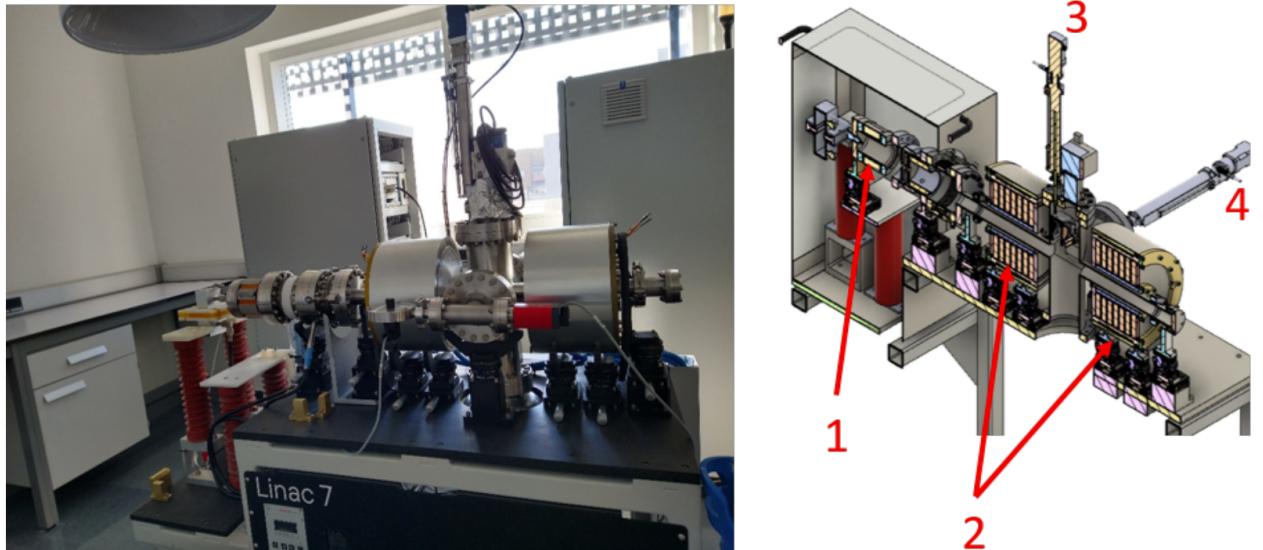


Figura 1.2: Fotografía y sección de CAD que muestra el sistema formado por la fuente de iones y LEBT. **1:** Fuente de iones **2:** Solenoides del LEBT **3:** Copa de Faraday **4:** Pepperpot.

Actualmente, la fuente de iones esta acoplada al LEBT tal y como se puede ver en la Figura 1.2. Tras la fuente de iones (1) hay varios volúmenes por los que pasa el haz hasta llegar al LEBT. El LEBT está constituido por dos solenoides (2) que al pasar una corriente por ellos, generan un campo magnético capaz de enfocar el haz que llega de la fuente (Figura 1.3). Además de estas dos etapas principales, hay dos componentes colocados entre los dos solenoides que permiten hacer un diagnostico del haz. La *copa de Faraday* (3) es un componente que permite medir la corriente del haz que atraviesa el LEBT [4], mientras que el *Pepperpot* permite medir la emitancia [5].

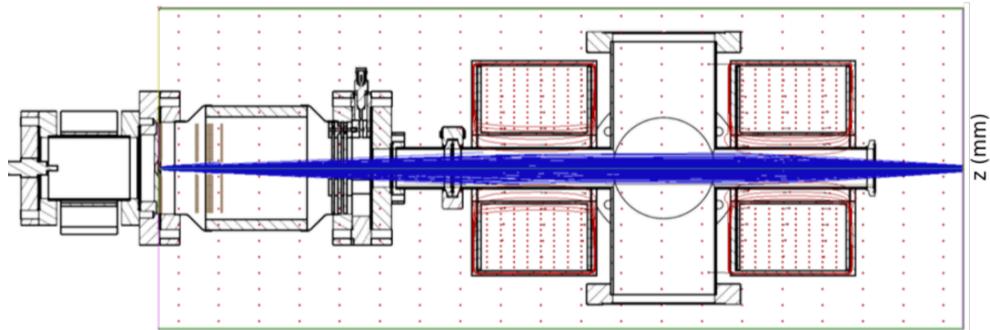


Figura 1.3: Simulación del trasporte del haz desde la extracción de la fuente de iones hasta la salida del LEBT.

Todo el sistema que atraviesa el haz esta en vacío para que las interacciones entre el haz y el aire se minimicen. El vacío se obtiene mediante una bomba *Pfeiffer ACP 15* [6] y *Pfeiffer HiPace 400* [7]. Gracias a dichas bombas se pueden obtener unas presiones de hasta $5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Estas bombas están colocadas entre los dos solenoides (de aquí adelante a esta parte se le llamará *cruz* por su forma característica de cruz). En la cruz también está colocado un sensor de vacío (se puede apreciar en rojo en la Figura 1.2).

1.1.1 PIT30

La primera etapa de cualquier acelerador es la fuente. Aquí se generan las partículas que se van a acelerar en las siguientes etapas. La fuente de iones de LINAC7 se denomina PIT30 (*Protoi Iturri Trinkoa 30 KeV* que en euskara significa *fuente compacta de protones 30 KeV*) [8]. La fuente PIT30 se basa en el fenómeno de la resonancia-ciclotrón de electrones (ECR) para generar plasma, desde el que se pueden extraer iones. Este tipo de fuentes se denominan *Electron Cyclotron Resonance Ion Source* o ECRIS [9].

Para que el fenómeno de ECR pueda ocurrir hacen falta dos componentes: un campo magnético y una excitación electromagnética. En la presencia de un campo magnético, los electrones tenderán a girar a la frecuencia de ciclotrón determinada por el campo magnético.

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (1.1)$$

Donde e y m_e son la carga y masa de los electrones y B la intensidad del campo magnético. Por otro lado, en presencia de una excitación electromagnética, las partículas cargadas tenderán a oscilar a la frecuencia de la excitación f_{EM} . Cuando estas dos frecuencias coinciden ocurre la resonancia ECR.

En las fuentes de iones ECRIS se genera un campo magnético en el interior de la cámara de plasma (ya sea mediante imanes permanentes [10][11] o solenoides [12][13]) y a esta se transmite una excitación electromagnética. Si en el interior de la cámara existe alguna superficie en la que se cumpla la condición $f_{EM} = f_{ce}$ los electrones que atraviesan esta superficie pueden ganar energía suficiente como para liberarse de los átomos y llegar a ionizar el gas de la cámara. De esta forma se consigue separar los átomos en cargas negativas (electrones) y positivas (iones), obteniendo plasma. Los iones generados mediante este proceso pueden ser extraídos desde la cámara de plasma mediante una diferencia de potencial respecto al exterior de la cámara.

La fuente PIT30 está diseñada para resonar a una frecuencia de 3 GHz. De modo que, si una señal de dicha frecuencia se transmite a la cámara de plasma, se excita directamente el modo TE_{111} en el interior de la cámara. Para transmitir esta señal se utiliza una antena de radiofrecuencia (RF).

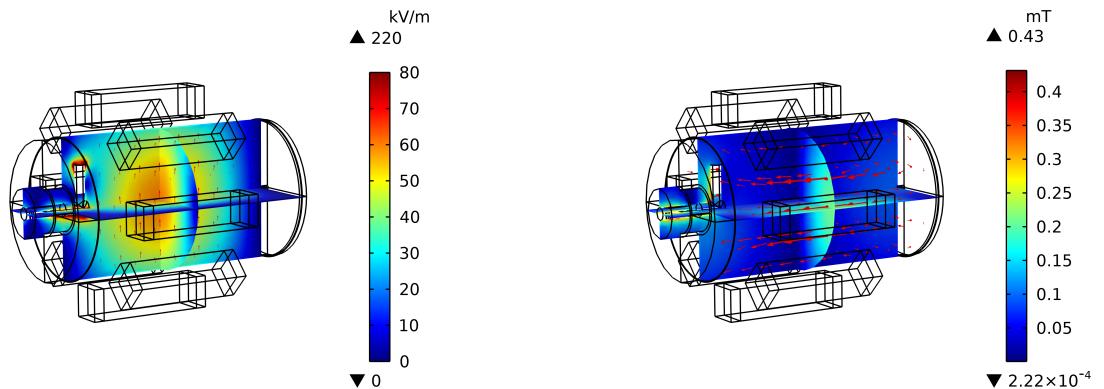


Figura 1.4: Simulación de la excitación eléctrica (izquierda) y magnética (derecha) generada en el interior de la cámara de plasma de PIT30 a 3 GHz.

En la Figura 1.4 se puede ver que se consigue excitar el modo TE_{111} en el interior de la cámara. La señal se transmite mediante un cable coaxial (al puerto que se aprecia la parte izquierda de las imágenes) que acaba en una antena colocada en posición vertical.

Para que ocurra la resonancia ECR la frecuencia f_{ce} tiene que ser de 3 GHZ. Según la ecuación 1.1, esta frecuencia se obtiene con un campo magnético de unos 110 mT. Este campo magnético estático se genera con imanes permanentes N52, de neodimio hierro y boro [14].

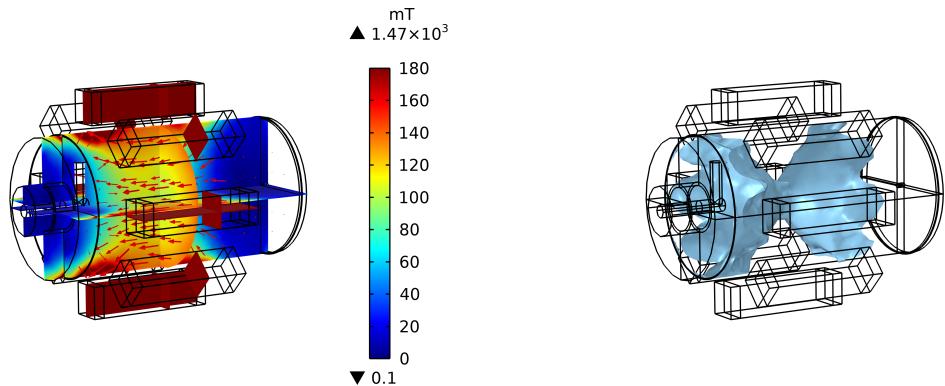


Figura 1.5: Simulación del campo magnético estático en el interior de la cámara de plasma (izquierda) y superficie de resonancia (derecha).

En la Figura 1.5 se puede comprobar que con la estructura escogida de imanes permanentes se obtiene una superficie de resonancia en el interior de la cámara de plasma. Como se ha comentado, los electrones que atravesen esta superficie podrán ganar energía suficiente para liberarse de los átomos, ionizando el gas de la cámara y generando plasma.

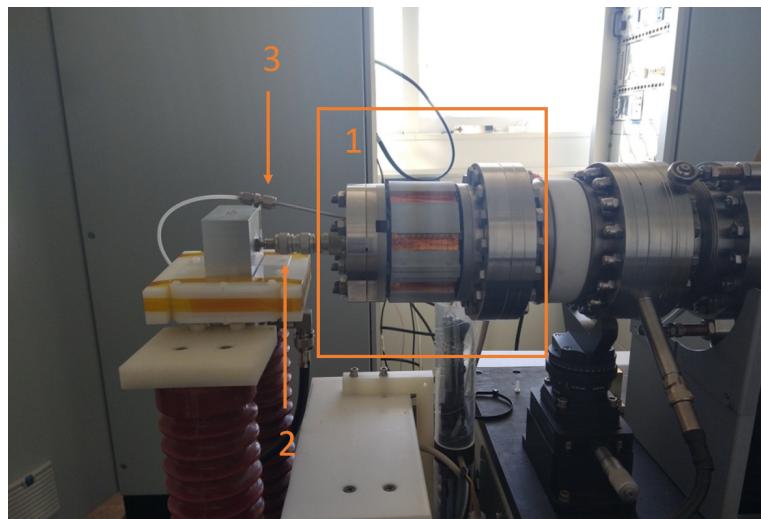


Figura 1.6: Fotografía de la fuente de iones PIT30. **1:** Fuente de iones **2:** Coaxial de excitación **3:** Entrada de gas.

En la Figura 1.6 se puede ver una fotografía de la fuente de iones (1). En esta se puede ver la

estructura de imanes permanentes, colocados horizontalmente (en naranja). Por otro están también indicados el cable coaxial que transmite la excitación electromagnética a la cámara (2) junto con la entrada de gas (3) por la que se hace pasar un flujo de un determinado gas. Dependiendo de los iones que se quieran generar en la fuente se utilizará un gas u otro. En este caso se quieren generar protones (H^+) por lo que se utiliza gas de hidrógeno.

En esta fuente se pueden variar tanto la potencia de la señal transmitida a la cámara (o potencia RF) como el flujo de gas. La potencia se puede variar gracias a un generador de señales que puede generar una señal de potencia variable de hasta 0 dBm (1mW)[15]. Esta señal se amplifica posteriormente mediante un amplificador de ganancia fija. Hasta ahora se ha utilizado un amplificador que permite amplificar la señal del generador hasta 100 W. Recientemente, este se ha sustituido por otro de hasta 500 W. El flujo de hidrógeno se controla con un controlador de flujo [16] que posibilita controlar el flujo de hidrógeno de forma independiente a la temperatura hasta los 5 sccm (centímetro cubico de gas por minuto en condiciones de temperatura y presión de 273K y 1.01bar respectivamente).

El funcionamiento de PIT30 ha sido testado y se ha comprobado que se obtiene plasma para un amplio rango de potencias y flujos de gas. Además del hidrógeno también se ha utilizado helio.

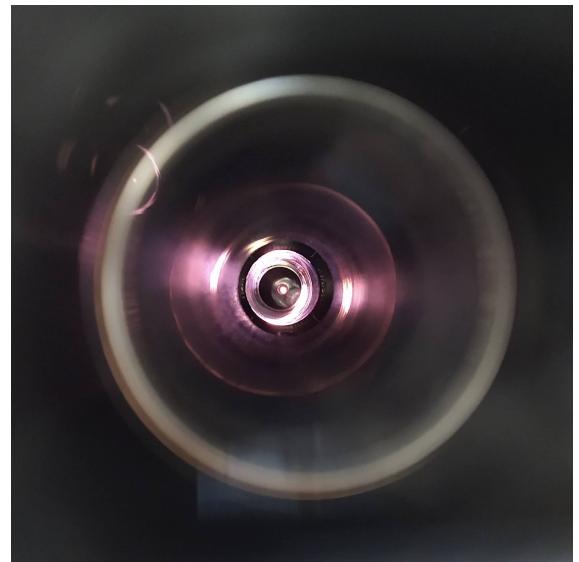
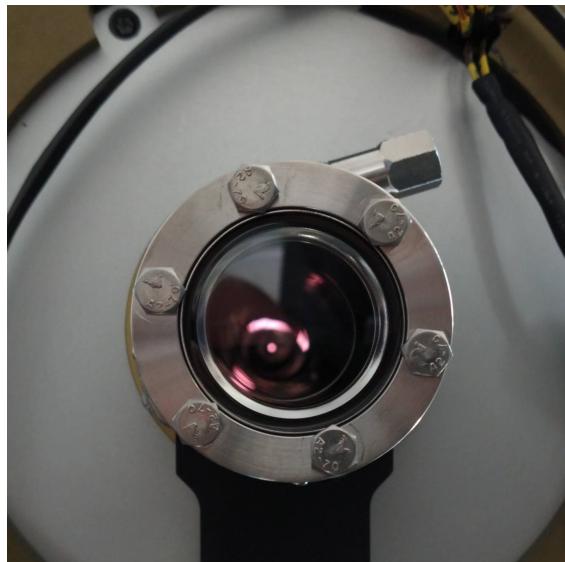


Figura 1.7: Fotos del plasma observado a la salida del LEBT.

En la Figura 1.7 se puede ver el punto luminoso del plasma a través de un puerto de visión colocado a la salida del LEBT (en el extremo izquierdo de la Figura 1.2). Se puede ver el color característico del plasma de hidrógeno producido por las líneas de Balmer de este elemento.

Capítulo 2

Modelización del plasma

Entender y caracterizar el plasma que se genera en las fuentes de iones es esencial para una correcta extracción del haz. En este capítulo se desarrolla un modelo para simular el plasma de hidrógeno de la fuente PIT30.

Dos parámetros clave para clasificar los plasmas son la densidad del plasma y la temperatura. La densidad del plasma da cuenta de la densidad de las partículas ionizadas en un cierto volumen. Como cuando se ioniza un átomo generando un ion también se generan electrones, usualmente se utiliza el término *densidad del plasma* para referirse a la densidad de electrones (n_e). La temperatura de un conjunto de partículas se define con la distribución de energías de dichas partículas. Cuando la distribución es maxwelliana, esta distribución define la temperatura de las partículas. Las partículas que componen el plasma no tienen por qué estar en equilibrio térmico, y en general, se puede definir una temperatura para cada grupo de partículas. Así podemos encontrarnos con la temperatura de los iones (T_i), la de los electrones (T_e) o la del gas neutro (T_g).

Es habitual utilizar el electronvoltio como unidad de temperatura (aunque sea una unidad de energía). Esta se relaciona con la temperatura en *Kelvin* mediante la siguiente relación: $T[eV] = \frac{e}{k_b} T[K]$ donde e es la carga del electrón y k_b la constante de Boltzmann. Es decir, un electronvoltio corresponde a 11.605 K.

En los plasmas de *baja presión*, la densidad del plasma está en el rango de $n_e \sim 10^8 - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, y la temperatura de los electrones varía entre $T_e \sim 1 - 10 \text{ eV}$. En estos plasmas la temperatura de los electrones es mayor que la de los iones (T_i), y esta mayor que la del gas neutro (T_g). Los plasmas que se generan en las fuentes de iones ECR son de este tipo.

Para simular este tipo de plasmas los modelos hidrodinámicos son ampliamente utilizados, los cuales partiendo de la ecuación de transporte de Boltzmann y sus momentos permiten calcular diferentes magnitudes relativas a los plasmas.

2.1 Modelos globales

Los modelos globales son una clase de modelos hidrodinámicos que no tiene en cuenta las derivadas espaciales de las ecuaciones. Así, el coste computacional se reduce muchísimo, y permiten calcular rápidamente parámetros del plasma como la temperatura de los electrones o las densidades de distintas especies (promediadas en volumen). Aunque las variaciones en el volumen del plasma son

ignoradas, estos modelos ayudan a entender los procesos y la física que se dan en el plasma.

Desde que se propuso el primer modelo global en 1983 [17], estos modelos se han utilizado para simular muchos tipos de plasmas como plasmas electronegativos [18][19], plasmas pulsados[20], plasmas con distribuciones de electrones no-maxwellianas[21] etc.

En este trabajo se presenta un modelo global para simular el plasma de hidrógeno generado en la fuente PIT30. El modelo utilizado también se puede utilizar para simular otros gases y otras geometrías del reactor. Sin embargo, en la descripción que se muestra en la siguiente sección se ha particularizado para el plasma de hidrógeno en una geometría cilíndrica como es la de la cámara de PIT30.

2.2 Descripción del modelo

En este apartado se describe el modelo global utilizado para calcular las densidades de las diferentes especies que se crean en el plasma, así como la densidad y energía de los electrones. Como se ha comentado anteriormente, en este tipo de modelos no se tienen en cuenta las dimensiones espaciales del plasma ni del reactor ECR, y se obtiene un resultado promediado en el volumen del plasma. Por otro lado, se ha dejado de lado la evolución temporal del plasma, analizando, así, solamente la solución estacionaria.

El gas que se transfiere a PIT30 es de hidrógeno molecular (H_2). En los procesos que tienen lugar en el plasma de hidrógeno además de los protones (H^+) se generan otras especies iónicas como H_2^+ y H_3^+ . Por otro lado, también se forma hidrógeno atómico. Con este modelo se van a estudiar las densidades de cada una de estas especies que se forman en el plasma. También es posible generar H^- en este tipo de reactores, pero como la formación de esta especie es minoritaria [22], y como se extraen solamente los iones positivos, esta especie no se va a tener en cuenta en el modelo.

En la fuente PIT30 se pueden variar tanto la potencia de RF transmitida a la fuente como el flujo de gas. La potencia transmitida al plasma se va a relacionar con la variable P_{abs} que aparece en las ecuaciones, y el flujo de gas transmitido a la cámara de gas con la densidad de gas neutro: $n_{H_2} + n_H$.

Para realizar este modelo se han utilizado una ecuación para imponer la condición de neutralidad, ecuaciones del balance de partículas, y por último, una ecuación para el balance energético. Estas ecuaciones serán suficientes, como se verá, para calcular las densidades de todas las especies, densidad de electrones y temperatura de los electrones.

2.2.1 Condición de neutralidad

El plasma es una colección de partículas cargadas que se mueven en direcciones aleatorias y es globalmente neutro. Como las partículas que forman el plasma son partículas cargadas, a escalas comparables a las distancias entre partículas, la neutralidad no se cumple. Sin embargo, al aumentar la escala de distancias, las partículas positivas y negativas se apantallan entre si, formando un conjunto globalmente neutro. La distancia de Debye da una medida de la escala a la que los portadores de carga apantallan los campos eléctricos formados por las partículas cargadas.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{K_b T_e}{n_e e^2}} \quad (2.1)$$

Donde T_e , n_e , e son la temperatura, densidad y carga de los electrones en el plasma. Utilizando valores típicos para este tipo de plasmas ($K_b T_e \sim 5 \text{ eV}$, $n_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), se obtiene una distancia de $\sim 5 \mu\text{m}$. A escalas superiores a estas, el plasma puede considerarse aproximadamente neutro. Como nuestro volumen del reactor es varios ordenes de magnitud superior, la condición de neutralidad se cumple globalmente.

Como el modelo global trata de describir el plasma en su conjunto, este ha de cumplir la condición de neutralidad. Esta ecuación impone que la densidad de carga ha de ser nula en el volumen del plasma.

$$\sum_i q_i n_i = 0 \quad (2.2)$$

Donde n_i y q_i son la carga y densidad de cada especie.

En el caso particular del plasma de hidrógeno, las especies con carga positiva que se forman son H^+ , H_2^+ y H_3^+ , y la única con carga negativa los electrones. Por lo tanto, la ecuación 2.2 toma la siguiente forma:

$$n_{H^+} + n_{H_2^+} + n_{H_3^+} - n_e = 0 \quad (2.3)$$

2.2.2 Balance de partículas

Para cada especie que se obtiene en el plasma se puede escribir una ecuación de balance de partículas, cuya forma más general es la siguiente[18]:

$$\frac{dn_s}{dt} = \sum_i R_{generación,s,i} - \sum_i R_{pérdida,s,i} \quad (2.4)$$

Donde n_s es la densidad de la especie s , y $R_{generación}$ y $R_{pérdida}$ son las tasas de reacción que dan lugar a la generación y pérdida de una partícula esta especie. El sumatorio se da en el conjunto de reacciones en las que la especie s está involucrada. Si s es el producto de la reacción, su contribución irá a $R_{generación}$, y si s es el reactivo, a $R_{pérdida}$.

Como hemos comentado, solamente queremos ver la solución estacionaria, por lo que las ecuaciones quedan así:

$$\sum_i R_{generación,s,i} - \sum_i R_{pérdida,s,i} = 0 \quad (2.5)$$

Es decir, la solución estacionaria se obtiene cuando las tasas totales de generación y pérdida son iguales para cada una de las especies. Estas tasas de reacción se definen así:

$$R = k \prod_j n_j \quad (2.6)$$

donde k es el coeficiente de reacción y n_j las densidades de los reactivos que toman parte en cada reacción. Así, para una reacción general de la forma de $A + B \longrightarrow C + D$, se obtiene una tasa de reacción $R = k \cdot n_A n_B$, que en las ecuaciones de A y B aparecen como reacciones de pérdida, y en las de C y D como de generación. El coeficiente de reacción k depende de la reacción en cuestión.

Las reacciones de generación y pérdida que se dan en el plasma se pueden clasificar en dos grandes grupos: las reacciones de volumen y las reacciones de superficie.

Reacciones de volumen

Estas reacciones son las que se dan en el interior del volumen del plasma cuando diferentes especies interactúan entre sí. Entre estas reacciones tenemos la ionización, excitación, colisión elástica, disociación etc. El coeficiente de reacción para una reacción individual se obtiene multiplicando la sección eficaz con la velocidad relativa entre las dos especies que interactúan: $k = \sigma v$. Sin embargo, todas las partículas del plasma no tienen la misma velocidad, sino que siguen una distribución de velocidades con una energía media determinada. Por esa razón, se calcula el coeficiente promediado en velocidades para una distribución con una energía media dada.

$$k = \langle \sigma v \rangle_E \quad (2.7)$$

El coeficiente de reacción de las reacciones volumen se puede expresar con la ecuación 2.7, en la que σ es la sección eficaz de la reacción y v la velocidad relativa entre las partículas que interactúan. Para poder evaluar esta expresión es necesario conocer la distribución de velocidades de las especies que aparecen en la reacción. Esta distribución es, en general, desconocida, y se han propuesto distribuciones Maxwellianas, Druyvesteynianas, bi-Maxwellianas etc [21][23] para los electrones en fuentes ECR. Sin embargo, aunque no sea del todo exacta, la distribución Maxwelliana de velocidades sigue siendo ampliamente utilizada para describir la distribución de velocidades de los electrones en el plasma [18][19]. En este trabajo se asumira que los electrones, como los iones y el gas neutro siguen distribuciones de velocidades maxwellianas. Debido a la diferencia de masa entre los electrones y las demás especies, estos están en desequilibrio térmico, teniendo los electrones una energía promedio mucho mayor que las otras especies. Para este tipo de fuentes de iones las energías de los electrones rondan los 1-10 eV mientras que para los iones se utilizan energías desde los 0.026 eV (equilibrio térmico a 300K) hasta décimas de electronvoltios [24]. La energía del gas neutro suele ser inferior a la de los iones.

Dadas las diferencias entre las energías y masas de los electrones y las especies pesadas las reacciones de volumen pueden clasificarse en dos grupos: las reacciones entre electrones y especies pesadas, y las reacciones entre especies pesadas (se entiende como especie pesada cualquier especie cuya masa sea igual o superior a la masa del protón).

Reacciones entre electrones y especies pesadas:

En estas reacciones un electrón interactúa con una especie pesada; ya sea un átomo, un ion, una molécula o ion molecular. Entre este tipo de reacciones tenemos reacciones elásticas, en las que solamente se trasfiere momento del electrón a la especie contra la que impacta; e inelásticas, en las que la estructura o nivel energético de la otra especie cambia. Entre las últimas tenemos reacciones de excitación ionización, recombinación, disociación, ionización disociativa y recombinación disociativa.

Reacción	E_{th}	ΔE (eV)	Tipo
$e + H \rightarrow 2e + H^+$	13.6	$13.6 + E_{e2}$	Ionización
$e + H_2 \rightarrow 2e + H_2^+$	15.4	$15.4 + E_{e2}$	Ionización
$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H$	2.4	10.5	Disociación
$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H^*$	14	17.5	Disociación
$e + H_2 \rightarrow e + 2H$	10	10.5	Disociación
$e + H_2 \rightarrow e + H + H^*$	14.9	15.3	Disociación
$e + H_2 \rightarrow e + H^* + H^*$	23	34.6	Disociación
$e + H_2^+ \rightarrow e + H + H^+$	14	17.5	Disociación
$e + H_2^+ \rightarrow 2H$	0	E_{e1}	Recombinación
$e + H_2^+ \rightarrow 2e + 2H^+$	14.7	$15.5 + E_{e2}$	Ionización disociativa
$e + H_3^+ \rightarrow e + 2H + H^+$	14	14	Disociación
$e + H_3^+ \rightarrow 3H$	0	E_{e1}	Recombinación
$e + H_3^+ \rightarrow H_2 + H^*$	0	E_{e1}	Recombinación disociativa
$e + H_2 \rightarrow 2e + H + H^+$	18	18	Ionización disociativa
$e + H(1s) \rightarrow e + H^*(2p)$	10.2	10.2	Excitación
$e + H_2(v=0) \rightarrow e + H_2^*(v=1)$	0.5	0.5	Excitación
$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2^*(B^1\Sigma_u^+ 2p\sigma)$	11.37	12.1	Excitación
$e + H_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2^*(C^1\Pi_u 2p\pi)$	11.7	12.4	Excitación

Cuadro 2.1: Lista de reacciones de electrones con especies pesadas.

E_{th} indica la energía mínima necesaria para que ocurra la reacción. Para aquellas reacciones en las que se absorbe energía, si la energía a la que ocurre la interacción no llega a E_{th} de una reacción, esa reacción estará enérgicamente prohibida. Cabe destacar que las reacciones de recombinación no tienen umbral energético. Por otro lado, ΔE indica la energía liberada de promedio en cada reacción. En algunas reacciones en las que se liberan electrones, en la energía liberada aparece sumada la energía que porta el electrón liberado (E_{e2}). Esta se puede modelar con la siguiente ecuación [25]:

$$E_{e2} = \begin{cases} \frac{1}{2}(E_{e1} - E_{th}) & , \quad E_{e1} < \frac{3}{2}E_{th} \\ \frac{1}{4}E_{th} & , \quad E_{e1} > \frac{3}{2}E_{th} \end{cases} \quad (2.8)$$

La energía del electrón incidente está indicada con E_{e1} .

En cuanto a los estados excitados del hidrógeno atómico y molecular, estas tienen tiempos de desexcitación de decenas de nanosegundos [26] [27]. Teniendo en cuenta las secciones eficaces de las reacciones de excitación, se espera que el efecto que los estados excitados puedan tener en la generación de especies secundarias sea pequeña. Por esta razón se ha asumido que los estados excitados decaen instantáneamente, y las reacciones solamente se dan con especies en el nivel fundamental. Sin embargo, sí que se han tenido en cuenta las reacciones de excitación (desde el nivel fundamental) para computar la absorción de energía.

Tal y como se ha mencionado, el coeficiente de reacción se puede expresar mediante la ecuación 2.7 para reacciones de volumen. Como la velocidad de los electrones es muy superior a la de las especies más pesadas, la velocidad relativa será aproximadamente la velocidad de los electrones. Si se asume que los electrones siguen una distribución de velocidades maxwelliana con una energía

promedio ($E_e = \frac{1}{2}m_e u^2 = K_b T_e$), la tasa de reacción de una partícula con velocidad V incidiendo en esta distribución de maxwelliana de electrones, se puede obtener con la siguiente ecuación:

$$k = \frac{4}{\sqrt{\pi} u^3} \int_{v_{Th}}^{\infty} v_r^3 \sigma(v_r) e^{-\frac{v_r^2}{u^2}} dv_r \quad (2.9)$$

Donde $v_r = |V - u|$.

Los coeficientes de reacción en función de la energía de los electrones se pueden encontrar directamente en la bibliografía [28].

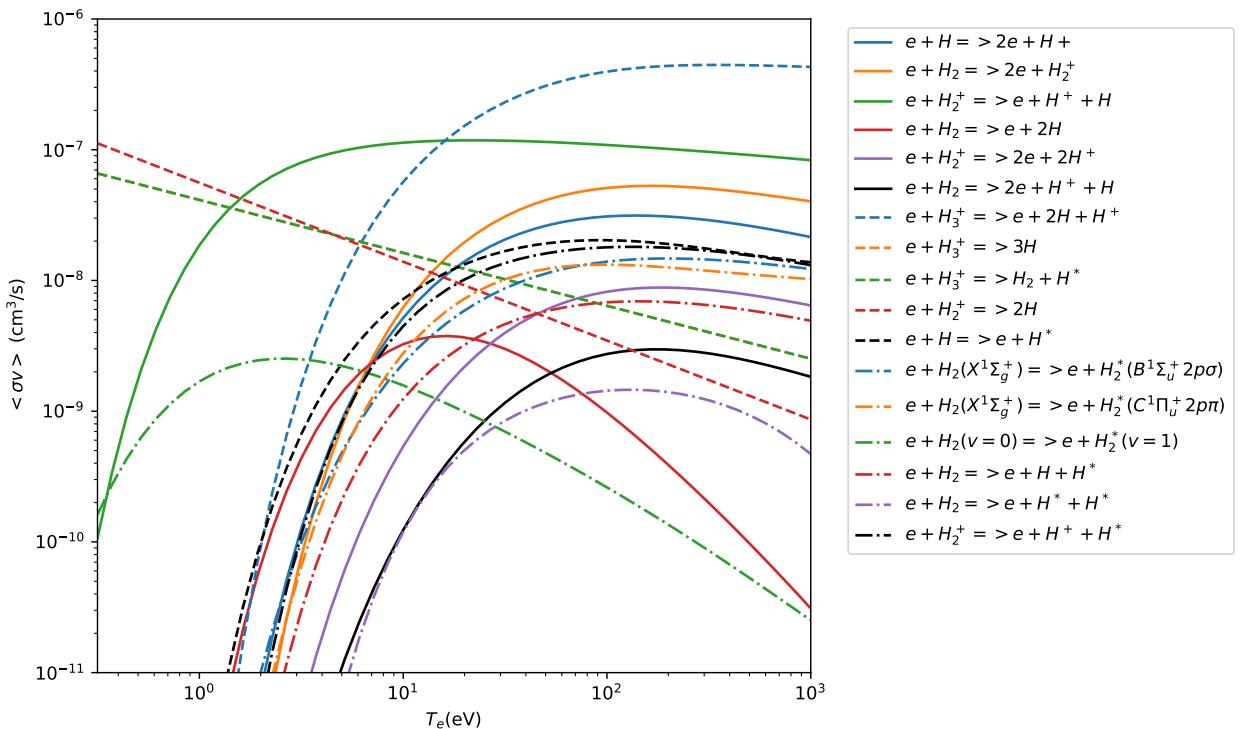


Figura 2.1: Coeficientes de reacción de las reacciones de volumen de electrones con especies pesadas en función de la temperatura de los electrones.

En la Figura 2.1 se muestran los coeficientes de reacción de las reacciones de volumen entre electrones y especies pesadas que se han utilizado en el trabajo.

Reacciones entre especies pesadas:

Debido a que las especies pesadas tienen energías mucho más bajas que los electrones, las reacciones con umbrales de energía superiores al electronvoltio no van a poder ocurrir.

Reacción	E_{th}	ΔE (eV)
$H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$	0	E_{e1}

Cuadro 2.2: Lista de reacciones entre especies pesadas.

En el caso de las colisiones entre especies pesadas, la tasa de reacción también tiene la expresión 2.7. Sin embargo, la ecuación 2.10 ya no es valida, ya que los iones no están en equilibrio térmico con los electrones, y sus velocidades son mucho menores. De nuevo, asumiendo una distribución de velocidades maxwelliana, se obtiene la siguiente tasa de reacción:

$$k = \frac{4}{\sqrt{\pi} u V} \int_{v_{Th}}^{\infty} v_r^2 \sigma(v_r) \left(e^{-\frac{(v_r-V)^2}{u^2}} - e^{-\frac{(v_r+V)^2}{u^2}} \right) dv_r \quad (2.10)$$

Donde V es la velocidad de la partícula incidente sobre una distribución maxwelliana de partículas con una energía promedio $E_i = \frac{1}{2} m_i u^2 = K_b T_i$. En este caso tenemos dos variables a tener en cuenta para calcular el coeficiente k : por un lado, la energía media de la distribución maxwelliana de partículas, y por otro, la energía de la partícula incidente.

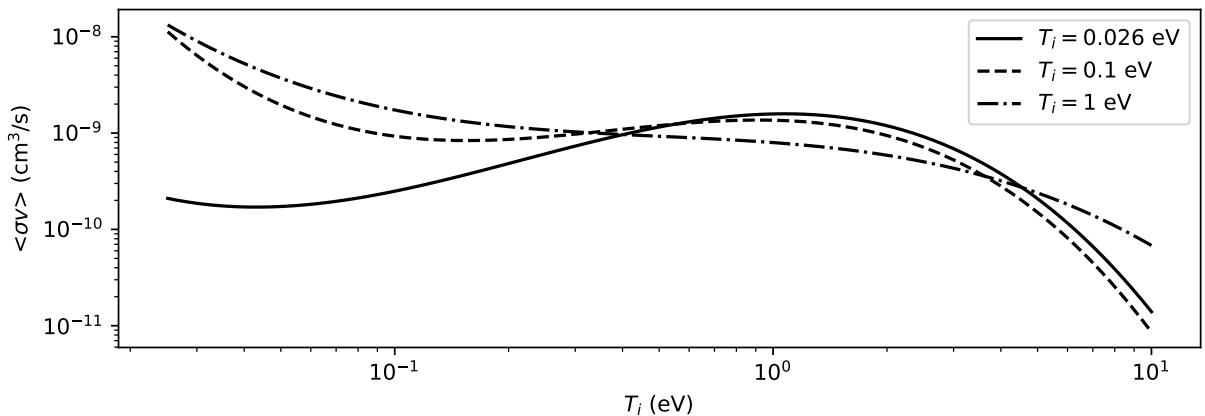


Figura 2.2: Coeficientes de reacción de las reacciones de especies pesadas. En el eje x se representa la energía de la partícula incidente sobre una distribución maxwelliana de energía T_i .

En la Figura 2.2 se muestra la dependencia del coeficiente de reacción con la temperatura de los iones. La temperatura de la partícula incidente esta representada en el eje x, mientras que las diferentes curvas se corresponden a la temperatura de las distribuciones de partículas sobre las que se incide.

Reacciones de superficie

Cuando una partícula proveniente del plasma llega a los límites del volumen que ocupa el plasma, o consigue llegar a las paredes del reactor, sufre otro tipo de reacciones diferentes a las reacciones de volumen.

Neutralización de los iones positivos:

Los plasmas, aunque sean globalmente neutros, se unen a las superficies mediante capas positivamente cargadas llamadas envolturas (plasma sheath) [29]. Si el plasma fuese neutro en todo el volumen del reactor, no habría campo eléctrico para confinar las partículas cargadas. Así, las partículas cargadas podrían perderse en las paredes, y como los electrones tienen una masa mucho menor que la de los iones, estos serían los primeros en llegar a las paredes del reactor, neutralizándose en estas. A medida que se perdiessen los electrones más externos, se formaría una capa positivamente cargada envolviendo al volumen del plasma: la envoltura del plasma. Debido a que

la densidad de carga sería positiva en esta zona se crearía un potencial eléctrico que confinaría los electrones del plasma: potencial de la envoltura.

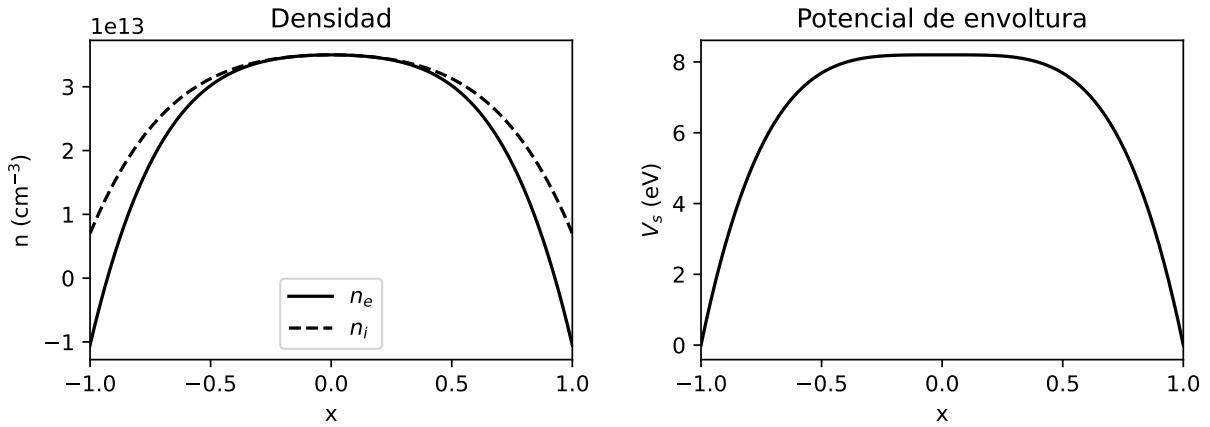


Figura 2.3: Forma típica de la densidad de iones y el potencial de envoltura en una cámara de plasma. En $x=1$ y $x=-1$ están las paredes de la cámara.

Como se puede apreciar en la Figura 2.3, alrededor de las paredes del plasma se forma una capa positivamente cargada ($n_i > n_e$) y eso hace que se cree un potencial positivo el interior de la cámara que confina a los electrones.

Se puede calcular analíticamente el potencial de envoltura que se crea entre el plasma y una superficie, obteniendo el siguiente potencial:

$$V_s = -T_e \ln \left(\sum_X \frac{n_X}{n_e} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{m_X}} \right) \quad (2.11)$$

Los electrones que salen de la envoltura del plasma sienten este potencial atractivo. Sin embargo, este potencial es repulsivo para los iones que consiguen salir de la envoltura, y los acelera hasta las paredes del reactor. Se puede calcular que los iones que consiguen escapar del plasma lo hacen a la velocidad de Bohm.

$$u_{B,X} = \sqrt{\frac{K_b T_e}{M_X}} \quad (2.12)$$

Donde $u_{B,X}$ es la velocidad de Bohm del ion X .

La tasa de pérdidas de iones del plasma vendrá dada por:

$$R_X = n_{s,X} \frac{u_{B,X} A}{V} \quad (2.13)$$

donde $n_{s,X}$ es la densidad del ion X en la superficie de la envoltura, que generalmente es menor que la densidad que tiene en el plasma. A es el área con el que interaccionan los iones en la envoltura, y V el volumen del plasma. En el caso en el que el plasma tiene una forma aproximadamente cilíndrica, n_s no será el mismo en el eje radial que en el axial, por lo que la tasa de escape queda de la siguiente forma:

$$R_X = \frac{u_{B,X} n_{s1,X} 2\pi R^2 + u_{B,X} n_{s2,X} 2\pi RL}{V} \quad (2.14)$$

Donde el primer sumando tiene en cuenta las dos superficies circulares del cilindro (cada una de área πR^2) y el segundo sumando tiene en cuenta el área de forma tubular restante ($2\pi RL$). $n_{s1,X}$ y $n_{s2,X}$ dan las densidades de iones en estas dos superficies de las envolturas. Como ni $n_{s1,X}$ ni $n_{s2,X}$ son variables del modelo global que se estudia, se definen las magnitudes h_l y h_R que dan el ratio de estas densidades respecto a las del plasma:

$$h_l \equiv \frac{n_{s1,X}}{n_x} \quad h_R \equiv \frac{n_{s2,X}}{n_x} \quad (2.15)$$

Así, la tasa de reacción:

$$R_X = n_{s1,X} \frac{u_{B,X}(h_l 2\pi R^2 + h_R 2\pi RL)}{V} \equiv n_X \frac{u_{B,X} A_{eff}}{V} \quad (2.16)$$

Donde se ha definido la superficie efectiva donde se da la pérdida de iones. Tanto h_l como h_R se pueden aproximar para distintos regímenes. Para los rangos de densidades y temperaturas que se obtienen en este tipo de plasmas, estas magnitudes se pueden aproximar mediante[30]:

$$h_L = 0,86 \left(3 + \frac{L}{2\lambda} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad h_R = 0,8 \left(4 + \frac{R}{\lambda} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

Donde λ es el recorrido libre medio de las partículas cargadas positivamente en el plasma. El recorrido libre medio se define como $\lambda = \frac{1}{n_{neu}\sigma}$ y la sección eficaz ion-neutro en plasmas débilmente ionizados es $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-15} cm^2$ [31].

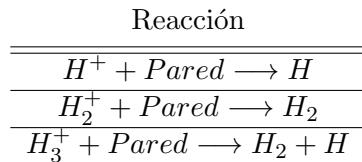
El calculo anterior se ha realizado suponiendo que los iones interaccionan con todo el area A de la envoltura. Sin embargo, en las fuentes ECR hay un campo magnético intenso a lo largo del volumen del plasma. Esto hace que el movimiento de los iones quede limitado a un movimiento que sigue las lineas de campo. Esto dificulta que los iones interaccionen con la superficie de forma tubular. Si suponemos que los iones solamente pueden interaccionar con las superficies circulares, el área efectiva se reduce a:

$$A_{eff} = h_l 2\pi R^2 \quad (2.18)$$

y por lo tanto la tasa de reacción es:

$$R_X = n_X \frac{u_{B,X} A_{eff}}{V} = n_X \frac{u_{B,X} h_l 2\pi R^2}{V} \quad (2.19)$$

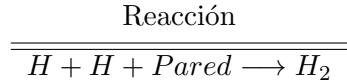
En este modelo los iones que se estudian son H^+ , H_2^+ y H_3^+ , por lo que las reacciones de recombinación que se darán en la cámara de plasma serán las siguientes.



Cuadro 2.3: Reacciones de neutralización de iones.

Recombinación del hidrógeno:

Los átomos neutros no sienten la diferencia de potencial de la envoltura del plasma, por lo que no son acelerados hasta las paredes. Sin embargo, estos sí que pueden llegar a salir del plasma por difusión. Para el caso del hidrógeno, una vez que un átomo consiga salir del plasma, este va a poder colisionar con otro átomo de hidrógeno cuando llegue a la superficie del reactor, formando hidrógeno molecular mediante la siguiente reacción [18].



Cuadro 2.4: Recombinación del hidrógeno

Considerando que los átomos neutros de hidrógeno llegan a la superficie del reactor por difusión, y una vez llegan ahí, se recombinan con una probabilidad de γ , el coeficiente total de reacción k se puede dividir en dos partes de la siguiente forma [32]:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_D} + \frac{1}{k_W} \quad (2.20)$$

Donde k_D y k_W son los coeficientes para la pérdida por difusión y recombinación en las paredes respectivamente.

La pérdida de átomos de hidrógeno por difusión se puede describir mediante la siguiente ecuación:

$$k_D = \frac{D_H}{\Lambda_0^2} \quad (2.21)$$

Siendo D_H el coeficiente de difusión del hidrógeno atómico y Λ_0 la longitud de difusión de primer orden en cavidades de forma cilíndrica [33].

Si asumimos que la especie mayoritaria en el gas va a ser el hidrógeno molecular, se puede aproximar que la difusión del hidrógeno atómico se dará a través de hidrógeno molecular. Con esta aproximación se puede estimar el coeficiente de difusión.

$$D_H = \frac{\pi}{8n_{H_2}\sigma} \sqrt{\frac{8eT_g}{\pi M_r}} \quad (2.22)$$

Donde n_{H_2} es la densidad de hidrógeno molecular, σ la sección eficaz de colisión entre átomos y moléculas de hidrógeno, T_g la temperatura de gas neutro y M_r la masa relativa del átomo de hidrógeno con la molécula de hidrógeno. La sección eficaz se puede estimar mediante $\sigma \sim \pi(r_H + r_{H_2})^2 = 9,4 \cdot 10^{-16} cm^2$.

La longitud de difusión viene dada por[34]:

$$\Lambda_0 = \left[\left(\frac{\chi_{01}}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

Donde $\chi_{01} = 2,405$ es el primer cero de la función de Bessel de orden cero y R y L son el radio y longitud de la cámara de plasma respectivamente.

Para la parte de la recombinación del hidrógeno se define el parámetro γ que da la probabilidad de que un átomo de hidrógeno se recombine en las paredes del reactor. Este parámetro depende del material de las paredes del reactor. En nuestro caso las paredes son de acero inoxidable, que tiene un valor de $\gamma = 0,1$ [35]. El coeficiente de recombinación se puede modelizar mediante la siguiente ecuación:

$$k_W = \frac{\gamma}{2(2 - \gamma)} \frac{\bar{v}_{AB} A_{cámara}}{V_{cámara}} \quad (2.24)$$

Donde \bar{v}_{AB} es la velocidad media de movimiento relativo entre hidrógeno atómico y molecular $\bar{v}_{AB} = (8eT_g/\pi M_r)^{1/2}$, $A_{cámara}$ es la superficie interior de la cámara de plasma y $V_{cámara}$ el volumen de la cámara[32].

2.2.3 Balance energético

Para obtener la dependencia del modelo a la potencia transmitida al plasma se introduce una ecuación de balance energético. La potencia se transmite a la cámara de plasma a través de la antena de radiofrecuencia. Cuando la onda emitida por esta antena cruza la superficie de ECR, parte de su potencia es absorbida por el gas de la cámara, y cuando las condiciones son las adecuadas se consigue la ignición del plasma.

La potencia absorbida por el plasma se disipa mediante colisiones elásticas e inelásticas en el volumen del reactor (reacciones de volumen) y mediante la pérdida de energía cinética de las partículas cargadas que se pierden en las paredes.

$$\frac{P_{abs}}{V} - e \sum_j n_1 n_2 k_j \epsilon_{c,j} - \sum_X u_{B,X} n_X \frac{A_{eff}}{V} (\epsilon_i + \epsilon_e) = \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} e n_e T_e \right) \quad (2.25)$$

El primer sumatorio de la parte izquierda de la ecuación tiene en cuenta la pérdida de energía por cada reacción de volumen, es decir, el sumatorio en j se hace sobre las reacciones de volumen. En este término, n_1 y n_2 son las densidades de los reactivos , k_j el coeficiente de reacción y $\epsilon_{c,j}$ la energía media perdida en la reacción. En las colisiones elásticas con , $\epsilon_c = \frac{3m_1}{m_2} T_e$, donde m_1 y m_2 son las masas de los reactivos.

El segundo sumatorio tiene en cuenta la energía cinética perdida por cada ion perdido en las paredes del reactor, por lo que el sumatorio en X se realiza sobre las especies cargadas. $u_{B,X}$ y n_X son la velocidad de Bohm y la densidad de la especie X , A_{eff} es la superficie efectiva para la pérdida de iones (ecuación 2.18), V el volumen del plasma, ϵ_i la energía media perdida por ion, y ϵ_e la energía media perdida por electrón. Se puede demostrar que la energía media perdida por electrón es de $2T_e$. Los iones pierden una energía de $\frac{T_e}{2}$ al acelerarse antes de llegar a la envoltura del plasma, y posteriormente la energía correspondiente al potencial de envoltura (V_s , ecuación 2.11) al salir de la envoltura.

$$\epsilon_e = 2T_e \quad \epsilon_i = V_s + \frac{T_e}{2} \quad (2.26)$$

La parte derecha de la ecuación da información sobre la evolución temporal. En nuestro caso, solamente nos hemos limitado a la solución estacionaria, por lo que se busca la solución de cuando la derivada temporal se anula.

$$\frac{P_{abs}}{V} - e \sum_j n_1 n_2 k_j \epsilon_{c,j} - \sum_X u_{B,X} n_X \frac{A_{eff}}{V} (\epsilon_i + \epsilon_e) = 0 \quad (2.27)$$

Capítulo 3

Sistema de ecuaciones y resolución

Tal y como se ha comentado, las magnitudes que pretende calcular este modelo son las densidades de todas las especies que se crean en el plasma (los estados excitados no se han definido como especies diferentes), además de la temperatura de los electrones. Por otro lado, se ha escogido que las variables sean la densidad de potencia transmitida al plasma ($P_\mu \equiv \frac{P_{abs}}{V}$), que va a estar relacionada con la potencia de RF y la densidad de gas neutro (n_0) (que va a estar relacionada con el flujo de gas). Por último, en el modelo hay varios parámetros que hay que fijar para poder resolver el problema: las dimensiones de la cámara de plasma, las temperaturas de los iones y del gas y el coeficiente de recombinación del hidrógeno.

Incógnitas: $\{n_e, n_H, n_{H^+}, n_{H_2}, n_{H_2^+}, n_{H_3^+}, T_e\}$

Variables: $\{n_0, P_\mu\}$

Parámetros: $\{R, L, T_i, T_g, \gamma\}$

Se obtiene, así, un problema con 7 incógnitas, por lo que son necesarias 7 ecuaciones para resolver todas las incógnitas. Estas ecuaciones son:

- Ecuación de neutralidad: 1 ecuación (2.2)
- Ecuación de absorción de potencia: 1 ecuación (2.27)
- Ecuación de balance de especies: 5 ecuaciones (2.5); una para cada especie.

De esta forma se obtiene un sistema de ecuaciones no lineal, y resolviéndolo se puede obtener la solución. Sin embargo, por simplicidad, se ha eliminado la ecuación de balance de H_2 , y esta se ha fijado externamente. De esta forma, las variables son n_{H_2} y P_μ , y se reduce el numero de incógnitas a seis. Haciendo este cambio se simplifica mucho el problema y no hay diferencia en los resultados, ya que obtenemos la densidad de gas neutro sumando la densidad de H_2 fijada con la densidad de H calculada.

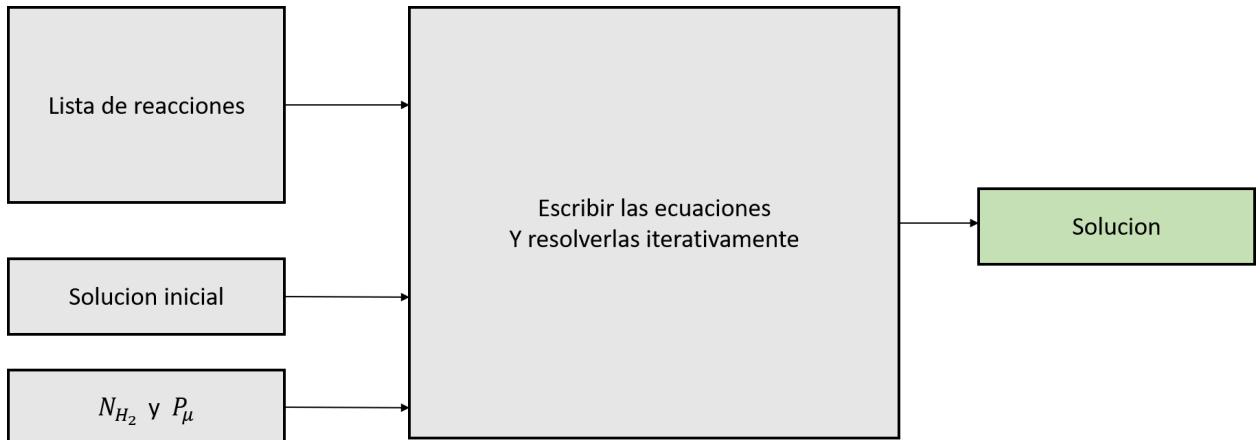


Figura 3.1: Esquema de los inputs y outputs del programa que se ha escrito para resolver el modelo global.

Para resolver el sistema de ecuaciones no lineales que se obtiene se ha escrito un programa de *Python* desde cero, que a partir de una serie de reacciones, escribe las ecuaciones necesarias y las resuelve iterativamente empezando de una solución de prueba inicial para una densidad de H_2 y P_μ determinadas (Figura 3.1).

El programa necesita como input una lista de reacciones y toda la información relevante de cada una de ellas como las masas y cargas de los reactivos y productos, pérdida media de energía por reacción, tasa de reacción etc. Se ha elegido que toda la información relevante de cada reacción se escriba en un array con el siguiente formato:

```
r1=['Identificador', 'tipo de reacción', reactivos, productos, ΔE (eV), función: tasa de reacción]
```

donde *reactivos* y *productos* son dos arrays en los que se escribe la información de los reactivos y productos en el siguiente formato: [masa (kg), carga (e), numero de partículas]. Por ejemplo, la reacción $e + H_2^+ \rightarrow e + H + H^+$ se escribe de la siguiente forma:

```
r1=['e + H_2^+ → e + H + H^+', 'disociación', [[me,-1,1],[2mp,1,1]], [[me,-1,1],[mp,1,1],[mp,0,1]], 10.5, Coef(x)]
```

Donde la masa del electrón (me) y la del protón (mp) están definidas en kilogramos, y Coef(x) es una función que devuelve el coeficiente de reacción correspondiente a la energía x . En el caso de las reacciones de superficie, no hace falta el coeficiente de reacción, ya que este no es necesario para computar la tasa de reacción (ecuaciones 2.19 y 2.20).

Con esta lista de reacciones, así como con la solución inicial y las densidades de potencia y densidad de H_2 , el programa puede computar la parte izquierda de las ecuaciones 2.2, 2.5 y 2.27. El resultado obtenido no será nulo en general, ya que la solución inicial es una solución de prueba; no la solución real (con la que el resultado se ha de anular). Con el resultado obtenido, una función de python propone otra solución, y así, iterativamente se repite el proceso hasta obtener la solución que satisfaga todas las ecuaciones).

Obtener una serie de valores $\{n_e, n_H, n_{H^+}, n_{H_2}, n_{H_2^+}, n_{H_3^+}, T_e\}$ que cumplan las ecuaciones no indica que hayamos conseguido la solución que se busca. De hecho, para cada par de valores

$\{n_{H_2}, P_\mu\}$ existen varias soluciones posibles. En el régimen que se está estudiando se han podido obtener tres soluciones para cada par de $\{n_{H_2}, P_\mu\}$. Una de ellas no es físicamente significativa, ya que da como resultado densidades negativas. Las otras dos dan densidades positivas, pero las temperaturas de electrones que se obtienen tienen valores muy diferentes. Una de las soluciones da temperaturas inferiores a las decenas de electronvoltios, mientras que la otra solución da temperaturas muy superiores. La solución que se busca (la que está de acuerdo con las medidas experimentales hechas en este tipo de fuentes) es la solución de temperaturas más bajas.

	n_e (cm $^{-3}$)	n_H (cm $^{-3}$)	n_{H+} (cm $^{-3}$)	$n_{H_2^+}$ (cm $^{-3}$)	$n_{H_3^+}$ (cm $^{-3}$)	T_e (eV)
Solución1	$1,34 \cdot 10^{13}$	$-1,95 \cdot 10^{12}$	$1,12 \cdot 10^{13}$	$3,92 \cdot 10^{11}$	$1,79 \cdot 10^{12}$	1,14
Solución2	$2,51 \cdot 10^{12}$	$4,46 \cdot 10^{13}$	$1,02 \cdot 10^{12}$	$1,40 \cdot 10^{11}$	$1,35 \cdot 10^{12}$	3,34
Solución3	$5,66 \cdot 10^7$	$1,44 \cdot 10^{10}$	$6,73 \cdot 10^7$	$8,30 \cdot 10^8$	$1,83 \cdot 10^9$	$1,56 \cdot 10^3$

Cuadro 3.1: Tres soluciones encontradas para $\{n_{H_2}, P_\mu\} = \{1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}, 1 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-3}\}$. $\{R, L, T_i, T_g, \gamma\} = \{3.1 \text{ cm}, 10 \text{ cm}, 0.2 \text{ eV}, 300 \text{ K}, 0.1\}$.

Como se puede apreciar en el cuadro 3.1, la primera solución da una densidad de hidrógeno atómico negativa, lo que no tiene sentido físico. En cuanto a la tercera solución, tiene una temperatura de electrones de miles de electronvoltios, lo que no se observa en las fuentes ECR de estas características. Por lo tanto, la solución de interés es la segunda.

Que el programa converja en una u otra solución depende de la solución inicial de la que se parte. Esto hace que la elección de una solución inicial apropiada sea esencial para llegar al resultado que se busca. Por ejemplo, para las soluciones del cuadro 3.1 se ha partido de una solución inicial con densidades de 10^{12} cm^{-3} y unas temperaturas de electrones de 0.5 eV (para la primera solución), 2 eV (para la segunda solución) y 50 eV (para la tercera solución).

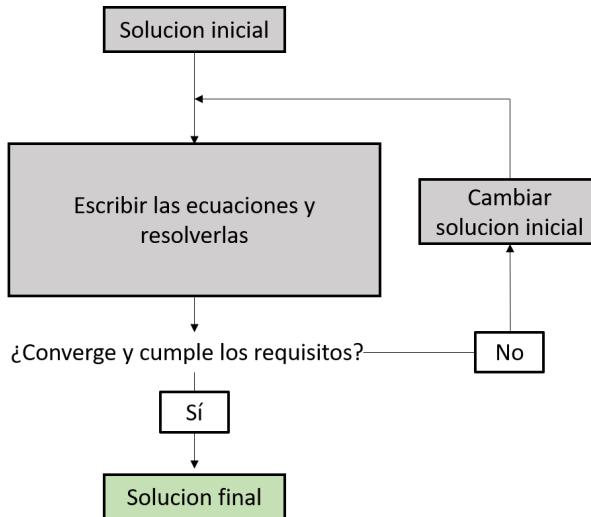


Figura 3.2: Algoritmo de la función *Find_solution*.

Además de tener varias soluciones, a veces ocurre que la función iterativa de python no converge adecuadamente. Para asegurarse de que la función converge y además se llega a la solución que se busca se ha utilizado una función que cambia la solución inicial hasta que el programa converge a

la solución de nuestro interés. Esta función se ha llamado *Find_solution* (esquema en la Figura 3.2).

Hay mucha libertad en la elección del algoritmo que propone la nueva solución inicial. En nuestro caso se ha elegido una solución inicial que parte de unas densidades del 1% de la densidad de H_2 con una temperatura de 0.8 eV. Cada vez que se cambia la solución inicial se incrementa la temperatura de electrones en 0.5 eV. Se ha comprobado que de esta forma se consigue la solución que se busca en la mayor parte del rango de interés y para los parámetros de nuestra fuente. Cuando la densidad de gas es cercana a la densidad crítica este algoritmo a veces no da la solución correcta. Por esta razón hay que tener cuidado en no bajar la densidad demasiado. Si se quisiera estudiar con mas detalle la zona de densidades cercanas a la densidad crítica sería recomendable cambiar el algoritmo o la solución inicial para encontrar la solución de forma más eficiente.

Para facilitar el uso del programa, se han agrupado todas las funciones necesarias para resolver el problema en una clase llamada *GlobalModel*. Para crear un objeto de esta clase se necesita una lista de reacciones (definida como se ha mencionado antes), y los parámetros relevantes del problema. Con todos estos argumentos se puede crear un objeto de la clase *GlobalModel*, que tiene todas las funciones necesarias para ser resuelto. Además de la función *Find_solution*, tiene funciones para hacer barridos tanto de densidad de potencia como de densidad de H_2 , y devolver tanto la tasa de reacción de correspondiente a cada reacción en una solución determinada como la absorción de potencia de cada reacción. Por otro lado, se definen algunos atributos de la clase.

Atributo	Descripción
R	Radio de la cámara de plasma (cm)
L	Longitud de la cámara de plasma (cm)
V_chamber	Volumen de la cámara de plasma (cm^3)
A_chamber	Superficie de la cámara de plasma (cm^2)
V_plasma	Volumen del plasma (cm^3)
A_plasma	Superficie del plasma (cm^2)
f	Ratio entre el volumen del plasma y volumen de la cámara
γ	Coeficiente de recombinación del hidrógeno
T_i	Temperatura de los iones (eV)
T_g	Temperatura del gas neutro (K)
species	Lista de especies ([masa,carga])
neutrals	Lista de especies neutras([masa,carga])
ions	Lista de iones([masa,carga])
reactions	Lista de reacciones
Volume_reactions	Lista de reacciones de volumen
Surface_reactions	Lista de reacciones de superficie
Variable_specie	Especie cuya densidad se fija externamente ([masa,carga]). En nuestro caso H_2 .

Cuadro 3.2: Atributos de la clase *GlobalModel*.

En el cuadro 3.2 se muestran los atributos de los objetos de la clase *GlobalModel*.

Función	Argumentos	Descripción
Find_solution	P_μ, n_{H_2}	Encuentra la solución del problema para el punto $\{P_\mu, n_{H_2}\}$
Find_solution_n_sweep	P_μ, n_min, n_max, N , Escala	Devuelve el resultado de Find_solution para cada punto del barrido de n_{H_2} . P_μ se mantiene fijo y n_{H_2} se varía en el rango $[n_min, n_max]$ en N puntos en escala logarítmica o lineal.
Find_solution_p_sweep	n_{H_2}, p_min, p_max, N , Escala	Devuelve el resultado de Find_solution para cada punto del barrido de P_μ . n_{H_2} se mantiene fijo y P_μ se varía en el rango $[p_min, p_max]$ en N puntos en escala logarítmica o lineal
Find_solution_2D_sweep	$p_min, p_max, n_min, n_max, N_p, N_n$, Escala	Devuelve el resultado de Find_solution para cada punto del barrido P_μ y n_{H_2} . Tanto n_{H_2} como P_μ se varían en los rangos $[n_min, n_max]$ (N_n puntos) y $[p_min, p_max]$ (N_p puntos) en escala logarítmica o lineal.
Contributions	P_μ, n_{H_2} , [Masa, carga]	Calcula la contribución que tiene cada reacción para la generación o pérdida de la especie [Masa, carga] para el punto $\{P_\mu, n_{H_2}\}$. Se devuelve la tasa de reacción de cada una de las reacciones para la solución que da Find_solution y os nombres de las reacciones.
Contributions_n_sweep	P_μ, n_min, n_max, N , Escala, [Masa, carga]	Calcula Contributions para cada punto del barrido de n_{H_2} (como en Find_solution_n_sweep).
Contributions_p_sweep	n_{H_2}, p_min, p_max, N , Escala, [Masa, carga]	Calcula Contributions para cada punto del barrido de P_μ (como en Find_solution_p_sweep).
Contributions_2D_sweep	$p_min, p_max, n_min, n_max, N_p, N_n$, Escala, [Masa, carga]	Calcula Contributions para cada punto del barrido de P_μ y n_{H_2} (como en Find_solution_2D_sweep)
Absortion	P_μ, n_{H_2}	Calcula la potencia que absorbe cada una de las reacciones en la solución Find_solution para el punto $\{P_\mu, n_{H_2}\}$. Devuelve tanto las potencias absorbidas por cada reacción como los nombres de las reacciones.
Find_solution_n_sweep	P_μ, n_min, n_max, N , Escala	Calcula Absortions para cada punto del barrido de n_{H_2} (como en Find_solution_n_sweep).
Absortion_p_sweep	n_{H_2}, p_min, p_max, N , Escala	Calcula Absortions para cada punto del barrido de P_μ (como en Find_solution_p_sweep).
Absortion_2D_sweep	$p_min, p_max, n_min, n_max, N_p, N_n$, Escala	Calcula Absortions para cada punto del barrido de P_μ y n_{H_2} (como en Find_solution_2D_sweep).

Cuadro 3.3: Funciones publicas de la clase *GlobalModel*.

Todo el código escrito en este trabajo para resolver este problema se puede encontrar en un repositorio de GitHub [36]. En este repositorio se puede encontrar el fichero *GlobalModel.py*, en el que se define la clase *GlobalModel* que se acaba de describir. En este fichero se puede ver más información a cerca de las funciones y atributos. Por otro lado, en el archivo *Reactions_H.py* se definen las reacciones que se quieren estudiar en el modelo, y se agrupan en listas. Por último, en el fichero *Ejemplos.ipynb* se muestran algunos ejemplos para ilustrar el uso de la clase *GlobalModel*.

Capítulo 4

Rangos de potencia y densidad de gas

En la fuente PIT30 se puede variar externamente tanto el flujo de gas que se transfiere a la cámara de plasma como la potencia de RF inyectada. No obstante, estas no son las variables que se han definido en el modelo global, que son la densidad de gas de la cámara de plasma y la densidad de potencia absorbida por el plasma. Por esta razón, se necesitan las ecuaciones que relacionen nuestras variables con las del modelo global, y poder así calcular (o al menos estimar con garantías) los rangos de las variables del modelo global (n_0 , P_μ) que se corresponden a los valores de potencia y flujo de gas de la cámara de plasma.

Hacer un calculo exacto de estas relaciones no resulta nada fácil, ya que entran en juego muchos factores a tener en cuenta como la pérdida de potencia en forma de calor, el acoplamiento de la señal RF a la cavidad, la dinámica de gas en el sistema etc. Siendo esto así, nos conformaremos con obtener una estimación de los ordenes de magnitud que se espera obtener para las variables.

4.1 Densidad de potencia.

En la fuente PIT30 la potencia de RF se transfiere a la cámara de plasma mediante una antena en forma de L que excita el modo TE_{111} . Si la potencia no es absorbida dentro de la cámara de plasma, esta se refleja casi completamente, perdiendo parte de su energía en forma de calor. Como en el interior de la cámara existe una superficie de resonancia ECR, parte de la potencia que llega a la cámara se transfiere a los electrones del gas, generando plasma.

Para estimar la potencia total absorbida por el plasma se han utilizado datos de medidas experimentales. En la linea de transmisión de potencia se dispone de acopladores direccionales, que junto con detectores de potencia permiten medir la potencia incidente y reflejada.

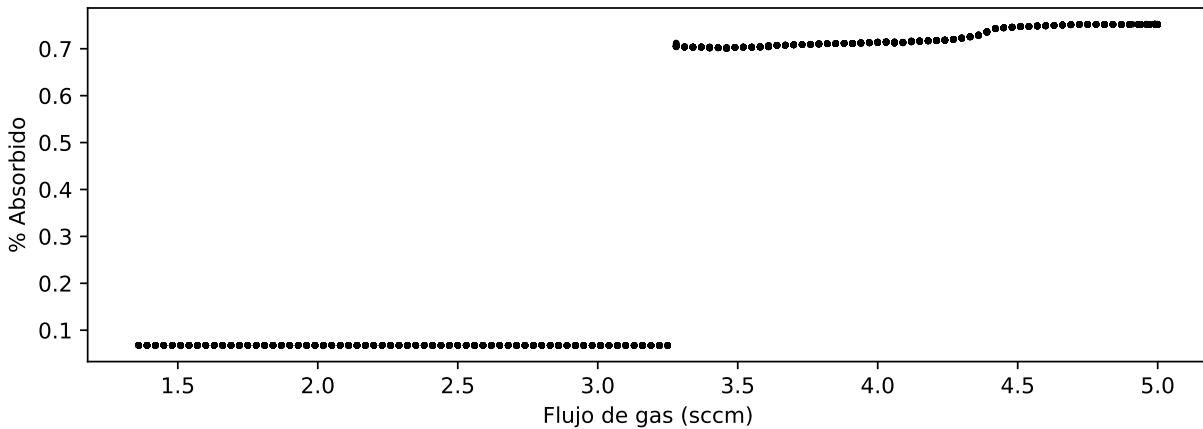


Figura 4.1: Absorción de potencia en función del flujo de gas.

En la Figura 4.1 se muestra el porcentaje de potencia absorbida en un barrido de flujo de gas. Como se puede apreciar, hay un salto brusco alrededor de 3.3 sccm que se corresponde al encendido del plasma. Cuando el plasma está apagado, se absorbe el 6.8 % de la potencia incidente, mientras que cuando se enciende se absorbe más del 70 %. Como cuando el plasma está apagado la potencia absorbida por el plasma es nula, el porcentaje que se absorbe debe estar relacionado con pérdidas de potencia en forma de calor. Estas pérdidas, además se darán aunque el plasma esté encendido, por lo que para obtener la potencia absorbida por el plasma deberemos restar estas pérdidas.

$$P_{plasma} = P_{absorbida} - \alpha_0 P_{incidente} = (\alpha - \alpha_0) P_{incidente} \quad (4.1)$$

Donde α_0 es la fracción de la potencia incidente que se pierde en forma de pérdidas de calor ($\alpha_0 \approx 0.068$) y α la fracción de la potencia absorbida (en este caso $\alpha \approx 0.75$).

Así como α_0 se mantiene más o menos invariante respecto a cambios de flujo de gas y potencia, α cambia de forma considerable en medidas que se han realizado.

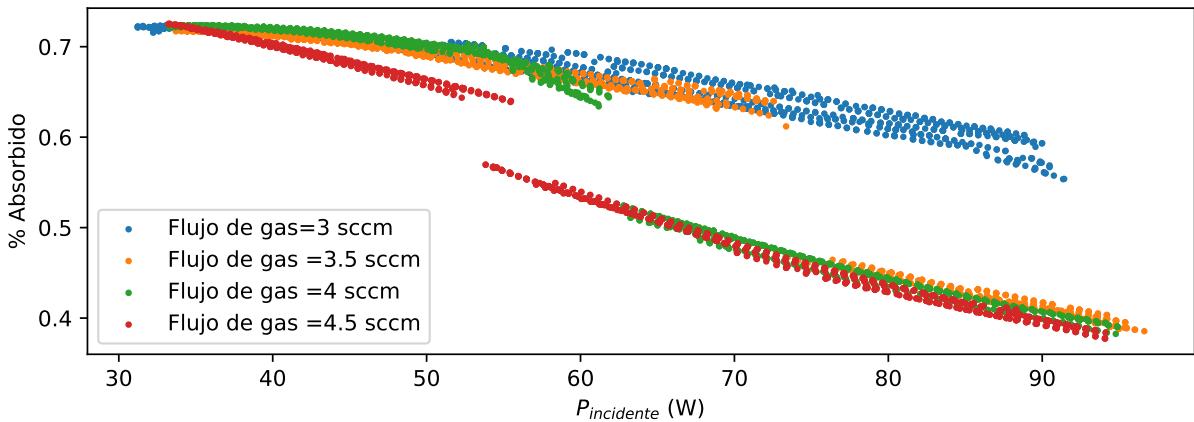


Figura 4.2: Fracción de la potencia absorbida para distintas medidas.

Como se puede comprobar en la Figura 4.2, α no se mantiene constante respecto a cambios de flujo de gas y potencia RF, y además presenta cambios muy bruscos. Analizar la dependencia de

α respecto al flujo de gas y potencia esta más allá del alcance de este trabajo. Con estos datos solamente se pretende obtener un valor estimado del porcentaje absorbido de la potencia incidente. En estos datos se aprecia que se absorbe entre un 40 % y 70 % para estos rangos de potencia y flujo de gas, lo que equivale a que el plasma absorba entre 33 % y 63 % de potencia. Hay que recalcar que en estas medidas la potencia se sube hasta un máximo de unos 100 W . Para extender los datos a más altas potencias es necesario medir experimentalmente el porcentaje absorbido al aumentar la potencia. Como por el momento no se han podido realizar estas medidas, se utilizaran los rangos de la Figura 4.2 como referencia.

Hemos visto cuanta potencia se puede llegar a absorber en el plasma. Sin embargo, debemos recordar que la variable que se utiliza en el modelo global es la densidad de potencia.

$$P_\mu \equiv \frac{P_{plasma}}{V_{plasma}} \quad (4.2)$$

Donde P_{plasma} es la potencia absorbida por el plasma, y V_{plasma} el volumen del plasma. Si el plasma ocupase todo el volumen de la cámara de plasma, su volumen vendría dado por:

$$V_{plasma} = \pi R^2 L \approx 3 \cdot 10^{-4} m^{-3} \quad (4.3)$$

Es posible que el volumen del plasma sea considerablemente menor al de la cámara. En este caso, la potencia se distribuye en un volumen menor, lo que aumenta la densidad de potencia. Para tener este efecto en cuenta se define el factor f que da la proporción que llena el plasma en la cámara:

$$f \equiv \frac{V_{plasma}}{V_{cámara}} \quad (4.4)$$

De esta forma, la densidad de potencia absorbida por el plasma se puede escribir así:

$$P_\mu = \frac{(\alpha - \alpha_0) P_{incidente}}{f \pi R^2 L} \approx 3,3 \cdot 10^3 \frac{(\alpha - \alpha_0)}{f} P_{incidente} (W \cdot m^{-3}) \quad (4.5)$$

Con $\alpha - \alpha_0 = 0,5$ y $f = 1$ por ejemplo, se obtiene una densidad de potencia de $P_\mu \approx 1,2 \cdot 10^5 W/m^3$ utilizando una potencia incidente de 70 W.

La potencia total del amplificador actual puede llegar a hasta 500 W, lo que nos daría una densidad de potencia de $8,3 \cdot 10^5 W/m^3$ con $\alpha - \alpha_0 = 0,5$ y $f = 1$. Sin embargo, como no se conoce el tamaño del plasma, y el factor f puede ser mucho menor que 1, se analizará un rango más amplio de densidades de potencia: hasta $1 \cdot 10^7 W/m^3$.

4.2 Densidad de gas

En la fuente PIT30 se puede variar el flujo de gas que se transfiere a la cámara de plasma, y medir la presión en la cruz, pero no se conoce cual es la presión ni la densidad de gas neutro en la cámara de plasma. Aun así, se pueden realizar varios cálculos para estimar el rango de valores en el que variará esta.

4.2.1 Densidad crítica: cota mínima

Es sabido que existe una densidad crítica por debajo de la cual no se puede encender plasma [37]. En PIT30 se consigue encender plasma, por lo que estamos por encima de esta densidad crítica

para los valores de flujo de gas y potencia que se alcanzan.

Utilizando el modelo se puede calcular la densidad crítica. Se puede comprobar que las soluciones 2 y 3 del cuadro 3.1 son dos ramas que se bifurcan a partir de la densidad crítica. Para encontrar esta densidad crítica se buscan las dos ramas de la solución para cada densidad y se disminuye la densidad de gas neutro hasta que ambas ramas se conectan.

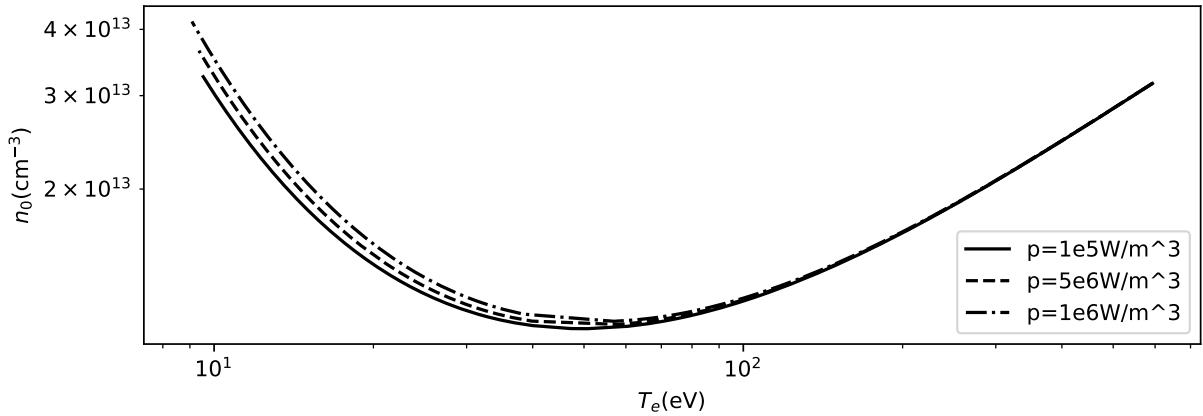


Figura 4.3: Densidad de gas neutro en función de la temperatura de los electrones.

Como se puede observar en la Figura 4.3, hay una densidad crítica por debajo de la cual no existe solución. Además, esta densidad varía muy ligeramente al cambiar la potencia (de $1,09 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ a $1,1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ al aumentar la densidad de potencia en un orden de magnitud). En la fuente PIT30 se había observado en medidas previas a este trabajo que no era posible encender el plasma con flujos de gas bajos. Por esa razón se ha intentado obtener experimentalmente si hay algún flujo de gas mínimo por debajo del cual no es posible encender el plasma.

Para realizar esta comprobación se ha utilizado una cámara CCD que tiene visión del plasma a través de un puerto de visión que tiene a la salida del LEBT (Figura 1.7). Con la cámara enfocando al volumen del plasma, se ha encendido el plasma y posteriormente se ha bajado la densidad de gas hasta que el plasma se apaga. Se ha repetido el proceso tres veces para tres potencias diferentes.

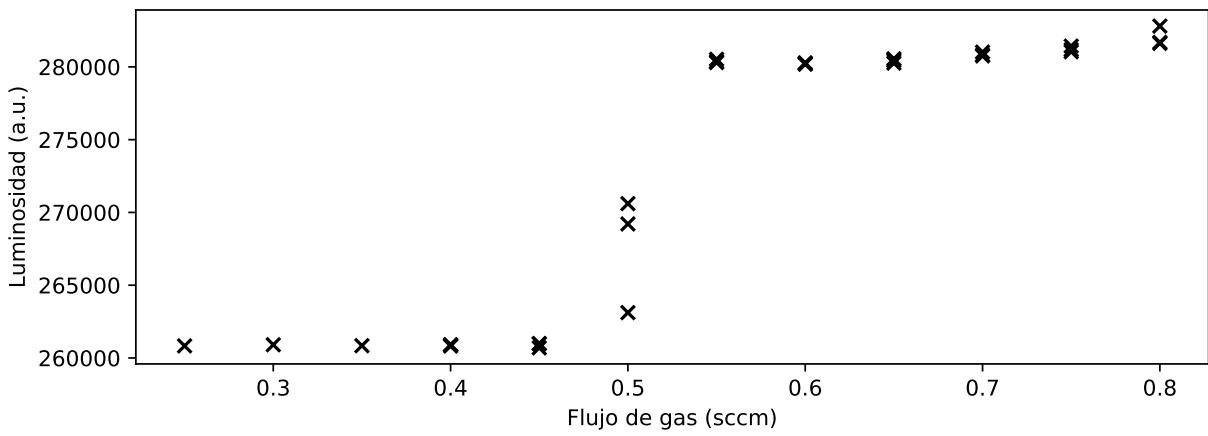


Figura 4.4: Luminosidad medida por la CCD (unidades arbitrarias) en función del flujo de gas (en sccm).

En la Figura 4.4 se muestran los datos obtenidos en estas medidas. Se puede apreciar que hay un cambio brusco en la luminosidad alrededor de 0.5 sccm. Ese salto se corresponde con el encendido del plasma. Para este valor de flujo de gas se mide una presión en la cruz de $\sim 1,3 \cdot 10^{-5}$ mbar = $1,3 \cdot 10^{-3}$ Pa. Utilizando la ecuación de gases ideales, para una temperatura de 300K esta presión equivale a $n = 3,14 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Esta densidad es muy inferior a la densidad crítica, por lo que la densidad de gas de la cámara de plasma debe ser muy superior a la de la cruz.

Con estas medidas podemos afirmar que la densidad de gas que se obtiene en la plasma con 0.5 sccm es superior o igual a la densidad crítica del plasma. Si suponemos que la densidad crítica se obtiene con el flujo de gas de 0.5 sccm, y que la relación entre el flujo de gas y la densidad de gas neutro en la cámara es lineal se pueden calibrar estas dos magnitudes mediante la siguiente curva:

$$n = \frac{n_{crit}}{Q_{crit}} Q = \frac{1,1 \cdot 10^{13}}{0,5} Q(\text{cm}^{-3}) = 2,2 \cdot 10^{13} Q(\text{cm}^{-3}) \quad (4.6)$$

donde Q es el flujo de gas en sccm. Con esta ecuación tenemos una primera estimación de la densidad de gas en la cámara en función del flujo de gas que se transmite a esta.

4.2.2 Simulación con *Molflow*: cota máxima

Sin embargo, aunque se haya conseguido encender el plasma a menos de 0.5 sccm, podría darse el caso en el que la densidad sea superior a la densidad crítica pero el plasma no se mantenga encendido porque es inestable. Para estimar cual puede ser la densidad máxima que puede tener el gas en la cámara de plasma, se ha realizado una simulación de la dinámica del gas para relacionar la densidad de gas en la cruz con la de la cámara de plasma.

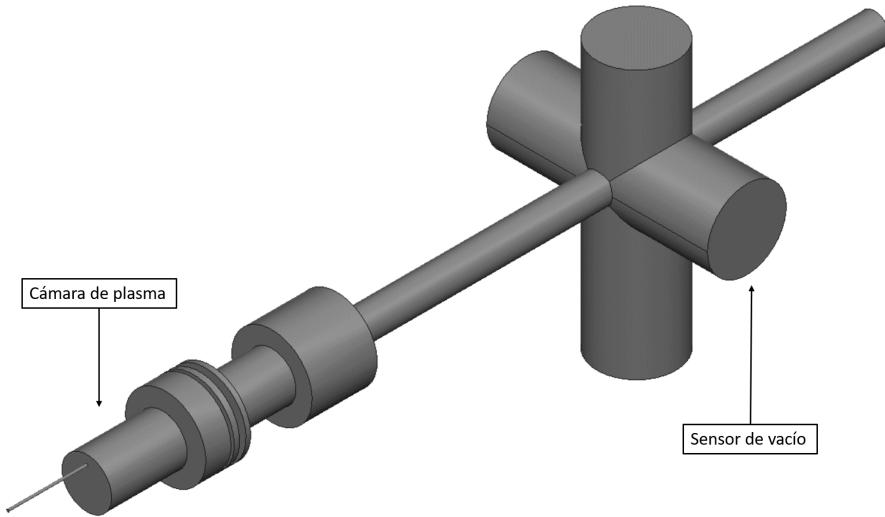


Figura 4.5: Imagen CAD del volumen de vacío.

En las medidas realizadas, se puede registrar la presión de gas en la cruz (y por lo tanto se puede calcular la densidad), donde esta colocado un sensor de vacío. Sin embargo, la presión en la cámara de plasma es desconocida. Estas dos magnitudes deben estar relacionadas, y en teoría se podría calcular la relación entre estas dos presiones teniendo en cuenta la dinámica del gas en el volumen por donde este fluye (Figura 4.5). Como veremos, aunque en teoría el calculo se puede realizar, en la practica este enfoque tiene algunas limitaciones.

El numero de Knudsen Kn da la relación entre el recorrido libre medio de una partícula en un gas y la distancia media entre las paredes. Dependiendo del valor de este numero, el gas se comporta de maneras diferentes.

$$Kn \equiv \frac{\lambda}{D} \quad (4.7)$$

Donde λ es el recorrido libre medio de una partícula en el gas, y D es la longitud característica del sistema, que nos da la distancia aproximada entre las paredes del sistema. Podemos comprobar que en los casos en los que el recorrido libre medio de la partícula es mucho mayor que la distancia característica entre las paredes del sistema obtenemos números de Knudsen altos. En estos casos la dinámica de las partículas estará definida por las colisiones con las paredes. En el otro extremo, en el que la longitud característica es mucho mayor que el recorrido libre medio, el numero de Knudsen será pequeño, y la dinámica de las partículas estará regida por las colisiones entre las partículas del gas. El recorrido libre medio se puede calcular mediante la siguiente formula:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\Phi^2 n} \quad (4.8)$$

Donde n es la densidad de gas del medio y Φ el diámetro molecular. En el caso del H_2 , $\Phi = 2,89 \cdot 10^{-10} m$.

Como se ha comentado, dependiendo del numero de Knudsen, el comportamiento del gas será diferente. Dependiendo del valor de este se definen cuatro regímenes: el continuo, el régimen de deslizamiento, el de transición y, por último, el régimen molecular libre. [38].

Continuo	Deslizamiento	Transición	Molecular libre
$Kn < 0,01$	$0,01 < Kn < 0,1$	$0,1 < Kn < 10$	$10 < Kn$

Cada uno de estos regímenes tiene unas características específicas, y el método de resolver las ecuaciones que rigen cada régimen cambian. Para resolver problemas en el régimen continuo y de deslizamiento es habitual utilizar ecuaciones de Navier-Stokes con condiciones de no-deslizamiento y deslizamiento respectivamente. Para números de Knudsen mayores estas ecuaciones no son consistentes. El régimen de transición puede resolverse mediante la ecuación de Burnett, y para el régimen molecular libre se suelen utilizar métodos de Monte Carlo [39].

Para saber en qué régimen estamos trabajando en cada parte del sistema vamos a realizar unos cálculos aproximados. En la cruz se miden unas presiones del orden de $\sim 10^{-3} Pa$, lo que equivale a unas densidades de gas de $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Si tomamos que las longitudes características de la cruz son de $\sim 20 \text{ cm}$, se obtiene que el número de Knudsen es $Kn \sim 25$. Es decir, en la cruz tenemos el régimen molecular libre. En la cámara de plasma sabemos que la densidad de gas ha de ser superior a la densidad crítica del plasma. Si tomamos una densidad del orden de $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, y una longitud característica de unos 5 cm , se obtiene $Kn \sim 1$. Es decir, en la cámara de plasma tenemos el régimen de transición.

El tener dos regímenes distintos en el mismo sistema complica mucho realizar una simulación de la dinámica de gas, ya que como se ha comentado, en cada régimen se utilizan unas ecuaciones determinadas. Existen varios softwares para simular sistemas de vacío, pero todos ellos resuelven el problema en un determinado régimen. Por consiguiente, no se puede utilizar un único software para resolver el la dinámica del gas en nuestro sistema de forma exacta. Una posible opción para salvar este problema es separar el volumen que se quiere estudiar en dos y resolver cada una de las partes en un régimen particular, imponiendo condiciones de frontera que unan los dos regímenes. Sin embargo, la elección del límite entre las dos regiones sería algo arbitraria de forma que habría que justificar la validez del resultado obtenido.

En este trabajo se ha optado por una solución más sencilla. Se ha resuelto todo el problema en régimen molecular libre, y como la conductancia (magnitud inversamente proporcional a la diferencia de presión) es mínima en este régimen [40], sabemos que el resultado obtenido nos dará una cota superior para la presión (y densidad de gas) de la cámara de plasma.

La simulación se ha realizado con *Molflow*[41]. Este software libre desarrollado en el CERN permite calcular la presión en volúmenes arbitrariamente complejos siempre que el gas se encuentre en el régimen molecular libre. Para realizar la simulación se ha creado el volumen vacío contenido en el sistema (Figura 4.5) y se ha importado a *Molflow*. Para las condiciones de contorno se ha impuesto que las paredes sean totalmente reflectantes (la probabilidad de pérdida de partículas en las paredes es 0), en la entrada de gas se ha impuesto el flujo de gas necesario para obtener las presiones que se miden en el sensor de presión, y en la posición de la bomba de vacío una capacidad de bombeo de 445 l/s [7]. Se ha simulado un total de $1 \cdot 10^9$ trazados de partículas, que han dado un total de $3,2 \cdot 10^{11}$ impactos contra las paredes.

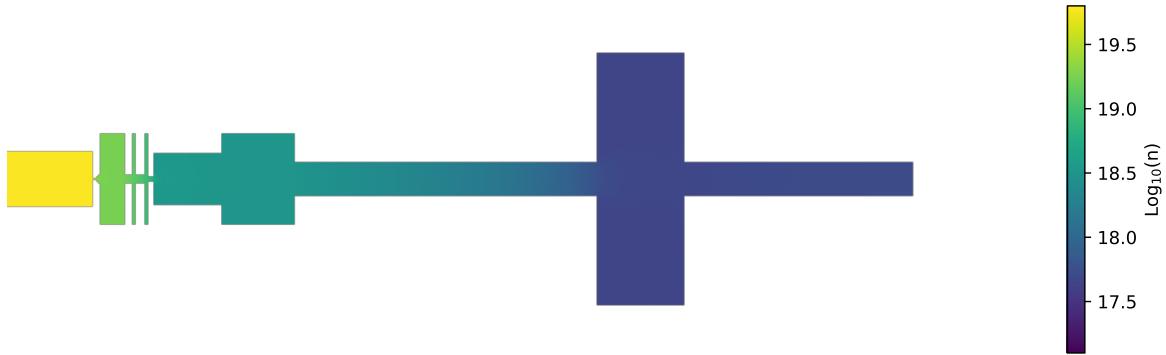


Figura 4.6: Densidad de partículas a lo largo de la sección transversal del volumen vacío simulado con *Molflow*.

En la Figura 4.6 se muestra la densidad de gas obtenida a lo largo de la sección transversal del volumen simulado. Como se puede apreciar hay varios ordenes de magnitud de diferencia entre el volumen de la cámara de gas (en amarillo) y la cruz (en azulado).

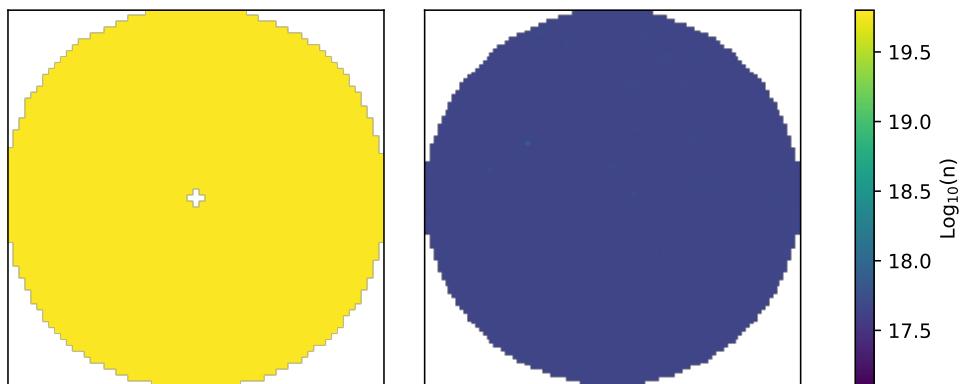


Figura 4.7: Izquierda: Pared de la cámara de plasma. Derecha: Pared de la cruz donde está el sensor de vacío.

En las secciones de la Figura 4.7 se muestran las densidades de partículas en una pared de la cámara de plasma (izquierda) y en la superficie donde esta colocado el sensor de presión (derecha). Se puede comprobar que en cada una de ellas la densidad es muy uniforme, y se han simulado suficientes eventos como para que no se vean las fluctuaciones estadísticas. En la imagen de la izquierda se obtiene una densidad media de $6,09 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ y en la sección del sensor de presión de $4,65 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Esta simulación se ha realizado para estimar la diferencia de densidad que va a haber entre la cruz y la cámara de plasma. Según las simulaciones de *Molflow*, la densidad de plasma de la cámara de plasma es 131.1 veces superior a la de la cruz, donde realmente medimos la presión. Como se ha mencionado anteriormente, cuando el plasma se apaga, en la cámara de plasma se mide una presión de $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$ lo que nos da una densidad de $n = 3,14 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Según estas simulaciones, en la cámara de plasma se obtiene una densidad de gas de $n = 4,11 \cdot 10^{13}$, superior a la densidad crítica, tal y como esperábamos. El resultado obtenido es aproximadamente el cuádruple al obtenido con el cálculo de la densidad crítica. Los dos cálculos dan un resultado del mismo orden de magnitud, por lo que el cálculo en el régimen molecular libre no sobreestima en exceso la diferencia de presión entre la cámara de plasma y la cruz.

4.2.3 Rango de densidades

Con estas dos simulaciones obtenemos que cuando el flujo de gas es de 0.5 sccm la densidad del gas en la cámara de plasma ha de ser superior a la densidad crítica, y por otro lado, que ha de ser inferior al resultado que nos da la simulación en régimen molecular.

$$1,1 \cdot 10^{13} < n_0(0,5\text{sccm}) < 4,11 \cdot 10^{13} \quad (4.9)$$

El flujo de gas máximo alcanzable con el controlador de gas es de 5 sccm [16]. Si suponemos que la densidad de gas neutro es lineal con el flujo de gas, se obtiene el siguiente régimen de densidades de gas neutro.

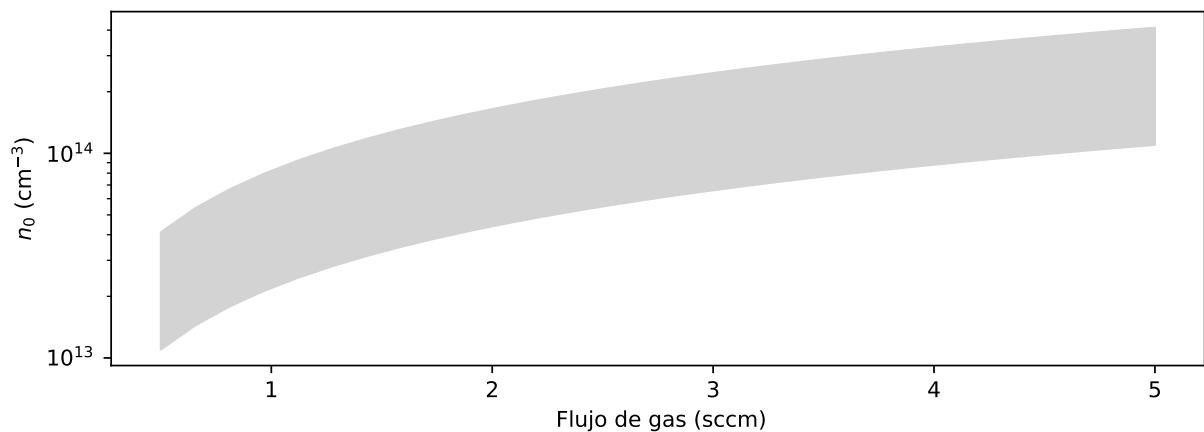


Figura 4.8: Rango de densidades de gas neutro. Límite inferior obtenido con la densidad crítica y límite superior con la simulación de *Molflow*.

Por lo que el rango máximo de densidades en la cámara de plasma será de entre $1,1 \cdot 10^{13}$ y $4,1 \cdot 10^{13}$. En la Figura 4.8 se muestran la cota inferior y superior de la densidad de gas en función del flujo de gas.

Capítulo 5

Resultados

En los siguientes apartados se muestran los resultados obtenidos con el modelo global descrito en el segundo capítulo. Como se ha comentado, el modelo global necesita una lista de reacciones para realizar los cálculos. Las reacciones que se han utilizado son todas las que se han descrito en el modelo teórico en los cuadros 2.1, 2.2, 2.3, 2.4. Asimismo, hay que especificar algunos parámetros relativos a la geometría y material de la cámara de plasma PIT30, así como de la temperatura de iones, temperatura del gas neutro y el volumen del plasma.

Las dimensiones de la cámara de plasma son fijas y conocidas. El coeficiente de recombinación del hidrógeno atómico también es conocido ($\gamma=0.1$ para acero inoxidable). No obstante, las temperaturas de los iones, la del gas y el volumen y forma del plasma son desconocidos. Siendo este el caso, primero se ha realizado la simulación para un conjunto de valores de estos parámetros, y posteriormente se ha analizado la sensibilidad del resultado respecto a los cambios de los parámetros desconocidos.

En cuanto a la temperatura de gas neutro, se sabe que la temperatura de gas neutro llega a ser superior al punto de fusión de la mezcla eutéctica de estaño y plomo (183°C) ya que se una soldadura de esta aleación se ha llegado a fundir en el interior de la cámara. Por otro lado, la temperatura también ha de ser inferior al punto de fusión del acero inoxidable AISI304 con el que están hechas las paredes de la cámara (1399°C). Para este primer cálculo, la temperatura del gas neutro se ha fijado en 500K. Respecto a la temperatura de los iones, esta ha de ser mayor que la de gas neutro y muy inferior a la de los electrones. Se ha escogido una temperatura de 0.2 eV que es coherente con medidas de diagnóstico realizadas en otros experimentos [42]. En cuanto al volumen y forma que tiene el plasma, no disponemos de datos para estimarlos. Lo único que sabemos es que el volumen máximo será el de la cámara de plasma. Para este primer cálculo, se ha supuesto que el plasma ocupa todo el volumen de la cámara.

T_{neutro} (K)	T_i (eV)	f
500	0.2	1

Como se ha mencionado en el capítulo 3, se ha utilizado la densidad de hidrógeno molecular como variable junto con la densidad de potencia absorbida por el plasma. Ahora bien, como el flujo de gas se ha relacionado con la densidad de gas neutro, todos los resultados que se muestran están en función de la densidad de gas neutro $n_{H_2} + n_H$.

En cuanto a los rangos de densidad de gas neutro y densidad de potencia, se muestran los resultados en los rangos de $n_0 \in \{2 \cdot 10^{13}, 4,5 \cdot 10^{14}\}$ (cm^{-3}), $P_\mu \in \{10^5, 10^7\}$ (W m^{-3}). Debido a que en densidades cercanas a la densidad crítica la convergencia se hace problemática, en algunas gráficas se comienza de densidades de gas algo superiores.

Por último, en cuanto a la representación de los datos, siempre que se representan las densidades de los iones se ha utilizado el azul para representar los protones, el rojo para el H_2^+ y el verde para el H_3^+ . Cuando se representan otras magnitudes, el color no tiene ningún significado.

5.1 Temperatura de los electrones

La temperatura de los electrones junto con la densidad de electrones es uno de los parámetros más significativos en el plasma. Este determina en gran medida las características generales del plasma, y es imprescindible conocerlo para tener un buen diagnóstico del plasma. Utilizando este modelo se puede calcular cual es la temperatura del plasma en función de la densidad de gas y potencia absorbida.

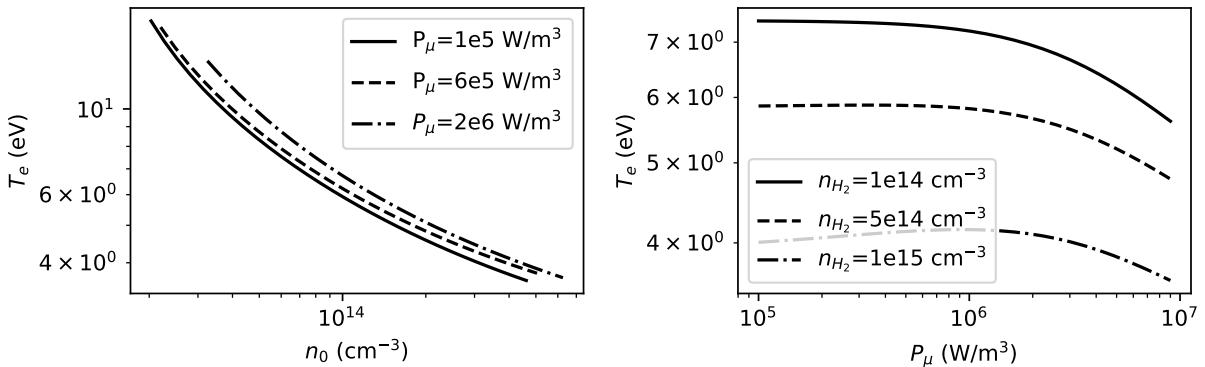


Figura 5.1: Temperatura de los electrones en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha). Cada una de las curvas se corresponde al valor de densidad de potencia o n_{H_2} que se han fijado.

En la Figura 5.1 se muestra el resultado obtenido para tres barridos de flujo de gas (manteniendo la potencia fija) y otros tres barridos de potencia (manteniendo la densidad de gas fija). Como se puede observar en la imagen de la izquierda, la temperatura de los electrones disminuye a medida que se aumenta la densidad de gas. Para densidades que se muestran en la imagen, la temperatura es casi siempre inferior a los 10 eV, mientras que esta crece hasta los ~ 50 eV en la densidad crítica (ver figura 4.3). En las curvas de la derecha se puede comprobar que la temperatura de los electrones no varía mucho con la potencia absorbida, aunque se reduce ligeramente al aumentar la potencia.

La disminución de la temperatura se debe a que al aumentar la densidad de gas, el numero de interacciones entre los electrones y especies pesadas aumenta, y como en cada interacción los electrones ceden parte de su energía, la energía de los electrones disminuye.

En la gráfica de la izquierda cabe destacar que no todas las curvas comienzan ni acaban en la misma densidad de gas neutro. Esto se debe a que en el programa que se ha escrito la densidad que se fija es la de hidrógeno molecular, y esta se ha variado entre $2 \cdot 10^{13} - 4,5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} . Sin

embargo, en la gráfica se muestra en función de la densidad de gas neutro que tiene en cuenta tanto el hidrógeno atómico como molecular. Por lo tanto, cuanto mayor es la densidad de hidrógeno atómico, a mayor densidad de gas neutro empiezan las curvas.

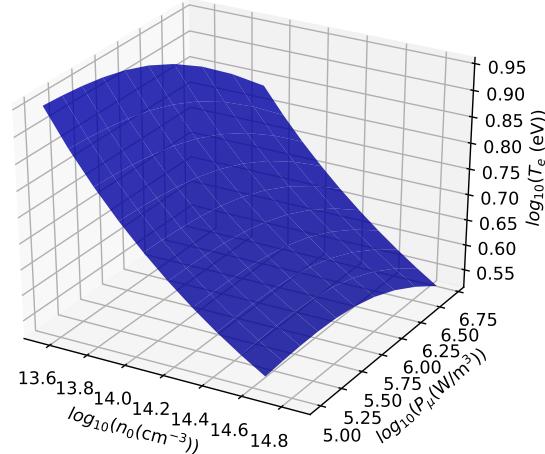


Figura 5.2: Temperatura de los electrones en función de la densidad de gas neutro (n_0) y densidad de potencia (P_μ).

En la fuente PIT30 no se ha podido realizar ningún diagnóstico experimental de la temperatura de electrones en la fuente, pero el resultado es coherente con los diagnósticos realizados en otros experimentos [43][37][44].

En la Figura 5.2 se puede ver la superficie de la temperatura de electrones en función de nuestras dos variables.

5.2 Densidad de los electrones

La densidad de electrones, o habitualmente también llamada densidad del plasma, es otra magnitud relevante del plasma. Esta nos da una idea del grado de ionización del plasma, y a partir de ella se pueden calcular parámetros como la frecuencia del plasma o la longitud de Debye [45].

Se ha utilizado el modelo global para calcular la densidad de electrones en varios barridos tanto de densidad de gas neutro como de potencia.

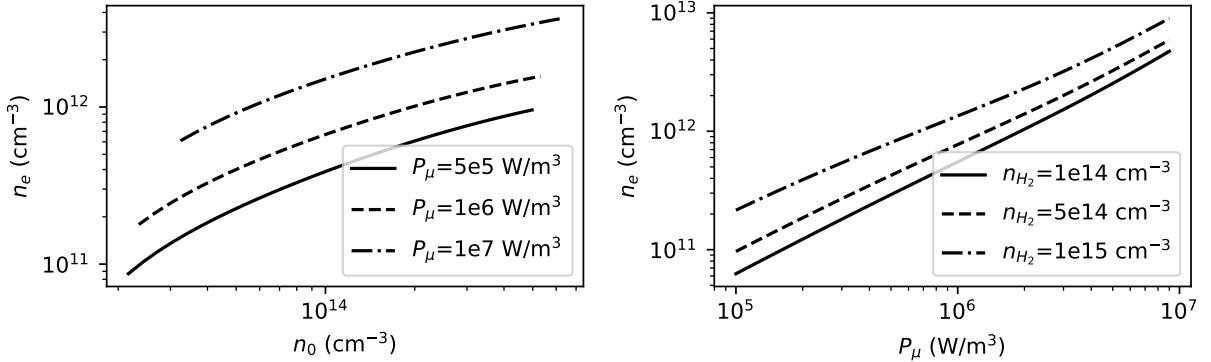


Figura 5.3: Densidad de los electrones en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha). Cada una de las curvas se corresponde al valor de densidad de potencia o n_{H_2} que se han fijado.

En la Figura 5.3 se muestra la dependencia que tiene la densidad de electrones con la densidad de gas neutro y potencia absorbida. Vemos que la densidad de electrones aumenta tanto con la potencia absorbida como con la densidad de gas neutro.

Como se puede apreciar, la densidad de electrones es varios ordenes de magnitud inferior a la densidad de gas neutro, lo que indica que el grado de ionización en el plasma generado es bajo. Como cada electrón liberado genera un ion, la densidad de electrones nos da la densidad total de iones. Se puede comprobar gráficamente que el grado de ionización aumenta con la potencia y disminuye con la densidad de gas neutro.

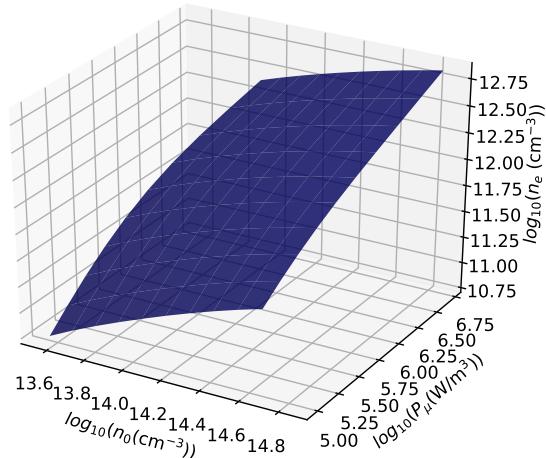


Figura 5.4: Densidad de los electrones en función de la densidad de gas neutro (n_0) y densidad de potencia (P_μ).

En la Figura 5.4 se puede ver la densidad de electrones en función de la densidad de gas neutro

y densidad de potencia absorbida en el rango de interés.

5.3 Grado de disociación

El hidrógeno atómico, junto con el molecular es la única especie neutra que se crea en la cámara de plasma. Debido a que la extracción de las partículas de la cámara se realiza electrostáticamente, estas partículas no se aceleraran. No obstante, la población de hidrógeno atómico condiciona en gran medida las densidades iónicas que se pueden llegar a alcanzar.

El grado de disociación da la proporción de hidrógeno molecular que se ha dissociado dando hidrógeno atómico.

$$D = \frac{n_H}{n_H + 2n_{H_2}} \quad (5.1)$$

Donde n_H y n_{H_2} son las densidades de hidrógeno atómico y molecular.

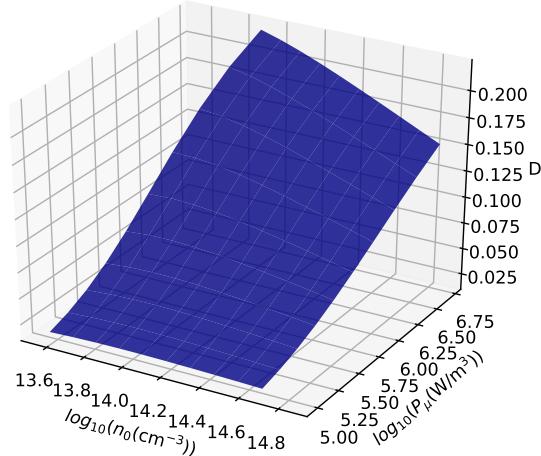


Figura 5.5: Grado de disociación del hidrógeno en función de la densidad de gas neutro (n_0) y densidad de potencia (P_μ).

En la Figura 5.5 se puede ver el grado de disociación que se obtiene en función de la densidad de potencia y densidad de gas neutro. Se puede apreciar que el grado de disociación aumenta con la potencia, y disminuye con la densidad de gas neutro.

En el rango que se muestra se alcanza un grado de disociación de hasta el 22 %, en la zona de más alta potencia, y densidad de gas baja. En potencias más bajas el grado de disociación disminuye rápidamente hasta el 1 %. Por consiguiente, vemos que la especie mayoritaria en la cámara de plasma es el hidrógeno molecular, y es en las potencias más altas con densidades de gas más bajas cuando el hidrógeno atómico se hace más relevante.

5.4 Densidad de los iones

El objetivo principal de este trabajo ha sido estudiar las densidades de las distintas especies generadas en la fuente. Teniendo en cuenta de que el proyecto LINAC7 tiene como objetivo acelerar protones, es de especial importancia generar la mayor proporción posible de protones en la fuente.

En las siguientes gráficas se muestra la dependencia de las especies iónicas respecto a la densidad de gas neutro para tres potencias diferentes.

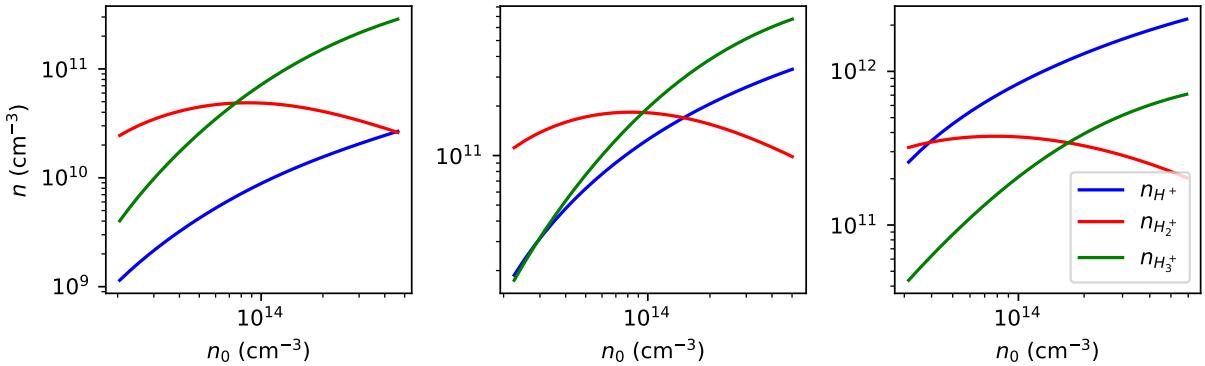


Figura 5.6: Densidad de H^+ (azul), H_2^+ (rojo) y H_3^+ (verde) en función de la densidad de gas neutro. Izquierdo: $P_\mu = 10^5 \text{ W m}^{-3}$, centro: $P_\mu = 5 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-3}$, derecha: $P_\mu = 2 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-3}$.

Como se puede comprobar en la Figura 5.6 , existen distintos regímenes, en los que domina una especie u otra. Además, teniendo en cuenta que la escala vertical es logarítmica, las diferencias de estas densidades son importantes.

La imagen de la izquierda se corresponde con la potencia más baja (10^5 W m^{-3}). En esta, sobre todo se generan iones de H_2^+ (a densidades bajas) y H_3^+ (a densidades más altas). Al aumentar la potencia se puede ver como la densidad de protones empieza a aumentar, y a potencias suficientemente altas supera la generación de H_3^+ en todo el rango de densidades. Estas simulaciones muestran que la densidad de potencia absorbida por el plasma es crítica a la hora de generar protones, y si esta no llega a un mínimo, la generación de H_3^+ queda favorecida frente a la de los protones. En cuanto a los H_2^+ , se puede ver que su generación es mayoritaria en densidades de gas bajas.

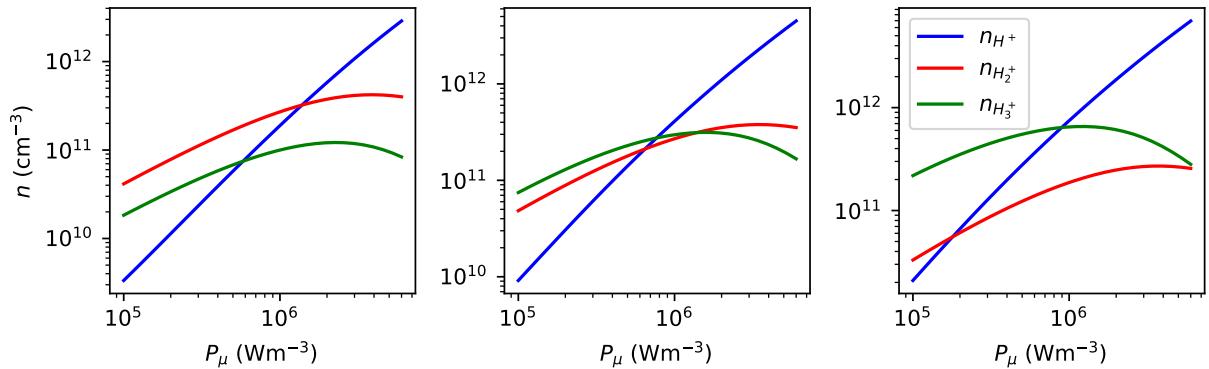


Figura 5.7: Densidad de H^+ (azul), H_2^+ (rojo) y H_3^+ (verde) en función de la densidad de potencia. Izquierda: $n_{H_2} = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, centro: $n_{H_2} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, derecha: $n_{H_2} = 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Al mostrar los resultados en función de la potencia (5.7) queda patente la importancia que tiene esta para la generación de protones. Se observa claramente que si la densidad de potencia no es suficiente, la generación de H_3^+ siempre va a superar la de los protones. De nuevo, se puede ver que el H_2^+ se genera sobre todo cuando la densidad es baja.

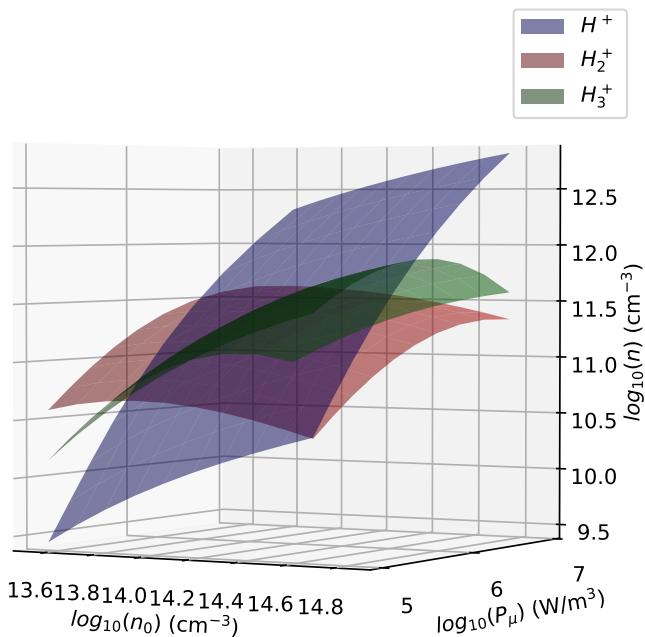


Figura 5.8: Densidad de H^+ (azul), H_2^+ (rojo) y H_3^+ (verde) en función de la densidad de potencia y densidad de gas neutro.

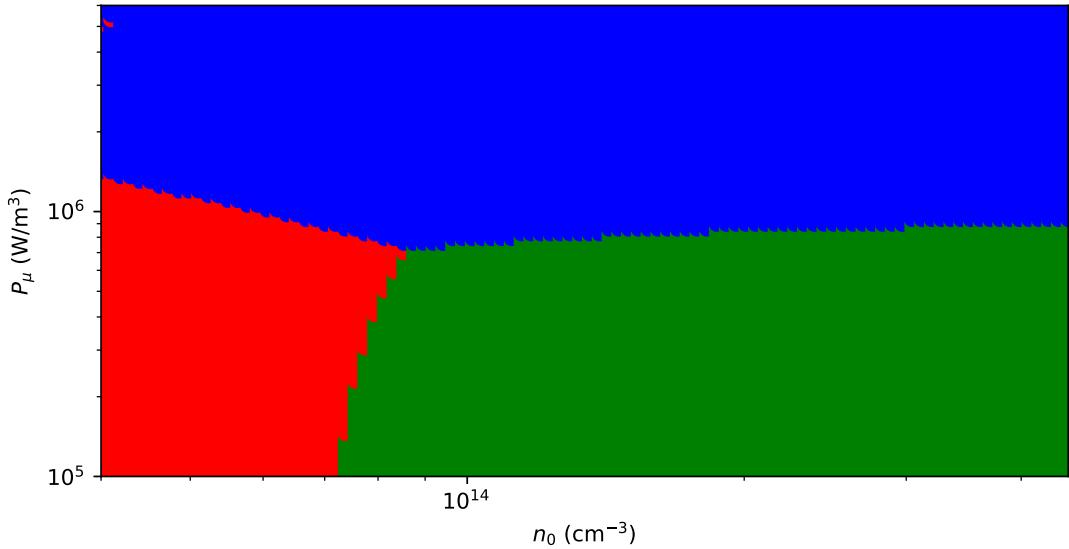


Figura 5.9: Mapa de las regiones en las que predomina cada una de las especies. Azul donde predominan los protones, rojo donde predomina el H_2^+ y verde donde predomina el H_3^+ .

En la Figura 5.8 se muestran las superficies que definen las densidades iónicas en función de las dos variables y la Figura 5.9 muestra los regímenes en los que cada especie es mayoritaria. En esta ultima gráfica vemos que para generar protones de forma mayoritaria hacen falta densidades de potencia superiores a $\sim 8 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-3}$. Esta densidad de potencia se corresponde a 484W si suponemos que se absorbe el 50 % de la potencia incidente y que el plasma ocupa todo el volumen de la cámara de plasma ($f=1$). Esta potencia está en el límite de nuestro amplificador, que puede dar un máximo de 500W.

5.5 Contribución de cada reacción

Cuando en las gráficas anteriores vemos que en una región determinada una especie predomina sobre otra es porque en el volumen del reactor se da una cadena de reacciones que favorece la creación de la especie predominante frente a la otra. Como se ha podido ver en el modelo teórico, las reacciones están entrelazadas entre ellas, por lo que puede resultar complejo entender que está pasando en el reactor para obtener el resultado observado.

Con el objetivo de dar luz a los procesos involucrados, se han graficado las tasas de reacción de todas las reacciones que generan o que hacen perder cada una de las especies. Como la densidad de hidrógeno molecular se ha fijado externamente en el programa, se ha estudiado el caso de las otras especies pesadas.

En los resultados se muestran tanto los procesos que generan una especie como los que lo hacen perder, en ambos casos se muestra la tasa de reacción con valores positivos. Según la ecuación 2.5, la tasa total de generación y de pérdida tiene que ser la misma. Se puede comprobar gráficamente que esta condición se cumple en cada punto.

En las Figuras que se muestran a continuación (Figura 5.10, 5.11, 5.12 y 5.13) se muestra un

barido de densidad de gas, con $P_\mu = 1 \cdot 10^6 \text{ Wm}^{-3}$ (izquierda) y un barrido de densidad de potencia, manteniendo $n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Generación de H

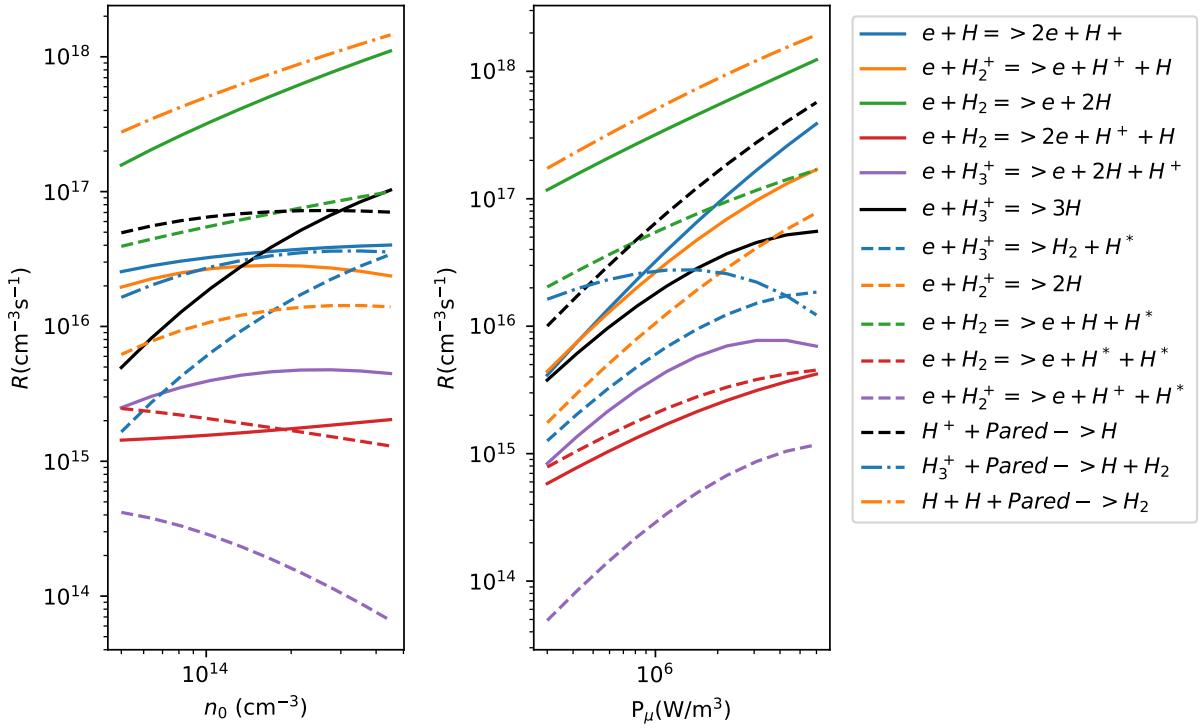


Figura 5.10: Tasa de reacción de cada una de las reacciones que contribuyen a la generación de H .

Generación de H^+

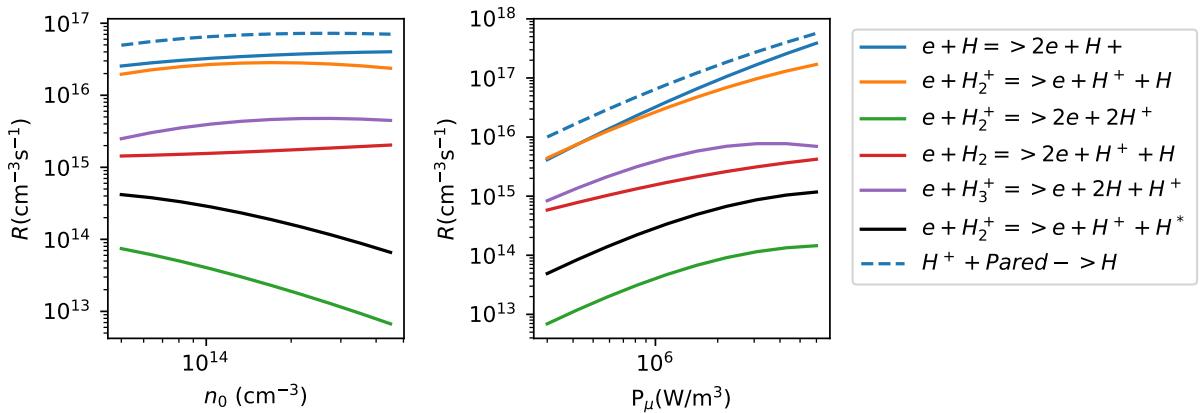


Figura 5.11: Tasa de reacción de cada una de las reacciones que contribuyen a la generación de H^+ .

Generación de H_2^+

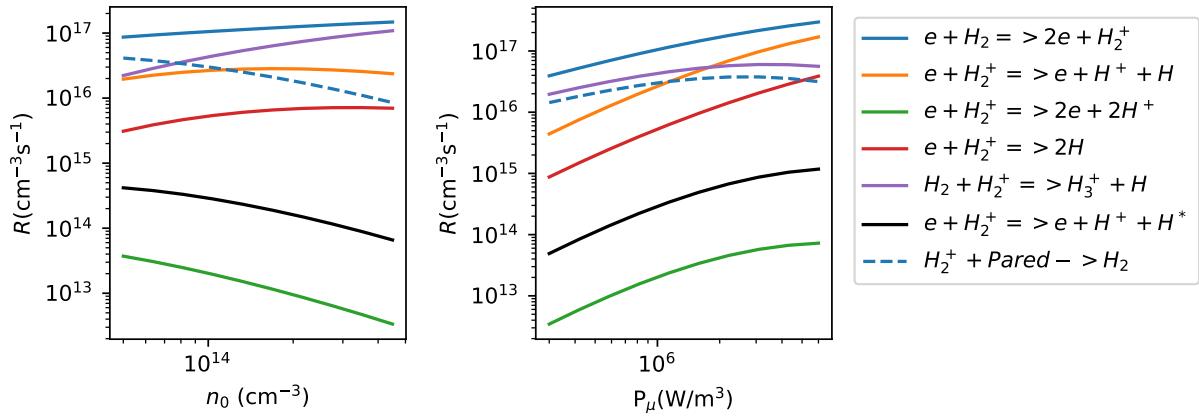


Figura 5.12: Tasa de reacción de cada una de las reacciones que contribuyen a la generación de H_2^+ .

Generación de H_3^+

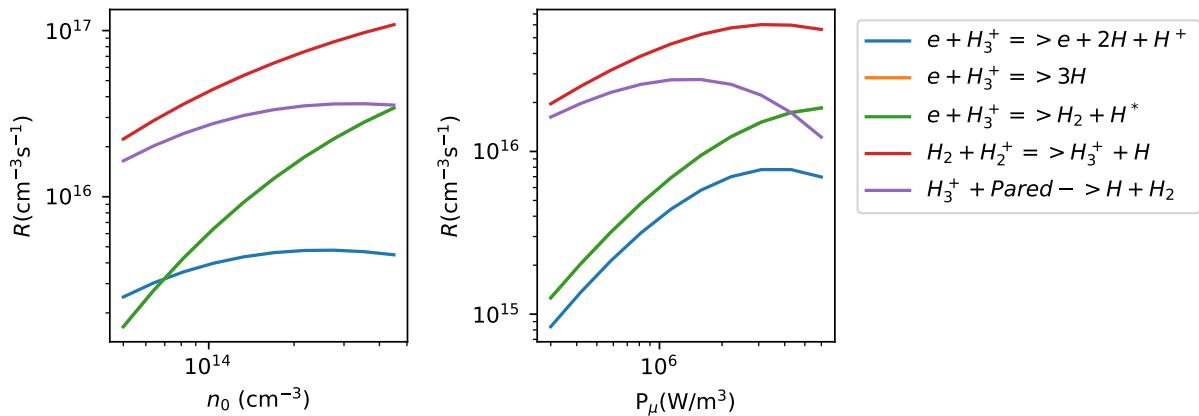


Figura 5.13: Tasa de reacción de cada una de las reacciones que contribuyen a la generación de H_3^+ .

A diferencia de la generación de protones y de H_2^+ , la generación de H_3^+ está dominada por una cadena de reacciones de un solo paso. Es decir, de las reacciones que generan H_3^+ , la mayoritaria es la reacción $e + H_3^+ = > e + 2H + H^+$. Teniendo en cuenta que a la cámara de plasma se inyecta H_2 , esta reacción ocurre directamente, y debido a la alta densidad de H_2 , esta reacción genera H_3^+ de forma eficiente. Vemos que las demás reacciones que involucran a H_3^+ son reacciones de pérdida.

Si los H_2^+ , generados mediante el proceso recién descrito, colisionan con moléculas de H_2 , puede ocurrir la reacción $H_2^+ + H_2 = > H_3^+ + H$, que tal y como se muestra en el cuadro 2.2, no tiene umbral energético. Como el H_2 es mayoritario en la cámara de plasma, y su densidad es mucho mayor que la de las demás especies, esta reacción se da a una tasa considerable, y a medida que aumenta la densidad de H_2 la reacción se da a una mayor tasa. Vemos que para el caso de H_3^+ , las demás reacciones hacen que se pierda esta especie. Hay que destacar que las reacciones $e + H_3^+ = > 3H$ y

$e + H_3^+ \rightarrow H_2 + H^*$ tienen la misma tasa de reacción, y por eso las dos curvas aparecen superpuestas, pudiéndose ver solamente la verde.

La generación de los protones es algo más complicada. Se puede ver que hay dos cadenas de reacciones que generan protones a unas tasas comparables. Por un lado, esta la reacción $e + H_2^+ \rightarrow e + H + H^+$, que genera protones a partir de H_2^+ , y por otro lado esta la reacción $e + H \rightarrow 2e + H^+$, que los genera a partir de átomos de hidrógeno. Ambas tienen contribuciones muy similares en este rango de potencias y densidades, por lo que hay que tener en cuenta ambas cadenas para obtener la densidad de protones. Vemos que la reacción $e + H \rightarrow 2e + H^+$ se hace más importante a medida que aumenta la potencia. Esto se debe a que tal y como se ve en la Figura 5.5 la densidad de hidrógeno aumenta de forma considerable a medida que aumenta la potencia, favoreciendo esta reacción. Además de estas dos reacciones, también es importante, aunque la tasa es menor, la reacción $e + H_3^+ \rightarrow e + 2H + H^+$ que genera protones a partir de H_3^+ . Por último, cabe destacar que existe una cadena de reacción de un solo paso que genera átomos de hidrógeno directamente a partir de H_2 , pero su coeficiente de reacción es muy bajo a comparado con las otras reacciones con las que compite, de forma que aunque las otras cadenas sean de dos pasos, salen favorecidas.

Finalmente, para la generación de hidrógeno atómico, vemos que la reacción dominante es la disociación del hidrógeno molecular, y su desaparición está regida por la pérdida recombinativa en las paredes ($H + H + Pared \rightarrow H_2$).

5.6 Absorción de potencia

Así como se ha calculado la contribución de cada reacción a la generación y pérdida de cada especie, a continuación se muestra la absorción de energía que corresponde a cada reacción.

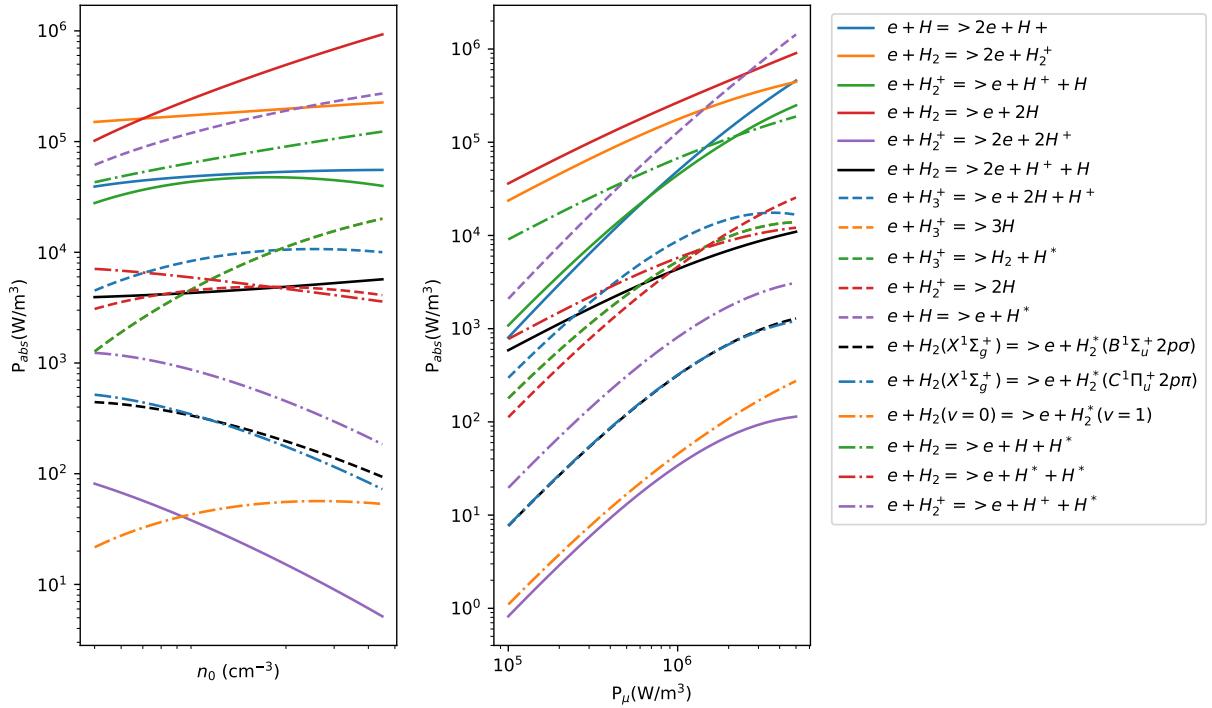


Figura 5.14: Absorción de potencia de cada una de las reacciones.

En la Figura 5.14 se muestra la densidad de potencia que absorbe cada una de las reacciones. A la izquierda se muestra el resultado en función de la densidad de gas ($P_\mu = 1 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-3}$), y a la derecha en función de la densidad de potencia ($n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$).

En las imágenes queda claro que la mayor parte de la potencia se absorbe mediante la disociación y ionización del hidrógeno molecular. Cabe destacar que la reacción $e + H_2 \rightarrow e + H + H^+$ empieza a ser relevante a potencias altas. Esto llama la atención, porque la concentración de H_2^+ es unos 3 órdenes de magnitud inferior a la de H_2 , pero el alto valor del coeficiente de reacción de esta reacción hace que absorba casi tanto como las reacciones de disociación e ionización de H_2 .

En cuanto a las reacciones de excitación, estas las hemos añadido al modelo solamente para tener en cuenta la absorción de energía que estas suponen. Viendo los resultados de la Figura 5.14, vemos que las excitaciones del hidrógeno molecular no tienen casi ningún efecto en la absorción de energía, y por consiguiente, tampoco lo tienen en el resultado del modelo global. La única excitación cuyo efecto se puede notar en estos rangos es la excitación del hidrógeno atómico, que absorbe mucha potencia a potencias altas.

5.7 Sensibilidad

Los resultados que se han mostrado hasta ahora se han calculado utilizando unos valores para ciertos parámetros cuya elección ha sido en cierta medida arbitraria. Para comprobar como varía el resultado del modelo al variar estos parámetros, y ver, así, la aplicabilidad de los resultados, se han vuelto a simular algunas curvas para distintos valores de estos parámetros.

5.7.1 Volumen del plasma

El volumen del plasma es un parámetro esencial, ya que dependiendo de este, la densidad de potencia cambia. Para una densidad de potencia determinada, necesitaremos más potencia cuanto mayor sea el volumen del plasma. Además de en la densidad de potencia, el volumen del plasma aparece en más ecuaciones, en las partes relativas a las pérdidas superficiales. Por lo tanto, el volumen del plasma no solamente cambia la potencia necesaria que necesitamos para llegar a una densidad de potencia dada, si no que también interfiere directamente en el resultado.

Para ver el efecto que tiene este volumen en nuestras ecuaciones, volveremos a utilizar el parámetro f , que hemos definido como $f \equiv V_{plasma}/V_{cámara}$. Si nos fijamos en las ecuaciones 2.5 y 2.27, vemos que el volumen del plasma siempre aparece dividiendo a una superficie. Si suponemos que el plasma preserva el aspecto L/R de la cámara, entonces:

$$\frac{A_{plasma}}{V_{plasma}} = \frac{f^{2/3} A_{cámara}}{f V_{cámara}} = f^{-1/3} \frac{A_{cámara}}{V_{cámara}} \quad (5.2)$$

Es decir, se pueden utilizar las dimensiones de la cámara de plasma, y tener en cuenta el efecto del volumen del plasma añadiendo un factor $f^{-1/3}$ cada vez que aparece la superficie del plasma dividida por el volumen.

Como el volumen del plasma ha de ser igual o menor que 1, el factor $f^{-1/3}$ será siempre mayor que uno. Esto quiere decir que los términos en los que aparece $\frac{A_{plasma}}{V_{plasma}}$ se hacen más importantes. Es decir: los términos de pérdidas superficiales se intensifican a medida que se disminuye el volumen. Es importante destacar que el volumen y superficie que aparecen en la ecuación 2.24 no son los del plasma sino los de la cámara, por lo que este término no siente el efecto de f .

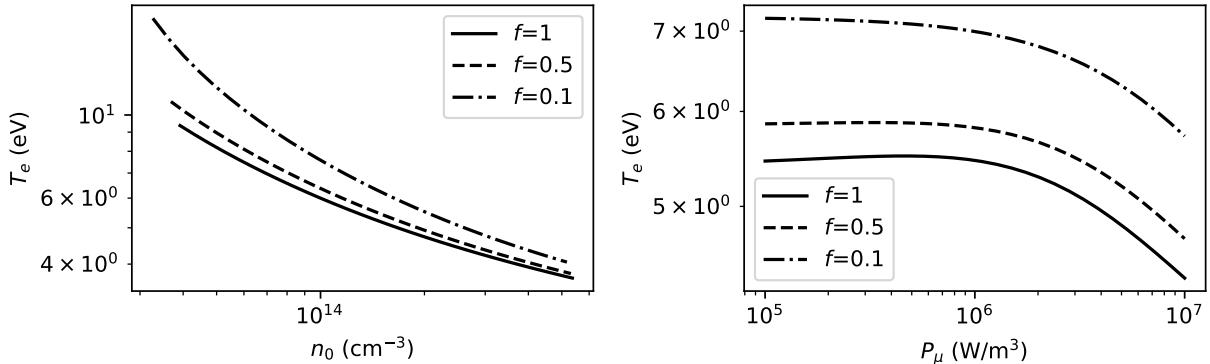


Figura 5.15: T_e para distintos valores de f . En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

En cuanto a la temperatura de los electrones, se obtiene que al disminuir el volumen del plasma la temperatura aumenta, especialmente en las densidades de gas más bajas.

En lo que respecta a las especies iónicas, tal y como se ha argumentado, se espera que las pérdidas superficiales disminuyan con el volumen. En las siguientes imágenes se muestran los resultados de las densidades de protones (azul), H_2^+ (rojo) y H_3^+ (verde) para tres valores de f .

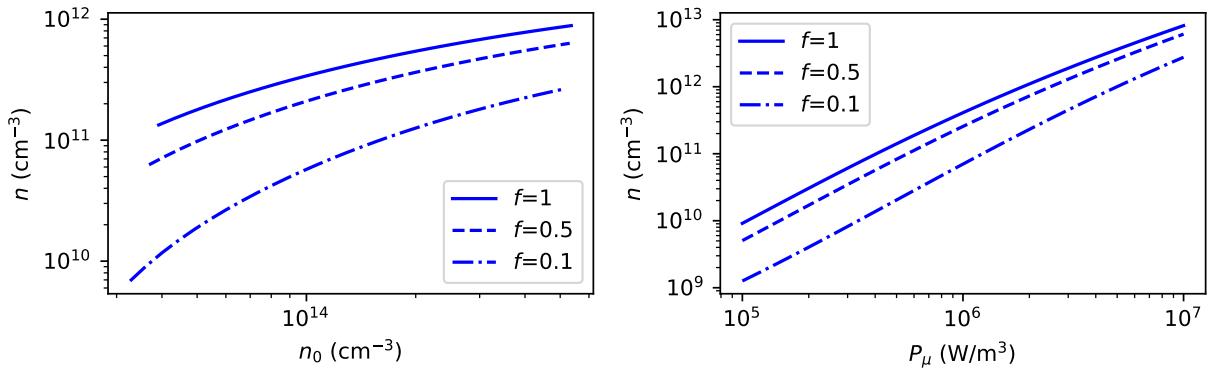


Figura 5.16: Densidad de protones en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $f = 1$, $f = 0,5$ y $f = 0,1$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

En la Figura 5.16 se puede ver que la densidad de protones disminuye al disminuir el volumen del plasma. Si atendemos a la Figura 5.11, vemos que las pérdidas de protones están dominadas por el término de superficie ($H^+ + \text{Pared} \rightarrow H$), por lo que al intensificar este término disminuyendo f se obtienen unas densidades más bajas de protones tal y como se aprecia en la Figura 5.16. La diferencia entre las densidades es, además, notable, pues entre la curva de $f = 1$ y $f = 0,1$ hay diferencias de más de un orden de magnitud para densidades de gas bajas.

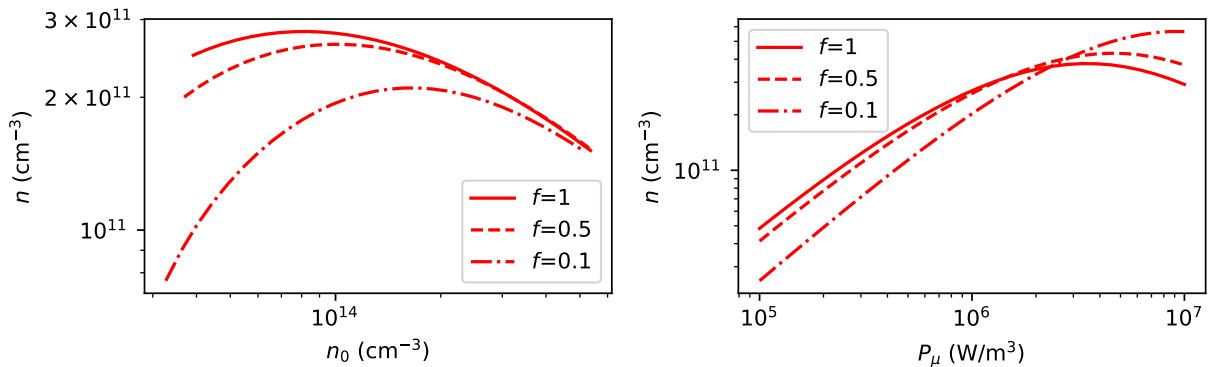


Figura 5.17: Densidad de H_2^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $f = 1$, $f = 0,5$ y $f = 0,1$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

En el caso de H_2^+ , el resultado es distinto. Vemos que a densidades de gas bajas la densidad de H_2^+ se reduce, pero a medida que aumenta la densidad de gas la diferencia entre las tres curvas va desapareciendo. De nuevo, podemos encontrar la respuesta a esto en la Figura 5.12. En esta se puede apreciar que las pérdidas de superficie ($H_2^+ + \text{Pared} \rightarrow H_2$) son importantes a densidades de gas neutro bajas, pero que a medida que la densidad aumenta, la pérdida de estos iones está dominada por reacciones de volumen. Por esta razón, los efectos de f se ven sobre todo a densidades de gas neutro bajas. En cuanto al resultado en función de la potencia, se puede apreciar que la densidad de H_2^+ se ve favorecida para al disminuir f para potencias altas.

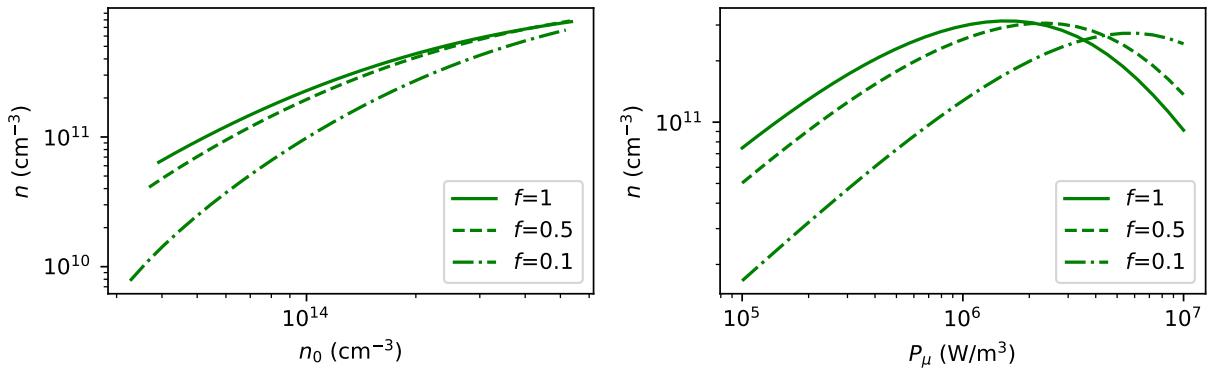


Figura 5.18: Densidad de H_3^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $f = 1$, $f = 0,5$ y $f = 0,1$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Con el H_3^+ ocurre algo similar a lo que ocurre con H_2^+ . En la Figura 5.18 se comprueba que a densidades de gas bajas, en las que las pérdidas de superficie ($H_3^+ + \text{Pared} \rightarrow H + H_2$) son importantes, la densidad de H_3^+ se reduce notablemente, pero este efecto desaparece al aumentar la densidad de gas, ya que las reacciones que dominan las pérdidas son $e + H_3^+ \rightarrow 3H$ y $e + H_3^+ \rightarrow H + H_2$. En función de la potencia, se comprueba también que a potencias bajas, la densidad de H_3^+ se reduce al reducir f (debido a la importancia de la reacción de superficie), mientras que a medida que la potencia aumenta, el efecto de las reacciones de superficie se reduce y la densidad de H_3^+ llega a aumentar.

Habiendo visto como cambia la densidad de cada especie al disminuir el volumen del plasma, es de especial interés ver cual es la especie dominante en cada punto del plano definido por n_0 y P_μ (como se ha hecho en la Figura 5.9). Como queremos comparar tres resultados al mismo tiempo, esta vez no se van a utilizar los colores, y solamente se va a representar las líneas que limitan las regiones dominadas por cada una de las especies.

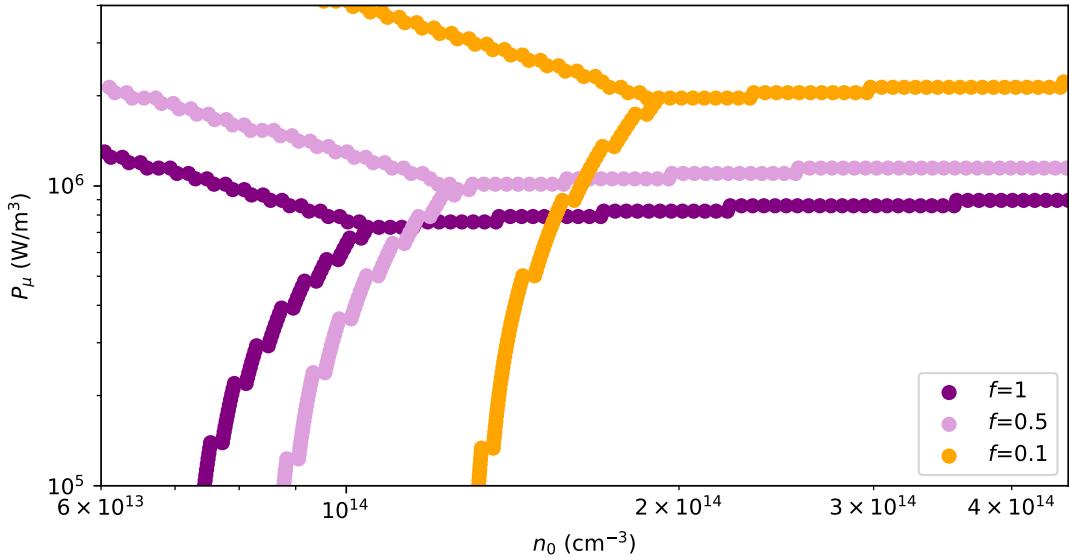


Figura 5.19: Limites de las regiones dominadas por cada una de las especies para diferentes valores de f .

Como se puede comprobar, en los tres casos se obtiene un plano dividido en tres regiones. La región que aparece con las densidades de gas más bajas se corresponde con la región en la que domina H_2^+ , la región a mayores densidades y a potencias bajas se corresponde con la región en la que domina el H_3^+ , y por último, en densidades altas con potencias altas tenemos una región dominada por los protones.

Como se puede comprobar, a medida que disminuye el volumen del plasma, el límite de la región dominada por H_2^+ se desplaza a densidades más altas. En cuanto a la generación de protones, vemos que a medida que se reduce el volumen del plasma es necesaria una mayor densidad de potencia para llegar a la zona dominada por protones.

Es importante notar que el hecho de que el límite en el que predominan los protones se desplace a una densidad de potencia más alta no tiene por qué significar que hace falta más potencia para llegar a la zona en la que predominan los protones, ya que la densidad de potencia aumenta inversamente proporcional a f para una potencia dada. Si, al disminuir f , la densidad de potencia crece más rápidamente que el límite que define la zona en la que predominan los protones, hará falta una menor potencia para generar protones mayoritariamente. Esto se puede comprobar fácilmente. Para generar protones de forma mayoritaria hacen falta densidades de potencia superiores a $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-3}$ para $f = 0,1$. Suponiendo que se absorbe 50% de la potencia que incide en la cámara, esta densidad se corresponde a una potencia de 181W, que es mucho menor a los 484W que se han calculado previamente para el caso en el que $f = 1$.

Los resultados obtenidos en este apartado se sustentan en la hipótesis de que al disminuir el volumen la forma del plasma se mantiene cilíndrica, con el mismo aspecto R/L . De esta forma, se ha supuesto que el ratio $A_{\text{plasma}}/V_{\text{plasma}}$ escala con un factor $f^{-1/3}$ con $A_{\text{cámara}}/V_{\text{cámara}}$. Si al disminuir de tamaño, el plasma cambia de forma, el ratio $A_{\text{plasma}}/V_{\text{plasma}}$ no escala exactamente con $f^{-1/3}$. Aun así, de forma general se cumple que al disminuir el volumen el ratio $A_{\text{plasma}}/V_{\text{plasma}}$ aumenta. Por esta razón, los resultados obtenidos en este apartado deberían cumplirse al menos de

forma cualitativa.

5.7.2 Temperatura iones: T_i

Otro parámetro desconocido en nuestro modelo global es la temperatura de los iones. Como se ha mencionado en la introducción a los resultados, se ha utilizado una temperatura de 0.5 eV para todos los iones. Aun así, no se ha encontrado una justificación lo suficientemente sólida para dar exactamente este valor.

En la bibliografía consultada se han citado valores desde los 0.03 eV (casi en equilibrio térmico) hasta los 0.6 eV [42]. En este apartado se ha querido comprobar como cambia el resultado del modelo variando la temperatura de los iones. En concreto se van a comparar los resultados de $T_i = 0,043$ eV (equilibrio térmico en 500 K), $T_i = 0,2$ eV y $T_i = 1$ eV

Para poder intuir en qué puede afectar la temperatura de los iones, debemos ver como entra en juego esta en las ecuaciones del modelo. Se puede comprobar que la temperatura de los iones solamente aparece en el coeficiente de reacción de las reacciones entre especies pesadas. En nuestro modelo solamente tenemos una reacción de este tipo: $H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H$. La dependencia del coeficiente de reacción con respecto a la temperatura de los iones se puede ver en la figura 2.2. En esta gráfica, el eje x define la temperatura de la partícula incidente. Si una partícula de 0.03eV incide sobre una distribución maxwelliana de partículas de 0.2 eV, el coeficiente de reacción nos lo da el valor que tiene la curva de $T_i=0.2$ eV (curva verde) cuando $x = 0,03$ eV. Es decir, la distribución de partículas sobre la que incide un ion define la curva, y la energía del ion incidente el valor del eje x .

Cuando definimos una temperatura para la distribución de iones, suponemos que todos los iones están a la misma temperatura, tanto el incidente como la distribución sobre la que incide. Por lo tanto, el coeficiente de reacción lo obtendremos con el valor que tiene una curva correspondiente a la temperatura T_i sobre el valor T_i en el eje x .

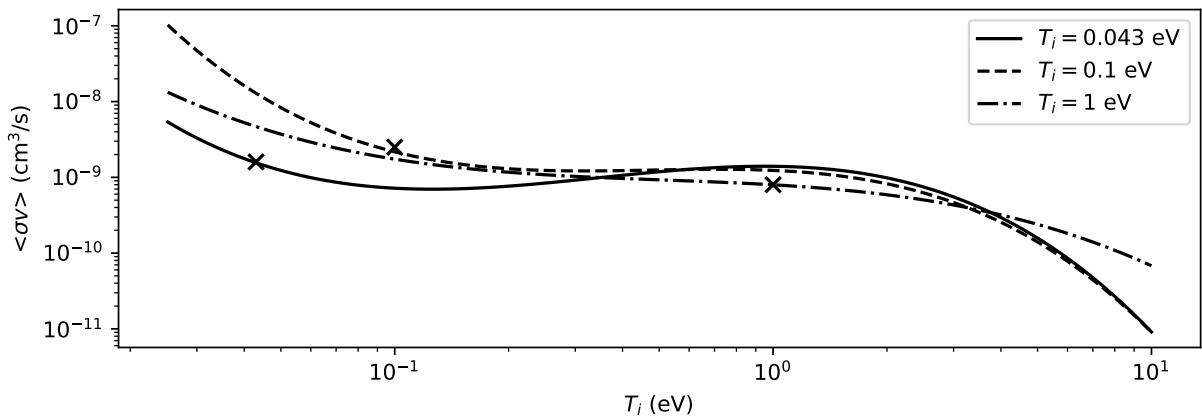


Figura 5.20: Coeficiente de reacción para distintas distribuciones de velocidades en función de la energía de la partícula incidente. Con \times se indica el coeficiente de reacción de una partícula con energía T_i sobre una distribución de partículas con energía T_i .

En la Figura 5.20 se marca con una cruz el valor del coeficiente de reacción para cada una de las temperaturas. Se puede comprobar que $k(T_i = 1\text{eV}) < k(T_i = 0,043\text{eV}) < k(T_i = 0,1\text{eV})$. Esto

indica que la reacción $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ se verá beneficiada en el caso de $T_i = 0.1$ eV, y se dará con menos intensidad en el caso de $T_i = 1$ eV.

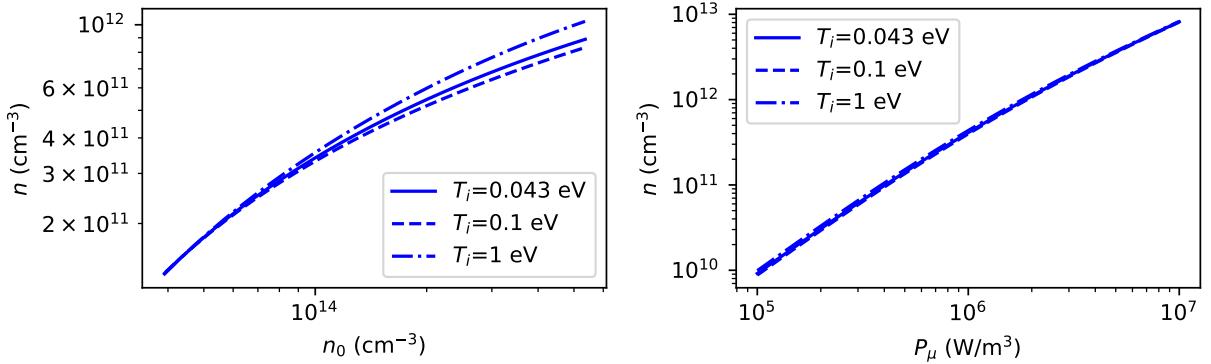


Figura 5.21: Densidad de protones en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_i = 0,043$ eV, $T_i = 0,1$ eV y $T_i = 1$ eV. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6$ Wm⁻³, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14}$ cm⁻³.

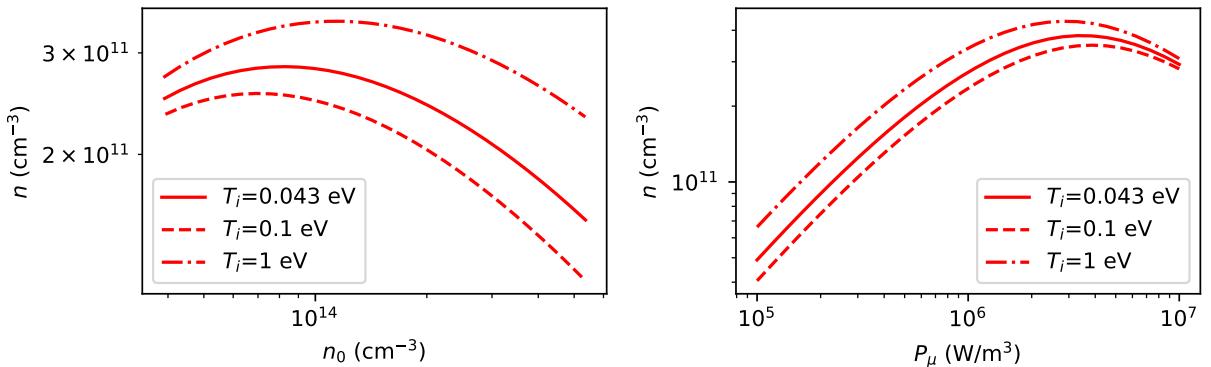


Figura 5.22: Densidad de H_2^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_i = 0,043$ eV, $T_i = 0,1$ eV y $T_i = 1$ eV. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6$ Wm⁻³, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14}$ cm⁻³.

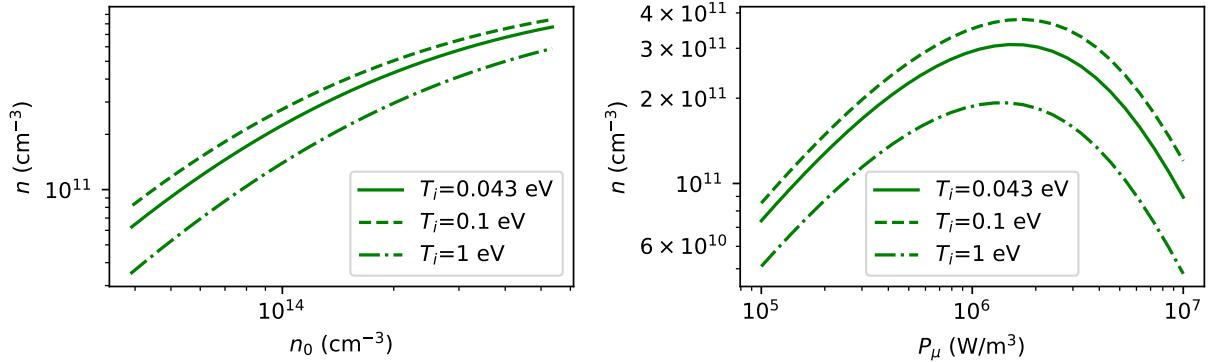


Figura 5.23: Densidad de H_3^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_i = 0,043 \text{ eV}$, $T_i = 0,1 \text{ eV}$ y $T_i = 1 \text{ eV}$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

En las Figuras 5.21, 5.22 y 5.23 se muestra la sensibilidad de estas tres especies respecto a los cambios en la temperatura de iones. Debido a que en el caso de $T_i = 0.1 \text{ eV}$ el coeficiente de reacción de $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$ es máximo, se ve que en ese caso las densidades de H_3^+ que se obtienen son máximas, seguidas de cuando $T_i = 0.043 \text{ eV}$ y $T_i = 1 \text{ eV}$ (de la misma forma que los coeficientes de reacción). Como esta reacción consume H_2^+ , las densidades de esta especie se invierten respecto a la de H_3^+ , obteniendo la densidad máxima para $T_i = 1 \text{ eV}$. En cuanto a las densidades de protones, estas también se ven afectadas por la temperatura iónica. Hay que tener en cuenta que la reacción $e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H$ contribuye de forma muy importante a la generación de protones (ver figura 5.11). De esta forma, la densidad de H_2^+ afecta directamente en la generación de protones. Cuanto menor es la densidad de H_2^+ menor es también la de protones.

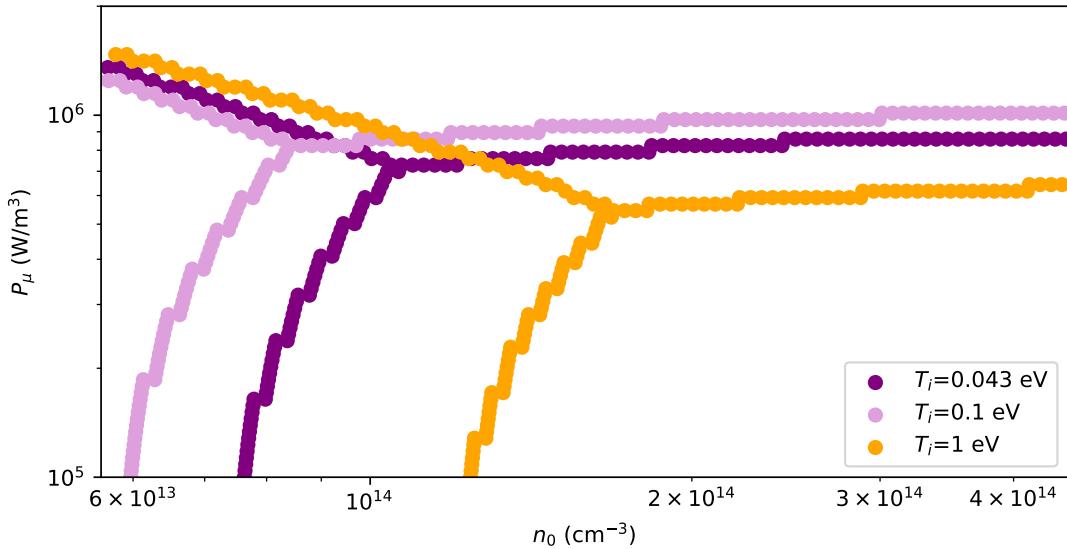


Figura 5.24: Limites de las regiones dominadas por cada una de las especies para diferentes valores de T_i .

Como se puede observar en la Figura 5.24, en la que se muestran los límites de las regiones en las que cada especie es predominante, al variar la temperatura de los iones estos límites varían. Como al aumentar el coeficiente de reacción se favorece la generación de H_3^+ respecto a H_2^+ , el límite entre las regiones mayoritarias entre estos dos se desplaza hacia densidades de gas inferiores al reducir el coeficiente de reacción. Como el coeficiente es máximo en el caso de 0.1 eV, vemos que el límite se encuentra en las densidades más bajas, seguido por el caso de 0.043 eV y 1 eV. Ocurre el mismo efecto con el límite entre los protones y H_3^+ . Como la generación de H_3^+ reduce la densidad de H_2^+ , y esto a su vez reduce la de protones, cuanto mayor es el coeficiente de reacción para $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$, el límite entre las zonas mayoritarias de protones y H_3^+ se desplaza a potencias superiores.

5.7.3 Temperatura gas neutro: T_g

A la hora de elegir la temperatura del gas neutro se ha escogido una temperatura de 500K. En este apartado veremos como cambia el resultado variando esta temperatura. Para ver la variabilidad se han escogido unas temperaturas de 300K, 500K y 700K.

La temperatura del gas neutro aparece en las ecuaciones solamente el el coeficiente de recombinación del hidrógeno atómico. En este coeficiente tenemos tanto la contribución de k_D como de k_W , ambas dependientes de la temperatura del gas neutro mediante su raíz cuadrada. Si definimos k_{W0} y k_{D0} como los valores de estos coeficientes, y k_0 el coeficiente de recombinación total a una temperatura arbitraria T_0 , y entonces:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k_{D0}\sqrt{\frac{T}{T_0}}} + \frac{1}{k_{W0}\sqrt{\frac{T}{T_0}}} = \frac{1}{k_0\sqrt{\frac{T}{T_0}}} \quad (5.3)$$

Es decir, $k \propto \sqrt{T}$.

Como la recombinación del hidrógeno hace que se pierda hidrógeno mediante la reacción $H + H + \text{Pared} \rightarrow H_2$, se espera que a medida que aumente la temperatura la densidad de hidrógeno se vea reducida.

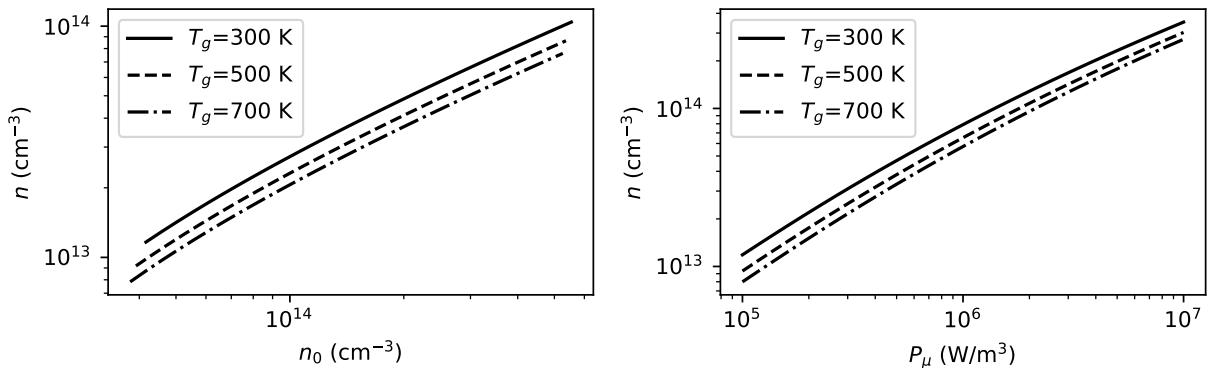


Figura 5.25: Densidad de hidrógeno atómico en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_g = 300\text{K}$, $T_g = 500\text{K}$ y $T_g = 700\text{K}$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6\text{Wm}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14}\text{ cm}^{-3}$.

Tal y como se esperaba, la densidad de hidrógeno disminuye al aumentar la temperatura (Fi-

gura 5.25. Como la temperatura de gas neutro no tiene ningún efecto directo en las ecuaciones de los iones, la temperatura solo afectará en las densidades iónicas a través de la densidad de hidrógeno.

Para el caso de los protones, hemos visto que la reacción mayoritaria de generación de protones es la reacción $e+H \rightarrow 2e+H^+$. Por esta razón cabría esperar que su densidad aumentará al aumentar la temperatura del gas. En cuanto a los H_2^+ , su generación está dominada por la ionización directa del hidrógeno molecular. Como al aumentar la recombinación del hidrógeno atómico, aumenta la densidad de hidrógeno molecular, la recombinación favorece la generación de H_2^+ . Lo mismo ocurre con H_3^+ , ya que para su generación hacen falta H_2 y H_2^+ .

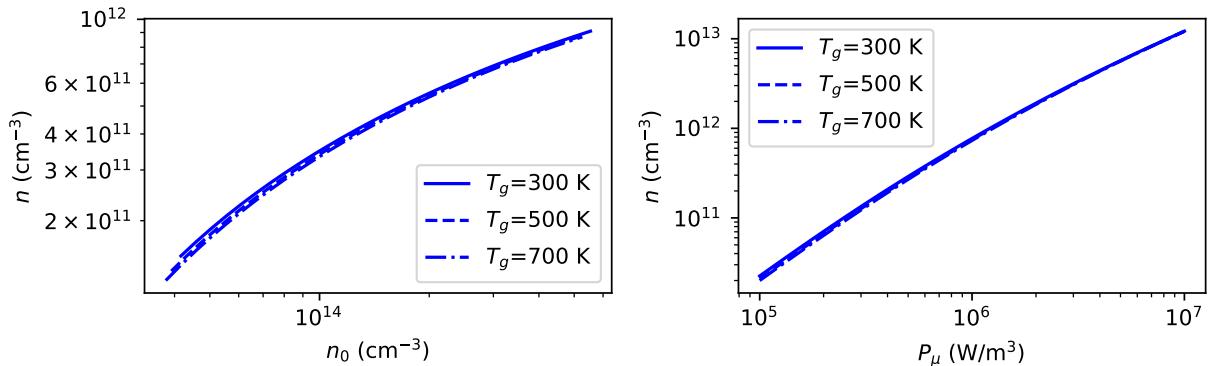


Figura 5.26: Densidad de protones en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_g = 300\text{K}$, $T_g = 500\text{K}$ y $T_g = 700\text{K}$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{Wm}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

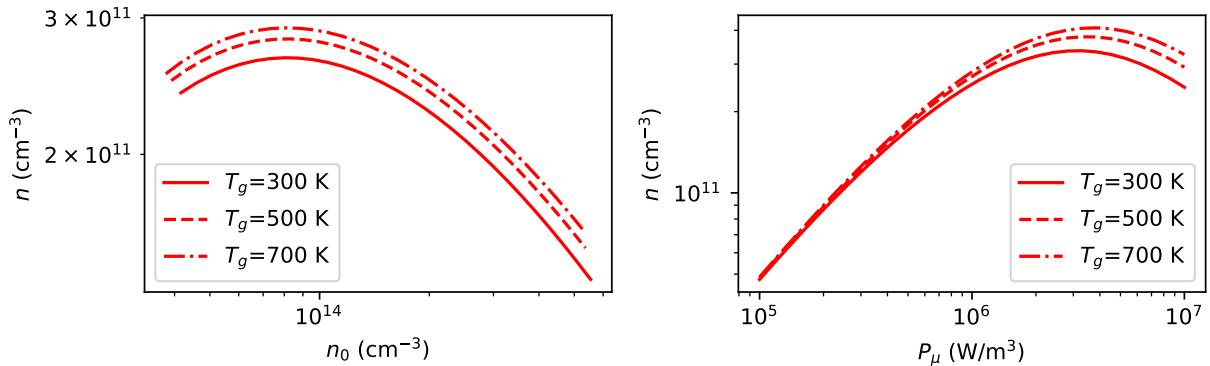


Figura 5.27: Densidad de H_2^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_g = 300\text{K}$, $T_g = 500\text{K}$ y $T_g = 700\text{K}$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{Wm}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

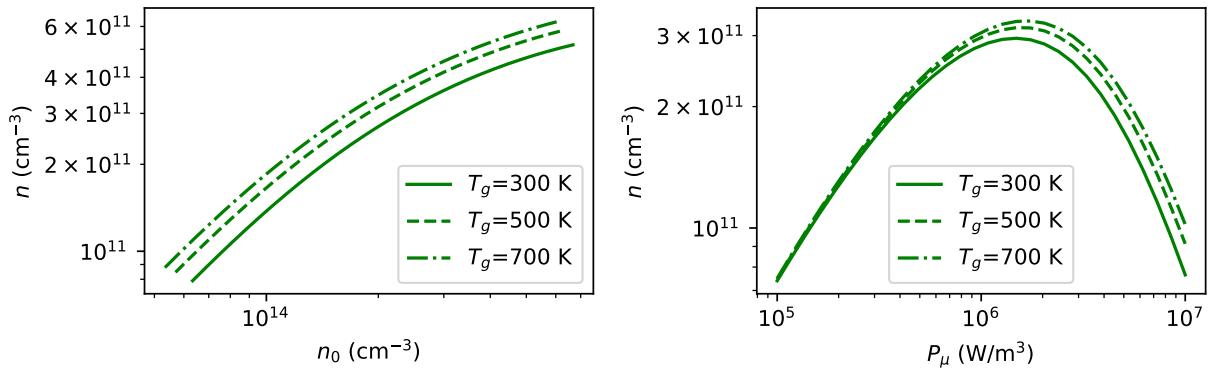


Figura 5.28: Densidad de H_3^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $T_g = 300\text{K}$, $T_g = 500\text{K}$ y $T_g = 700\text{K}$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{Wm}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$.

Se comprueba (Figuras 5.26, 5.27, 5.28) que al aumentar la temperatura la densidad de protones se reduce ligeramente, mientras que la densidad de H_2^+ como H_3^+ aumenta. Se observa que el aumento de la densidad de protones es muy reducida. Esto se debe a que para su generación, además de la reacción $e + H \longrightarrow 2e + H^+$, la reacción $e + H_2^+ + H + H^+$ es también muy importante, y así como la primera reacción se da con mayor tasa al aumentar la temperatura, la segunda se da con una menor tasa. De esta forma sus efectos se cancelan en cierta medida.

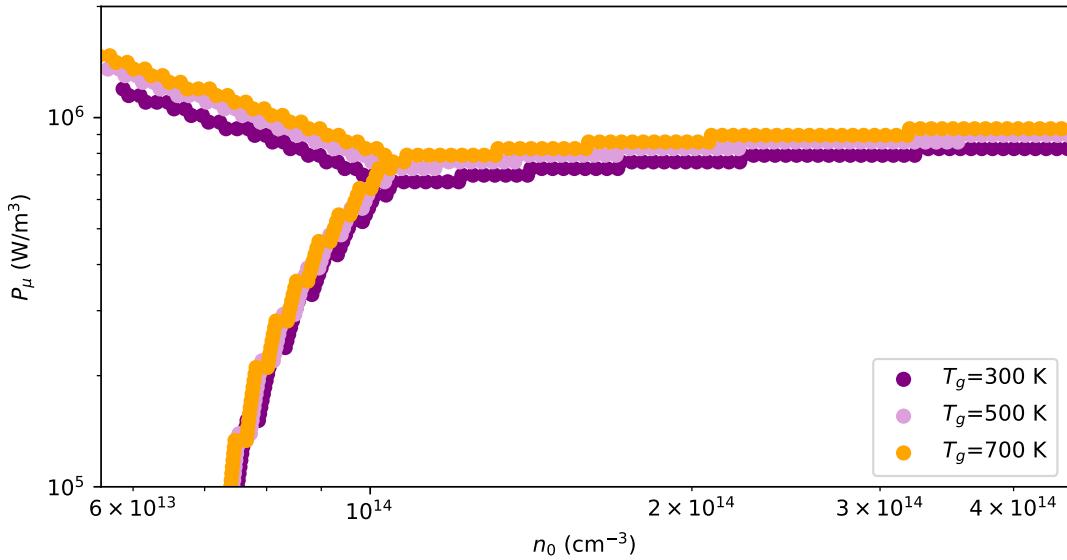


Figura 5.29: Límites de las regiones dominadas por cada una de las especies para diferentes valores de T_g .

En cuanto a los límites entre las regiones en las que predomina cada especie, se observa que estos varían muy poco en este rango de temperaturas.

5.7.4 Coeficiente de recombinación: γ

Por último, se ha estudiado la sensibilidad del modelo respecto a cambios del parámetro de recombinación γ . En este modelo se ha utilizado $\gamma = 0,1$, ya que este es el valor que tiene este parámetro para el caso del acero inoxidable (material del que están compuestas las paredes del reactor). Sin embargo, puede ser de gran interés ver el efecto del parámetro γ para ver el efecto que puede tener el material de las paredes en el resultado. Además, existen discrepancias entre los valores obtenidos en experimentos diferentes, por lo que es importante ver la estabilidad del resultado frente a cambios en este parámetro[35][46][47][48].

El parámetro de recombinación del hidrógeno γ aparece en la ecuación 2.24. Como se ha explicado, este coeficiente da la probabilidad de que dos átomos de hidrógeno se recombinen en las paredes del reactor, dando H_2 mediante la reacción $H + H + \text{Pared} \longrightarrow H_2$. Cuanto mayor es γ mayor es la probabilidad de que los átomos se recombinen. Por esta razón se espera que cuanto menor sea γ mayor será la concentración de hidrógeno en la cámara (de forma similar a como pasaba con la temperatura del gas neutro).

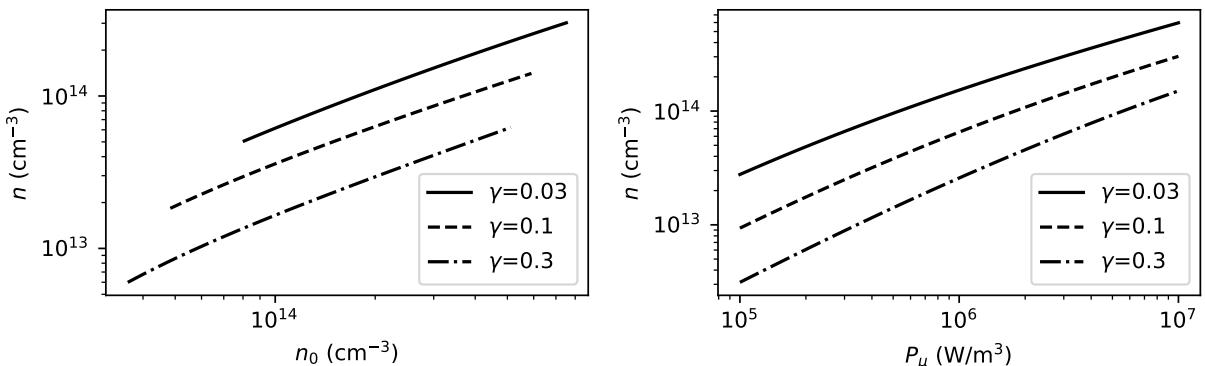


Figura 5.30: Densidad de hidrógeno atómico en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $\gamma = 0,03$, $\gamma = 0,1$ y $\gamma = 0,3$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

En la Figura 5.30 se aprecia que cambiando γ cambia mucho la concentración de hidrógeno atómico. Además se puede ver que a densidades de gas bajas el grado de disociación ha de ser elevado (mayor cuanto menor es γ), ya que la densidad de gas neutro es del mismo orden que la de hidrógeno.

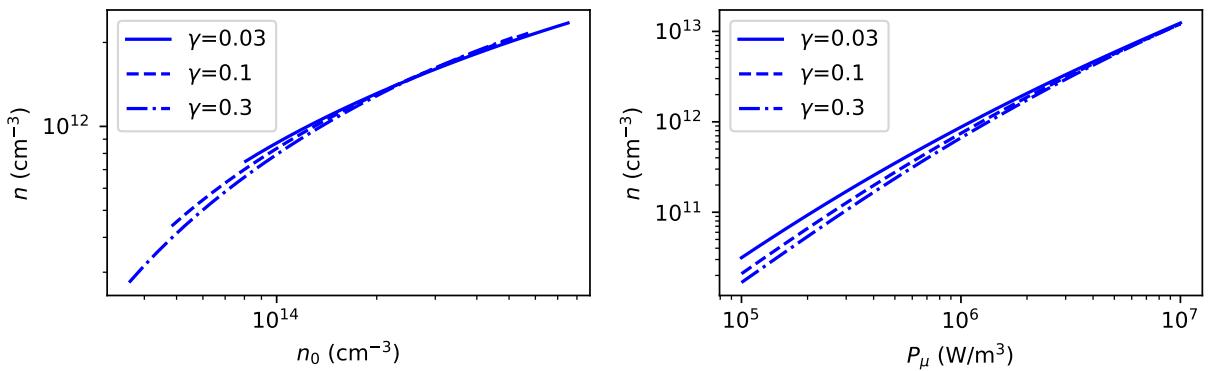


Figura 5.31: Densidad de protones en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $\gamma = 0,03$, $\gamma = 0,1$ y $\gamma = 0,3$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

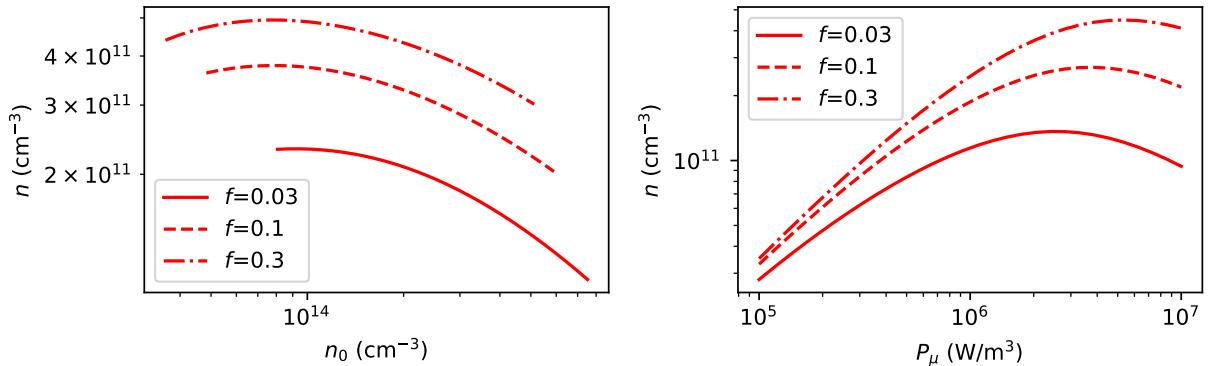


Figura 5.32: Densidad de H_2^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $\gamma = 0,03$, $\gamma = 0,1$ y $\gamma = 0,3$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

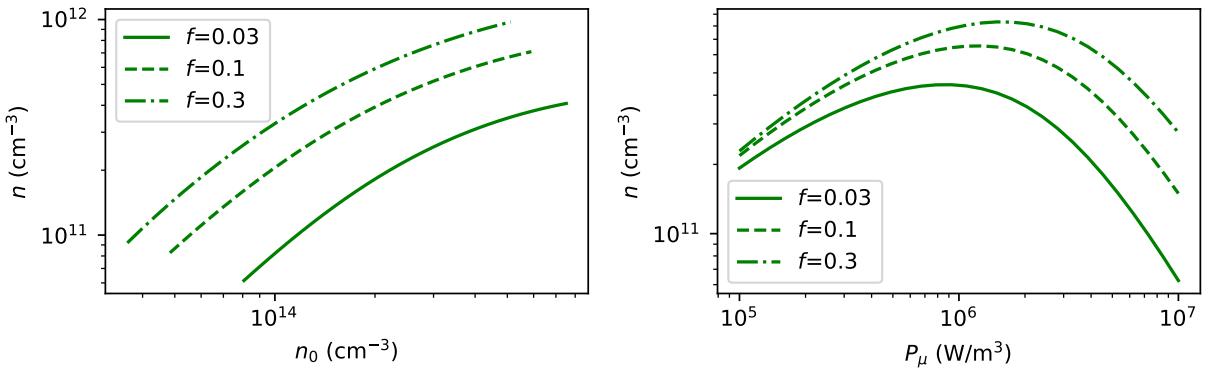


Figura 5.33: Densidad de H_3^+ en función de la densidad de gas neutro (izquierda) y densidad de potencia (derecha) para $\gamma = 0,03$, $\gamma = 0,1$ y $\gamma = 0,3$. En la gráfica de la izquierda se ha fijado $P_\mu = 10^6 \text{ W m}^{-3}$, y en la de la derecha, $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

En las Figuras 5.31, 5.32 y 5.33 se comprueba que en las densidades de las especies iónicas se observa el mismo comportamiento que en función de la temperatura del gas: las concentraciones de H_2^+ y H_3^+ se reducen a medida que disminuye la recombinación, y la densidad de protones aumenta aunque no varía mucho.

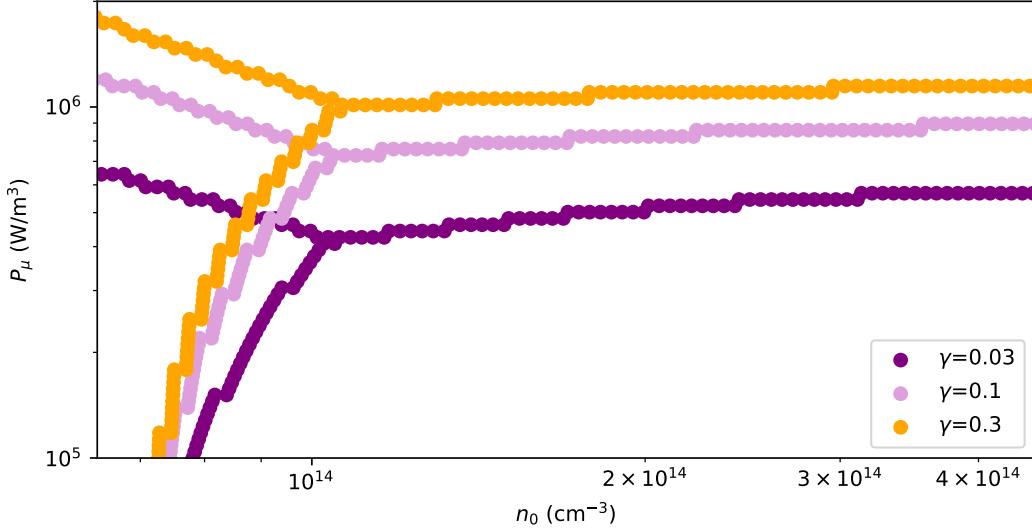


Figura 5.34: Límites de las regiones dominadas por cada una de las especies para diferentes valores de γ .

El cambio de las concentraciones iónicas se traduce en que el límite de la zona mayoritaria de protones se desplaza a potencias más bajas. Es decir, se necesita menos potencia para conseguir que la especie mayoritaria sean los protones. Por ejemplo, en el caso en el que $\gamma = 0,03$, se empiezan a generar mayoritariamente protones a partir de $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-3}$, lo que se traduce a una potencia de 303 W si $f = 1$ muy inferior a los 484W que se obtenían con $\gamma = 0,1$. Esta potencia será, aun menor si el volumen que ocupa el plasma es inferior a la de la cámara de plasma.

Con estos resultados, se puede concluir que podría ser beneficioso utilizar materiales con bajo γ , para las fuentes de protones. Se ha descrito que materiales como el nitruro de boro, cuarzo o alúmina aumentan la fracción de protones [49]. Podría ser interesante estudiar como se podría mejorar la fracción de protones utilizando alguno de estos materiales para recubrir las superficies interiores de la cámara de plasma en PIT30.

Como se ha podido comprobar en estos apartados, el resultado que se obtiene con este modelo global puede variar en gran medida en función de los valores que tienen algunos parámetros como la temperatura de los iones, el volumen del plasma o coeficiente de recombinación del hidrógeno. Sería de gran interés comprobar experimentalmente si estos resultados se observan realmente en la fuente PIT30.

Con el objetivo de obtener una validación experimental, se ha hecho un diseño preliminar para comprobar experimentalmente los resultados del modelo. Este experimento no se ha podido realizar por problemas en la instalación que han mantenido la fuente de iones parada durante varios meses. Aun así, en el siguiente capítulo se describe en términos generales el diseño experimental propuesto.

Capítulo 6

Validación experimental del modelo: diseño preliminar

Es de gran interés conocer las fracciones iónicas que se obtienen y se consiguen extraer de la fuente, ya que las etapas aceleradoras están diseñadas para acelerar protones, y todas las demás especies que lleguen a estas se acabarán perdiendo. Por lo tanto se busca maximizar el haz de protones y minimizar tanto el H_2^+ como el H_3^+ . Con el objetivo de validar los resultados obtenidos con el modelo global, en concreto los resultados relativos a las densidades iónicas, se propone un experimento y se analiza su viabilidad.

Se han realizado experimentos similares a este utilizando un imán selector que separa las diferentes especies por su relación carga/masa y mide la corriente de cada una de las especies mediante una copa de Faraday [37][50]. En este apartado se estudia una propuesta diferente que plantea medir la luz emitida por una pantalla centelleadora en vez de medir la corriente con una copa de Faraday. Esto simplifica mucho el montaje del experimento en nuestro caso, ya que disponemos de todo lo necesario y podría realizarse el montaje sin apenas cambios en el sistema.

Debido que la fuente de iones está unida con el LEBT y todo este sistema esta en vacío, el experimento hay que colocarlo en la parte final del LEBT, colocando un colimador, imán selector y la pantalla centelleadora en el interior de este sistema (en vacío). Desde el puerto de visión que está al final del LEBT (Figuras 1.7) se puede ver la luz emitida por la pantalla centelleadora mediante una cámara CCD [51]. Debido a que las especies se diferencian al cruzar el imán, se puede distinguir espacialmente la luz emitida por cada especie, y mediante la curva de calibración de la pantalla centelleadora [52][53] obtener de este modo las densidades de cada una de las especies.

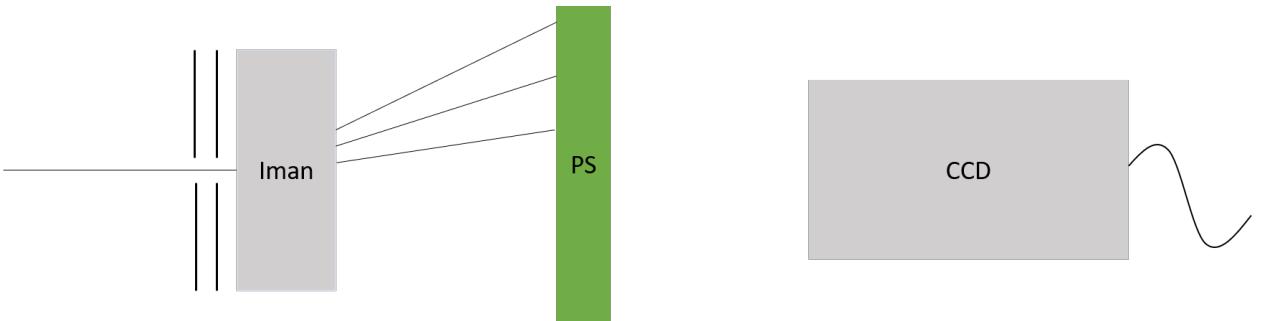


Figura 6.1: Esquema simplificado del montaje experimental. El colimador, imán y pantalla centelleadora están dentro del sistema de vacío, y la cámara CCD puede enfocar la pantalla centelleadora (PS) mediante un puerto de visión.

6.1 Selección magnética

Los iones se extraen de la fuente de iones mediante una diferencia de potencial ΔV . Como todas las especies estudiadas tienen la misma carga eléctrica, todas las partículas saldrán con una cinética de $K = q\Delta V$ donde q es la carga del protón. Como el LEBT no es una etapa aceleradora, la energía con la que las partículas llegan al final del LEBT es la energía obtenida a la salida de la fuente K (despreciando las pérdidas por colisiones en el vacío).

Cuando una partícula de velocidad \vec{v} , masa m y carga q llega a un campo magnético perpendicular B , define una trayectoria curva, caracterizada por su radio $R = \frac{mv}{eB}$. En este caso, la velocidad v viene dada por $v = \sqrt{2q\Delta V/m}$.

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m\Delta V}{q}} \quad (6.1)$$

Es decir, las partículas se desviarán en función de su ratio m/q . En este caso, siendo la carga de todas las especies la misma, la selección se da con la masa.

Cuando el campo magnético es homogéneo, el radio R no varía y las partículas siguen una trayectoria circular (mientras estén en presencia del campo magnético). Cuando el campo no es homogéneo, la trayectoria no será circular ya que el radio varía con la posición de las partículas, pero se seguirá dando la selección en m/q .

En el laboratorio se dispone de un selector magnético que consta de dos imanes enfrentados de $2\text{cm} \times 3\text{cm}$ que generan un campo magnético de más de 0.65 T en el centro del plano central. Experimentalmente se ha medido el campo magnético en varios puntos del plano central y se ha interpolado obteniendo la siguiente distribución del campo.

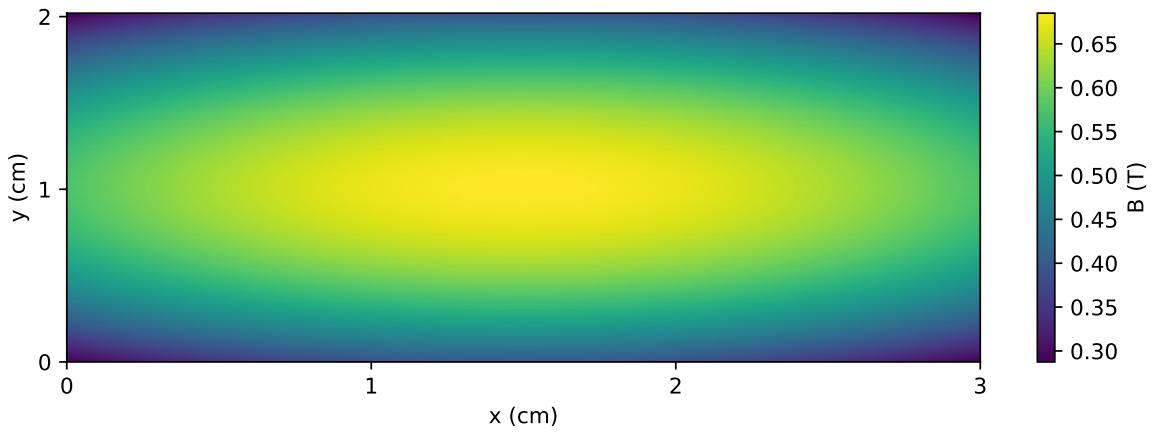


Figura 6.2: Interpolación del campo magnético basado en medidas experimentadas realizadas en el plano central que divide los dos imanes. La dirección del campo es perpendicular al plano mostrado.

Utilizando el campo magnético de la Figura 6.2 se ha simulado el trazado de las partículas al atravesar esta región para distintos potenciales de extracción ΔV . Para realizar la simulación se ha supuesto que el colimador selecciona las partículas que llegan al centro del imán, y la velocidad de estas es paralelo a la dirección de transporte del haz.

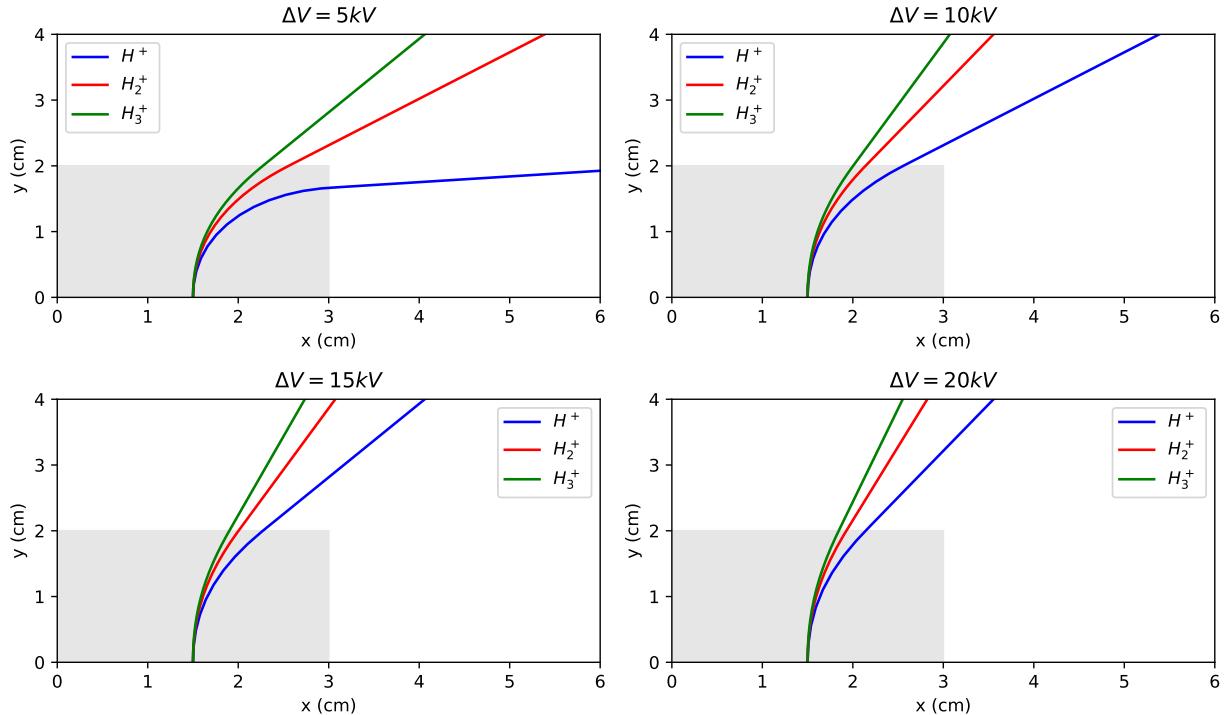


Figura 6.3: Trazado de las partículas al cruzar el imán. En gris se muestra la región que ocupa el imán. Con Azul el trazado de los protones, en rojo el de H_2^+ y en verde H_3^+ .

En la Figura 6.3 se puede comprobar que a medida que se eleva el potencial de extracción de la fuente, la selección es menor. Por otro lado, si ΔV es demasiado bajo, las partículas se curvan demasiado y no llegan a salir del imán (En el caso de 5kV, los protones chocarían con la estructura

del imán selector).

A la salida del imán, se puede colocar la pantalla centelleadora a una distancia lo suficientemente grande para que las especies se separen lo suficiente para que se pueda distinguir la luz emitida por cada una de ellas en la pantalla; y lo suficientemente pequeña para que las trayectorias de las tres especies lleguen a impactar contra la pantalla.

6.2 Transporte en el LEBT

Las partículas que se extraen de la fuente han de atravesar el LEBT antes de llegar al imán selector. Tal y como se ha comentado en la introducción, el LEBT transporta las partículas, enfocándolas mediante un enfoque magnético. Si no se realiza este enfoque magnético, el haz podría divergir demasiado antes de llegar al imán obteniendo una señal demasiado tenue en la pantalla centelleadora. Por esta razón, se ha estudiado el transporte de las partículas a través del LEBT haciendo un enfoque magnético.

El LEBT utilizado consta de dos solenoides independientes por los cuales puede pasar una corriente de hasta unos 50.000 A·vueltas según simulaciones térmicas que se han realizado previamente. Variando las corrientes de estos dos solenoides se pueden enfocar más o menos las especies que atraviesan el LEBT. Por otro lado, también se puede variar el potencial de extracción de la fuente (ΔV), por lo que hay tres grados de libertad para obtener el enfoque deseado.

Se ha utilizado el software SIMION para realizar las simulaciones de trazado de partículas. Este programa calcula el trazado de partículas a partir de una configuración dada de electrodos de extracción y campos magnéticos. En este caso se ha utilizado la configuración actual de los electrodos de extracción y solenoides en la fuente y LEBT de LINAC7.

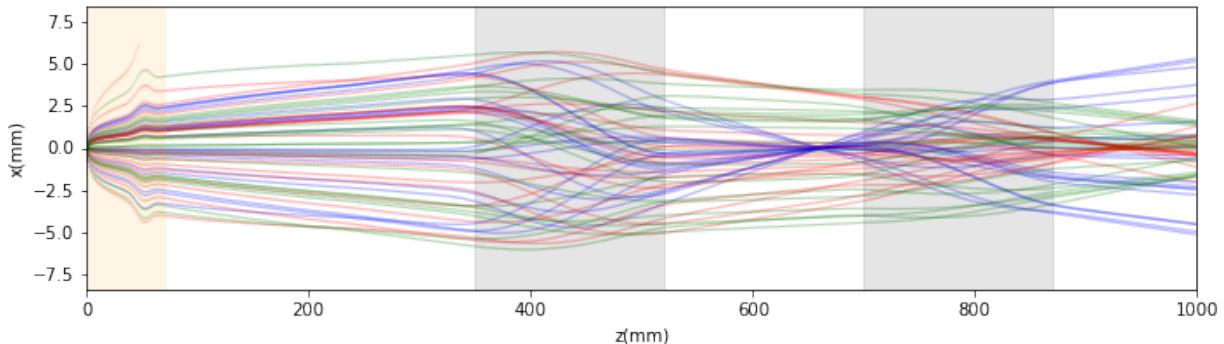


Figura 6.4: Trazado de 20 partículas de cada tipo. Protones en azul, H_2^+ en rojo y H_3^+ en verde. Las regiones en gris son las regiones que cruzan los solenoides, y la región en naranja la de los electrodos de extracción. $\Delta V=20$ kV, $I_{Sol1}=39.000$ A· vueltas, $I_{Sol2}=-32.000$ A· vueltas.

La Figura 6.4 muestra el trazado de 20 partículas de cada tipo desde la fuente de iones hasta el final del LEBT (donde se piensa colocar el imán selector). En esta imagen se ha fijado el potencial de extracción en 20kV, la corriente del primer solenoide en 39.000 A· vueltas, y el del segundo en -32.000 A· vueltas (la corriente va en dirección opuesta a la dirección en el primer solenoide). Como se puede apreciar, las partículas siguen trayectorias prácticamente rectas mientras no cruzan las

regiones de los solenoides y electrodos (regiones grises y naranja respectivamente). Los electrodos de extracción definen el perfil de salida del haz, y este cambia al cruzar las zonas de los solenoides, donde las trayectorias de las partículas independientes se curvan.

En esta imagen queda patente que la distribución de partículas que se obtendrá a la salida del LEBT está condicionada por el transporte del LEBT. Además, se comprueba que cada especie iónica tiene un enfoque diferente. En este caso en particular los protones y H_2^+ llegan de forma divergente a la salida del LEBT mientras que los H_3^+ son aun convergentes. Debido a este fenómeno, la distribución de partículas que llegue al imán selector no será homogénea, y este efecto habrá que tenerlo en cuenta para calcular las densidades de especies en el plasma.

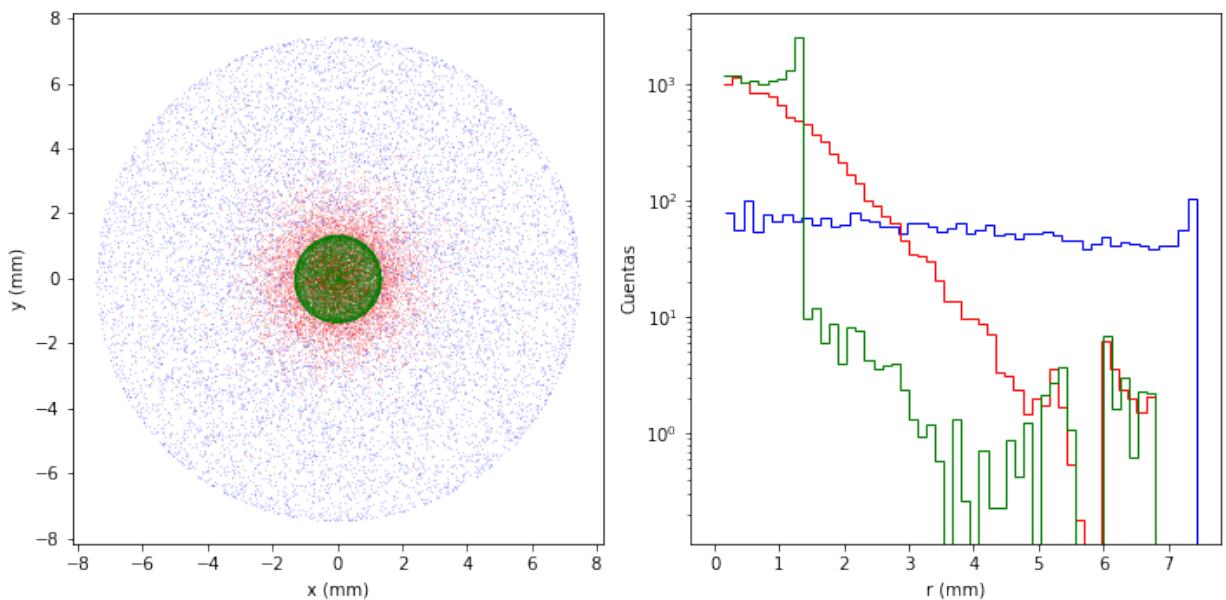


Figura 6.5: Distribución de partículas a la salida del LEBT. Imagen izquierda: distribución en el plano transversal a la dirección del haz. Imagen derecha: distribución en función de la distancia desde el centro. Protones en azul, H_2^+ en rojo y H_3^+ en verde. Se han simulado 10.000 partículas de cada especie. $\Delta V=20$ kV, $I_{Sol1}=39.000\text{A}\cdot\text{vueltas}$, $I_{Sol2}=-32.000\text{A}\cdot\text{vueltas}$.

En la Figura 6.5 se ve que a la salida del LEBT la distribución de cada especie es muy diferente. En este caso se obtienen unas densidades unas 10 veces mayores para H_2^+ y H_3^+ que para los protones en el centro del plano. Si el colimador que esta a la entrada del imán selecciona solamente las partículas del centro, habrá que tener en cuenta que la densidad de protones en esa zona es muy inferior a la extraída.

Esto complica la comparación directa de densidades de especies mediante la luminosidad de cada punto en la pantalla centelleadora. Con el objetivo de solucionar este problema se ha planteado la opción de enfocar cada una de las especies de forma independiente, y posteriormente medir la luminosidad generada por esta especie tras atravesar el imán selector e impactar contra la pantalla centelleadora. De esta forma se podría estudiar la dependencia de cada especie respecto el flujo de gas y potencia transmitida a la cámara.

Para poder hacer este experimento hemos de ser capaces de llegar a enfocar las tres especies generadas en la cámara. Como el LEBT esta diseñado para el enfoque de protones, con esta especie

no tendremos problema, pero debido a que la rigidez magnética es proporcional a la masa podría ocurrir que con los solenoides de los que se dispone no sea posible enfocar las especies más pesadas. Se ha comprobado que utilizando un potencial de extracción de 20kV se puede llegar a enfocar las tres especies con el rango de corrientes que soportan los solenoides. En el caso de que estos se calienten en exceso también es posible reducir el potencial de extracción para poder enfocar las especies con corrientes más bajas.

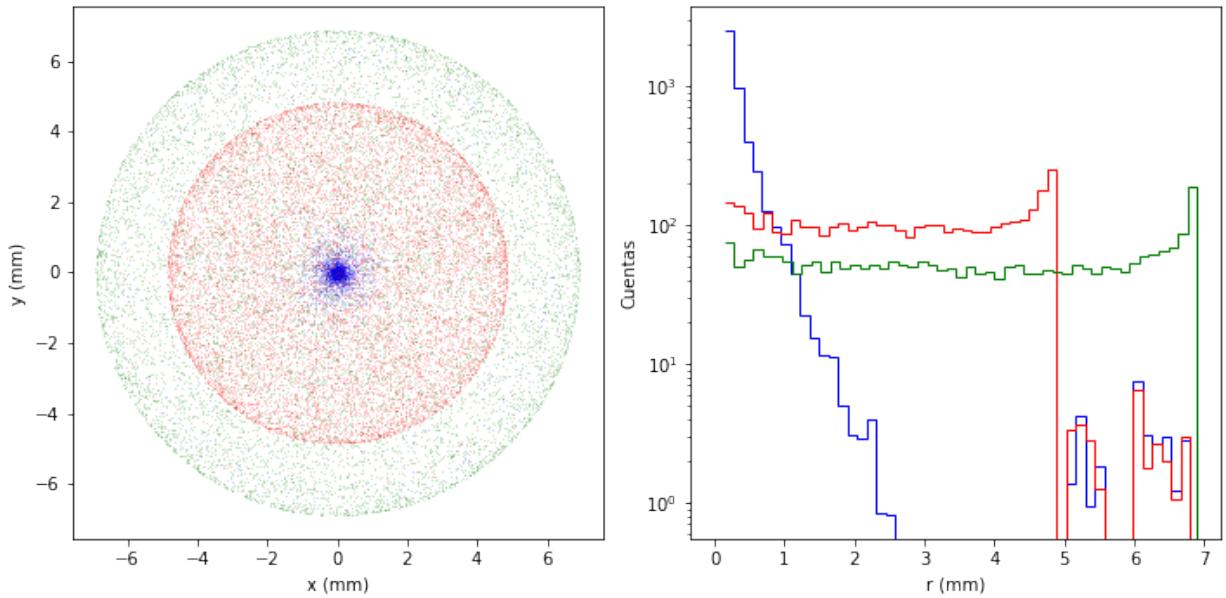


Figura 6.6: Distribución de partículas a la salida del LEBT. Imagen izquierda: distribución en el plano transversal a la dirección del haz. Imagen derecha: distribución en función de la distancia desde el centro. Protones en azul, H_2^+ en rojo y H_3^+ en verde. Se han simulado 10.000 partículas de cada especie. $\Delta V=20$ kV, $I_{Sol1}=15.000\text{A}\cdot\text{vueltas}$, $I_{Sol2}=-32.000\text{A}\cdot\text{vueltas}$.

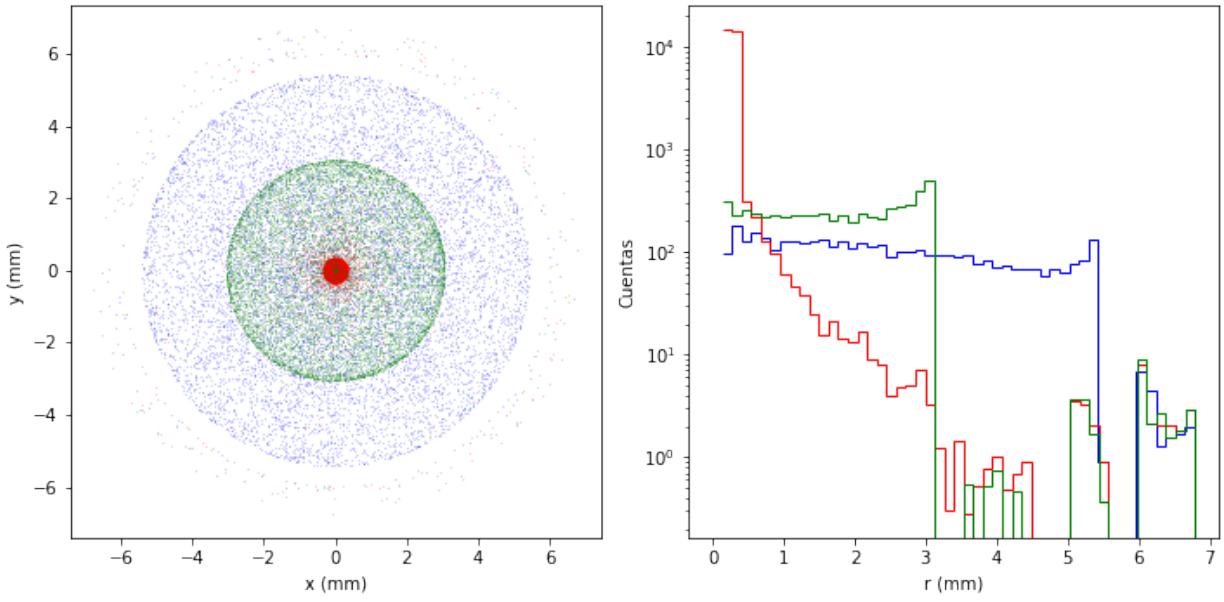


Figura 6.7: Distribución de partículas a la salida del LEBT. Imagen izquierda: distribución en el plano transversal a la dirección del haz. Imagen derecha: distribución en función de la distancia desde el centro. Protones en azul, H_2^+ en rojo y H_3^+ en verde. Se han simulado 10.000 partículas de cada especie. $\Delta V=20$ kV, $I_{Sol1}=33.000\text{A}\cdot$ vueltas, $I_{Sol2}=-32.000\text{A}\cdot$ vueltas.

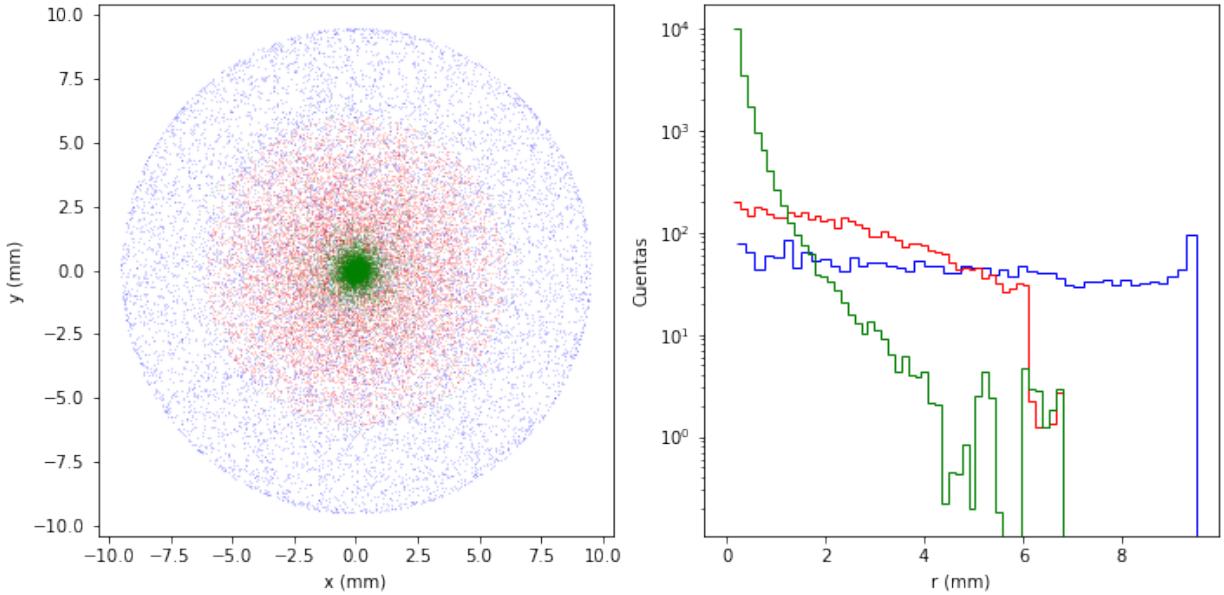


Figura 6.8: Distribución de partículas a la salida del LEBT. Imagen izquierda: distribución en el plano transversal a la dirección del haz. Imagen derecha: distribución en función de la distancia desde el centro. Protones en azul, H_2^+ en rojo y H_3^+ en verde. Se han simulado 10.000 partículas de cada especie. $\Delta V=20$ kV, $I_{Sol1}=45.000\text{A}\cdot$ vueltas, $I_{Sol2}=-32.000\text{A}\cdot$ vueltas.

En las simulaciones anteriores se ha mantenido el potencial de extracción a $\Delta V = 20\text{kV}$, la corriente del segundo solenoide en $-32.000 \text{ A}\cdot$ vueltas y se ha variado la corriente del primer sole-

noide desde los 15.000 A· vueltas hasta los 45.000 A· vueltas con pasos de 2000 A· vueltas. Como se puede comprobar en las Figuras 6.6,6.7 y 6.8 se puede obtener el enfoque de cada una de las especies en el centro del plano. Utilizando un potencial de extracción más bajo se obtiene el enfoque con corrientes más bajas en los solenoides. También se puede mantener fija la corriente del primer solenoide y variar la corriente de la segunda.

Para encontrar el foco de cada especie experimentalmente se puede utilizar el montaje ilustrado en la Figura 6.1. Si se consigue colocar el colimador en el centro del plano focal se podría obtener el foco para cada especie variando la corriente de los solenoides y midiendo la luz emitida por el centelleador en el punto correspondiente a cada especie. El foco para una especie se obtendrá cuando la luz emitida por el centelleador en la zona correspondiente a esa especie sea máxima.

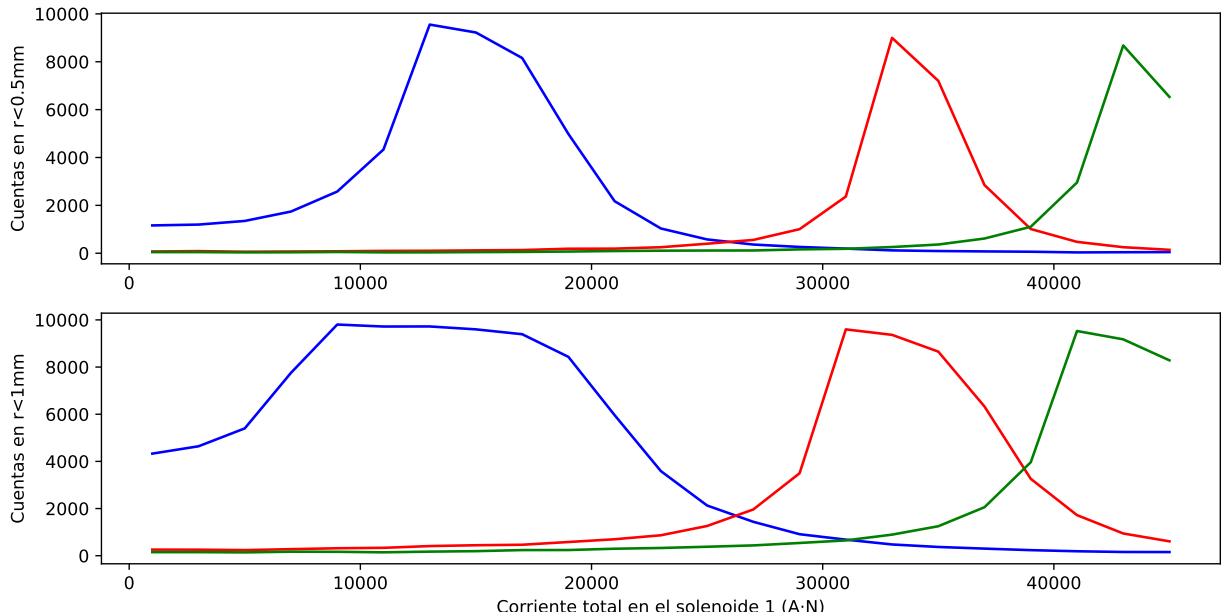


Figura 6.9: Cuentas obtenidas de cada especie utilizando dos colimadores de distintas aberturas. Arriba: utilizando un colimador con $r=0.5\text{mm}$. Abajo: colimador de 1 mm. En azul el protones, en rojo H_2^+ y en verde H_3^+ . Se han simulado 10.000 partículas de cada especie.

En la Figura 6.9 se puede ver que variando la corriente del primer solenoide se puede conseguir enfocar cada una de las especies en el colimador. Además, es importante destacar que se obtienen aproximadamente el mismo número de cuentas cuando se enfoca cada especie. Es decir, la altura de los picos nos da directamente información sobre el número de partículas. Y por lo tanto, la luminosidad de la pantalla centelleadora nos da información directa sobre una especie si esa especie está enfocada.

A la luz de estos resultados, podrían obtenerse las densidades relativas de las tres especies de las siguientes dos formas:

- 1: Para cada valor de potencia y flujo de gas variar la corriente del solenoide. La proporción de cada especie nos la dará la luminosidad máxima (en la pantalla centelleadora) de cada punto en todo el barrido de corrientes.
- 2: Encontrar en qué corrientes de los solenoides se obtiene el foco para cada especie y fijando la corriente en cada una de estas, variar tanto el flujo de gas como la potencia.

La primera forma es mucho más costosa que la segunda, ya que hay que variar la corriente de uno de los solenoides para cada valor de potencia y flujo de gas que se quiera estudiar. En la segunda, en cambio, hay que variar el flujo de gas y potencia en el rango que se quiera estudiar solamente tres veces: una con cada especie. Sin embargo, esta segunda forma exige que se encuentre previamente la corriente a la que corresponde cada uno de los focos.

Es importante notar que para obtener estos resultados se ha supuesto que el colimador está perfectamente centrado en el foco. Sin embargo, se ha comprobado que aunque el colimador se encuentre ligeramente desplazado del foco los resultados son validos, y la luminosidad máxima de cada punto nos da la proporción de cada una de las especies. Sin embargo, las luminosidades que se obtendrán en este caso son menores que cuando el colimador está totalmente centrado.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo se ha desarrollado un programa que permite calcular las densidades las especies que se generan en el plasma de hidrógeno además de la temperatura de los electrones a partir de un modelo global. Los parámetros del modelo se han podido ajustar a los de la fuente PIT30 pudiendo seleccionar así el rango de interés. Utilizando el modelo desarrollado se ha comprobado que los resultados obtenidos son coherentes con resultados experimentales realizadas en otras fuentes de características similares.

Se ha visto que dependiendo de la potencia y la densidad de gas puede predominar una especie iónica u otra. Esto puede tener un gran efecto en el funcionamiento del acelerador, ya que las etapas siguientes están diseñadas para acelerar y transportar protones. Por esa razón, es importante asegurarse que la zona en la que trabaja la fuente es una zona en la que predomina la generación de protones. Se comprueba que la potencia es un factor crítico para generar protones. Es necesaria una potencia mínima para la generación mayoritaria de protones, mientras que si esta no es lo suficientemente alta, las especies dominantes son el H_2^+ y H_3^+ .

Debido a que algunos parámetros que necesita el modelo son desconocidos o hay cierta incertidumbre, se ha prestado atención a la sensibilidad del resultado frente a los cambios en estos parámetros. Se ha comprobado que el volumen que ocupa el plasma en la cámara puede tener un efecto muy importante en el resultado. Según el modelo, al disminuir el volumen del plasma la potencia necesaria para generar protones mayoritariamente cambia de forma considerable. La temperatura de los iones también puede tener un efecto importante favoreciendo una especie u otra. Respecto a la temperatura del gas, se ha visto que su efecto es poco importante. Por último, los materiales con bajo coeficiente de recombinación para el hidrógeno favorecen la producción de protones, por lo que puede ser interesante estudiar un posible recubrimiento interior para la cámara con un material con γ bajo.

En cuanto al diseño experimental para validar los resultados, las simulaciones apuntan a que se podrían validar los resultados con un montaje relativamente sencillo. Aun así, hay que tener en cuenta que este experimento supone que el enfoque y transporte del haz se da de forma ideal, según lo dicta SIMION. Es muy probable que en la realidad, el resultado se aleje en cierta medida de las simulaciones, ya que, como se ha podido comprobar, los campos magnéticos generados por los solenoides no son perfectamente simétricos (como SIMION supone). Por lo tanto, antes de poder hacer este experimento, es necesario hacer un estudio sobre el enfoque y caracterización del haz a través del LEBT. Además, también será necesario estudiar la respuesta de las pantallas centelleadoras que se pretendan utilizar en el experimento.

Por último, es importante remarcar que el modelo utilizado para realizar las simulaciones tiene sus limitaciones. Por un lado, asume que los electrones siguen una distribución maxwelliana de velocidades, lo que no es estrictamente cierto en realidad. En un futuro, puede ser interesante analizar como cambia el resultado utilizando distintas distribuciones de velocidades para los electrones. Por otro lado, no se han tenido en cuenta ni las variaciones temporales ni las espaciales. La complejidad del problema, y por lo tanto el coste computacional, aumenta muchísimo si estos se tienen en cuenta. Aun así, estas simulaciones pueden dar información muy útil sobre la distribución del plasma en la fuente, el acoplamiento entre la antena y el plasma etc.

Agradecimientos

Quisiera agradecer a todo el grupo de LINAC7 por darme la oportunidad de realizar este trabajo junto a ellos. Especialmente a Inari, Jorge, Iñigo y Josu, por toda la ayuda que me habéis ofrecido y por el interés que habéis mostrado en este trabajo. Muchas gracias por todo.

Bibliografía

- ¹M. Nur, “Plasma Technology Research and Its Applications: developing in the Faculty of Science and Mathematics Diponegoro University”, en (sep. de 2013).
- ²P. Taylor y S. Pirzada, “Thermal Plasma Processing of Materials: A Review”, Advanced Performance Materials **1**, 35-50 (1994).
- ³J. Snipes, R. Albanese, G. Ambrosino, R. Ambrosino, V. Amoskov, T. Blanken, S. Bremond, M. Cinque, G. De Tommasi, P. De Vries, N. Eidietis, F. Felici, R. Felton, J. Ferron, A. Formisano, Y. Gribov, M. Hosokawa, A. Hyatt, D. Humphreys y L. Zabeo, “Overview of the Preliminary Design of the ITER Plasma Control System”, Nuclear Fusion **57**, 10.1088/1741-4326/aa8177 (2017).
- ⁴C. Welsch, “Faraday cup for low-energy, low-intensity beam measurements at the USR”, 2010 Beam Instrumentation Workshop, BIW 2010 - Proceedings (2010).
- ⁵M. Zhang, “Emittance formula for slits and pepper-pot measurement”, 10.2172/395453 (1996).
- ⁶Pfeiffer ACP 15, <https://www.pfeiffer-vacuum.com/productPdfs/V5SATSMTRF.en.pdf>.
- ⁷Pfeiffer HiPace 400, https://www.lesker.com/newweb/vacuum_pumps/pdf/manuals/hipace400-manual.pdf.
- ⁸J. Feuchtwanger, V. Etxebarria, J. Portilla, J. Jugo, I. Badillo e I. Arredondo, “New compact ion source design and implementation for low current applications”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **929**, 101-106 (2019).
- ⁹Y. Jongen, “ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE (E.C.R.) ION SOURCES”, en (1984).
- ¹⁰R. Gobin, P. Beauvais, D. Bogard, G. Charruau, O. Delferrière, D. Menezes, A. France, R. Ferdinand, Y. Gauthier, F. Harrault, P. Mattei, K. Benmeziane, P. Leherissier, J. Paquet, P. Ausset, S. Bousson, D. Gardes, A. Olivier, L. Celona y A. Sherman, “Status of the light ion source developments at CEA/Saclay”, Review of Scientific Instruments **75**, 10.1063/1.1690474 (2004).
- ¹¹P. Sortais, C. Bieth, P. Foury, N. Lecesne, R. Leroy, J. Mandin, C. Marry, J. Y. Pacquet, E. Robert y A. C. C. Villari, “Developments of compact permanent magnet ECRIS”, en 12th International Workshop on Electron Cyclotron Resonance (ECR) Ion Sources and the 24th INS Symposium on ECR Ion Sources and their Applications (abr. de 1995), págs. 44-52.
- ¹²D. Z. Xie, W. Lu, X. Z. Zhang y H. Zhao, “DESIGN STUDY OF A HIGHER-MAGNETIC-FIELD SC ECRIS AT IMP”, en (2010).
- ¹³J. Heo, J. Kim e Y. Kim, “Analysis on the superconducting magnet performance for RAON 28GHz ECR ion source”, AIP Conference Proceedings **2011**, 090018 (2018).
- ¹⁴N52 magnet, <https://www.arnoldmagnetics.com/wp-content/uploads/2017/11/N52-151021.pdf>.

- ¹⁵Siglent SSG3032X 9kHz 3GHz, <https://www.siglent.eu/product/1140342/siglent-ssg3032x-9-khz-3-2-ghz-signal-generator>.
- ¹⁶Omega FMA 2615A, https://br.omega.com/omegaFiles/green/pdf/FMA2600_FVL2600.pdf.
- ¹⁷C. F. Chan, C. F. Burrell y W. S. Cooper, “Model of positive ion sources for neutral beam injection”, Journal of Applied Physics **54**, 6119-6137 (1983).
- ¹⁸C. M. Samuell y C. S. Corr, “Low-pressure hydrogen plasmas explored using a global model”, Plasma Sources Science and Technology **25**, 015014 (2015).
- ¹⁹R. Zorat, J. Goss, D. Boilson y D. Vender, “Global model of a radiofrequency H₂ plasma in DENISE”, Plasma Sources Science and Technology **9**, 161-168 (2000).
- ²⁰M. Lieberman y S. Ashida, “Global models of pulse-power-modulated high-density, low-pressure discharges”, Plasma Sources Science and Technology **5**, Cited by: 235, 145-158 (1996).
- ²¹J. T. Gudmundsson, “On the effect of the electron energy distribution on the plasma parameters of an argon discharge: a global (volume-averaged) model study”, Plasma Sources Science and Technology **10**, 76-81 (2001).
- ²²R. Gobin, P. Auvray, M. Bacal, J. Breton, O. Delferrière, F. Harrault, A. A. Ivanov, P. Svarnas y O. Tuske, “Two approaches for H_{sup+}-supion production with 2.45 GHz ion sources”, Nuclear Fusion **46**, S281-S286 (2006).
- ²³Y. H. Jung y K.-S. Chung, “Measurement of plasma density and electron temperature based on the bi-Maxwellian EEDF and non-LTE model in a low pressure spraying plasma”, en The 30th International Conference on Plasma Science, 2003. ICOPS 2003. IEEE Conference Record - Abstracts. (2003), págs. 358-.
- ²⁴W. Wu, A. Zhang, S. Peng, T. Ma, Y. Jiang, K. Li, J. Zhang, T. Zhang, J. Wen, Y. Xu, Z. Guo y J. Chen, “A global model of 2.45 GHz ECR ion sources for high intensity H₊, H₂₊ and H₃₊ beams”, Vacuum **182**, 109744 (2020).
- ²⁵K. Omidvar, “Ionization of Excited Atomic Hydrogen by Electron Collision”, Phys. Rev. **140**, A26-A37 (1965).
- ²⁶Sánchez, J.A. y Campos, J., “Radiative lifetime measurements for H₂ molecule”, J. Phys. France **49**, 445-449 (1988).
- ²⁷NIST:Atomic lifetimes, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectroscopy-compendium-basic-ideas-notation-data-and-formulas/atomic-spectroscopy-atomic>.
- ²⁸M. Schmidt, “Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas Cross Sections and Reaction Rate Coefficients. by R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans, Jr., D. E. Post, Jr. Springer-Verlag Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (Springer Series on Atoms and Plasmas Vol. 4) 326 p. 107 Fig.”, Contributions to Plasma Physics **29**, 10-10 (1989).
- ²⁹A. Vasenkov y B. Shizgal, “Numerical study of a direct current plasma sheath based on kinetic theory”, Physics of Plasmas **9**, 10.1063/1.1432316 (2002).
- ³⁰V. Godyak, *Soviet Radio Frequency Discharge Research*, Delphic emigre series (Delphic Associates, 1986).
- ³¹J. D. Huba, “NRL: Plasma Formulary”, en (2004).
- ³²“Chemical Kinetics and Surface Processes”, en *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley Sons, Ltd, 2005) cap. 9, págs. 285-325.
- ³³P. J. Chantry, “A simple formula for diffusion calculations involving wall reflection and low density”, Journal of Applied Physics **62**, 1141-1148 (1987).

- ³⁴S.-R. Huh, N.-K. Kim, B.-K. Jung, K.-J. Chung, Y.-S. Hwang y G.-H. Kim, “Global model analysis of negative ion generation in low-pressure inductively coupled hydrogen plasmas with bi-Maxwellian electron energy distributions”, Physics of Plasmas **22**, 033506 (2015).
- ³⁵M. Mozetič, M. Drobnič y A. Zalar, “Recombination of neutral hydrogen atoms on AISI 304 stainless steel surface”, Applied Surface Science **144-145**, 399-403 (1999).
- ³⁶*GlobalModel Code*, <https://github.com/MikelElorza/GlobalModel>.
- ³⁷P. Roychowdhury, L. Mishra, H. Kewlani y S. Gharat, “Hydrogen Plasma Characterization at Low Pressure in 2.45 GHz Electron Cyclotron Resonance Proton Ion Source”, IEEE Transactions on Plasma Science **45**, 665-671 (2017).
- ³⁸G. Karniadakis, A. Beskok y N. Aluru, *Microflows and Nanoflows: Fundamentals and Simulation*, Interdisciplinary Applied Mathematics (Springer New York, 2006).
- ³⁹E. Shirani y S. Jafari, “Application of LBM in Simulation of Flow in Simple Micro-Geometries and Micro Porous Media”, African Physical Review **1** (2007).
- ⁴⁰*Pfeiffer Vacuum*, <https://www.pfeiffer-vacuum.com/en/know-how/introduction-to-vacuum-technology/fundamentals/types-of-flow>.
- ⁴¹R. Kersevan y M. Ady, “Recent developments of Monte-Carlo codes Molflow+ and Synrad+”, en 10th International Particle Accelerator Conference (2019), TUPMP037.
- ⁴²M. Koga, A. Yonesu e Y. Kawai, “Measurement of ion temperature in ECR Ar/N₂ plasma”, Surface and Coatings Technology **171**, Proceedings from the Joint International Symposia of the 6th APCPST, 15th SPSM, 4th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement and 11th KAPRA, 216-221 (2003).
- ⁴³W. B. Wu, S. X. Peng, H. T. Ren, Y. Xu, J. M. Wen, A. L. Zhang, T. Zhang, J. F. Zhang, J. Sun, Z. Y. Guo y J. E. Chen, “Optical emission spectroscopy for plasma diagnosis of 2.45GHz ECR ion source at Peking University”, AIP Conference Proceedings **2011**, 020004 (2018).
- ⁴⁴S. Vala, R. Kumar, M. Abhangi, R. Kumar y M. Bandyopadhyay, “Development of a test bench of 2.45 GHz ECR ion source for RFQ accelerator”, Journal of Instrumentation **14**, C04006-C04006 (2019).
- ⁴⁵P. Gibbon, “Introduction to Plasma Physics”, 51-65. 15 p (2017).
- ⁴⁶P. Kae-Nune, J. Perrin, J. Jolly y J. Guillon, “Surface recombination probabilities of H on stainless steel, a-Si:H and oxidized silicon determined by threshold ionization mass spectrometry in H₂ RF discharges”, Surface Science **360**, L495-L498 (1996).
- ⁴⁷A. D. Tserepi y T. A. Miller, “Two-photon absorption laser-induced fluorescence of H atoms: A probe for heterogeneous processes in hydrogen plasmas”, Journal of Applied Physics **75**, 7231-7236 (1994).
- ⁴⁸R. K. Grubbs y S. M. George, “Attenuation of hydrogen radicals traveling under flowing gas conditions through tubes of different materials”, Journal of Vacuum Science & Technology A **24**, 486-496 (2006).
- ⁴⁹T. Taylor y J. S. Wills, “A high-current low-emittance dc ECR proton source”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **309**, 37-42 (1991).
- ⁵⁰R. Xu, J. Zhao, S. Peng, Z. Yuan, Z. Song, J. Yu y Z.-Y. Guo, “Study on proton fraction of beams extracted from electron cyclotron resonance ion source”, The Review of scientific instruments **79**, 02B713 (2008).

⁵¹PCO.PANDA 4.2, https://www.pco.de/fileadmin/user_upload/pco-product_sheets/DS_PCOPANDA42_V103.pdf.

⁵²B. Walasek-Hohne, C. Andre, P. Forck, E. Gutlich, G. Kube, P. Lecoq y A. Reiter, “Scintillating Screen Applications in Accelerator Beam Diagnostics”, IEEE Transactions on Nuclear Science **59**, 2307-2312 (2012).

⁵³A. Lieberwirth, W. Ensinger, P. Forck y B. Walasek-Höhne, “Response of scintillating screens to fast and slow extracted ion beams”, en (dic. de 2013).