



Universidad de Valladolid



PROGRAMA DE DOCTORADO EN FÍSICA

TESIS DOCTORAL:

**ESPECTROSCOPIA DE DOS FOTONES DE ALTA
PRECISIÓN EN ISÓTOPOS DE HIDRÓGENO PARA
LA MEDIDA DEL CAMPO ELÉCTRICO EN
PLASMAS GENERADOS EN DESCARGAS DE
CÁTODO HUECO**

**Presentada por Verónica González Fernández para
optar al grado de
Doctor/a por la Universidad de Valladolid**

**Dirigida por:
María Inmaculada de la Rosa García
Andreas Steiger (Physikalisch-Technische
Bundesanstalt-Berlin)**

Dedicado a mi familia y a Mario

Índice

Abstract en inglés-Resumen en español	VII
Introducción, objetivos y estructura	1
1. Fundamentos teóricos	5
1.1. Transiciones por absorción de dos fotones libres de ensanchamiento Doppler	6
1.1.1. Eliminación del efecto Doppler	7
1.2. Átomo de Hidrógeno	9
1.2.1. Estructura fina	10
1.2.2. Efecto Lamb	12
1.2.3. Estructura hiperfina	12
1.3. Efecto Stark	13
1.4. Espectroscopia optogalvánica	16
1.5. Generación de nuevas frecuencias en cristales no lineales	18
1.5.1. Interacciones no-lineales de segundo orden	19
1.5.2. Generación de segundo armónico y suma de frecuencias	21
1.5.3. Diferencia de frecuencias	23
1.6. Glow-discharges	24
1.7. Estudios acerca del campo eléctrico	29
1.7.1. Determinación experimental del campo eléctrico	29
1.7.2. Estudios teóricos	31
1.7.3. Grupo de Espectroscopía Láser en Plasmas de la Universidad de Valladolid	33
2. Dispositivo experimental	35
2.1. Láser de Nd:YAG	37
2.1.1. Oscilador	37
2.1.2. Amplificador y generación de armónicos	41
2.2. Láser sintonizable Mirage 500	41
2.2.1. Oscilador Optoparamétrico (OPO)	43

2.2.2.	Amplificador Optoparamétrico (OPA)	45
2.2.3.	Generación de radiación ultravioleta	45
2.3.	Montaje óptico	47
2.3.1.	Calidad espectral de la radiación	48
2.3.2.	Control de los focos	48
2.4.	Fuente de plasma: Lámpara de Cátodo Hueco	50
2.4.1.	Descripción de la lámpara	50
2.4.2.	Instalación eléctrica	53
2.4.3.	Sistema de vacío y gases	53
2.4.4.	Caracterización de la descarga	54
2.5.	Adquisición de datos	55
2.5.1.	Osciloscopio	56
2.5.2.	Rutina informática	56
3.	Determinación del campo eléctrico	59
3.1.	Determinación del campo eléctrico	60
3.2.	Cálculo de errores	62
3.3.	Influencia de la energía láser en la determinación del campo eléctrico: <i>sputtering</i>	63
3.4.	Programación de las medidas	68
3.5.	Conclusiones	69
4.	Influencia del diámetro de cátodo en la caída del campo eléctrico	73
4.1.	Caracterización de la descarga	74
4.2.	Campo eléctrico para distintas presiones y corrientes	75
4.2.1.	Cátodos de tungsteno	75
4.2.2.	Cátodos de acero inoxidable	77
4.3.	Estudio del campo eléctrico con la densidad de corriente	77
4.3.1.	Cátodos de tungsteno	77
4.3.2.	Cátodos de acero inoxidable	80
4.4.	Comparación con otros autores	82
4.5.	Conclusiones	87
5.	Influencia del material del cátodo: <i>sputtering</i>	89
5.1.	Comparación del material del cátodo	90
5.1.1.	Diámetro de 15 mm	90
5.1.2.	Diámetro de 10 mm	91
5.1.3.	Análisis del campo máximo y de la longitud de la zona de cátodo	91
5.2.	Evidencia del <i>sputtering</i>	93
5.3.	Comparación de la luminosidad de la descarga con la longitud de la zona de cátodo	95
5.4.	Conclusiones	97

6. Aplicación de modelos clásicos y primeras medidas con deuterio	99
6.1. Aplicación de modelos clásicos	100
6.1.1. Estudio según el modelo de Rickards	102
6.1.2. Estudio según el modelo de Wroński	105
6.2. Primeras medidas con deuterio	109
6.2.1. Energía de los iones y recorrido libre medio	111
6.3. Conclusiones	112
7. Conclusiones y proyección futura	115
Conclusions in English	117
A. Contribuciones científicas durante esta tesis	121
Bibliografía	125
Bibliografía	127

Abstract in English-Resumen en español

Resumen en español

La intensidad del campo eléctrico local es uno de los parámetros importantes para el estudio de una descarga, puesto que controla el flujo de electrones e iones, además de sus distribuciones de energía y densidades de carga. El campo eléctrico presente en la descarga es además clave a la hora de realizar modelizaciones sobre su comportamiento global, por lo que contar con medidas detalladas y de calidad tiene un especial interés para la comunidad de física de plasmas, existiendo una demanda continua de esta clase de datos. Se han desarrollado distintos métodos experimentales para determinar el campo eléctrico, siendo las diferentes técnicas de **espectroscopía láser** las que proporcionan una mayor resolución espacial y temporal.

En esta tesis se ha medido la intensidad del campo eléctrico local en la zona de cátodo en una descarga de cátodo hueco en régimen de *glow-discharge* operada en hidrógeno y deuterio, en un amplio rango de presiones y corrientes. El método empleado se basa en el estudio del desdoblamiento y desplazamiento **Stark** del nivel $n=2$, alcanzado mediante la absorción de dos fotones de 243 nm, circularmente polarizados en sentidos opuestos ($\Delta L = 0$) y avanzando en direcciones contrarias, para eliminar el efecto Doppler. Cuando el átomo se encuentra en el estado 2S, es fácil que se fotoionice por la absorción de un tercer fotón, modificando la impedancia del plasma. Esta modificación se detecta como la caída del voltaje en una resistencia. Esta técnica, que se conoce como **espectroscopía optogalvánica**, es el método de detección empleado en esta tesis. Finalmente, el valor del campo eléctrico local se determina comparando la separación de las componentes Stark del nivel 2S con los valores teóricos.

Se han realizado medidas para la determinación del campo eléctrico en cuatro cátodos diferentes: dos de acero inoxidable, de 10 y 15 mm de diámetro interior; y dos de tungsteno, con los mismos diámetros para el estudio de la **influencia del tamaño del cátodo** en las características de la descarga. Las medidas se han realizado para distintas presiones (desde 400 a 1350 Pa) y corrientes (desde 50 a 300 mA), siempre manteniendo la misma densidad de corriente para los cátodos de diferente diámetro. Los resultados muestran cómo las caídas del campo eléctrico son independientes de la geometría de la descarga, por lo que son directamente comparables con otras medidas llevadas

a cabo en geometrías muy diferentes, especialmente con descargas plano-paralelas. Además, el rango experimental cubierto es muy amplio frente a las diferentes medidas recogidas en la literatura.

Se ha llevado a cabo también un estudio de la **influencia del material del cátodo** en la descarga. Se ha comprobado que los valores de la intensidad de campo eléctrico medidos en cátodos de tungsteno siempre son mayores que los correspondientes en cátodos de acero inoxidable para idénticas condiciones experimentales del plasma (presión, corriente y diámetro). El causante de este comportamiento es el *sputtering*, es decir, las partículas metálicas arrancadas del cátodo durante su operación; despreciables en cátodos de tungsteno pero no en los cátodos de acero inoxidable, condicionando todas sus características. Por tanto, en tungsteno se puede garantizar un plasma de hidrógeno puro. Se ha completado esta comparación con un estudio fotográfico de las descargas.

Finalmente, se han aplicado dos modelos clásicos a las caídas de campo eléctrico medidas en cátodos de tungsteno. Estos modelos han permitido acceder a diferentes parámetros de la dinámica del plasma, como la energía media de todas las especies iónicas implicadas, el recorrido libre medio en la zona de cátodo, etc; resultando un punto de partida muy prometedor para futuras investigaciones. Se completa el trabajo incorporando las primeras medidas realizadas en deuterio y comparando con sus homólogas en hidrógeno.

Abstract in English

Title: High precision two photon spectroscopy in hydrogen isotopes for the measurement of the electric field in plasmas generated in hollow cathode discharges

The local electric field (E-field) present in the discharge is one of the most important parameters, because it controls the electrons and ions fluxes, their energy distributions and charge densities. The E-field is also the key to modelize the discharge behaviour. For these reasons it is so interesting to the plasma community to have reliable E-field measurements, and there is a continuous demand of this kind of measurements. There are different experimental techniques to diagnose plasmas, being the **laser spectroscopy techniques** the ones that present a higher resolution, both temporal and spatial.

In this thesis local E-field strength values in the cathode fall region have been measured in a hollow cathode *glow-discharge* operated in hydrogen and deuterium in a wide range of pressures and currents. The used method is based on the study of the Stark splitting and shifting of the $n=2$ level, reached through the simultaneous absorption of two circularly polarized 243 nm photons in opposite senses. Therefore, the selection rule obeys that $\Delta L = 0$. The measurements are Doppler-free due to the two counter-propagating beams. When the atom is in the 2S state it is easy that it becomes ionized by the absorption of a third photon. This fact modifies the impedance of the plasma. This little change can be detected as a voltage drop in a resistance, this technique is called **optogalvanic spectroscopy**. The E-field is determined by the separation in frequencies of the splitted Stark components of the 2S level of hydrogen and deuterium, comparing it with the theoretical calculated values.

Systematic measurements have been carried out in four different cathodes, two of stainless steel (10 and 15 mm of inner diameter) and two of tungsten with the same diameters, to study the **influence of the cathode diameter** in the cathode fall characteristics. The measurements have been performed in different pressures, from 400 to 1350 Pa, and applied currents, from 50 to 300 mA, always with the same current density for the cathodes of different diameter. The results show that the E-field falls do not depend on the discharge geometry. Therefore, there are directly comparable with other results obtained in other discharge geometries, especially plane-parallel electrodes geometry. Besides, the experimental range covered for by the measurements is significant when compared with different measurements in the literature.

A comparison between the two different materials was carried out to study the **influence of the cathode material** in the behaviour of the discharge. It was demonstrated that the electric field falls measured in tungsten cathode were always bigger than the ones measured in stainless steel cathodes for identical experimental conditions of the plasma (pressure, current and diameter). The responsible of this behaviour is the **sputtering**, i.e. the metallic particles coming from the cathode during the operation of the discharge. This **sputtering** is negligible in tungsten cathodes, but not in stainless steel, conditioning all the cathode fall characteristics. This section is finished

with a visual study of the discharge.

Finally, two classical models have been applied to the electric field falls measured in tungsten cathodes. These models allowed accessing to different dynamic discharge parameters as the mean energy of all ionic species present in the cathode fall region and its mean free path; constituting an promising starting point for further investigations. The work is completing by adding the measurements done with deuterium, and comparing these results with the corresponding of hydrogen.

Introducción, objetivos y estructura

La física de plasmas constituye un campo de investigación extremadamente amplio y complejo. Conocer el estado del plasma requiere determinar todos los parámetros que marcan su comportamiento. La mayoría de los plasmas de interés presentan distribuciones espaciales complejas y requieren condiciones fuera del equilibrio termodinámico. Por esta razón, el desarrollo de técnicas experimentales que permitan la medida independiente de los distintos parámetros que caracterizan la descarga es fundamental para su correcto diagnóstico.

En esta tesis doctoral se presenta un método de diagnóstico de espectroscopía láser para la determinación de la intensidad del campo eléctrico local en la zona de cátodo de una *glow-discharge* operada en hidrógeno y deuterio. El valor de la intensidad del campo eléctrico local de una descarga es un parámetro importante de la misma, puesto que rige, entre otras características, la densidad de carga, el flujo de electrones e iones y sus distribuciones de energía. Por ello, es necesario conocer la distribución local del campo eléctrico para comprender mejor el funcionamiento de este tipo de plasmas. Además, depende de multitud de factores, como la geometría de la descarga, el material del cátodo, el gas con el que se opera, la presión y corriente aplicadas, etc. Dependiendo del tipo de descarga, la zona de cátodo puede abarcar sólo unos pocos milímetros, por lo que en general se precisan métodos de diagnóstico con una alta resolución espacial.

Entre los distintos métodos experimentales desarrollados, los métodos ópticos de diagnóstico son técnicas no intrusivas para el estudio de las descargas. En particular, técnicas de espectroscopía láser reúnen estos dos requerimientos: son no intrusivas cuando se emplean radiación láser de nanosegundos e irradiancias moderadas, y aportan una gran resolución espacial y temporal.

Diversas técnicas espectroscópicas utilizan el efecto Stark para la determinación del campo eléctrico. El efecto Stark provoca cambios en la estructura del átomo dependiendo del campo eléctrico al que se vea sometido. Este efecto causa un desplazamiento y mezcla de las diferentes componentes espectrales e induce variaciones en sus intensidades. La comparación de los espectros medidos con los valores teóricos del efecto Stark proporcionan el campo eléctrico local. Muchas de estas técnicas se basan en medir el desplazamiento y mezcla de los estados de Rydberg en diferentes tipos de átomos y moléculas. El hidrógeno atómico es un candidato perfecto para la realización de este tipo de medidas, puesto que el desdoblamiento y desplazamiento de sus primeros niveles

es conocido de manera teórica, y sus niveles de Rydberg son muy sensibles al campo eléctrico. Además, el hidrógeno está presente en la mayoría de plasmas de interés industrial.

En esta tesis se ha medido la intensidad del campo eléctrico local mediante el desdoblamiento y desplazamiento del nivel 2S del hidrógeno (o deuterio), mediante espectroscopía de absorción de dos fotones. El cambio de impedancia debida a la subsecuente fotoionización se detecta mediante espectroscopía optogalvánica.

El primer objetivo es estudiar la **influencia del tamaño del cátodo** en las características de la descarga. En la literatura se pueden encontrar numerosos trabajos donde los autores determinan el campo eléctrico en sus propios dispositivos. La amplísima variedad de condiciones de geometría de la descarga hace que los resultados no puedan ser comparables en la mayoría de las ocasiones. Por ello, es importante determinar la variación que experimenta la caída del campo eléctrico cuando se modifica el diámetro de la descarga. En este trabajo se emplean dos cátodos de 10 y 15 mm de diámetro interior.

El segundo objetivo es el estudio de la **influencia del material del cátodo** para determinar su efecto en las características en la zona de cátodo. Determinados materiales puede sufrir una cierta degradación y emitir partículas metálicas (*sputtering* que pueden contaminar la descarga. Para este estudio se han empleado cátodos de acero inoxidable y tungsteno, ambos ampliamente usados para generar este tipo de descargas.

Todas estas medidas han de ser llevadas a cabo con **irradiación láser idónea**. Un exceso de energía láser por pulso puede conllevar que el método de estudio deje de ser no intrusivo, perturbando el plasma y proporcionando medidas alteradas que lleven a un error en la determinación del campo eléctrico.

Para concluir, se aplicarán dos **modelos clásicos** de caída del campo eléctrico a las medidas experimentales obtenidas. Mediante estos modelos se pueden extraer diferentes parámetros que marcan dinámica de la descarga.

La tesis se ha estructurado en los siguientes capítulos:

- En el *Capítulo 1* se hace un breve repaso de todos los conceptos teóricos de los procesos y técnicas empleadas para el desarrollo de este trabajo. También se resumen brevemente algunas de las técnicas, tanto experimentales como teóricas, para la determinación del campo eléctrico que se pueden encontrar en la literatura.
- El *Capítulo 2* está centrado en el dispositivo experimental con el que se han realizado las medidas que conforman el eje principal de este trabajo. Se incluyen todos los elementos necesarios, los láseres que generan la radiación requerida, todo el dispositivo óptico y de detección, el sistema de vacío y gases, la lámpara de descarga y las rutinas informáticas desarrolladas para la adquisición de datos.
- En el *Capítulo 3* se detalla el procedimiento para analizar los espectros obtenidos de dichas medidas, con el fin de determinar el valor de la intensidad del campo eléctrico local en la zona de cátodo. Se incluye además el estudio preliminar que se llevó a cabo sobre la influencia de

la energía por pulso a la hora de realizar las medidas, clave para la máxima resolución de las mismas.

- El *Capítulo 4* se dedica al estudio de la influencia del tamaño del cátodo en la caída del campo eléctrico. El estudio se lleva a cabo mediante la comparación directa de las caídas de campo eléctrico con la misma densidad de corriente. Además, se analizan los voltajes implicados en el mantenimiento de la descarga. Se realiza también una comparación de los resultados en los marcos de estudio de otros autores.
- En el *Capítulo 5* se muestra una comparación completa de las características de la zona de cátodo dependiendo del material empleado. La comparación se realiza para los dos diámetros de cátodo, en el marco del *sputtering* generado. Se lleva a cabo también un estudio de la descarga mediante fotografías tomadas durante su operación, analizando la longitud de la zona de cátodo dependiendo de las condiciones experimentales del plasma.
- En el *Capítulo 6* se aplican dos modelos clásicos a las caídas del campo eléctrico medidas en la tesis con el fin de obtener una primera aproximación a la dinámica de la descarga. Mediante estos modelos se puede acceder a parámetros muy interesantes, como la energía media de los iones y su recorrido libre medio. También se presentan las primeras medidas de la intensidad del campo eléctrico local en una descarga operada en deuterio.
- Para finalizar, el *Capítulo 7* resume las conclusiones más relevantes de esta tesis y se proponen trabajos futuros como continuación de esta línea de investigación.

Capítulo 1

Fundamentos teóricos

En este capítulo se desarrollarán todos los conceptos teóricos de los diversos procesos y técnicas empleados durante esta tesis doctoral. Es importante resaltar que los conceptos aquí expuestos no pretenden ser un resumen completo de los amplísimos campos de estudio que constituyen, sino una guía para comprender los procesos desarrollados aquí. Se hará un breve resumen de la estructura del átomo de hidrógeno para conocer los niveles atómicos implicados en las medidas, se expondrá un breve desarrollo sobre el efecto Stark, que será el método de determinación del campo eléctrico en el plasma. Se analizarán también los mecanismos de las transiciones por absorción de dos fotones, método utilizado para la realización de las medidas. Se explicarán además algunos conceptos de óptica no lineal, pues se utilizará un espectrómetro láser en el rango del UV. Se concluirá con los fundamentos de la espectroscopía libre de Doppler y las bases de la espectroscopia optogalvánica, que constituirán el método de detección; junto con una breve introducción a las descargas tipo *glow-discharges*, puesto que es la que se va a emplear en esta tesis.

En la última parte del capítulo se hará un breve recorrido de algunas de las diferentes estrategias, tanto experimentales como teóricas, que se han desarrollado para estudiar las descargas generadas a baja presión. A lo largo de esta tesis, se utilizará en muchas ocasiones el término campo eléctrico.^{en} referencia a la intensidad del campo eléctrico local.

1.1. Transiciones por absorción de dos fotones libres de ensanchamiento Doppler

Se comienza el repaso a los fundamentos teóricos con esta sección dedicada a la espectroscopía libre de efecto Doppler, y en concreto aquella por absorción simultánea de dos fotones, tal y como puede encontrarse en [1–3].

En el año 1931 Göppert-Mayer sentó las bases teóricas de los procesos de absorción de dos fotones mediante teoría de perturbaciones de segundo orden [4]. Puesto que experimentalmente estos procesos requieren grandes irradiancias, hubo que esperar a la invención del láser de rubí en 1961 para llevar a cabo la primera demostración experimental de este fenómeno [5], sólo un año después de la aparición del láser.

De manera general, una absorción de dos fotones puede expresarse como un proceso de dos pasos: la absorción de un primer fotón de un nivel inicial i a un nivel intermedio n , seguida de una segunda absorción desde el nivel n hasta el nivel final f . Este nivel intermedio no existe realmente, sino que es un nivel virtual. La sección eficaz, y por tanto, la probabilidad de que se produzcan estos procesos a dos fotones es mucho más pequeña que aquellos que involucran un único fotón. La probabilidad por unidad de tiempo de que un átomo pase del estado $|i\rangle$ al estado $|f\rangle$, debido a la absorción de dos fotones, viene dada por [6, 7]:

$$W_{i \rightarrow f}^{(2)} = \sigma_{if}^{(2)}(\vec{e}_1, \vec{e}_2) \left(\frac{E_1}{h\nu_1} \right) \left(\frac{E_2}{h\nu_2} \right) L_A(\nu_1 + \nu_2 - \nu_0) G^{(2)} \quad (1.1)$$

Donde E_1 y E_2 son las irradiancias de los dos haces de frecuencias ν_1 y ν_2 y vectores de polarización \vec{e}_1 y \vec{e}_2 . La función $L_A(\nu_1 + \nu_2 - \nu_0)$, de área unidad, representa el perfil de absorción de la línea para la transición con frecuencia de resonancia $\nu_0 = \nu_{if}$. Si la frecuencia se expresa en Hz, las unidades de la función L son segundos. La magnitud $G^{(2)}$ es adimensional y describe la correlación temporal de ambas ondas luminosas [6]:

$$G^{(2)} = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T E_1(t) E_2(t) dt}{\frac{1}{T} \int_0^T E_1(t) dt \int_0^T E_2(t) dt} \quad (1.2)$$

Si ambos haces proceden de la misma fuente luminosa, resulta $G^{(2)} = 1$ para luz coherente, y $G^{(2)} = 2$ para luz caótica [6]. Los haces procedentes de distintas fuentes de luz son estadísticamente independientes a su llegada a la zona de interacción, por lo que $G^{(2)} = 1$. La interacción entre ambos haces es normalmente muy débil y se mantiene la independencia estadística durante todo el tiempo de interacción.

La sección eficaz de la transición a dos fotones con energía $h\nu_0$, $\sigma_{if}^{(2)}$, tiene unidades de m^4 . Mediante teoría de perturbaciones de segundo orden en aproximación dipolar puede calcularse esta sección eficaz [6, 7]:

$$\begin{aligned} \sigma_{if}^{(2)} &= (2\pi\alpha_F)^2 \nu_1 \nu_2 \left| \sum_n \left(\frac{\langle f | \vec{e}_2 \vec{r} | n \rangle \langle n | \vec{e}_1 \vec{r} | i \rangle}{\nu_{in} - \nu_1} + \frac{\langle f | \vec{e}_1 \vec{r} | n \rangle \langle n | \vec{e}_2 \vec{r} | i \rangle}{\nu_{in} - \nu_2} \right) \right|^2 = \\ &= (2\pi\alpha_F)^2 \nu_1 \nu_2 |M_{if}|^2 \quad (1.3) \end{aligned}$$

Donde α_F es la constante de estructura fina. El sumatorio presente en la ecuación 1.3 expresa los elementos de matriz necesarios para que un átomo pase del estado de partida $|i\rangle$ al estado final $|f\rangle$, a través del estado intermedio $|n\rangle$. Para que se produzca la transición ambos términos han de ser distintos de cero. De acuerdo con la reglas de selección de transiciones a un único fotón, los estados inicial $|i\rangle$ y el estado intermedio $|n\rangle$ han de tener distinta paridad, y lo mismo ha de ocurrir para el estado $|n\rangle$ y el estado final $|f\rangle$. De aquí se deriva fácilmente que los estados $|i\rangle$ y $|f\rangle$ han de tener la misma paridad. Puesto que la regla de selección para transiciones a un fotón cuenta con un momento angular $\Delta L = \pm 1$, la regla de selección para transiciones a dos fotones queda como:

$$\Delta L = 0, \pm 2 \quad (1.4)$$

Para el caso particular del átomo de hidrógeno, la transición del estado fundamental al primer estado excitado, $n=2$, la regla de selección del momento angular sólo permite la transición 1S-2S ($\Delta L = 0$). La transición habitual Lyman- α entre los estado 1S y 2P queda prohibida puesto que en ese caso $\Delta L = 1$. De acuerdo a los elementos de matriz de la ecuación 1.3, la polarización de los dos fotones ha de ser circular y opuesta.

Para la transición 1S-2S del hidrógeno y del deuterio, no existe ningún nivel real intermedio, por lo que el estado intermedio n con el que se está tratando formalmente la transición a dos fotones es un estado virtual. Por ello, la diferencia de frecuencias $\nu_{in} - \nu_k$ (siendo k 1 ó 2) que aparece en la ecuación 1.3 es muy grande, y por ende la sección eficaz resulta muy pequeña. En un intervalo amplio en torno a la mitad de la frecuencia de resonancia $\nu_0/2$, la sección eficaz depende muy débilmente del reparto de la frecuencia de resonancia entre las frecuencias ν_1 y ν_2 [8]. En nuestro caso particular, como se verá más adelante, ν_1 y ν_2 son iguales. Así, en la ecuación 1.3 se puede sustituir cada una de las frecuencias por $\nu_0/2$ [9]. La sección eficaz de la transición mediante absorción de dos fotones para el átomo de hidrógeno puede calcularse de manera exacta [8], y para la transición 1S-2S los autores coinciden en el siguiente resultado, cuando L_A se expresa en segundos [8, 10, 11]:

$$\sigma_{12}^{(2)} = 1,428 \cdot 10^{-43} m^4 \quad (1.5)$$

Para la transición 1S-2S del hidrógeno, con dos fotones de frecuencia $\nu_0/2$, la diferencia de energía entre el nivel intermedio virtual n y el siguiente nivel real es de unos 5 eV. Mediante el principio de incertidumbre de Heisenberg, ($\Delta t_k \approx 1/\Delta\omega_k$) se calcula que el tiempo de vida media del nivel intermedio es del orden de los femtosegundos. Esto implica que los dos fotones han de ser absorbidos en esa escala temporal para que se produzca la transición. De aquí también se deduce que a mayor energía, menor tiempo de vida media, y con ello menor probabilidad de que se produzca la transición.

1.1.1. Eliminación del efecto Doppler

A la hora de abordar un experimento de espectroscopía hay que tener en cuenta el ensanchamiento Doppler, proveniente de las velocidades respectivas de los átomos. Si se considera un átomo

con una velocidad \mathbf{v} en su propio marco de referencia; con un vector de onda \mathbf{k} y una frecuencia ω . En el sistema de referencia del observador, ese átomo sufre un desplazamiento Doppler que puede cuantificarse como:

$$\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \Rightarrow \nu' = \nu - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{2\pi} \quad (1.6)$$

El perfil espectral del ensanchamiento Doppler corresponde a una función gaussiana, debido la distribución maxwelliana de las velocidades térmicas. Este perfil se superpone al perfil espectral que se quiera medir, de manera que se pierde resolución espacial. Si se quieren obtener medidas de alta resolución, este ensanchamiento Doppler ha de ser eliminado. Para la transición a dos fotones, la condición de resonancia se expresa como:

$$|i\rangle \rightarrow |f\rangle \Rightarrow E_f - E_i = h\nu_0 = h\nu_{if} = h(\nu_1 + \nu_2) \quad (1.7)$$

Donde se mantiene la notación i para el estado inicial, f para el estado nivel y 1 y 2 para los fotones absorbidos. Si el átomo se mueve con una velocidad \mathbf{v} , la condición de resonancia no cambia en el sistema de referencia del átomo. No ocurre lo mismo con las frecuencias ν_1 y ν_2 que se ven desplazadas, tal y como indica la ecuación 1.6. Este desplazamiento ha de incluirse en la condición de resonancia 1.7, quedando como:

$$|i\rangle \rightarrow |f\rangle \Rightarrow E_f - E_i = h(\nu_1 + \nu_2) - \frac{(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot (h\mathbf{v})}{2\pi} \quad (1.8)$$

Como puede deducirse fácilmente, si se cuenta con dos fotones de la misma frecuencia viajando en la misma dirección pero en sentido contrario ($\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$) se anula el segundo término en la ecuación 1.8, que corresponde al efecto Doppler de primer orden de un átomo moviéndose a una velocidad \mathbf{v} , con $\mathbf{v} \ll c$. De esta manera, todos los átomos absorben la misma frecuencia $2\nu = \nu_1 + \nu_2$, por lo que todos los átomos en el nivel fundamental pueden contribuir a la señal espectroscópica, compensando en parte la pequeña sección eficaz del proceso de segundo orden [2]. Este efecto fue planteado por primera vez en 1970 [12]. Los primeros experimentos con espectroscopia libre de Doppler se realizaron en 1974 con átomos de sodio [13, 14]. En 1975 se consiguió la primera demostración experimental de la excitación de la transición 1S-2S del hidrógeno libre de efecto Doppler [15].

En el caso de que se absorban dos fotones provenientes del mismo haz, se suma al perfil espectral un fondo ensanchado. En el caso de la transición 1S-2S del hidrógeno incluso este fondo Doppler puede eliminarse si se eligen adecuadamente las polarizaciones de cada uno de los haces. Si ambos haces se polarizan perfectamente circulares y en el mismo sentido en el sistema de referencia del observador (para el átomo en su sistema de referencia serán contrarias), el átomo sólo podrá absorber un fotón de cada uno de los haces, puesto que ninguno de ellos podría producir una transición con $\Delta L = 0$ de manera independiente, eliminando el fondo Doppler.

Un pequeño ángulo entre los dos haces también genera un Doppler residual, cuya anchura a altura mitad se expresa como:

$$\Gamma_D^r = \Gamma_D \sqrt{1 - \frac{2\nu_1\nu_2(1 - \cos\theta)}{\nu_0^2}} \quad (1.9)$$

Donde ν_0 es la suma de frecuencias $\nu_0 = \nu_1 + \nu_2$ y Γ_D es la anchura a altura mitad debida al ensanchamiento por efecto Doppler:

$$\Gamma_D = 2\sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{2k_B T}{m} \frac{\nu_0}{c}} \quad (1.10)$$

Si los dos haces viajan colineales y en el mismo sentido, es decir $\theta = 0^\circ$, se genera un ensanchamiento Doppler completo. Sin embargo, si los dos haces se encuentran en sentidos opuestos ($\theta = 180^\circ$), el ensanchamiento Doppler se reduce en un factor $\frac{|\nu_1 - \nu_2|}{\nu_0}$. Si $\nu_1 = \nu_2$, el ensanchamiento Doppler se elimina completamente.

En el planteamiento aquí expuesto se ha considerado que la velocidad del átomo permanece constante durante la absorción de ambos fotones, es decir, que no se llega a producir ninguna colisión elástica que modifique su velocidad. Se puede estimar el tiempo promedio entre dos colisiones en un plasma de cátodo hueco, como el que se va a estudiar en esta tesis, donde la densidad de átomos neutros es de $N = 1,19 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, el tiempo promedio entre colisiones es aún menor, del orden de las décimas de milisegundo, por lo que la aproximación es bastante acertada. Las escalas temporales en las que se producen los choques y la absorción de dos fotones (orden de los femtosegundos) son tan diferentes, que puede considerarse que en el proceso de absorción la probabilidad de que el átomo modifique su velocidad es despreciable.

1.2. Átomo de Hidrógeno

No es objeto de esta tesis realizar un análisis exhaustivo de la teoría del átomo de hidrógeno, que ha sido profusamente estudiada [16–19], pero se hará a continuación un pequeño resumen donde se expondrán datos de interés para su desarrollo. El hidrógeno es el átomo más simple y también el más abundante en el universo, lo que hace de él uno de los elementos más estudiados. Además, presenta una gran cantidad de resonancias, desde el ultravioleta al infrarrojo, lo que le convierte en un candidato ideal para medidas espectroscópicas.

Las características principales del átomo de hidrógeno se obtienen resolviendo la ecuación de Schrödinger (ecuación 1.11) para un electrón con carga $-e$, masa m_e y momento \mathbf{P} en un campo eléctrico fijo con simetría esférica.

$$H|\Psi_E\rangle = \left(\frac{\mathbf{P}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} \right) |\Psi_E\rangle = E|\Psi_E\rangle \quad (1.11)$$

Esta ecuación de Schrödinger es **no relativista**, por lo que no tiene en cuenta el momento angular del electrón (el spin) ni su momento magnético asociado. Los valores propios de la ecuación 1.11 se corresponden con los niveles atómicos ($n=1,2,3\dots$).

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} \quad (1.12)$$

De aquí se deduce la longitud de onda de las líneas de emisión mediante la fórmula de Rydberg, donde n' se refiere al estado final:

$$\frac{1}{\lambda_{nn'}} = \frac{v_{nn'}}{c} = \frac{E_n - E_{n'}}{hc} = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R_\infty \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.13)$$

Donde R_∞ es la constante de Rydberg para masa nuclear infinita.

Para cualquier potencial con simetría esférica, los estados propios de la energía E_n (ecuación 1.12) pueden elegirse de tal manera que sean a la vez valores propios del hamiltoniano H , del módulo cuadrado del momento angular \mathbf{L}^2 y de la componente z de L_z del momento angular orbital del electrón. Recordemos que los números cuánticos de \mathbf{L}^2 son $l=0,1,2,\dots,n-1$ y sus valores propios son $\hbar l(l-1)$, mientras que los números cuánticos de L_z son $m=0,\pm 1,\pm 2,\dots,\pm l$ con valores propios $\hbar m$. Al contrario que en otros potenciales con simetría esférica, las energías propias dadas en la ecuación 1.12 no son sólo independientes de m (como suele ser habitual, lo cual da lugar a una primera degeneración), sino que tampoco dependen del momento angular \mathbf{L} , con lo que se llega a una segunda degeneración accidental debido al potencial coulombiano proporcional a R^{-1} . Esto es debido a que en un átomo de hidrógeno el electrón describe órbitas sin precesión.

Para realizar correctamente los cálculos, se debería tener en cuenta que aunque la masa del núcleo (M_N) sea mucho mayor que la del electrón (m_e), no es correcto asumir que es infinita. Por ello, tampoco es correcto decir que el núcleo no se mueve, por lo que el potencial coulombiano no tiene un centro fijo. De manera sencilla se podría calcular la masa reducida del átomo de hidrógeno:

$$\mu = \frac{M_N m_e}{M_N + m_e} \approx m_e \left(1 - \frac{m_e}{M_N} \right) \quad (1.14)$$

Esta tesis no se refiere a los valores exactos de las frecuencias de las líneas espectrales del hidrógeno y deuterio, sino al desdoblamiento de estas líneas bajo la influencia de un campo eléctrico. Por lo tanto, sólo se van a describir los efectos relacionados con este desdoblamiento, y que siguen a continuación, por lo que se puede continuar el desarrollo con la masa del electrón.

Debido a la diferencia de masa entre el hidrógeno y el deuterio, las líneas espectrales de este último presentan un pequeño desplazamiento isotópico respecto a las del hidrógeno, cuya magnitud, en longitud de onda, puede expresarse como:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{m_e}{2M_P} \approx 0,03\% \quad (1.15)$$

Donde M_P es la masa del protón, $M_P \approx 1836 m_e$. Por esta razón, para la realización de estas medidas, hubo que cambiar ligeramente el rango de sintonización del láser Mirage 500, que se describirá en el capítulo 2.

1.2.1. Estructura fina

Las fuerzas más importantes dentro del átomo de hidrógeno son fuerzas electrostáticas coulombianas, como ya se ha visto en la ecuación 1.11. El primer término representa la energía cinética del átomo. El segundo término de la ecuación 1.11 representa la interacción electrostática entre el protón y el electrón. No tiene efectos relativistas ni momentos magnéticos relacionados con el spin del electrón, como ya se señaló en el apartado 1.2. El error asumido al hacer este tratamiento es pequeño, puesto que el átomo de hidrógeno es un sistema poco relativista. Prueba de ello es que si se atiende al modelo de Bohr la velocidad v en la primera órbita ($n=1$) satisface que:

$$\frac{v}{c} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} \ll 1 \quad (1.16)$$

Este cociente es del orden de la constante de la estructura fina α :

$$\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 hc} \approx \frac{1}{137} \quad (1.17)$$

Este hamiltoniano presenta degeneración con n , el número cuántico principal. Sin embargo, este hamiltoniano no reproduce todos los efectos observados en diferentes experimentos, por lo que a partir de ahora se va a añadir una perturbación a dicho hamiltoniano:

$$H = H_0 + W \quad (1.18)$$

Se considera a la perturbación W mucho más pequeña que el hamiltoniano original, por lo que el tratamiento puede realizarse mediante teoría de perturbaciones.

La ecuación de Dirac coloca un electrón en un potencial $V(R)$ creado por el protón. Esta ecuación ya incluye efectos relativistas. Con esto, se puede desarrollar la perturbación W como una serie de potencias, resultando en:

$$H = m_e c^2 + \underbrace{\frac{\mathbf{P}^2}{2m_e}}_{H_0} + V(R) - \underbrace{\frac{\mathbf{P}^4}{8m_e^3 c^2}}_{W_{mv}} + \underbrace{\frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{R} \frac{dV(R)}{dR} \vec{L} \cdot \vec{S}}_{W_{so}} + \underbrace{\frac{\hbar^2}{8m_e^2 c^2} \Delta V(R)}_{W_D} \quad (1.19)$$

El término W_{mv} es la corrección debida a la variación de la masa con la velocidad. Proviene de la expresión relativista para la energía de una partícula clásica en reposo de masa m_e y un momento \mathbf{p} :

$$E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_e^2 c^2} \quad (1.20)$$

El término de acoplamiento spin-órbita, W_{so} , se relaciona con la energía de interacción entre el spin del electrón y el campo magnético generado por el movimiento de dicho electrón en el campo electrostático creado por el núcleo. El último término, W_D , se denomina término de Darwin y no tiene analogía clásica, pues se refiere a la probabilidad de encontrar el electrón en el núcleo del átomo, es decir en $R=0$. Esto sólo es posible en estados s ($l=0$), por lo que esta última contribución sólo desplaza los niveles de energía de estos estados.

Todos estos términos perturbativos provocan un desplazamiento de los niveles de energía respecto a los que da el hamiltoniano sin perturbar. Mediante teoría de perturbaciones se puede dar una nueva expresión añadiendo un nuevo número cuántico principal llamado J , siendo $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$ el momento angular total del átomo.

Los estados propios de esta nueva expresión pueden ser elegidos para ser a la vez valores propios del módulo cuadrado del momento angular orbital del electrón (\mathbf{L}^2), del módulo cuadrado del momento angular de spin (\mathbf{s}^2) y de la componente z ($j_z = l_z + s_z$) del módulo cuadrado del momento angular total (\mathbf{j}^2). Puesto que se está tratando con electrones (spin=1/2), el número cuántico j se define como $j = l \pm 1/2 = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$, con valores propios $\hbar j(j-1)$. Así mismo el número cuántico m_j toma valores $m_j = -j, -j+1, \dots, j$; y valores propios $\hbar m_j$.

Con esta construcción no es difícil obtener las funciones propias mediante el producto de los estados propios de la ecuación de Schrödinger y los estados propios del spin con la ayuda de los coeficientes de Clebsch-Gordan. Los correspondientes valores propios de la energía quedan como:

$$E_{nj} = -hcR \frac{1}{n^2} \left(1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right) \quad (1.21)$$

La ecuación 1.21 da lo que se conoce como **estructura fina**. Este desdoblamiento rompe la mayoría de las degeneraciones al depender no sólo del número cuántico principal n , sino también del momento angular orbital total j . Aun así, mantiene una degeneración accidental en los niveles que tengan el mismo número cuántico $l = j \pm 1/2$.

Se puede calcular la diferencia de energía para niveles con el mismo número cuántico n :

$$\Delta E_{nj} = E_{nj} - E_{n1/2} = hcR \frac{\alpha^2}{n^3} \frac{2j-1}{2j+1} \quad (1.22)$$

En esta aproximación los niveles $nS_{1/2}$ tienen la misma energía que los niveles $nP_{1/2}$.

1.2.2. Efecto Lamb

El efecto Lamb fue por primera vez medido en 1947 [20] como una pequeña diferencia de energía entre los niveles $2S_{1/2}$ y $2P_{1/2}$. Esta diferencia proviene de correcciones radiativas derivadas de la interacción del electrón con el campo electromagnético cuantizado [21]. Al igual que el desdoblamiento de la estructura fina, la separación generada por el efecto Lamb es proporcional a n^{-3} (véase la ecuación 1.22).

La consecuencia principal de esta interacción es la ruptura de la degeneración de los niveles $nS_{1/2}$ y $nP_{1/2}$. La magnitud de este efecto es aproximadamente del 10 % de la separación de la estructura fina entre las componentes $j=1/2$ y $j=3/2$. Para otros valores de l también se rompe la degeneración, pero sólo con un 0,2 % del valor total de la energía de separación de los niveles j y $j+1$. Para tener una idea de estas magnitudes en niveles concretos se puede considerar el nivel $n=2$. La diferencia de energía dada por la estructura fina entre las componentes $j=1/2$ y $j=3/2$ es de aproximadamente 11 GHz. Sin embargo, si se consideran los niveles $2S_{1/2}$ y $2P_{1/2}$ la separación causada por el efecto Lamb se reduce a 1,1 GHz; donde el 99 % de esta separación es debido al desplazamiento del nivel $2S_{1/2}$, puesto que el desplazamiento Lamb correspondiente al nivel $2P_{1/2}$ es tan sólo de 10 MHz.

1.2.3. Estructura hiperfina

Debido a la interacción del electrón con el momento magnético nuclear (relacionado con el spin del núcleo I) se produce la última separación de los niveles atómicos que se va a considerar aquí. La separación de la estructura hiperfina es claramente menor que la separación de estructura fina, dado que el momento magnético nuclear es menor que el del electrón. Por esta razón, el tratamiento formal puede realizarse mediante teoría de perturbaciones de primer orden.

Al igual que se hizo en el apartado 1.2.1 con la estructura fina, se pueden elegir estados propios del momento angular atómico $\mathbf{F}=\mathbf{j}+\mathbf{I}=\mathbf{l}+\mathbf{s}+\mathbf{I}$ (cuyo número cuántico toma los valores $F = |j - I|, |j - I| + 1, \dots, j + I$) y su componente z (cuyo número cuántico es $m_F = -F, -F + 1, \dots, F$), así como de \mathbf{j}^2 y \mathbf{l}^2 . De manera completamente análoga a como se hizo en el apartado 1.2.1, se calcula la energía de la separación de la estructura hiperfina:

$$E_{EHF} = \frac{\alpha^2 g_N}{n^3} \frac{m_e}{M_N} R \frac{F(F+1) - I(I+1) - j(j+1)}{j(j+1)(2I+1)} \quad (1.23)$$

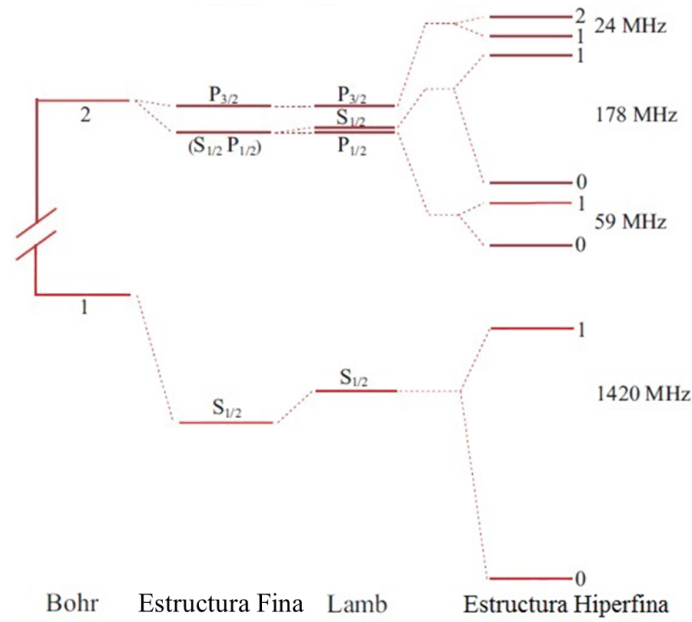


Figura 1.1: Disposición final de niveles 1S y 2S en el átomo de hidrógeno.

Donde g_N es un factor que multiplica al magnetón nuclear (μ_N), con un valor de $g \approx 5,6$ para el hidrógeno y de $g \approx 0,86$ para el deuterio. Esta expresión ya depende de todos los números cuánticos n, l, j, I y F , por lo que se rompe cualquier degeneración accidental. Es en este punto donde radica la diferencia en la estructura hiperfina entre el hidrógeno y el deuterio. Puesto que el spin nuclear del hidrógeno es $I = 1/2$ y para el deuterio es $I = 1$, la separación de la estructura hiperfina será diferente para ambos elementos. Puesto que esta separación es proporcional a n^{-3} (véase la ecuación 1.23) el principal efecto de esta separación se ve en el nivel más bajo. Es el caso del nivel fundamental del hidrógeno, donde la separación entre las componentes $F=0$ y $F=1$ es de 1420 MHz.

Para el caso del deuterio, puesto que $I=1$, la estructura hiperfina cambia: el nivel de estructura fina $j=1/2$ se divide en dos subniveles, $F=1/2$ y $F=3/2$; y el resto de niveles de la estructura fina se dividen a su vez en tres subniveles ($F=j-1, F=j$ y $F=j+1$). El desdoblamiento de la estructura hiperfina del estado fundamental en los niveles $F=1/2$ y $F=3/2$ es de 327 MHz, mientras que en el nivel $2S_{1/2}$ el desdoblamiento es de sólo 41 MHz.

Como resumen final, y para ver la separación de niveles que aporta cada nuevo número cuántico se incluye un diagrama de los niveles 1S y 2S del átomo de hidrógeno en la figura 1.1.

1.3. Efecto Stark

El efecto Stark, descrito por primera vez en 1913 [22], se ha convertido en una de las herramientas fundamentales para diferentes experimentos de espectroscopía, y en particular para la medida de la intensidad del campo eléctrico en todo tipo de descargas. Se presenta aquí un pequeño resu-

men de la teoría del efecto de Stark y de las modificaciones que sufren de los dos primeros niveles del átomo hidrógeno, tal y como puede encontrarse en [16–18].

Si se sitúa un átomo de hidrógeno en un campo eléctrico externo y estático con el fin de estudiar la perturbación a la que se ve sometido, en este caso la ecuación de Schrödinger incluirá un potencial como efecto de la perturbación que introduce el campo eléctrico. Como peculiaridad, el átomo de hidrógeno muestra un efecto Stark lineal para todos los niveles de energía en el marco dado por la ecuación de Schrödinger, es decir, un desdoblamiento de niveles proporcional al campo eléctrico, siempre que este sea moderado. Para campos eléctricos intensos, se necesita tener en cuenta correcciones cuadráticas y de órdenes superiores, sobre todo para estados excitados muy altos, por la mezcla de niveles con distinto número cuántico principal, n . Para los primeros estados excitados (como es el caso de esta tesis) estos efectos son completamente despreciables, puesto que los niveles están muy separados entre ellos si se consideran campos eléctricos moderados. Aún para los mayores campos eléctricos que se puedan crear en un entorno de laboratorio, la perturbación será siempre mucho menor que el hamiltoniano sin perturbar, por lo que el estudio puede hacerse mediante teoría de perturbaciones.

El efecto lineal Stark se origina por la degeneración "accidental" del número cuántico l en los valores propios del momento angular del hamiltoniano sin perturbar. Los átomos multielectrónicos (y el átomo de hidrógeno en su estado fundamental) presentan un efecto Stark cuadrático, puesto que el campo eléctrico es requerido dos veces: la primera para formar un momento eléctrico dipolar y otra vez para interactuar con él. Para el caso del hidrógeno, los valores propios del momento angular no tienen un momento dipolar como tal, pero se pueden formar combinaciones lineales $\sum_l a_l |n, l, m\rangle$ que sean valores propios de H y tengan momento dipolar permanente incluso cuando no exista campo eléctrico. Formalmente, estas combinaciones lineales se obtienen, para todo n , diagonalizando la energía de interacción:

$$H^S = -dE = -ezE \quad (1.24)$$

Esta energía de interacción tiene que añadirse al hamiltoniano sin perturbar H para un átomo de hidrógeno inmerso en un campo eléctrico externo en la dirección z (homogéneo al menos en la escala atómica). El desdoblamiento Stark del nivel n viene dado entonces por los valores propios de H^S . En el caso más sencillo posible, el del primer estado excitado $n=2$, existen cuatro estados propios del momento angular $|n, l, m\rangle = |2, 0, 0\rangle, |2, 1, 0\rangle, |2, 1, -1\rangle$ y $|2, 1, 1\rangle$. La energía de interacción para ese nivel tiene cuatro valores propios ($-3ea_0E, 0, 0$ y $3ea_0E$) y cuatro estados propios: $\frac{1}{\sqrt{2}}(|2, 0, 0\rangle - |2, 1, 0\rangle), |2, 1, -1\rangle, |2, 1, 1\rangle$ y $\frac{1}{\sqrt{2}}(|2, 0, 0\rangle + |2, 1, 0\rangle)$.

El tratamiento del efecto Stark basado en la ecuación de Schrödinger, como el que se ha venido haciendo hasta ahora, es una aproximación adecuada sólo si del desdoblamiento Stark es grande comparado con la perturbación originada por la estructura fina. Comparando ambas perturbaciones, el valor umbral del campo eléctrico para que ambos efectos sean equiparables es de:

$$E_c \approx \left(\frac{10}{n}\right)^5 \text{ V/cm} \quad (1.25)$$

Donde n es el número cuántico principal. En el caso de $n=2$ el valor de ese campo eléctrico es de 3000 V/cm; mientras que para $n=3$ se reduce a 400 V/cm. Puesto que los campos eléctricos que se van a medir en este trabajo son de este orden de magnitud, para realizar un tratamiento riguroso del efecto Stark es necesario incluir la estructura fina.

Para campos eléctricos débiles, si el efecto Stark es pequeño comparado con la separación de estructura fina [23, 24] se trabaja con los niveles no perturbados y los estados propios de la ecuación en el caso más simple, obteniendo una corrección de primer orden para la energía lineal con el campo eléctrico:

$$E^S = \pm \frac{3}{4} e a_0 E \frac{n}{z} \frac{|m_j|}{j(j+1)} \sqrt{n^2 - (j + \frac{1}{2})^2} \quad (1.26)$$

Donde $a_0 \approx 52,9$ pm es el radio de Bohr. Aquí se aprecia fácilmente que el nivel más alto de j ($j=n-1/2$) no presenta desdoblamiento Stark puesto que no hay niveles degenerados con valores de l similares. Por ejemplo, tomando como número cuántico fundamental $n=3$, el valor máximo para j es $j=3/2$. Pero en el átomo de hidrógeno sólo existe el nivel $3D_{5/2}$, no existe el $3P_{5/2}$ ni el $3F_{5/2}$, que deberían tener la misma energía que el $3D_{5/2}$ debido a la degeneración en l .

Como se ha explicado anteriormente, los estados propios de 1.26 son combinaciones lineales de los estados $|n, l, j, m_j\rangle$ sin perturbar, donde sólo los estados con el mismo m_j pueden mezclarse:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|n, l = j - \frac{1}{2}, j, m_j\rangle \pm |n, l = j + \frac{1}{2}, j, m_j\rangle \right) \quad (1.27)$$

De acuerdo con la ecuación 1.27 esos estados están degenerados dos veces, debido a los dos signos de m_j . El campo eléctrico no puede romper esa degeneración, puesto que no se está teniendo en cuenta el spin del electrón (el efecto del campo eléctrico sobre un electrón rotando a derechas o a izquierdas en una distribución espacial uniforme es el mismo). Por esta degeneración que permanece en el sistema, cada nivel (n, j) sin perturbar del átomo de hidrógeno se desdobra en $j+1/2$ componentes Stark debido al campo eléctrico. Por ejemplo, para el caso $n=2$, únicamente el nivel de estructura fina $j=1/2$ se desdobra en dos componentes, puesto que $m = \pm 1/2$. Para campos eléctricos débiles, estos niveles Stark se designan como niveles de estructura fina con el valor de m_j añadido; por ejemplo: $2P_{3/2, |m_j|}$, $|m_j| = 3/2, 1/2$. A partir de este momento, la notación se referirá únicamente al valor de $|m_j|$ por simplicidad, denotándose las tres componentes Stark del nivel 2S del hidrógeno como $2P^{1/2}$, $2S^{1/2}$ y $2P^{3/2}$.

Hasta este momento se ha considerado que dos estados con un mismo j tienen la misma energía, pero eso no es así debido al efecto Lamb (véase el apartado 1.2.2). Las expresiones anteriores son válidas si el desdoblamiento del efecto Stark es pequeño comparado con el de la estructura fina, pero grande comparado con el efecto Lamb.

Sobrepasa el contenido de esta tesis el realizar un análisis más detallado de los cálculos que conllevarían un estudio riguroso del efecto Stark. En este trabajo se han utilizado unos cálculos concretos [11], especialmente pensados para la determinación de campos eléctricos por el desdoblamiento Stark en el nivel $n=2$ en hidrógeno, alcanzado mediante la absorción de dos fotones. En cada componente del espectro Stark aparece una componente más débil debida a la estructura hiperfina. La relación de intensidades de estas dos componentes es siempre de 3 a 1. La separación

de los niveles Stark para el nivel $n=2$ por absorción de dos fotones se muestra en la figura 1.2. La componente $2P^{1/2}$ nace incluso con campos eléctricos muy bajos, a muy poca distancia de la componente central $2S^{1/2}$. Al crecer el campo se separa de manera drástica de la componente central. Por su parte, la componente $2P^{3/2}$ aparece más alejada, y necesita mayores campos eléctricos para ser detectada. Por último, la componente central $2S^{1/2}$ se desplaza ligeramente de su posición original.

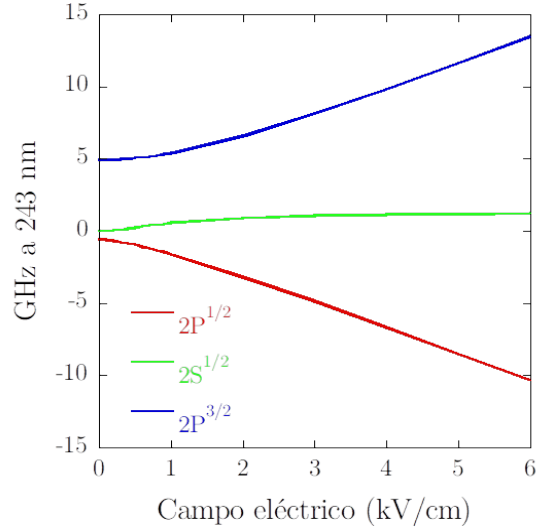


Figura 1.2: Relación entre campo eléctrico y separación en GHz en 243 nm para el nivel 2S del hidrógeno por absorción de dos fotones.

La intensidad relativa de estas componentes puede verse en la figura 1.3. La componente $2P^{1/2}$ nace rápidamente y presenta un crecimiento muy acusado con el campo eléctrico. Sin embargo, la componente $2P^{3/2}$ surge más tarde, cuando el campo eléctrico es mayor, y crece más lentamente. Mientras, la componente central $2S^{1/2}$ decrece muy rápidamente en cuanto se hace presente el campo eléctrico, de manera que para campos altos prácticamente desaparece.

De esta manera, la separación entre las componentes Stark del nivel 2S es la clave para la determinación de la intensidad del campo eléctrico.

1.4. Espectroscopia optogalvánica

Las transiciones a dos fotones abrieron la puerta a medidas de concentraciones absolutas de átomos en el nivel fundamental, puesto que por primera vez se contemplaba la posibilidad de acceder directamente a la absorción. Si se considera un plasma de hidrógeno de baja densidad generado en una descarga de cátodo hueco la absorción es del orden de 10^{-5} , por lo que una medida directa no es una opción viable para estudiar la descarga. Sin embargo, la detección optogalvánica sí es válida para la determinación del campo eléctrico, puesto que se basa en el desplazamiento de las componentes Stark. Por otro lado, un estudio de la dinámica del plasma mediante espectroscopia optogalvánica o la determinación de parámetros absolutos requeriría unos cálculos muy complejos.

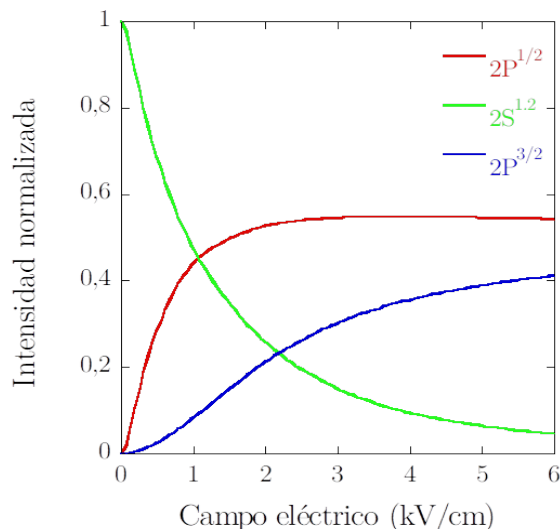


Figura 1.3: Intensidad normalizada de las componentes Stark en función del campo eléctrico para el nivel 2S del hidrógeno por absorción de dos fotones de 243 nm.

La absorción del haz láser se expresa como:

$$a(\nu_m) = \ln \left(\frac{E_{m,0}}{E_{m,j}} \right) = \sigma(\nu_m)NI = \sigma_{if}^{(2)}NI \cdot \frac{E_p}{h\nu_p} L_A(\nu_p + \nu_m - \nu_0) \quad (1.28)$$

Para un plasma de baja densidad generado en una descarga de cátodo hueco, la absorción es del orden de 10^{-5} . Con estos valores una medida directa de perfiles espectrales de absorción resulta imposible en estas condiciones.

En este apartado se va a hacer una pequeña introducción a la espectroscopia optogalvánica, más información se encuentra en las referencias [2, 25–30].

El efecto optogalvánico consiste en el cambio de las propiedades eléctricas de un gas cuando es iluminado con una longitud de onda correspondiente a una transición atómica o molecular del gas de estudio. Fue descubierto por Penning en 1930 [31, 32] en una descarga de neón iluminada por otra descarga de neón adyacente. El mismo efecto fue observado posteriormente en descargas de mercurio [33] y helio [34]. En 1964 este fenómeno fue detectado en un láser de descarga de gas [35]. En los años inmediatamente posteriores se observó igualmente en descargas de diferentes gases e iluminaciones, como por ejemplo en un láser de He-Ne [36, 37], en una descarga de xenón [38] y en CO₂ [39].

La espectroscopia optogalvánica es una técnica sencilla usada para multitud de aplicaciones, tal y cómo se verá más adelante en este capítulo. Entre esas aplicaciones, ha sido ampliamente usada para la determinación de campo eléctrico en descargas, puesto que presenta una alta sensibilidad: con irradiancias de poco mW se obtienen grandes señales (μ W o mW) en descargas de unos pocos mA, además de presentar una relación señal-ruido excelente.

En el caso de la determinación del campo eléctrico, la espectroscopia optogalvánica permite un contar con un sistema de detección sencillo experimentalmente, puesto que sólo se necesita medir el desplazamiento de las componentes Stark. Un haz láser (o varios) se hacen pasar por la descarga.

Cuando se sintoniza la frecuencia del mismo y esta coincide con una transición atómica o molecular del gas, las poblaciones de los niveles inicial y final cambian como consecuencia del bombeo óptico. Puesto que los niveles cuentan con diferentes probabilidades de ionización, el cambio de población produce un cambio en la corriente (ΔI), que se puede medir como un cambio de voltaje en la descarga $\Delta V = R\Delta I$. Existen varios métodos por los cuales puede producirse la ionización de los átomos, como por ejemplo, ionización directa por el impacto de un electrón, ionización por colisiones con átomos metaestables o fotoionización directa por absorción de fotones láser.

En el caso concreto que se presenta en esta tesis, se induce la transición 1S-2S del hidrógeno mediante la absorción de dos fotones de 243 nm. Como la vida media del nivel 2S es larga, el átomo puede absorber un tercer fotón e ionizarse. Es esa ionización la que produce el cambio de impedancia en el plasma (ΔR) y por ende, puede detectarse como una caída de voltaje en una resistencia.

1.5. Generación de nuevas frecuencias en cristales no lineales

La generación de frecuencias en cristales no lineales brinda la oportunidad de generar frecuencias a la carta, en función de las necesidades de la aplicación en la que vayan a ser usadas. De alguna manera, la interacción no lineal de la radiación con la materia ha abierto todo un nuevo campo para la espectroscopia.

En esta sección se explican brevemente los principales mecanismos de la interacción no lineal radiación-materia, tal y como puede encontrarse en [40–43]. El campo de la óptica no lineal es extremadamente amplio y complejo, por lo que aquí sólo se detallarán los procesos necesarios para obtener los armónicos de un láser de Nd:YAG, cuya emisión fundamental es en 1064 nm, y generación de otras longitudes de onda en procesos de suma y diferencia de frecuencias. De esta manera, las aproximaciones que se pueden aplicar simplifican mucho el tratamiento formal de las ecuaciones.

En 1960 se consiguió por primera vez generar radiación láser [44], hecho que consiguió probar experimentalmente la teoría de la emisión estimulada que ya postuló Einstein en 1916 [45]. A partir de este hecho, la óptica se encontró con una serie de nuevos fenómenos surgidos de la interacción con la materia de esa nueva fuente de luz intensa y coherente.

La **polarización** se define como la suma de todos los dipolos eléctricos inducidos en una unidad de volumen como consecuencia del campo aplicado. La polarización es un término asociado a los **electrones ligados**, por lo que puede ser explicada mediante el modelo de Lorentz. Asumiendo un número de moléculas N por unidad de volumen, la polarización total quedaría como:

$$\mathbf{P}(t) = \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_i(t) \quad (1.29)$$

En el caso más general el campo eléctrico aplicado puede ser dependiente del tiempo, y por ello \mathbf{p}_i y \mathbf{P} también lo son. Puesto que la polarización es una respuesta del medio a un campo eléctrico aplicado, pueden expresarse una en función de la otra. En general, tanto la polarización

como el campo eléctrico van a depender de la posición y del tiempo, y como tal se denotará en las ecuaciones. Cuando nos encontramos ante un caso de interacción lineal radiación-materia, la polarización depende linealmente del campo eléctrico:

$$P^{(1)}(r, t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(r, t) \quad (1.30)$$

Donde ε_0 es la permitividad eléctrica del vacío y $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal. Sustituyendo esta expresión, las ecuaciones de Maxwell desembocan en un conjunto de ecuaciones lineales clásicas donde sólo hay términos de primer orden y sin mezcla de diferentes frecuencias ω . Es decir, la ecuación 1.30 indica que en aproximación de primer orden una luz monocromática de frecuencia ω inducirá una radiación secundaria de la misma frecuencia ω .

Sin embargo, cuando la intensidad del campo eléctrico aplicado es muy alta, la respuesta del medio deja de ser armónica. En esta situación, la polarización puede ser escrita como un desarrollo en serie de potencias en función del campo eléctrico:

$$\vec{P}(r, t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E}(r, t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(r, t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(r, t) + \dots \right) \quad (1.31)$$

Donde $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son las susceptibilidades de segundo y tercer orden, etc. Los términos de la ecuación 1.31 con un coeficiente mayor que uno constituyen la **polarización no-lineal**.

Para la generación nuevas frecuencias, pueden realizarse una serie de aproximaciones que van a simplificar mucho el formalismo. Los fenómenos más sencillos son aquellos denominados **paramétricos**, asociados a la distorsión de los electrones ligados, cuyas características principales son las siguientes:

- El estado cuántico inicial y final del medio es el mismo.
- El tiempo de respuesta del material es muy corto, del orden de 10^{-15} s.
- Se describen mediante susceptibilidades reales, es decir, no existe absorción en el medio. Por tanto, se conserva la energía durante el proceso, puesto que no hay transferencia de energía al medio.

1.5.1. Interacciones no-lineales de segundo orden

A partir de ahora van a tratarse únicamente efectos de segundo orden, pues han sido los procesos generados en este trabajo. La **polarización de segundo orden** se expresa como:

$$P^{(2)}(r, t) = \chi^{(2)} \vec{E}^2(r, t) \quad (1.32)$$

Las interacciones de segundo orden sólo pueden darse en cristales no-centrosimétricos ($\chi^{(2)} \neq 0$), es decir, que no presenten simetría ante una inversión.

Se consideran dos ondas planas de frecuencias ω_1 y ω_2 incidiendo sobre un material no-centrosimétrico:

$$E(r, t) = E_1(r) e^{-i\omega_1 t} + E_2(r) e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (1.33)$$

Asumiendo una contribución no lineal de la ecuación 1.32 y desarrollando, se llega a:

$$P^{(2)} = \underbrace{\chi^{(2)}(E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t})}_{SHG} + \underbrace{2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t}}_{SFG} + \underbrace{2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t}}_{DFG} + \underbrace{2\chi^{(2)}(E_1 E_1^* + E_2 E_2^*)}_{CEDM} \quad (1.34)$$

Donde SHG, denota la generación de segundo armónico (*Second Harmonic Generation*, por sus siglas en inglés), SFG indica la suma de frecuencias (*Sum-Frequency Generation*), DFG se refiere a la diferencia de frecuencias (*Difference-Frequency Generation*) y CEDM son campos estáticos dentro del material. La susceptibilidad del segundo orden, de manera estricta, es un tensor que depende de las frecuencias que se introducen en el material, de las simetrías del cristal, y de la dirección de interacción. Aunque en la ecuación 1.34 se ha sacado factor común, en cada tipo de interacción habría que tener en cuenta el tensor específico para cada proceso; pero esta ecuación sirve para dar una idea de la utilidad de estos procesos.

Es decir, la acción de la polarización no lineal sobre el medio produce nuevas frecuencias, suma, diferencia y generación de segundo armónico. En el caso sencillo de interacciones paramétricas, se puede llevar a cabo un desarrollo clásico con la nueva interacción no lineal, que conduce a que la máxima eficiencia de conversión se obtiene cuando los vectores de onda están adecuadamente acoplados, condición conocida habitualmente como *phase-matching*, y que puede resumirse en la siguiente ecuación:

$$\mathbf{k}(\omega_1 \pm \omega_2) = \mathbf{k}(\omega_1) \pm \mathbf{k}(\omega_2) \quad (1.35)$$

Esta condición incluye la conservación del momento de los tres fotones que intervienen en el proceso. Esta es una ecuación vectorial, pero el caso más sencillo sería el caso de vectores de onda colineales. Si los ángulos entre los tres vectores son demasiado grandes, el volumen de solapamiento entre ellos disminuye, con lo que la eficacia del proceso decrece. Por el contrario, el máximo rendimiento del procesos se consigue para un avance lineal conjunto de las tres ondas. En este caso, los tres vectores son paralelos y con $c/n = \omega/k$ y $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$ se obtiene:

$$n_3 \omega_3 = n_1 \omega_1 \pm n_2 \omega_2 \Rightarrow n_3 = n_2 = n_1 \quad (1.36)$$

La condición de *phase-matching* es satisfecha en medios dispersivos tales como los cristales birrefringentes, que se caracterizan mediante dos índices de refracción: uno ordinario (n_o) y otro extraordinario (n_e). Mientras que el índice ordinario no depende de la dirección de propagación, el índice extraordinario depende de \mathbf{E} y de \mathbf{k} . Es posible encontrar cristales no lineales birrefringentes donde la condición de *phase-matching* (véase la ecuación 1.35) sea satisfecha, mezclando ondas de diferentes frecuencias en una misma dirección de propagación del cristal. Así, el proceso de transformación depende de la polarización, de la frecuencia y de la dirección de propagación respecto al eje óptico del cristal de las ondas implicadas.

Dependiendo de la polarización de las ondas que intervienen en el fenómeno, se pueden distinguir dos tipos de coincidencia de fase, los procesos de tipo I y lo de tipo II:

- Procesos de tipo I: son aquellos en los que las dos ondas menor frecuencia tienen la misma polarización, y por tanto, la tercera radiación posee una polarización perpendicular a las otras. Si llamamos o a la polarización ordinaria y e a la extraordinaria, se producen procesos **ooe** en cristales uniaxiales negativos y procesos **eeo** en cristales uniaxiales positivos¹. El primer símbolo se refiere a la onda de menor frecuencia.
- Procesos de tipo II: son aquellos en los que las ondas de menor frecuencias poseen polarizaciones ortogonales. En cristales negativos se pueden producir procesos **oeo** y **eo e**, mientras que en cristales positivos los procesos son **oeo** y **ooo**.

Estos procesos pueden interpretarse de manera muy simple con un esquema como el de la figura 1.4, en el que se aprecia muy bien la conservación de la energía y momento de la radiación. Puesto que el estado inicial y final del medio es el mismo, se puede considerar únicamente el campo de radiación. Las líneas discontinuas representan estados virtuales.

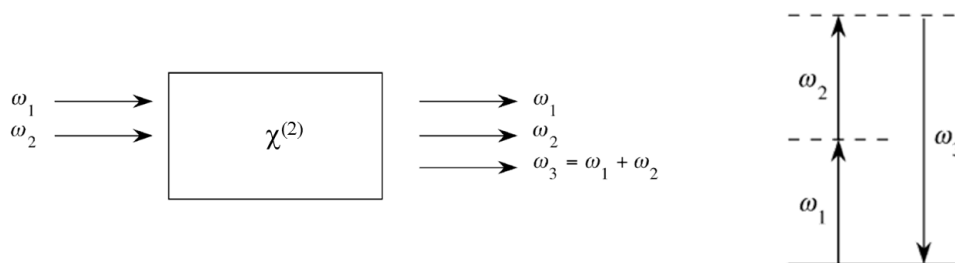


Figura 1.4: Esquema de la generación de la suma de frecuencias. Figura extraída de [42].

1.5.2. Generación de segundo armónico y suma de frecuencias

Se comienza explicando la generación de segundo armónico, que aunque es un caso particular de la suma, es más sencillo conceptualmente. La generación de segundo armónico se comprobó experimentalmente en 1961, cuando P. Franken utilizó un láser de rubí [46]. Para la generación del segundo armónico se particulariza lo explicado en el apartado anterior considerando dos fotones $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ de igual frecuencia. Puesto que se están tratando procesos paramétricos se puede considerar como un proceso fotón a fotón: se aniquilan dos fotones de frecuencia ω_1 y se genera un único fotón de frecuencia $2\omega_1$, tal y como está ilustrado en la figura 1.5.

La máxima eficiencia de conversión se dará cuando la condición de *phase-matching* $2k_1 = k_2$ se vea satisfecha. Si se expresa esta condición en función de los índices de refracción:

$$2k_1 - k_2 = 2 \left(\frac{n_1 \omega}{c} \right) - \frac{n_2 2\omega}{c} \quad (1.37)$$

Puesto que $\omega = 2\pi\nu/\lambda$ y $\lambda_1 = 2\lambda_2$, dado que se está generando el segundo armónico, la ecuación 1.37 puede reescribirse como:

$$n(\omega) = n(2\omega) \quad (1.38)$$

¹ Los cristales uniaxiales negativos son aquellos donde $n_o > n_e$ y para los positivos $n_e > n_o$.

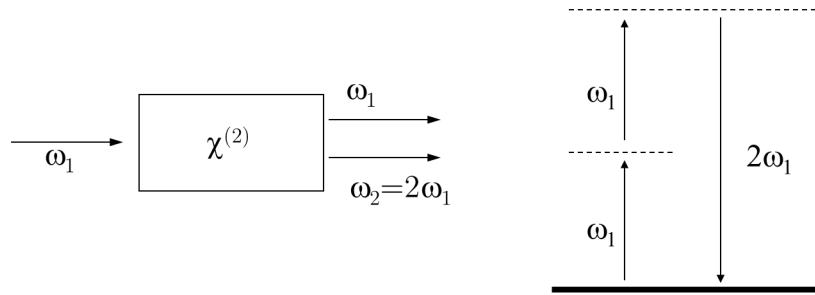


Figura 1.5: Esquema de la generación del segundo armónico junto con el diagrama de energías. Figura extraída de [42].

Esta condición se puede conseguir en un cristal anisótropo, por ejemplo negativo, cuando en una dirección de propagación coinciden el índice de refracción extraordinario $n_e(2\omega)$ para la radiación de segundo armónico y el índice de refracción ordinario $n_o(\omega)$ de la radiación original. Dicha condición se expresa gráficamente mediante el elipsoide de índices [47], como se muestra en la figura 1.6. Como se puede deducir de todo lo anterior, el segundo armónico emergente tiene una polarización ortogonal a la fundamental.

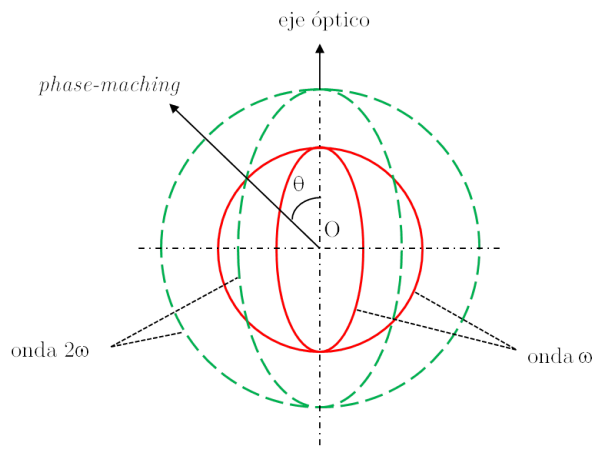


Figura 1.6: Elipsoide de Cauchy de los índices ordinario y extraordinario para la generación del segundo armónico en un cristal uniaxial negativo.

La suma de frecuencias es un proceso muy similar a la generación del segundo armónico. Puesto que se continúa trabajando con procesos paramétricos, se sigue conservando la energía y el momento, por lo que la máxima eficiencia de conversión se da en la condición de *phase-matching*, dada en la ecuación 1.35.

El rango de frecuencias que se puede cubrir mediante la suma es mayor, especialmente si se quieren obtener longitudes de onda muy cortas. En ocasiones, la generación de los armónicos más altos también se obtiene más fácilmente sumando frecuencias que doblándolas.

1.5.3. Diferencia de frecuencias

De manera análoga a la suma de frecuencias, en la ecuación 1.34 aparece un término que da cuenta de la diferencia de frecuencias $P(\omega_3 - \omega_1) = 2\chi^2 E_1 E_2^*$. El diagrama de energías puede verse en la figura 1.7.

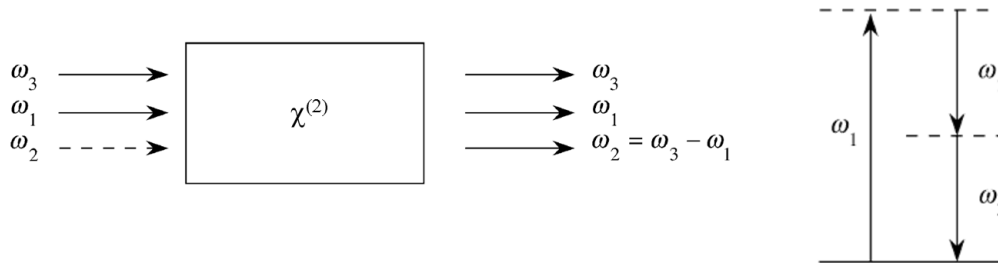


Figura 1.7: Esquema de la generación de la diferencia de frecuencias. Figura extraída de [42].

Este proceso difiere un poco de lo visto hasta ahora, puesto que para cumplir con la conservación de la energía, cada nuevo fotón generado como $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ implica que un fotón de la frecuencia mayor (ω_3) debe ser destruido y un fotón de la frecuencia menor (ω_2) se crea en el proceso. Si se asume que el haz de frecuencia ω_3 tiene mayor intensidad que el haz de ω_1 , estas dos frecuencias se combinarán para generar la nueva frecuencia $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Pero al mismo tiempo, y según la radiación avanza por el cristal, ω_3 y ω_2 pueden combinarse dando lugar a su respectiva diferencia de frecuencias, ω_1 . Por esta razón, la frecuencia ω_1 se ve amplificada al final del proceso. Por ello, la diferencia de frecuencias también se suele denominar **amplificación optoparamétrica** (OPA, *Optical Parametric Amplification*, por sus siglas en inglés).

Oscilador optoparamétrico

Un oscilador optoparamétrico es análogo al proceso de diferencia de frecuencias visto en el apartado anterior, con la salvedad de que no son dos las frecuencias de entrada, sino sólo una, la de mayor intensidad (ω_3). Si se cumplen las condiciones de *phase-matching*: conservación del momento ($k_3 = k_1 + k_2$) y conservación de la energía ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$), el cristal puede reaccionar macroscópicamente emitiendo dos nuevas frecuencias, ω_1 y ω_2 . El esquema del proceso se muestra en la figura 1.8. La selección de esas dos frecuencias (de entre el conjunto de infinitas posibilidades) viene determinada por la orientación del cristal respecto a k_3 , por lo que permite obtener radiación láser sintonizable. Para que se inicie este proceso hay que superar una irradiancia umbral que en ocasiones es del orden de la energía de rotura del cristal. La radiación generada comienza como puro ruido que hay que canalizar, para lo cual el medio se introduce en una cavidad óptica con el fin de optimizar el proceso y obtener la máxima radiación posible. De ahí su nombre, Oscilador Opto-Paramétrico (OPO, *Opto-Parametric Oscillator*, por sus siglas en inglés).

La emisión obtenida en el OPO es más estrecha temporalmente que la radiación de entrada, tal y como puede verse en la figura 1.9. Como se aprecia en esa figura, la emisión del OPO se

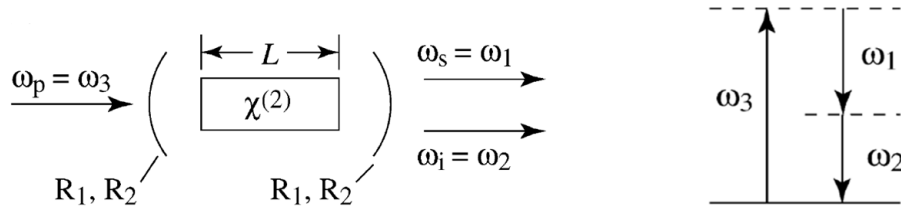


Figura 1.8: Esquema de la diferencia de frecuencias de un oscilador optoparamétrico. Figura extraída de [42].

inicia cuando se alcanza la irradiancia umbral, al igual que se acaba cuando el pulso de entrada tienen una irradiancia menor que el umbral. Si además se introduce un elemento dispersivo (red de difracción) como es el caso del dispositivo empleado en esta tesis, la radiación generada por el OPO puede tener un único modo longitudinal; siempre y cuando la irradiancia de entrada ya cumpliera esa condición.

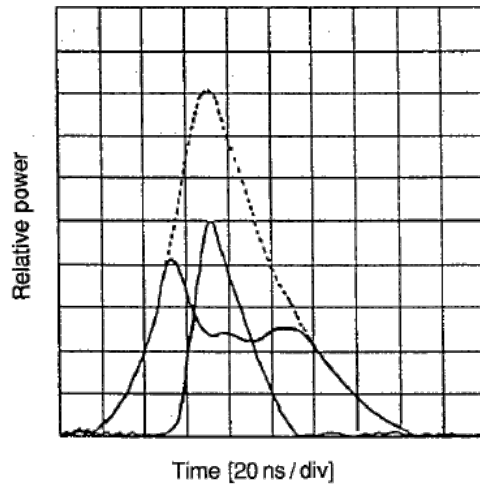


Figura 1.9: Comparación de la anchura de los pulsos generados en un OPO (líneas continuas) y del pulso de entrada (línea discontinua). Figura extraída de [48].

1.6. Glow-discharges

En esta última sección del capítulo concerniente a los fundamentos teóricos se van a tratar las descargas como las *glow-discharges*. Para ello, se van a introducir brevemente algunos conceptos sobre plasmas, características y estructura de estas descargas. Toda la información de esta sección se encuentra en [30, 49–54].

El mundo de la física de plasmas es extremadamente amplio, de modo que aquí sólo se darán algunos detalles relevantes. En términos generales, un plasma es un gas ionizado. Esta ionización se consigue proporcionando energía al gas. Aunque al plasma se le ha venido denominando el "cuarto

estado de la materia”, el paso de gas a plasma no es una transición de fase al uso, puesto que no se realiza a temperatura constante. El plasma es macroscópicamente neutro, aunque la presencia de partículas cargadas lo hace conductor (tanto eléctrico como térmico) y muy sensible a campos electromagnéticos. Una descripción completa del estado del plasma requeriría conocer la posición y la velocidad de cada partícula. Puesto que ello conduciría a un estudio sumamente complejo, se recurre a tratamientos estadísticos de cada uno de los procesos principales que se producen en el plasma.

Hay cuatro procesos fundamentales, que involucran a las partículas neutras, las partículas cargadas y los fotones, cada uno de ellos descrito por una ecuación (siguiendo la notación de [49]). Se dice que el plasma se encuentra en equilibrio termodinámico si todas las temperaturas del plasma son iguales. Esta es una condición extremadamente restrictiva, pero pueden definirse equilibrios parciales. Es el caso del **equilibrio termodinámico local**, donde se puede encontrar un parámetro que satisfaga las ecuaciones de Maxwell, Boltzmann y Saha para cada punto del plasma:

- Ecuación de Planck: si se considera el plasma en equilibrio termodinámico, puede tratarse como un cuerpo negro, por lo que la radiación emitida por el mismo sólo depende de la temperatura. Mediante la ley de Planck se puede expresar la emisión de ese cuerpo negro como:

$$U(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.39)$$

Donde ν es la frecuencia de la radiación, c es la velocidad de la luz y T es la temperatura en grados Kelvin.

- Ecuación de Maxwell: en una distribución maxwelliana, si n partículas de masa m se encuentran en un cm^3 de gas en equilibrio termodinámico, entonces la fracción de partículas Δn con una velocidad absoluta entre v y $v + \Delta v$ viene dada por:

$$\Delta n = n4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (1.40)$$

Donde k es la constante de Boltzmann. En el caso de no estar en equilibrio termodinámico total, se puede considerar la temperatura cinética de las partículas T_{cin} .

- Ecuación de Boltzmann: si existen n átomos en un cm^3 de plasma, una fracción de esos átomos puede encontrarse en un estado excitado. Si el plasma se encuentra en equilibrio termodinámico total o local, la fracción n_i de esos átomos en el nivel i de energía E_i puede expresarse como:

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{U(T)} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1.41)$$

Donde g_i es el peso estadístico del nivel i -ésimo, calculado a partir del momento angular mediante $g_i = 2J_i + 1$, y $U(T)$ es la función partición del átomo:

$$U(T) = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1.42)$$

- **Ecuación de Saha:** si se conocen los números de ocupación de dos estados de ionización consecutivos, se puede calcular la proporción del número de átomos en un estado $z - 1$ (n_{z-1}) y en un estado z (n_z), donde $z = 1$ son átomos neutros, $z = 2$ son átomos ionizados una única vez, etc. Esta proporción se denomina ecuación de Saha.

$$n_e \frac{n_z}{n_{z-1}} = 2 \frac{U_z(T)}{U_{z-1}(T)} \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} e^{\left(-\frac{\chi_{z-1} - \Delta\chi_{z-1}}{kT}\right)} \quad (1.43)$$

Donde n_{z-1} y n_z son las densidades de partículas, n_e es la densidad electrónica y $U_{z-1}(T)$ y $U_z(T)$ son las funciones partición dadas por la ecuación 1.42, y m_0 es la masa del electrón en reposo.

Si se trabaja con un plasma de estas características, el diagnóstico podría llevarse a cabo de manera más inmediata, derivando otros parámetros a partir de las ecuaciones.

En esta tesis se ha trabajado con un tipo muy concreto de plasma, las comúnmente denominadas **glow-discharges**². Fueron estudiados por primera vez en 1907 [55]. Son plasmas fuera del equilibrio termodinámico local, por lo cual su estudio experimental es complicado. Son descargas a baja presión, con una alta temperatura de excitación electrónica y baja temperatura cinética.

Estas descargas pueden generarse mediante diversas geometrías, es decir diferentes disposiciones del ánodo y el cátodo, o modificando la forma de los mismos. El caso más estudiado es el más simple, dos electrodos planos y suficientemente separados. Dependiendo de la geometría, presión y corriente, la estructura de la descarga cambia.

Una *glow-discharge* es una descarga en la que un cátodo frío emite electrones debido a la emisión secundaria causada por el bombardeo de iones del gas. Además, su excitación electrónica no depende de la temperatura del gas, sino del campo eléctrico presente en la descarga.

Atendiendo a la curva característica voltaje-corriente, las *glow-discharges* pueden clasificarse en diferentes regímenes [28, 52, 54]. La descarga utilizada en esta tesis opera en un régimen de *abnormal glow-discharge*, o lo que es lo mismo, la curva V-I presenta una pendiente positiva (véase la figura 1.10).

El material del cátodo determina el voltaje necesario para el mantenimiento de la descarga (V_d). Se necesitarán voltajes menores para aquellos materiales que sean buenos emisores de electrones bajo el bombardeo de iones o fotones, es decir, aquellos que generen mayor cantidad de *sputtering* [54, 56]. Este efecto se estudiará en profundidad en el capítulo 5 de esta tesis.

Las *glow-discharges* se caracterizan además por emitir un brillo característico que depende del gas con el que se opere la descarga. Presentan zonas con diferente luminosidad, alternándose las zonas brillantes y las zonas oscuras, tal y como puede verse en la figura 1.11. Estas diferentes zonas llevan asociadas distintas propiedades, tales como el campo eléctrico presente, caída de voltaje, densidad espacial de carga y densidad de corriente. A continuación, se va a detallar la estructura general de las descargas *glow-discharge* para el caso más habitual, el de dos electrodos planos (ánodo-cátodo) enfrentados y con suficiente distancia entre ellos para que todas las diferentes zonas

²Para aquellos términos que no tenga una traducción directa al español se van a emplear las denominaciones en inglés, para unificar criterio con la literatura.

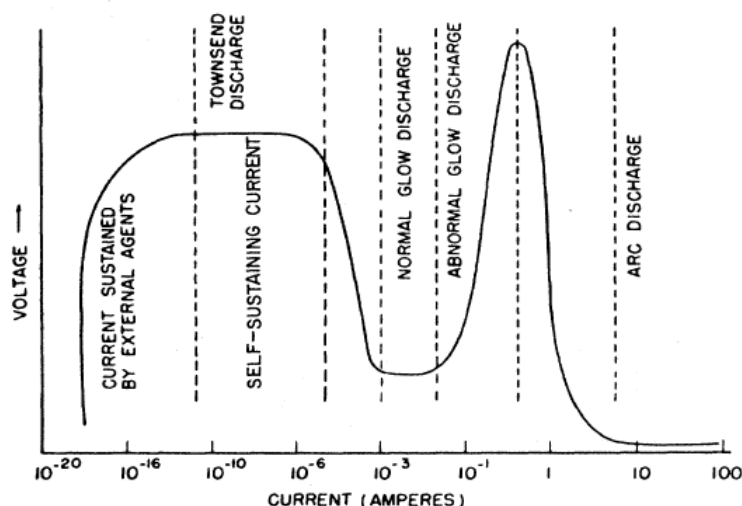


Figura 1.10: Diferentes tipos de descargas atendiendo a sus curvas características voltaje-corriente.
Figura extraída de [28].

de la descarga puedan ser perfectamente diferenciadas. Como ya se ha comentado la geometría, presión y corriente aplicadas a la descarga modifican sustancialmente la estructura de la misma, por lo que no en todos los dispositivos experimentales y condiciones aplicadas al plasma todas estas zonas van a aparecer claramente diferenciadas.

Si se ordenan desde el cátodo hacia el ánodo, las diferentes zonas son las siguientes:

- Zona oscura de Aston: la capa más cercana a la superficie del cátodo. Una lámina oscura y muy fina, que puede ir seguida de varias capas de luz y oscuridad, denominadas *cathode layers*. Estas capas suelen ser más débiles que la primera, por lo que muy difícil observar más de dos.
- Zona de cátodo: también llamada zona oscura de cátodo ó zona de Crookes. No es completamente oscura, pero sí mucho menos luminosa que otras de la descarga. Es esta zona la que se va a estudiar en este trabajo.
- Negative glow: es la zona más luminosa de la descarga. Con la mayoría de los gases la frontera entre la zona de cátodo y la *negative glow* es difusa. La luz se incrementa hasta la mitad de la zona y comienza a disminuir según se aproxima a la zona oscura de Faraday. En esta zona el campo eléctrico es prácticamente nulo.
- Zona oscura de Faraday: como ocurría con la zona de cátodo, es relativamente oscura en comparación con otras. El campo eléctrico es muy pequeño.
- Columna positiva: la zona más larga de toda la descarga, llegando hasta el ánodo. Es una zona luminosa, aunque no tanto como la *negative glow*. El campo eléctrico es pequeño y constante hasta llegar al ánodo.

- Zona de ánodo: aquí se distinguen a su vez dos zonas, la zona oscura de ánodo que precede normalmente a la *anode glow*.

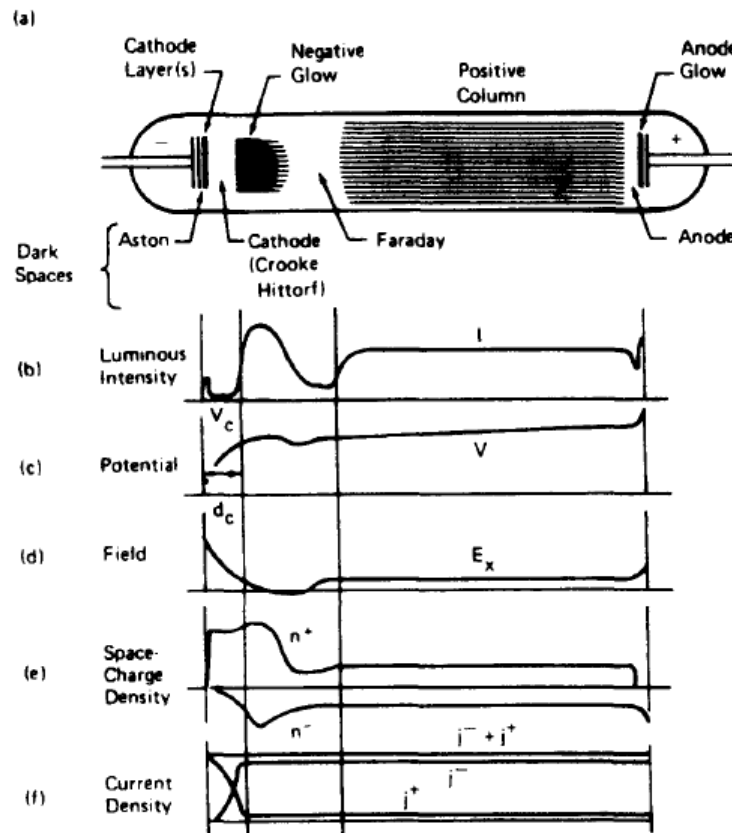


Figura 1.11: (a) Representación esquemática de las diferentes zonas de una *glow-discharge*. (b) Intensidad de la luminosidad. (c) Distribución del potencial. (d) Campo eléctrico. (e) Densidad espacial de carga. (f) Densidad de corriente. Figura extraída de [57].

La zona de cátodo es la más importante para el mantenimiento de la descarga, donde se produce la mayor caída de potencial (V_c) entre los electrodos. Arranca desde la superficie del cátodo hasta la frontera con la *negative glow*, con una longitud que depende de la presión de la descarga. Si se aumenta la presión de la descarga, todas las zonas negativas se comprimen hacia el cátodo.

En esta zona, el movimiento de las partículas está definido: los electrones arrancados del cátodo mediante bombardeo de iones o fotones (*sputtering*) lo abandonan con poca energía (unos eV) y son rápidamente acelerados por el fuerte campo eléctrico presente en la zona de cátodo. A poca distancia de la superficie, el electrón alcanza energía suficiente como para empezar a excitar a otros átomos, y aparece la primera capa (*cathode-layer*). Más allá, los electrones se mueven demasiado rápido como para producir excitaciones pero puede ionizar otros átomos a base de colisiones, siendo acelerados los electrones producidos en esas colisiones. Por tanto, la ionización crece según nos alejamos del cátodo, mientras que el campo eléctrico disminuye progresivamente hasta extinguirse en la frontera con la *negative glow*. Los electrones "lentos" que provienen de la superficie del cátodo excitan a otros átomos con facilidad, pero no pueden ionizarlos, y son quienes producen la luz

intensa al final de la zona de cátodo. Los electrones "rápidos", por el contrario, pierden su energía como consecuencia de múltiples colisiones inelásticas, pero son capaces de penetrar más en la descarga. Todas estas propiedades se pierden al llegar a la *negative glow* donde el movimiento de los electrones se convierte en aleatorio.

1.7. Estudios acerca del campo eléctrico

En esta sección se hará un breve repaso de las diferentes estrategias, tanto teóricas como experimentales, que se han desarrollado a lo largo del tiempo para el estudio de plasmas a baja presión. Este tipo de plasmas tienen multitud de aplicaciones tanto industriales (deposición de láminas delgadas, grabados para dispositivos miniaturizados, combustión, motores, iluminación, aplicaciones aeroespaciales), como en investigación (investigación médica, química, fotónica, fabricación de nuevos materiales, agricultura, medio ambiente) [58, 59]. Es por ello que su estudio constituye un campo de investigación amplio y consolidado. Por otra parte, obtener medidas experimentales de calidad es complicado, y existe una demanda continua de nuevos datos para su conocimiento y diagnóstico.

Han sido muchos los autores que han abordado la tarea de estudiar las características de estas descargas a baja presión, algunos trabajos se resumirán en este capítulo. Se expondrán algunas de las diferentes técnicas espectroscópicas empleadas para la determinación de la caída de la intensidad del campo eléctrico, la mayoría de ellas basadas en el efecto Stark. Los métodos más frecuentes incluyen la espectroscopia de emisión, la espectroscopía optogalvánica, la fluorescencia inducida por láser, etc. Además del estudio experimental, existen diferentes trabajos destinados a determinar la dinámica de la descarga mediante simulación y modelización.

Se concluirá este capítulo con un breve repaso a la trayectoria del Grupo de Espectroscopía Láser en Plasmas de la Universidad de Valladolid, donde se ha realizado esta tesis doctoral, para comprender los objetivos y el estado previo de la investigación que motivó este trabajo.

1.7.1. Determinación experimental del campo eléctrico

En esta sección se desarrollarán brevemente diferentes técnicas experimentales que se han utilizado para el diagnóstico de descargas a baja presión para la medida del campo eléctrico en la región de la zona de cátodo [2, 30]. Uno de los primeros intentos por caracterizar este tipo de descargas vino de la mano de F. W. Aston en 1907 [55], que realizó un estudio experimental de la longitud de la zona oscura de la descarga variando la densidad de corriente y la presión en descargas operadas en distintos gases. El primer intento de medir el campo eléctrico en una *glow-discharge* se llevó a cabo por Aston y J. J. Thompson midiendo la desviación de un haz de electrones [60, 61]; método replicado y mejorado por P. F. Little y A. von Engel [62] en 1954, por R. P. Stein [63] en 1953 y por R. Warren [64, 65] en 1955. Otro de los métodos más utilizados han sido las sondas electrostáticas [66], pero su uso en este tipo de descargas está limitado por el tamaño y la falta de homogeneidad del plasma. Estos primeros estudios mostraban un campo eléctrico que caía de

forma lineal, por lo que se asumió que era un comportamiento general. Como se verá, se ha demostrado que la forma de la caída del campo eléctrico depende de las condiciones del plasma. Por ejemplo, a bajas presiones las caídas tienden a ser más lineales, como se veía en estas primeras medidas.

En la actualidad, se demandan métodos que no interfieran en la descarga, ese decir, no intrusivos; y es ahí donde empiezan a tomar importancia las técnicas espectroscópicas. Como ya se ha visto en este capítulo, el campo eléctrico provoca cambios en la estructura atómica o molecular (**efecto Stark**), que se traducen en la aparición de componentes espectrales que sufren desplazamiento, ensanchamiento y cambios de su intensidad. Así pues, muchas técnicas se basan en la medida espectroscópica de este desdoblamiento y desplazamiento Stark.

Históricamente, una de las técnicas experimentales más empleadas ha sido la **espectroscopía de emisión** [67–69]. Uno de los grupos que más ha trabajado en este campo es el de K. Konjević y colaboradores, que se ha dedicado durante más de 20 años al diagnóstico de descargas *glow-discharge*. Sus trabajos abarcan estudios de diferentes características de las descargas, en particular son de interés sus estudios para la determinación del campo eléctrico, como por ejemplo [70–75]. Sus trabajos no cubren sólo el ámbito experimental, sino que también han desarrollado modelos para simular la caída del campo eléctrico y otras características de la descarga [76–78]. En estas publicaciones, los modelos de campo eléctrico son testados con medidas experimentales, y comparadas con modelos de otros autores. Sirva como ejemplo la publicación [72], donde se realiza un estudio del campo eléctrico presente una descarga de hidrógeno cuando se utilizan cátodos de diferentes materiales. En este trabajo, se ajustan las caídas del campo obtenidas a los modelos de Davis-Vanderslice [79], Rickards [80] y Wroński [81].

Sin embargo, estas técnicas no siempre proporcionan una elevada resolución espacial, lo cual puede suponer un inconveniente ante distribuciones del campo no homogéneas y fuera del equilibrio termodinámico. La resolución temporal también puede verse limitada en el estudio de campos eléctricos modulados, como es el caso de las descargas de radiofrecuencia y las descargas de microondas.

Las técnicas de **espectroscopía láser** proporcionan mayor precisión utilizando láseres pulsados que permiten medidas con alta resolución espacial (del orden de $200\ \mu\text{m}$) y temporal del orden de los nanosegundos; siendo además no intrusivas siempre y cuando se apliquen pulsos de nanosegundos e irradiancias moderadas. También permiten seleccionar niveles atómicos no accesibles mediante espectroscopía de emisión. La mayor parte de las técnicas están basadas en la medida espectroscopía del desdoblamiento, desplazamiento o mezcla de los estados Rydberg en diferentes clases de átomos y moléculas, puesto que son muy sensibles al campo eléctrico y cuentan con tiempos de vida media lo suficientemente largos. La similitud de estos estados con el átomo de hidrógeno permiten cálculos teóricos con los que contrastar las medidas experimentales.

Las técnicas más utilizadas son la **espectroscopía optogalvánica** y la **fluorescencia inducida por láser** (LIF, por sus siglas en inglés) [82–90], basada en medir la fluorescencia producida durante el decaimiento de la transición a un fotón inducida por la excitación de dos (**TALIF**) o

más fotones (**MP-LIF**).

Uno de los grupos que se han dedicado activamente a determinar campos eléctricos en distintos tipos de descargas y con diferentes técnicas de diagnóstico es el de U. Czarnetzki, D. Luggenhölcher, H. F. Döbele *et al.* Además de las técnicas descritas anteriormente, han desarrollado otros métodos, como la **fluorescence dip spectroscopy** [91–93], y que ha sido utilizada por otros autores [94]. En los últimos años se han empleado otras técnicas como la **Espectroscopia Raman Coherente Anti-Stokes** (CARS), y técnicas de **mezcla de cuatro ondas** (*four-wave mixing*) [95,96].

Otro de los métodos de detección es la **espectroscopía optogalvánica**, que se basa en la medida del cambio de impedancia que se produce en la descarga cuando se la ilumina con una longitud de onda que corresponde a una transición atómica o molecular. Este método permite analizar descargas de corriente continua o de corriente alterna de muy baja frecuencia, donde se pueden medir pequeños cambios en la impedancia.

La primera vez que se consiguió medir el campo eléctrico en la zona de cátodo utilizando estados de Rydberg y espectroscopía optogalvánica fue en 1984, cuando D. K. Doughty y J. E. Lawler utilizaron un láser de colorante y una descarga de helio generada entre dos electrodos planos de aluminio [97]. Utilizando además fluorescencia inducida por láser y simulaciones de Monte-Carlo dieron un diagnóstico completo sobre la zona de cátodo de una *glow-discharge* operada en helio en 1988 [98,99].

Seguendo la línea definida en [97], B. N. Ganguly y A. Garscadden estudiaron diferentes tipos de descargas mediante espectroscopía optogalvánica [100–104]. Se han realizado estudios en descargas de diferentes configuraciones y operadas en distintos gases, como en argón [105–107], helio [108–110], etc.

Los trabajos aquí citados suponen sólo una pequeña parte de todos los estudios que se han llevado a cabo en la literatura; sin embargo, son los más representativos para este campo de trabajo. A lo largo de esta tesis doctoral, aparecerán más referencias en el contexto de los siguientes capítulos.

1.7.2. Estudios teóricos

La complejidad de las *glow-discharges* hace que su estudio experimental sea a menudo difícil y costoso. Por esa razón, se ha dedicado mucho tiempo y esfuerzo al estudio teórico mediante simulación y desarrollo de modelos que reproduzcan las caídas de campo eléctrico en la zona de cátodo atendiendo a diferentes parámetros.

Uno de los primeros intentos por caracterizar este tipo de descargas a baja presión fue realizado por P. F. Little y A. von Engel en 1952 [62], que midieron experimentalmente el campo eléctrico entre dos electrodos planos, viendo que caía de manera lineal. Con estos resultados propusieron un modelo elemental para la caída del campo que contemplaba descargas generadas con diferentes gases. En 1963, W. D. Davis y T. A. Vanderslice calcularon las energías de los iones en la zona de cátodo de una *glow-discharge* asumiendo caídas del campo eléctrico lineales [79], haciendo una comparación con resultados de otros autores [62,111].

En 1980, B. N. Chapman publica un estudio [57] donde clasifica los diferentes regímenes de funcionamiento de las *glow-discharge* atendiendo a las soluciones de la ecuación de Child-Langmuir [112]. Es por primera vez en este estudio donde se contempla una caída del campo eléctrico no lineal, dependiendo de las colisiones de las partículas presentes en la descarga.

Basándose en estas soluciones, J. Rickards publica en 1983 un estudio sobre las energías de las partículas en la zona de cátodo que indirectamente modeliza las caídas de campo, a la vez que permite calcular la caída del voltaje en la descarga y la longitud de la zona de cátodo [80]. Siguiendo esta línea, en 1989 Z. Wroński publica su propio modelo de las distribuciones de energía de las partículas, partiendo de un modelo previo y comparándolas con las calculadas por otros autores [81]. El resultado de este trabajo predice una caída del campo asintótica, en la cual el campo eléctrico no se extingue de manera brusca al llegar al final de zona de cátodo, si no que sigue decayendo lentamente. Además, permite acceder a otros parámetros de la descarga, como son la energía de los iones y su recorrido libre medio.

En las últimas décadas, con los avances en los métodos de simulación se han podido abordar problemas más complejos sobre la dinámica de las descargas. Muchos autores se han dedicado a esta clase de estudios, aquí se van a resumir aquellos que han sido de mayor relevancia para este trabajo.

Durante muchos años, A. V. Phelps y colaboradores, se han dedicado a la modelización de diferentes parámetros relevantes en descargas operadas en hidrógeno [113–116]. En 2011, Phelps publica un *Topical Review* donde recopila datos experimentales de campo eléctrico de diferentes autores y sumaliza los diferentes modelos de estudios anteriores [117]. También en 2011, B. M. Jelenković y A. V. Phelps publican una recopilación de determinaciones experimentales del campo eléctrico obtenidas de descargas con diferentes geometrías, para los cuales desarrollaron un modelo para la dinámica de la descarga que ajustaba algunos de los datos de interés en este trabajo, como el voltaje de la descarga y la longitud de su zona de cátodo [118].

Z. Donkó y colaboradores, han publicado diversos estudios que abarcan diferentes temáticas sobre dinámica de descargas. Como algunos ejemplos, se citan aquí los siguientes: diferentes métodos de simulación para el estudio de partículas en plasmas a baja presión [119], simulación de descargas de diferentes geometrías mediante modelos híbridos [120–122] y modelización de medidas experimentales obtenidas mediante espectroscopía de emisión [69, 123, 124].

A. Bogaerts y colaboradores realizan una profunda revisión sobre el funcionamiento y aplicaciones de estas descargas [125], así como estudios completos sobre de una *glow-discharge* [126, 127], estudios más concretos sobre la generación y efecto del *sputtering* en este tipo de descargas [56]. También han estudiado el papel y la proporción de iones de gas que se genera en cada zona de la descarga [128, 129].

Asimismo, el Grupo de Física Molecular de Atmósferas y Plasmas del CSIC, se han dedicado durante mucho tiempo al estudio, tanto experimental como teórico, de descargas de hidrógeno [130, 131].

1.7.3. Grupo de Espectroscopía Láser en Plasmas de la Universidad de Valladolid

El grupo de Espectroscopía Láser en Plasmas de la Universidad de Valladolid (en colaboración con el Physikalisch-Technische Bundesanstalt de Berlín) ha desarrollado diferentes técnicas ópticas de diagnóstico de plasmas operados en hidrógeno y deuterio.

Mediante la técnica de espectroscopía de polarización por absorción de dos fotones se ha podido determinar la densidad de átomos en el estado fundamental en plasmas generados en cátodos huecos [132, 133], así como en llamas de hidrógeno a presión atmosféricas [134–136]. Esta técnica también permite determinar del campo eléctrico mediante el desdoblamiento del nivel 2S debido al efecto Stark [137–140] y la sección eficaz de la absorción a dos fotones para otras especies atómicas [141, 142].

En los últimos años, la técnica para la determinación del campo eléctrico ha sido la espectroscopía optogalvánica. Tradicionalmente este método presentaba baja resolución espacial, debido a que el cambio de impedancia se producía a lo largo de todo el recorrido del haz láser. Este problema se solventa al reducir el volumen donde es posible la absorción, como por ejemplo, creando un volumen de solapamiento mediante dos haces láser en sentidos opuestos. Esta técnica es no invasiva cuando se utiliza radiación con una duración de nanosegundos y una irradiancia moderada, presentando una gran resolución espacial y temporal, hasta cuatro veces mayor que la técnica de fluorescencia inducida por láser (LIF) [143]. Los últimos trabajos del grupo han estado centrados en la determinación del campo eléctrico, como en [144–147]. También se pueden estudiar otros parámetros con esta técnica, como la temperatura cinética de los átomos en la zona de cátodo [148].

En esta tesis se ha continuado con esta línea de investigación de espectroscopía optogalvánica para la determinación del campo eléctrico. El estudio se centra en determinar la influencia de diferentes materiales de cátodo y distintos diámetros en las características de la zona de cátodo.

Capítulo 2

Dispositivo experimental

En este capítulo se describe el complejo dispositivo experimental empleado en la realización de las medidas que constituyen la parte principal de esta tesis doctoral. El dispositivo experimental incluye una gran variedad de elementos, comenzando por un láser de Nd:YAG que bombea un espectrómetro láser basado en cristales no lineales para obtener la radiación requerida para las medidas. La radiación se conduce mediante un montaje óptico hasta el volumen de solapamiento, situado en la parte superior de la lámpara de cátodo hueco donde se genera la descarga de hidrógeno y deuterio, controlada mediante un sistema de inyección y extracción de gases. El dispositivo incluye además fuentes de alimentación y resistencias para generar la descarga, fotomultiplicadores para controlar la energía, etc. En este capítulo se detallarán también las rutinas informáticas diseñadas en esta tesis y las ya implementadas, como por ejemplo, aquellas que controlan la sintonización de la longitud de onda.

Este trabajo se inició en un nuevo edificio de la Facultad de Ciencias, por lo que fue necesaria la instalación desde cero de gran parte del dispositivo experimental: sistema de inyección y extracción gases, instalación eléctrica, diseño y programación de un nuevo sistema de adquisición de datos en un nuevo osciloscopio, alineamiento y puesta a punto de los dos láseres implicados, etc. Se ha aprovechado esta circunstancia para actualizar sustancialmente el experimento, sustituyendo e incluyendo diversos elementos que mejorasen la precisión y estabilidad de las medidas. Este trabajo de puesta a punto consumió la mayor parte del tiempo durante prácticamente el primer año de trabajo, pero se ha demostrado fundamental para el buen desarrollo de las medidas experimentales.

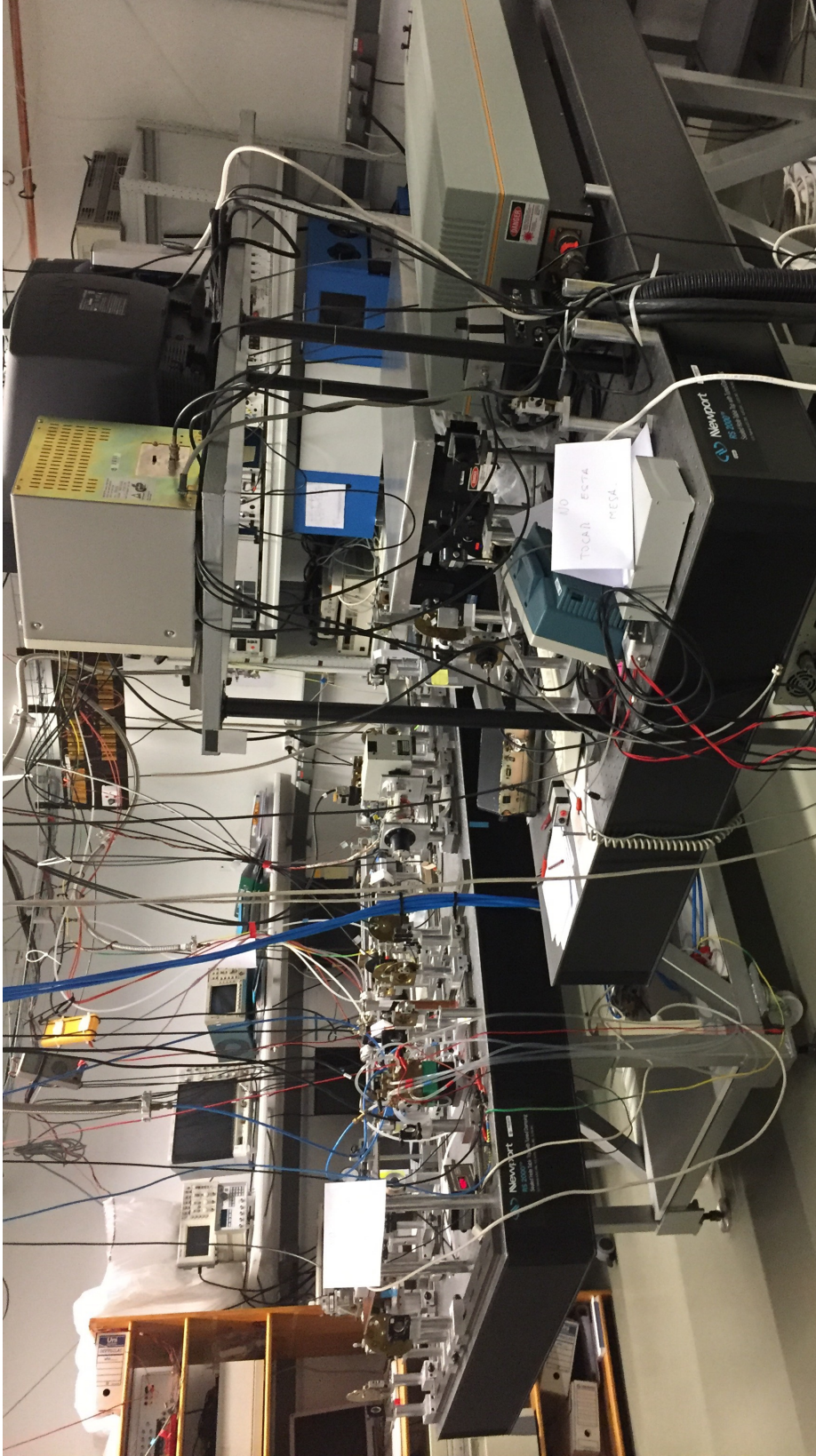


Figura 2.1: Fotografía del Laboratorio de Espectroscopía Láser en Plasmas de la Universidad de Valladolid donde puede verse el dispositivo experimental empleado en esta tesis

2.1. Láser de Nd:YAG

El láser utilizado durante esta tesis es un modelo de la firma Continuum: Powerlite 9000. Es un láser cuyo medio activo es un granate de ytrio y aluminio ($Y_3Al_5O_{12}$) dopado con impurezas de Neodimio: alrededor del 1% de los iones de Y^{+3} son sustituidos por iones de Nd^{+3} [149]. En la figura 2.2 puede verse el diagrama de niveles de un láser de estas características. Es un láser pulsado, con una tasa de repetición de 10 Hz, activado por semilla en el que se generan pulsos de unos 8 ns de duración con una longitud de onda de 1064 nm.

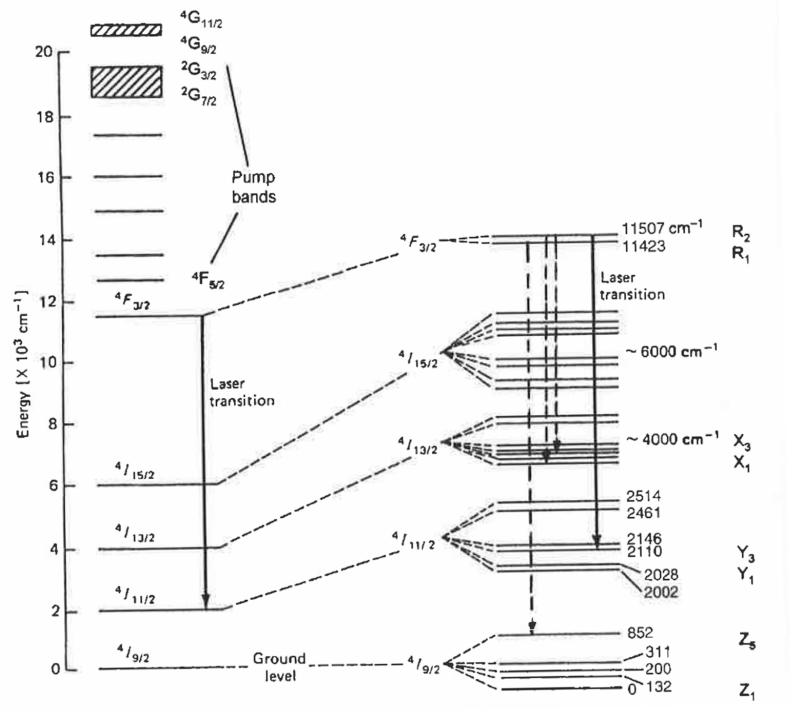


Figura 2.2: Diagrama de niveles de un Nd:YAG. Figura extraída de [48].

2.1.1. Oscilador

El oscilador constituye la primera fase del láser, y consta de los tres elementos básicos del mismo: una cavidad óptica resonante, un medio activo y un sistema de bombeo. Un esquema de este oscilador se muestra en la figura 2.3.

La cavidad está formada por dos espejos planos, un espejo de alta reflectividad (ER) y un espejo de salida gaussiano (ES). En el interior se encuentra el medio activo, consistente en una barra de Nd:YAG de 6-7 mm de diámetro y 115 mm de longitud, bombeada ópticamente por una lámpara de xenón, que emite pulsos de luz de una duración de 200 microsegundos. La barra de Nd:YAG se refrigera constantemente con agua destilada y desionizada con el fin de evitar que la radiación generada y no absorbida por el medio activo altere sus propiedades.

En la cavidad resonante sólo pueden sobrevivir ondas estacionarias, es decir, aquellas para las

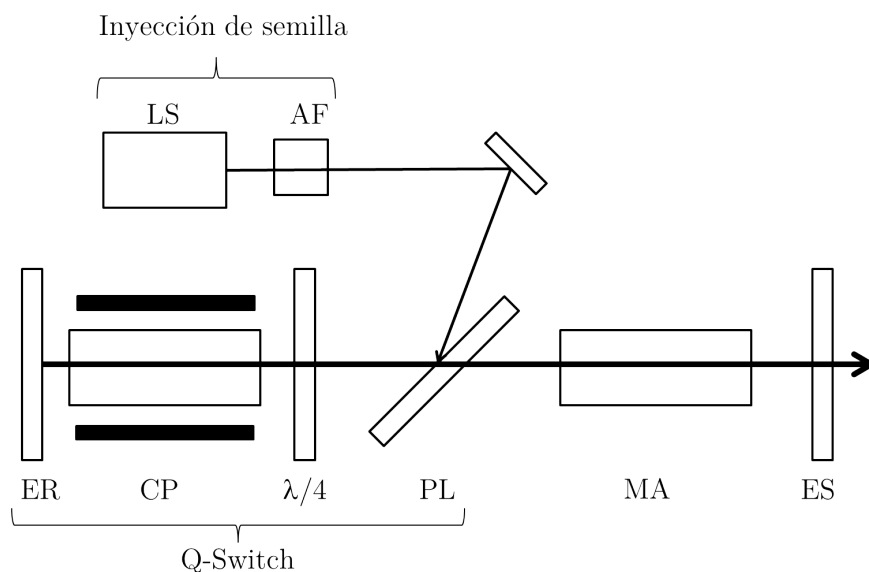


Figura 2.3: Esquema del oscilador del Nd:YAG. LS: láser de semilla, AF: aislante Faraday, ER: espejo de alta reflectividad, CP: celda Pockels, PL: polarizador lineal, MA: medio activo, ES: espejo de salida gaussiano

cuales la longitud de la cavidad es un múltiplo entero de su semilongitud de onda. La longitud de la cavidad está relacionada con la separación de los distintos modos mediante la siguiente relación:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (2.1)$$

Donde n es el índice de refracción, L la longitud de la cavidad y c la velocidad de la luz en el vacío. La curva de ganancia del medio activo puede verse en la figura 2.4.

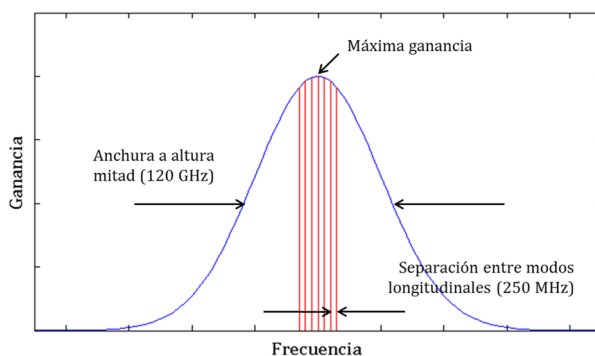


Figura 2.4: Curva de ganancia del Nd:YAG y modos de la cavidad separados 250 MHz. [149, 150]

En láseres pulsados, la radiación no se refleja indefinidamente, sólo se la permite oscilar en momentos determinados. Al restaurarse la cavidad, se extraen de ella pulsos muy cortos y de gran potencia. Esto se consigue modificando el factor de calidad Q de la cavidad, definido como el cociente entre la energía contenida en la cavidad y las pérdidas por ciclo (véase figura 2.3). El dispositivo que modula estas pérdidas se denomina Q-switch [2], y funciona de la siguiente manera:

las lámparas de bombeo producen inversión de población en el medio activo mientras se mantiene el factor de calidad en un valor bajo (fomentando las pérdidas). De esta manera, no se alcanza la condición umbral de oscilación [48]. Cuando se alcanza el máximo de población en el nivel superior se restaura el factor de calidad y toda la energía almacenada en el medio activo se libera en forma de pulso muy corto y con una potencia que excede en varios órdenes de magnitud a cualquiera obtenida en un láser de emisión continua.

En el caso del láser Porwerlite 9000, el Q-switch está compuesto por un polarizador lineal dicroico, una lámina $\lambda/4$ y una celda Pockels longitudinal, en la cual se produce el efecto del mismo nombre [48], como puede verse en la figura 2.3. El medio activo de esta celda es un cristal KD*P³. El efecto Pockels consiste en el cambio del índice de refracción de un material cuando se ve sometido a un campo eléctrico, siendo la variación proporcional al campo aplicado. El funcionamiento de la celda Pockels puede verse en la figura 2.5. El polarizador es muy transparente ($>95\%$) a ondas polarizadas horizontalmente (s) y reflectante ($>99\%$) a ondas polarizadas verticalmente (p) cuando se encuentra en incidencia en ángulo de Brewster. En nuestro caso, si no se aplica voltaje sobre la celda, una onda polarizada horizontalmente pasa a tener polarización vertical al atravesar dos veces la lámina $\lambda/4$ (al reflejarse en el espejo ER), y por tanto será reflejada por el polarizador lineal. Sin embargo, cuando se aplica una tensión de 3600 V, la celda Pockels se comporta como una lámina $\lambda/4$, de tal manera que la polarización de la onda permanece inalterada y puede atravesar el polarizador y resonar en la cavidad. Con este sistema se obtienen pulsos de 1 J de energía y una duración temporal de unos 8 ns, lo cual proporciona elevada potencia.

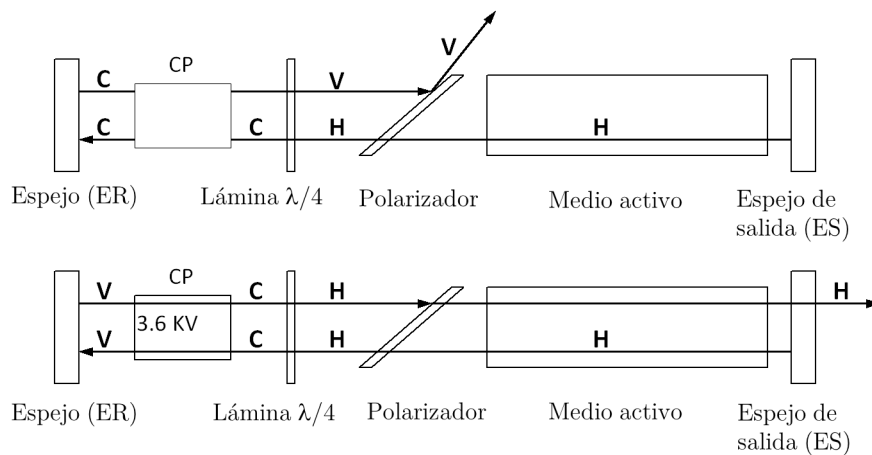


Figura 2.5: Esquema de funcionamiento de la celda Pockels.

En el caso de este Nd:YAG la longitud de la cavidad es de 60 cm, lo que conduce a una separación entre modos de 250 MHz (véase la figura 2.4). Debido a la competición entre modos, los modos longitudinales más próximos al centro de la curva de ganancia capturan más energía a expensas de los más alejados del centro [149, 150]. Para lograr tener un único modo longitudinal (SLM) en la cavidad, se introduce una semilla, una radiación de 1064 nm proveniente de un láser

³Fosfato de potasio di-deuterio.

continuo con una anchura espectral de unos 5 kHz y una energía unos seis órdenes de magnitud mayor que cualquier emisión espontánea que pueda provenir del medio activo [149]. La longitud de onda de esta radiación semilla es muy cercana a la que se pretende obtener, por lo cual sobrevive en la cavidad, y dada su mayor potencia acapara toda la energía existente en ella, extinguiendo al resto de modos.

Esta radiación de semilla se genera mediante un láser de diodo que bombea un bloque NPRO (*Non-Planar Ring Oscillator*) estabilizado térmicamente [151], cuyo esquema puede verse en la figura 2.6. La combinación de una lámina $\lambda/2$, un polarizador y la aplicación de un campo magnético hace que la radiación que incide sobre el NPRO gire únicamente en una dirección, generando radiación de un único modo longitudinal. El haz láser entra y sale de la cavidad por el mismo punto.

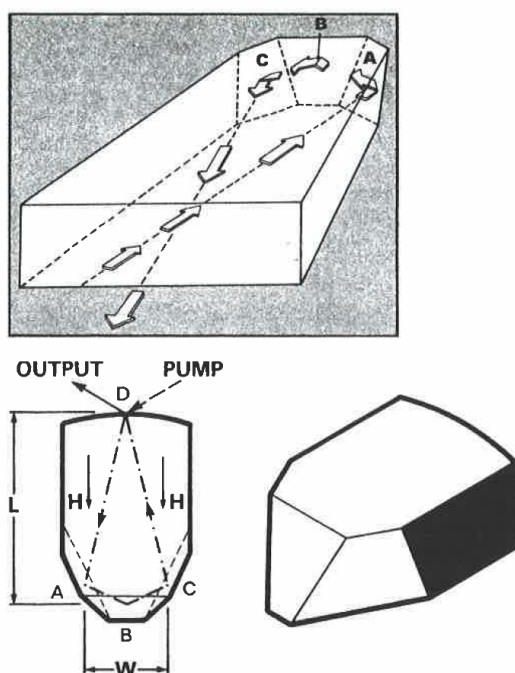


Figura 2.6: Diseño de un NPRO para una láser de Nd:YAG. Figura extraída de [48].

Esta radiación se introduce en la cavidad resonante reflejándose en el polarizador (figura 2.3), que junto con el aislante Faraday protegen al láser de diodo de cualquier radiación proveniente de la cavidad.

Para garantizar la emisión de un único modo longitudinal debe controlarse de manera permanente el acoplamiento de frecuencias. Por este motivo, el espejo ER de la cavidad se encuentra montado sobre un piezoeléctrico, de manera que la longitud de la cavidad puede modificarse ligeramente para emitir en cada momento un único modo longitudinal. El efecto de esta radiación de semilla puede verse en la figura 2.7, donde se muestra la interferencia en un etalón del segundo armónico de la radiación fundamental. En la figura 2.7 (a) se muestra el funcionamiento del láser cuando emite un único modo longitudinal, mientras que en la figura 2.7 (b) se muestra la emisión multimodo.

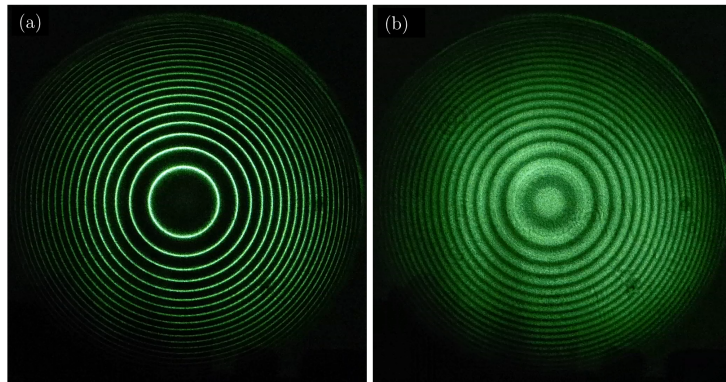


Figura 2.7: Comparativa de los anillos de interferencia generados por el segundo armónico del Nd:YAG cuando existe una radiación de semilla en la cavidad (A) y cuando no existe (B) [150].

2.1.2. Amplificador y generación de armónicos

La espectroscopia por absorción de dos fotones requiere irradiancias muy altas, por lo que es necesario amplificar la radiación generada. Para ello, se la hace pasar a través de dos amplificadores, dos barras de Nd:YAG ligeramente más grandes que las empleadas en el oscilador y bombeadas por lámparas flash [149]. La inversión de población de este medio activo es tal que al recibir la radiación láser generada previamente, se provoca una emisión estimulada, amplificándose así la radiación del oscilador. Por supuesto, esta radiación amplificada tienen las mismas características espectrales que la generada en el oscilador.

En la última fase del láser del Nd:YAG se generan el segundo armónico, 532 nm y el tercer armónico, 355 nm, como suma de frecuencias del segundo armónico y la radiación fundamental. Del segundo armónico generado, sólo el 10% (aproximadamente 18 mJ), se dirige fuera del láser; mientras que el resto se destina a la generación del tercer armónico, resultando en 100 mJ de radiación de 355 nm.

2.2. Láser sintonizable Mirage 500

El láser sintonizable utilizado en esta tesis es un modelo Mirage 500 de la firma Continuum. Se trata de un láser basado en cristales no lineales y bombeado por el segundo y tercer armónico (532 nm y 355 nm respectivamente) provenientes del láser de Nd:YAG descrito en el apartado anterior. Este láser puede generar longitudes de onda que van desde el infrarrojo hasta el ultravioleta. El láser se encuentra configurado para generar radiación de 243 nm, pero sus posibilidades de sintonía permitirían generar también otras radiaciones en el rango del ultravioleta para el estudio mediante transiciones a dos fotones de otros elementos como el oxígeno (225,8 nm), nitrógeno (211 nm) y carbono (280,4 nm).

Un resumen gráfico de todos los procesos no lineales en este láser puede verse en la figura 2.8. Como se muestra, el rango de sintonización es muy amplio. En este apartado se han detallado las conversiones necesarias para este trabajo, aunque sus aplicaciones van más allá de las aquí citadas.

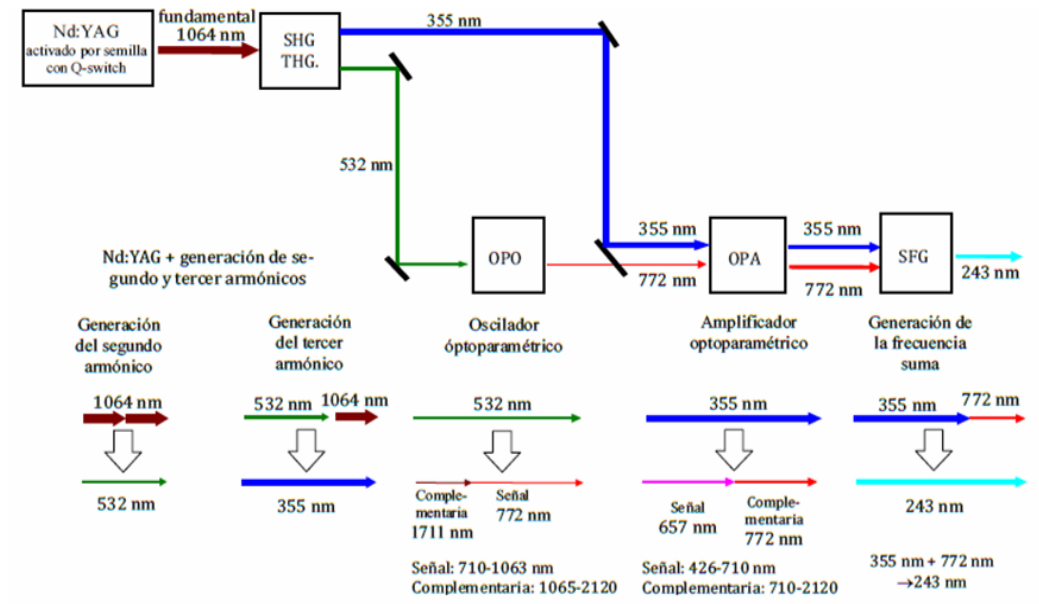


Figura 2.8: Esquema general del láser Mirage 500. En el dibujo están indicadas las longitudes de onda para que las se encuentra optimizado el láser en esta tesis. En la parte de abajo aparecen los intervalos en los que se puede sintonizar cada etapa.

A continuación se van a detallar cada una de las fases de este láser, cuyo esquema general puede verse en la figura 2.9. Un oscilador optoparamétrico (OPO) es bombeado con radiación de 532 nm, generando radiación de 772 nm sintonizable, la cual es amplificada en dos amplificadores optoparamétricos (OPA) [152]. Finalmente, las radiaciones de 355 y 772 nm se juntan en un cristal BBO de suma de frecuencias, generando la radiación de 243 nm sintonizable deseada. Las fotografías que pueden verse en esta sección están extraídas de [153].

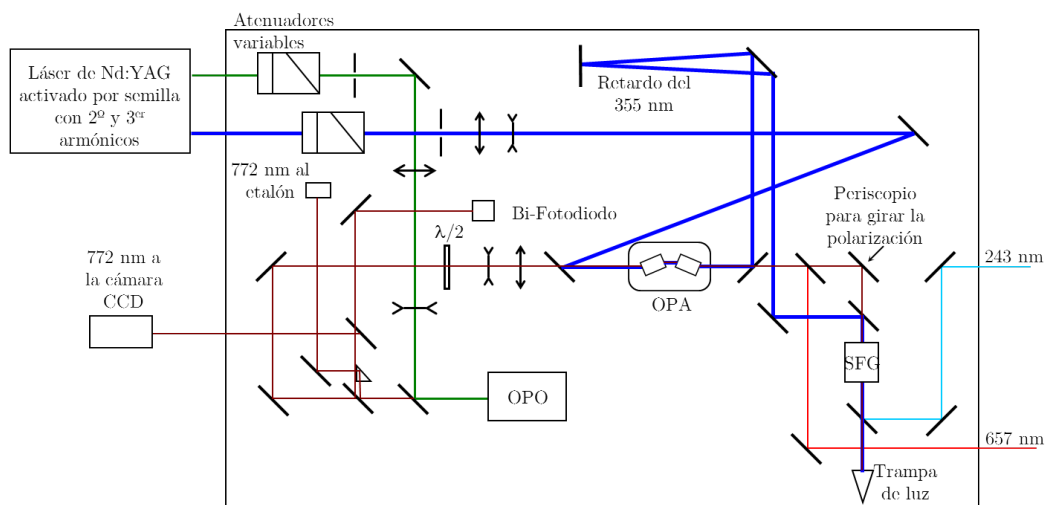


Figura 2.9: Esquema del láser sintonizable Mirage 500.

2.2.1. Oscilador Optoparamétrico (OPO)

Un oscilador optoparamétrico consiste en una cavidad resonante siguiendo la configuración dada en [154]. En la figura 2.10 pueden verse una fotografía del dispositivo empleado en esta tesis. El medio activo de esta cavidad es un cristal KTP⁴ en una interacción de tipo II, en la que las radiaciones resultantes del proceso tienen polarizaciones ortogonales (para más detalles, ver la sección 1.5). La cavidad está formada por cuatro elementos: una red de difracción, el medio activo, un espejo posterior y un espejo de sintonía o *tuning-mirror*. Los dos espejos definen la longitud de la cavidad mientras que la entrada y la salida de la radiación se produce a través de la red de difracción.

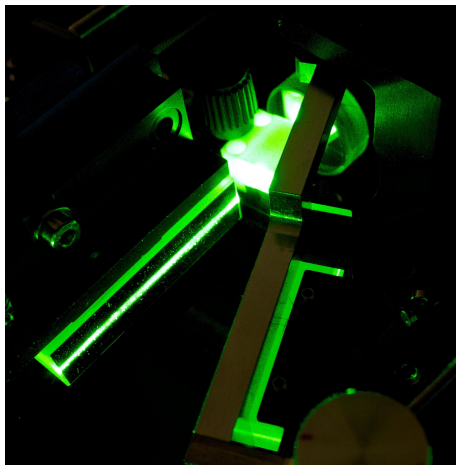


Figura 2.10: Fotografía del oscilador optoparamétrico, donde se puede ver la radiación de 532 nm.

El esquema de funcionamiento del OPO puede verse en la figura 2.11, y a continuación se detallará el proceso de generación de radiación sintonizable.

La radiación de 532 nm (segundo armónico del Nd:YAG) se introduce en la cavidad reflejándose en un espejo dicróico, incidiendo rasante en la red de difracción. El cristal KTP sufre un proceso no lineal (tal y como se detalló en el apartado 1.5), emitiendo dos nuevas radiaciones: 772 nm y 1711 nm. Después de reflejarse en el espejo posterior, las radiaciones de salida vuelven a la red de difracción, donde debido a la configuración de la cavidad, el primer orden de difracción de la radiación más energética se refleja normalmente en el espejo de sintonía, por lo que vuelve por el mismo camino, acoplándose a la cavidad. De esta manera se consigue que la radiación de vuelta actúe como semilla en el proceso [18]. La longitud de la cavidad fija la separación entre modos longitudinales consecutivos, siendo en este caso de 3 GHz. La dispersión de la red y el ángulo de aceptación del KTP hacen que la anchura de banda de la cavidad sea también de ese orden, por lo que únicamente pueden coexistir dos modos en la cavidad.

Para medidas espectroscópicas de alta resolución es de vital importancia que la radiación empleada sea de un único modo longitudinal. Esta situación depende de la longitud de la cavidad, por lo que se requiere un control permanente de este parámetro. Para ello, parte de la radiación

⁴Titanil-fosfato de potasio (KTiOPO₄)

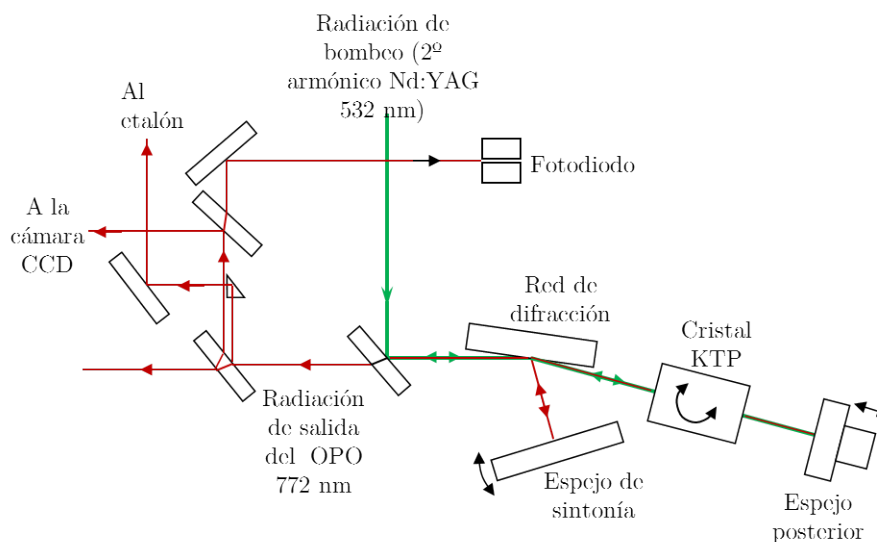


Figura 2.11: Esquema del funcionamiento del OPO, indicando cada uno de sus elementos y el sentido de avance de las radiaciones.

proveniente del OPO se dirige hacia un fotodiodo dividido en dos partes y conectado a un piezoeléctrico, que controla el espejo posterior de la cavidad (véase la figura 2.11). Puesto que los modos de la cavidad son horizontales, el fotodiodo está dividido en esa dirección. Mientras que dentro de la cavidad oscile un único modo longitudinal, las dos partes del bifotodiodo estarán igualmente iluminadas. Si esta condición se pierde, una parte recibe una mayor iluminación, lo que genera una diferencia de potencial en el piezoeléctrico, que se traduce en un movimiento del espejo posterior para recuperar la condición de un único modo longitudinal.

La posibilidad de que la radiación proveniente del OPO sea sintonizable reside en la capacidad de girar el cristal KTP en un plano horizontal, de manera que varía el ángulo de incidencia del segundo armónico respecto al eje óptico del cristal. Conjuntamente con el movimiento del cristal, el espejo de sintonía se mueve para redirigir el primer orden de la señal al interior de la cavidad. Este movimiento modifica la longitud de la cavidad, por lo que el espejo posterior (en incidencia normal) se acopla continuamente para mantener un único modo longitudinal.

La distribución espacial de la irradiancia se controla visualmente mediante una cámara CCD conectada a un monitor, de manera que se puede elegir una configuración de la cavidad que dé como resultado un perfil aproximadamente gaussiano. La condición de único modo longitudinal se controla mediante un etalón de 7 GHz de FSR (*free-spectral range*). Una pequeña parte de la radiación del OPO se conduce con una fibra óptica hasta el interferómetro cuya señal se proyecta en un monitor. Este señal se recoge para tener un registro constante del alineamiento de la cavidad y de la calidad espectral de la radiación, clave para la resolución de las medidas espectroscópicas.

2.2.2. Amplificador Optoparamétrico (OPA)

A continuación del OPO, se encuentra una etapa de amplificación a partir de la radiación del tercer armónico del Nd: YAG. La radiación de 772 nm proveniente del OPO se hace pasar a través un telescopio para acoplar el tamaño del haz y de una lámina $\lambda/2$ para acoplar las polarizaciones. Esta radiación junto con la radiación de 355 nm se introduce en el OPA, dos cristales de BBO⁵ que amplifican la señal mediante un proceso de diferencia de frecuencias. En este proceso se amplifica la radiación proveniente del OPO hasta obtener 5 mJ. Como consecuencia del proceso no lineal, y tal como se explicó en el capítulo 1, se genera una tercera longitud de onda, de 657 nm, que es utilizada para diagnóstico y alineamiento del láser, puesto que las dos radiaciones cuentan con las mismas propiedades espectrales.

El ángulo de incidencia en el cristal para conseguir el *phase-matching* desvía la trayectoria del haz, pero es compensada en la sintonización por el segundo cristal BBO, colocado simétricamente al primero, tal y como puede verse en 2.12.

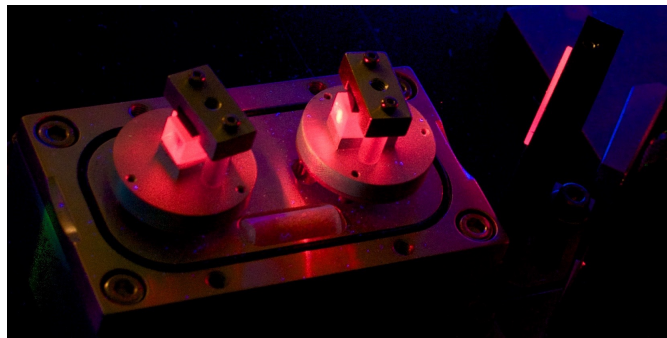


Figura 2.12: Amplificadores optoparamétricos.

2.2.3. Generación de radiación ultravioleta

La obtención de luz ultravioleta de 243 nm se realiza en un proceso de suma de frecuencias en un cristal BBO, que puede verse en la figura 2.13. La suma de las longitudes de onda de 355 nm y 772 nm da como resultado la radiación requerida. En el cristal BBO se hace incidir la radiación de 772 nm proveniente del OPA junto con la radiación de 355 nm. En este caso, la interacción que se produce en el BBO es de tipo I, y por lo tanto las radiaciones incidentes deben tener la misma polarización. Para lograr esto, se hace pasar al 772 nm por un periscopio formado por dos prismas pegados por su base, de manera que giran el plano de polarización.

Debido a la amplificación obtenida en el paso anterior, la radiación de 355 nm ya no mantiene un perfil temporal gaussiano, puesto que parte de la energía ha sido consumida en los amplificadores. Para conseguir que la suma de frecuencia se realice con la máxima energía disponible se obliga a retrasarse el pulso 2,7 ns respecto al pulso de 772 nm, lo cual se traduce en una distancia de 81 cm (indicado en la figura 2.9).

⁵Beta-Borato de Bario, β – BaB₂O₄

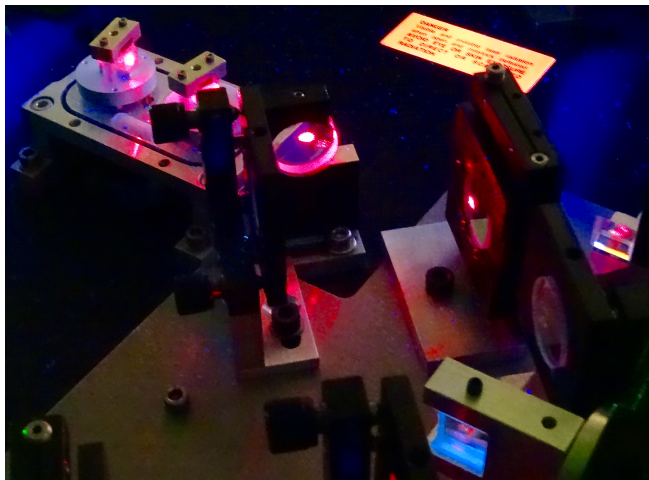


Figura 2.13: Cristal de BBO de suma de frecuencias (esquina inferior derecha) donde se aprecia la fluorescencia del 355 nm en el cristal. El OPA puede verse en la esquina superior izquierda.

Al incidir ambas radiaciones en el cristal BBO se produce una suma de frecuencias, que genera radiación ultravioleta de 243 nm. Tres espejos dicróicos separan de manera sucesiva el tercer armónico restante, que acaba en una trampa de luz, mientras que el 243 nm se redirige hacia el resto del experimento.

Para concluir esta sección se incluye una fotografía de conjunto del láser Mirage 500 (figura 2.14).

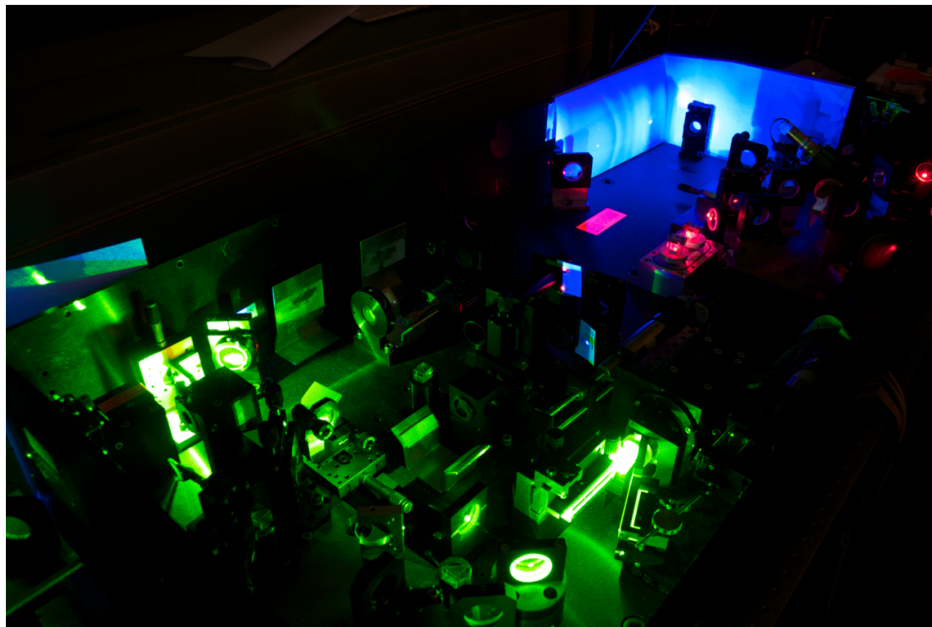


Figura 2.14: Fotografía del láser sintonizable Mirage 500.

2.3. Montaje óptico

Una vez obtenida la radiación ultravioleta de 243 nm, se dirige al montaje óptico diseñado para proporcionar medidas con alta resolución espacial y libres de efecto Doppler. Un esquema general del dispositivo se muestra en la figura 2.15.

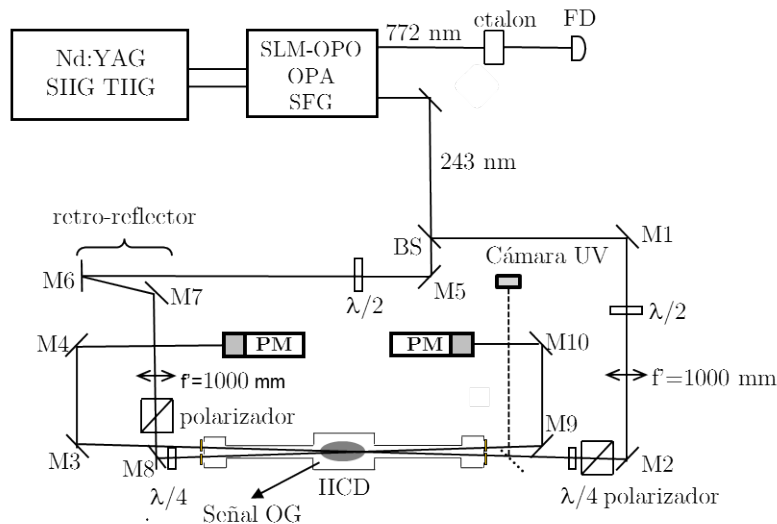


Figura 2.15: Esquema del dispositivo experimental.

La radiación se divide en dos haces con un camino óptico idéntico, con el fin de que sean un pulso y su gemelo los que se encuentren en el centro de la lámpara de descarga. En uno de los dos caminos se ha instalado un retro-reflector, que permite modificar el recorrido del haz y compensar un ligero movimiento de la trayectoria del haz, es decir, si uno de los dos haces se desplaza en horizontal, el otro se desplazará en la misma dirección. Cada uno de los haces se polariza circularmente mediante un polarizador lineal y una lámina $\lambda/4$ de orden cero. Los haces viajan en la misma dirección, pero en sentidos contrarios para obtener medidas libres de Doppler, y se hacen solapar en la parte superior de la lámpara de descarga mediante lentes de un metro de distancia focal, tal y como puede verse en la figura 2.16. Los focos son de un tamaño aproximado de $120 \mu\text{m}$ de FWHM⁶. El solapamiento se realiza en una configuración foco con foco, con un ángulo de $1,53^\circ$ limitado por la geometría del experimento, con el fin de conseguir una irradiancia mayor y también que las medidas sean lo más locales posibles mejorando así la resolución espacial. Como se verá en el capítulo 3, un estudio detallado [143] demuestra que el volumen de solapamiento es del orden de $100 \mu\text{m}$ y 10 mm de longitud.

La intensidad de ambos haces es controlada mediante una lámina $\lambda/2$ situada antes del polarizador lineal de cada haz, constituyendo estos dos elementos un atenuador variable. Para comprobar que la energía sea constante a lo largo de toda la medida, dos fotomultiplicadores (Hamamatsu, serie R5600U-03) recogen la energía de cada pulso y la envían al osciloscopio para su registro [155]. Los fotomultiplicadores (PM, en el figura 2.15) necesitan ser polarizados a una tensión de 800 V

⁶Full Width Half Maximum

para su correcto funcionamiento, lo cual se hace mediante una fuente de tensión marca *FUG*, modelo *MCN 35-200*.

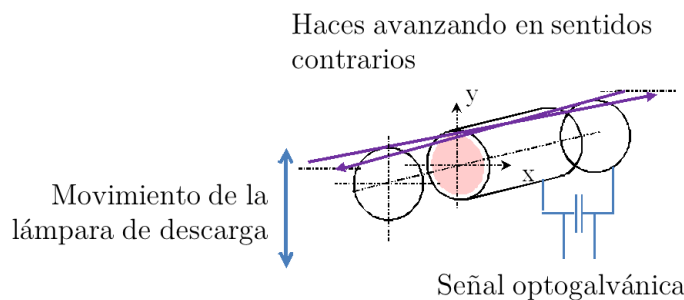


Figura 2.16: Esquema del solapamiento de los dos haces láser, focalizados en la parte superior de la lámpara de descarga, permitiendo la realización de medidas libre de efecto Doppler.

2.3.1. Calidad espectral de la radiación

Para poder asegurar la calidad de las medidas espectroscópicas es necesario tener un control permanente sobre la radiación utilizada. La condición más importante es que la radiación láser mantenga un único modo longitudinal. Esto se controla mediante un etalón de 7 GHz de FSR y un fotodiodo, como ya se detalló en el apartado anterior (figura 2.15). Esta condición es sin duda la más crítica, puesto que depende de múltiples factores: estabilidad mecánica, temperatura del laboratorio, ruidos, corrientes de aire, etc. La aparición de un segundo modo en la cavidad del OPO implica que surge una segunda longitud de onda en la radiación, con lo que se distorsiona la medida, pues la resonancia se produce tantas veces como longitudes de onda (o modos) haya en la radiación láser. La radiación de 243 nm generada en el láser Mirage 500 presenta una anchura espectral de 300 MHz, límite de la transformada de Fourier. Esta anchura es clave para la resolución de las medidas, puesto que si es mayor no se pueden resolver correctamente las componentes Stark.

La sintonización del láser a la hora de realizar las medidas siempre se hace de longitudes de onda mayores a menores, puesto que esa dirección la mecánica de los motores del láser Mirage 500 funciona de manera más continua y estable. Cuando se sintoniza, el espejo posterior de la cavidad del OPO se desplaza de forma continua. Este movimiento se contabiliza mediante "pasos" en el *software* del láser que sirve de control al usuario.

2.3.2. Control de los focos

Se ha insistido varias veces en el tamaño y calidad de los focos como una de las razones principales de la calidad y resolución espacial de las medidas espectroscópicas. Puesto que este es un factor crítico, se realiza un control exhaustivo del tamaño y distribución espacial de la energía al inicio y al final de cada día de medidas.

Este seguimiento diario se realiza mediante una cámara especialmente destinada a grabar radia-

ción ultravioleta de alta potencia, denominada *LaserCam-HR-UV* de la marca Coherent. Es una cámara con tecnología CMOS, por lo que la radiación láser llega directamente al sensor, pudiendo atenuarse mediante un filtro metálico. El sensor tiene una superficie de 8,5 x 6,8 mm que cuenta con 1280 x 1024 píxeles, cada uno de ellos con una superficie de 6,7 x 6,7 μm . La cámara necesita un *trigger* externo, en este caso se conecta una señal TTL⁷ que viene del láser Nd:YAG, de manera que la recogida de datos está sincronizada con la emisión de los pulsos.

La cámara se encuentra situada a la distancia focal de la lente, de manera que el foco recogido sea igual que el que aparece en el centro de la lámpara de descarga. La cámara se ha situado en un camino secundario a uno de los haces, al que se accede mediante dos espejos *flip* (es decir, se levantan o no, dependiendo de si se quiere acceder a la cámara) tal y como se indica en la figura 2.15. Puesto el mismo haz se separa al inicio del experimento mediante un *beam-splitter*, se ha comprobado que con caracterizar uno de ellos es suficiente.

Un programa asociado a la cámara llamado *BeamView*, que proporciona imágenes en 2D y 3D, muestra la distribución espacial de energía del foco. Un ejemplo puede verse en la figura 2.17.

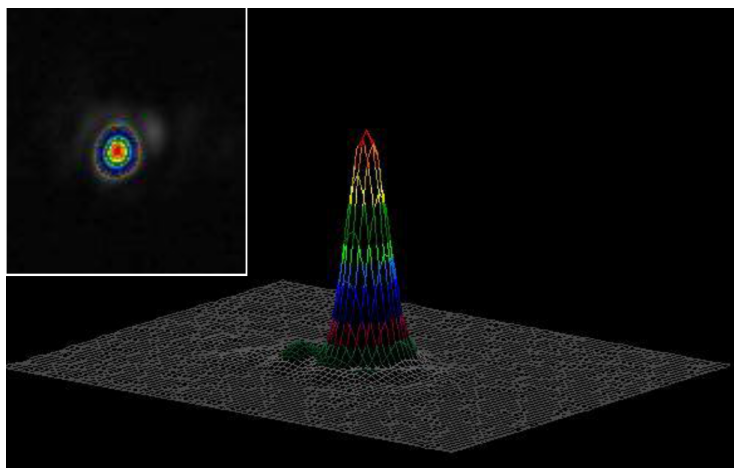


Figura 2.17: Imagen en 2D del foco y representación en 3D.

Aunque el programa *BeamView* da una idea aproximada del tamaño del foco, se ha utilizado una pequeña rutina en Matlab que se desarrolló en el laboratorio [156]. Este tratamiento de los datos elimina el fondo residual de la captura, y tras diferentes cálculos, permite obtener los siguientes parámetros:

- Valor absoluto del máximo de la señal y del fondo.
- Posición vertical y horizontal del máximo en el sensor.
- Anchura FWHM del perfil vertical y horizontal, con un error de un pixel ($\pm 6,7 \mu\text{m}$).
- La simetría de los perfiles. Se analiza con la diferencia entre las posiciones vertical y horizontal del máximo y las posiciones vertical y horizontal del centro de masas. Este parámetro permite determinar si el perfil sigue una distribución gaussiana o por el contrario está deformado.

⁷Señal cuadrada de 5 V de amplitud

- La irradiancia máxima presente en las medidas.

En la figura 2.18 se muestra un ejemplo de uno de los focos procesado mediante la rutina de Matlab.

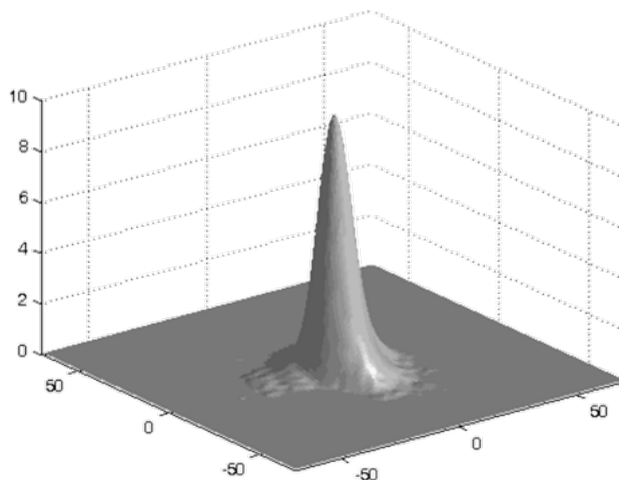


Figura 2.18: Ejemplo de un foco procesado mediante la rutina de Matlab.

2.4. Fuente de plasma: Lámpara de Cátodo Hueco

En este apartado se detallarán las características principales de la lámpara de descarga empleada, así como el estudio preliminar necesario para determinar sus condiciones óptimas de funcionamiento.

2.4.1. Descripción de la lámpara

La lámpara de cátodo hueco fue diseñada y construida por nuestro grupo en anteriores trabajos [146, 147]. Durante esta tesis doctoral se ha actualizado el diseño de alguno de sus componentes para lograr obtener una descarga perfectamente simétrica y estable, que garantice la reproducibilidad de la misma.

La lámpara está formada por una estructura exterior de latón de tres cuerpos con simetría cilíndrica, separados por discos de teflón para aislarlos eléctricamente. La pieza central es el cátodo, y las dos exteriores los ánodos. Todas las piezas cuentan con una perforación axial, permitiendo la entrada de la radiación láser para la realización de las medidas. Esta configuración permite la inserción de cátodos de diferente diámetro y material. Los ánodos, de acero inoxidable, se han modificado sustituyendo los antiguos ánodos cilíndricos por ánodos con forma de cono (véase la figura 2.19). De esta manera la corriente entra directamente al centro del cátodo, y no crea anillos alrededor de la superficie circular del borde del cátodo. Se ha comprobado que esta configuración genera una descarga simétrica y aporta una mayor estabilidad a la descarga, con lo que se reduce

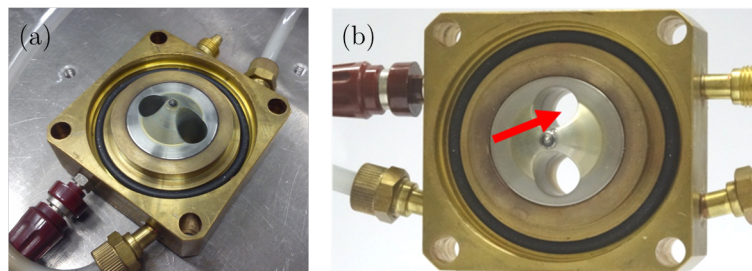


Figura 2.19: (a) Fotografía de uno de los ánodos cónicos, junto con las conexiones para la refrigeración mediante agua, entrada de gas y conexiones eléctricas. (b) Parte exterior de la descarga donde se inserta el ánodo de acero inoxidable, vista desde el lado del cátodo. La flecha verde indica la entrada y salida de la radiación láser.

de manera significativa el ruido registrado en la detección optogalvánica. El gas entra por un ánodo y sale por el otro, a un flujo constante de aproximadamente $10 \text{ cm}^3/\text{s}$. La lámpara se encuentra en todo momento refrigerada mediante agua y de manera independiente para el cátodo y los ánodos. En la figura 2.20 se puede ver un esquema de la lámpara de cátodo hueco.

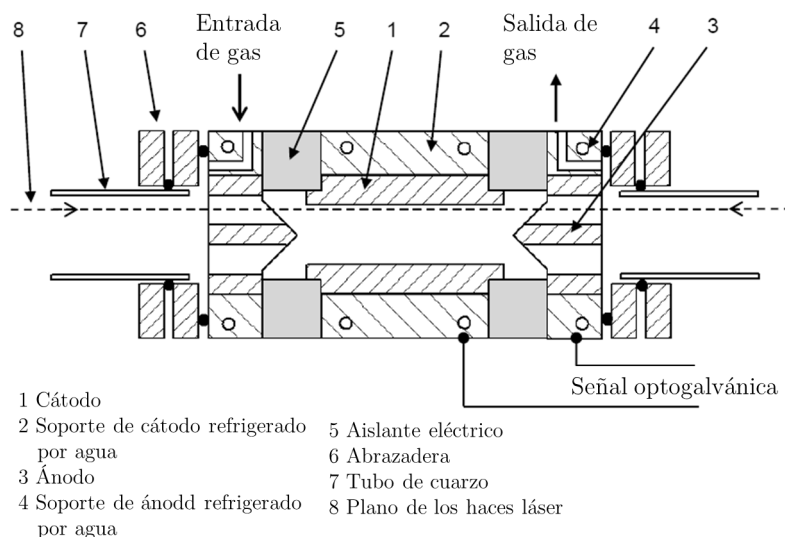


Figura 2.20: Sección vertical de la lámpara de cátodo hueco.

La lámpara está montada sobre dos desplazadores micrométricos que permiten el movimiento tanto en dirección horizontal como en vertical, haciendo que el alineamiento y su posterior movimiento a la hora de realizar las medidas sea preciso y sencillo. El desplazador vertical es además quien permite realizar medidas a diferentes distancias de la superficie del cátodo. La geometría del experimento y el hecho de que los haces láser no son puntuales, establece una distancia mínima de $160 \mu\text{m}$ respecto a la pared del cátodo en la que se puede empezar a medir, y que se controla mediante un tornillo micrométrico en la dirección vertical. La incertidumbre de estos desplazadores se ha estimado en unas $30 \mu\text{m}$.

Si esta condición no se cumple y el cátodo corta a cualquiera de los dos haces, a la entrada

o a la salida, la señal recogida en el osciloscopio se dispara, e invalida la medida. Las ventanas de cierre de la lámpara se encuentran lejos de la descarga para evitar que el material arrancado del cátodo (*sputtering*) se deposite sobre ellas, y esto estropee la calidad de los focos. Para ello, las ventanas de cierre se sitúan al final de unos tubos de pyrex de unos 60 cm de longitud. Las ventanas, láminas plano-paralelas de Suprasil⁸ de 25,4 mm de diámetro [157], permiten el paso de la luz ultravioleta, además de no deformar el foco. En la figura 2.21 pueden verse dos fotografías de la lámpara de descarga. En la primera se aprecian las diferentes partes que la componen, y en la segunda puede verse el brillo característico del plasma a través de los aislantes de teflón.

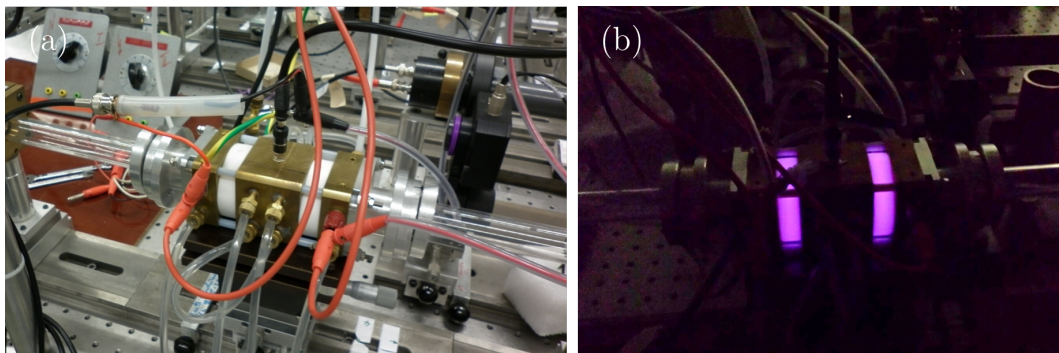


Figura 2.21: (a) Fotografía de la lámpara de descarga. (b) Fotografía de la descarga durante su funcionamiento en la cual se ve la simetría de la descarga. El brillo se ve a través de los aislantes de teflón.

Como se explicó en el capítulo de fundamentos teóricos, la estructura y luminosidad de este tipo de descargas cambian con la presión y la corriente aplicadas. En la figura 2.22 puede verse ese cambio cuando se varía la presión desde 270 hasta 1350 Pa, y aplicando corrientes de 50 a 300 mA.

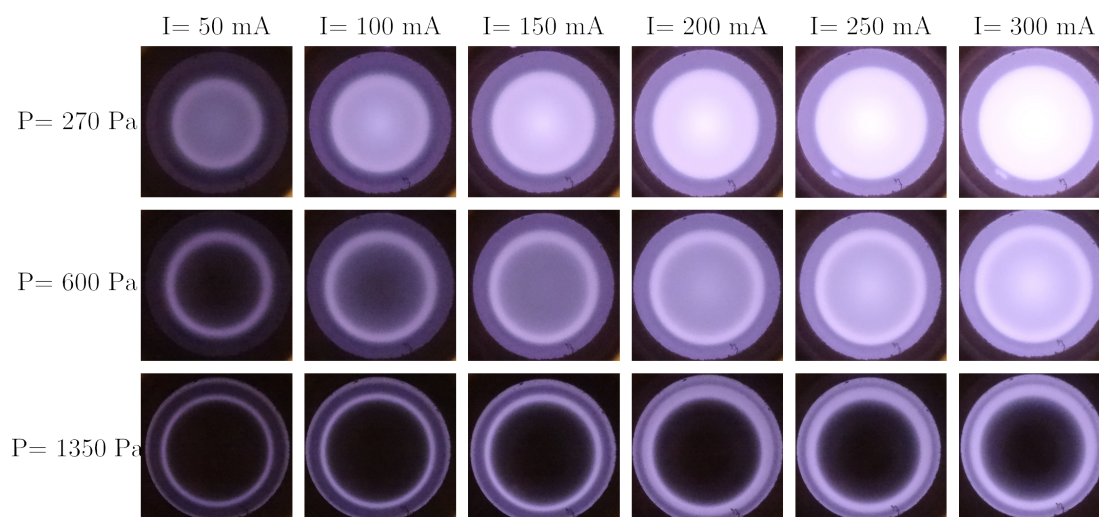


Figura 2.22: Fotografías de la descarga, tomadas desde el extremo de la lámpara con ánodos cilíndricos y un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro.

⁸Un tipo de sílice fundida, obtenida mediante hidrólisis en llama del tetracloruro de silicio.

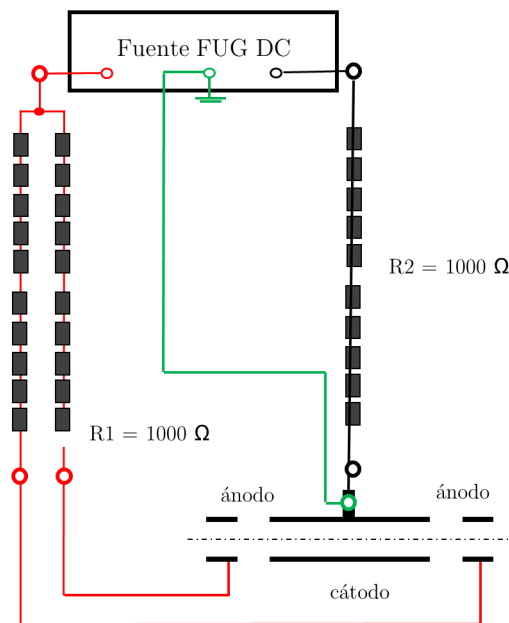


Figura 2.23: Esquema del panel de resistencias diseñado para evitar sobrecargas en el encendido y garantizar una descarga simétrica. Cada una de las resistencias individuales es de $100\ \Omega$.

2.4.2. Instalación eléctrica

La descarga continua se mantiene gracias a una fuente de marca *FUG*, modelo *MTN 2 800 -2 000*, que proporciona voltajes desde 0 a 2000 voltios y corrientes desde 0 a 1 amperio. El sistema eléctrico cuenta con un panel de resistencias de carga, que sirven para evitar sobrecarga o daños en el encendido de la descarga, y para garantizar una descarga simétrica. En la configuración actual, hay $1\ \text{k}\Omega$ en cada ánodo (para asegurar que cada uno soporte la mitad de la corriente aplicada) y otro $\text{k}\Omega$ se aplica al cátodo. La corriente va directamente al cuerpo de la lámpara, siendo el polo negativo el cátodo, y el positivo (dividido en dos) a los ánodos. Un esquema de este conjunto se muestra en la figura 2.23. Es en uno de los ánodos donde se encuentra la conexión a tierra.

Para la detección optogalvánica, se conectan dos terminales: uno al cátodo, que constituye el vivo de la señal, y otro al ánodo previamente conectado a tierra. La señal captada se hace pasar por un circuito formado por una resistencia de $330\ \text{k}\Omega$ y un condensador de $470\ \text{pF}$, y después enviada al osciloscopio.

2.4.3. Sistema de vacío y gases

Los gases se introducen en la lámpara mediante un sistema de conducción controlado por válvulas. El vacío dentro de la lámpara y la extracción del gas se realiza con una bomba rotatoria de marca *Edwards*, modelo *A65501903*. Aunque la cantidad de hidrógeno empleada para la generación de la descarga es muy pequeña, por seguridad se mezcla con nitrógeno a la hora de extraerlo. La presión en el interior de la lámpara se controla mediante un medidor marca *Pfeiffer Vacuum*, modelo *D-35614 Asslar*. El flujo se determina mediante un rotámetro marca *Yokogawa*, modelo

276417/003/01. Un esquema de este sistema puede verse en la figura 2.24, donde cada una de las válvulas se encuentran numeradas con su función, que se detalla a continuación:

1. Válvula de salida de la bomba de vacío a la atmósfera.
2. Bomba de vacío.
3. Válvula de apertura a la bomba de vacío.
4. Válvula de apertura del sistema de tuberías de vacío.
5. Válvula de cierre del vacío.
6. Válvula de control fino del vacío.
7. Válvula de apertura y cierre del vacío al cátodo hueco.
8. Válvula de salida del sistema de vacío a la atmósfera.
9. Lámpara de cátodo hueco.

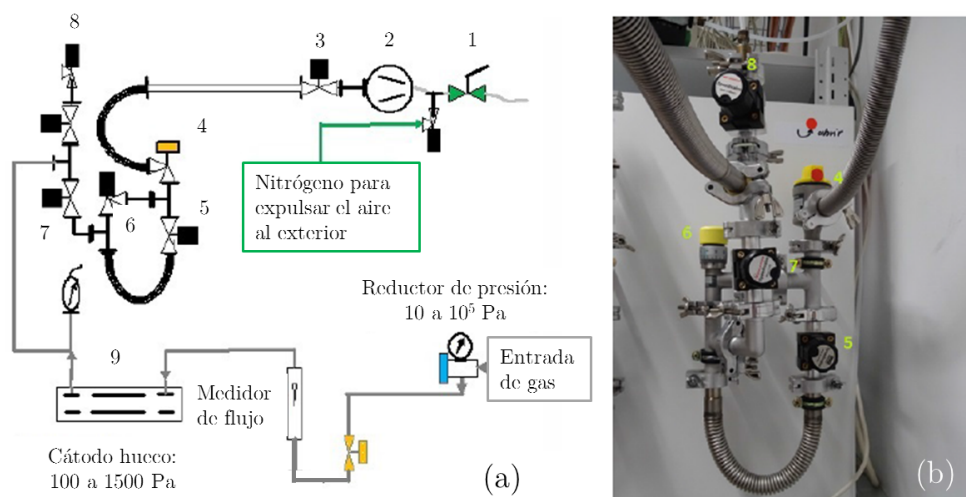


Figura 2.24: (a) Disposición esquemática del sistema de gases y vacío. (b) Fotografía del sistema de vacío.

2.4.4. Caracterización de la descarga

Como paso previo a las medidas espectroscópicas, se realizó una caracterización completa del comportamiento de la descarga. Esta caracterización se realizó midiendo los valores de caída de voltaje entre cátodo y ánodo para cada presión y corriente. La forma de estas curvas permiten obtener en qué régimen opera la descarga, lo cual determina su estructura y propiedades [52]. El resultado muestra que el plasma generado es una *abnormal glow-discharge*, cuyas características ya se han descrito en el capítulo 1.

Se estudiaron estas curvas V-I en los cuatro cátodos disponibles, dos de acero inoxidable de 10 y 15 mm de diámetro interior, y dos de tungsteno, con los mismos diámetros. En ambos materiales el régimen en el que opera la descarga es el mismo, siendo los voltajes ligeramente mayores en acero inoxidable para las presiones y corrientes más altas. Si atendemos al diámetro, los voltajes medidos en los cátodos de 15 mm son sistemáticamente mayores que los medidos en cátodos de 10 mm. La razón para esta diferencia constante es que mientras que el diámetro aumenta un factor de 1,5 el volumen se ve incrementado en un factor de 2,25 cuando el cátodo es de 15 mm. Además se comprobó la reproducibilidad de la descarga a lo largo del tiempo, lo cual es imprescindible para garantizar la calidad de las medidas espectroscópicas. Este estudio se llevó a cabo para cada una de las condiciones de trabajo, se muestra como ejemplo la figura 2.25, que corresponde a un cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro con una presión de 400 Pa. Mediante este estudio se demostró que los voltajes medidos variaban como máximo en un entorno de $\pm 3\%$ para las corrientes más bajas, y un $\pm 6\%$ para las corrientes más altas; pudiendo considerar la descarga como altamente reproducible.

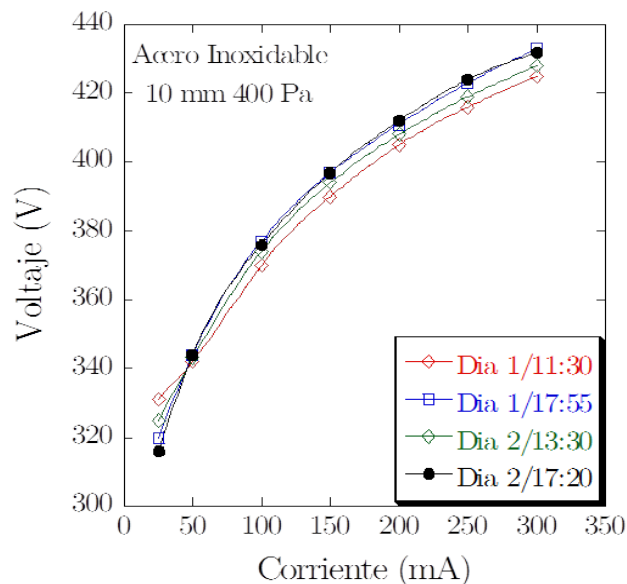


Figura 2.25: Estudio de la reproducibilidad de la descarga, para un cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro con una presión de 400 Pa.

2.5. Adquisición de datos

En esta sección se va a describir tanto el osciloscopio utilizado, como las rutinas informáticas que permiten la sintonización de la longitud de onda del láser, y la adquisición de los datos provenientes de la lámpara de descarga.

2.5.1. Osciloscopio

La adquisición de datos se ha llevado a cabo mediante un osciloscopio de la firma *Keysight Technologies Inc.* modelo *DSOS104A* de la serie *S*. En el momento de su compra (al inicio de esta tesis doctoral) era el único osciloscopio del mercado con un conversor analógico-digital de 10 bits ADC⁹, ampliable en ancho de banda hasta 8 GHz, velocidad de muestreo de hasta 20 Giga-muestras por segundo, display de pantalla capacitiva de 15 pulgadas y con 400 megabytes de memoria en cada uno de sus 4 canales. Estas características lo hacen capaz de recoger simultáneamente la información de cada canal para cada uno de los disparos del láser (tasa de repetición de 10 Hz). En cada uno de los canales se recoge un dato de la medida: señal optogalvánica proveniente del plasma, el registro de la sintonización del láser mediante el etalón y los dos fotomultiplicadores. El *trigger* es una señal TTL (proveniente del Nd:YAG) reducida mediante un divisor de tensión para adaptarla a las características del canal auxiliar del osciloscopio.

2.5.2. Rutina informática

En este apartado se detallan los diferentes *softwares* utilizados para la realización de las medidas experimentales y para la recogida de los datos.

Software del Mirage 500

El láser sintonizable Mirage 500 viene acompañado de un *software* específico para su control, tanto manual como remoto. Este *software* se encarga de mover los motores de los cristales no lineales de manera sincronizada, permitiendo que el láser genere radiación sintonizable.

El programa permite escanear en longitudes de onda, para lo cual hay que ser cuidadoso a la hora de elegir la velocidad de sintonización, pues tanto una velocidad excesiva como un movimiento demasiado lento, pueden hacer que no se tenga continuidad en el escaneo [1]. Acorde a esto, la velocidad a la que se han realizado las medidas ha sido de 0,00024 nm/s, lo que implica una duración total de cinco minutos aproximadamente para medir un espectro que con el que se determinará un valor del campo eléctrico local, ver figura 2.26.

Programa general

Para la adquisición de datos con el nuevo osciloscopio ha sido necesaria la creación de un programa informático que monitorizase varias tareas. El programa controla el *software* del láser Mirage 500 descrito en el apartado anterior y el osciloscopio, que se encarga de recoger los datos. La actualización del *software* se ha programado en la plataforma LabVIEW versión 2014. Mediante la interfaz se indican al inicio del programa diferentes parámetros: nombre del archivo de texto donde se grabarán los datos, el diámetro y material de cátodo que se está utilizando, presión de la descarga, corriente aplicada, voltaje cátodo-ánodo y voltaje suministrado por la fuente. Se indica

⁹ Analog to Digital Converter

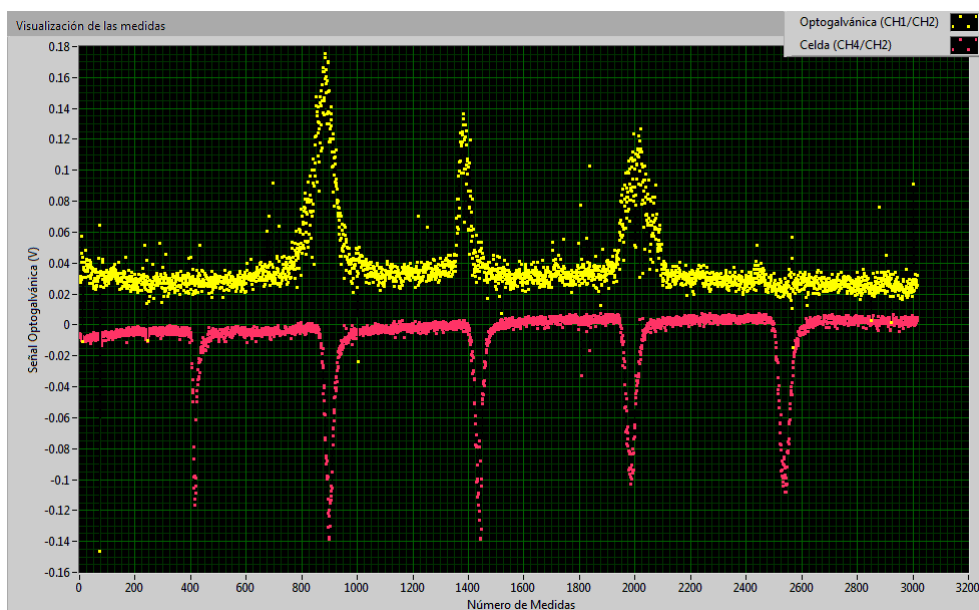


Figura 2.26: Captura de pantalla del programa de LabVIEW utilizado para la adquisición de datos. La señal amarilla corresponde a la señal optogalvánica. La señal fucsia es el registro del etalón que controla la sintonización del OPO.

también longitud de onda desde donde se inicia la sintonización y número de disparos/datos de los que constará la medida.

El programa comienza leyendo la longitud de onda indicada y grabando ese valor en un archivo de texto que se crea automáticamente en el momento en el que comienza la medida, previamente identificado con la fecha y hora de creación. A continuación, y para cada uno de los disparos del láser (sincronizados por el *trigger*), el programa graba en el archivo de texto la señal optogalvánica, señal amarilla en la figura 2.26. El registro de sintonización a través del etalón, clave para la resolución espectral de las medidas, se muestra en fucsia en la figura 2.26. Se recoge también la energía de ambos haces mediante los dos fotomultiplicadores, aunque no se muestran por claridad de la imagen. Cada archivo graba entre 3000 y 5000 medidas. Es importante resaltar que se recogen todos y cada uno de los disparos del láser, por lo que cada punto que se muestra en esta imagen es un pulso del láser con una tasa de repetición de 10 Hz. Cuando la medida finaliza (al llegar al número de disparos que le ha sido indicado al inicio), el programa lee la longitud de onda donde ha acabado, termina con el proceso de grabación, y recupera la longitud de onda inicial moviendo de vuelta los cristales del láser Mirage 500.

Determinación del campo eléctrico

En este capítulo se procede a explicar el método para la determinación del valor del campo eléctrico. Una vez recogidos los espectros, es necesario conocer la separación en frecuencias entre las componentes Stark, y asociar a cada una de las medidas su error particular para poder dar un valor exacto del campo eléctrico local.

En la segunda parte de este capítulo, se aborda un estudio acerca de la máxima energía láser por pulso con el fin de obtener la mejor resolución espacial en los espectros recogidos. Estas primeras medidas con distintos niveles de energía se llevaron a cabo en dos cátodos de 10 mm de diámetro interior, uno de tungsteno y otro de acero inoxidable, con presiones de 600 y 900 Pa y una corriente aplicada de 100 mA. En este capítulo se verá cómo este estudio confirmó el límite superior para la irradiancia en el volumen de solapamiento, que distorsiona los espectros si se supera.

Los resultados presentados en este capítulo pueden consultarse en la siguiente publicación:

- V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, C. Pérez and M. I. de la Rosa "Experimental study of the electric field in a hollow cathode discharge in hydrogen: influence of sputtering" *Journal of Instrumentation* **12** (11) C11029 (2017)

3.1. Determinación del campo eléctrico

El análisis de los datos se ha llevado a cabo fundamentalmente con dos programas: KaleidaGraph 4.5 y MATLAB. Para determinar el campo eléctrico, el primer paso es convertir la escala de tiempos que se muestra en el archivo de medidas a escala de frecuencias: GHz a 243 nm. Una vez obtenida la frecuencia, se localiza el máximo de la componente central $2S^{1/2}$, que se toma como origen de frecuencias, asignándole el valor de 0 GHz. Así, a la componente $2P^{1/2}$ le corresponden valores de frecuencia negativos, mientras que a las componente $2P^{3/2}$ le corresponden positivos.

Una vez realizado este proceso de paso de tiempo a frecuencias, cada uno de los perfiles experimentales se ajusta a un perfil compuesto por seis lorentzianas, para reproducir la estructura hiperfina de cada una de las componentes del hidrógeno (figura 3.1). El ajuste se ha realizado con KaleidaGraph 4.5, con una pequeña rutina que mediante sucesivas iteraciones disminuye el error del ajuste respecto al espectro original, cuyo resultado puede verse en la figura 3.1. Teóricamente las componentes de absorción se modulan mediante un perfil Voigt (convolución de gaussiana y lorentziana), siendo la lorentziana la que da cuenta de la anchura espectral del láser, y la gaussiana del comportamiento del ensanchamiento Doppler. En estas medidas esta componente puede ser despreciada, puesto que el ensanchamiento Doppler residual a la temperatura de la descarga de cátodo hueco y al ángulo de $1,53^\circ$ entre ambos haces es muy pequeño. En el caso de trabajar con deuterio, la resolución espectral del láser no es suficiente para recoger la estructura hiperfina de las componentes, por lo que el ajuste se realiza únicamente con tres lorentzianas.

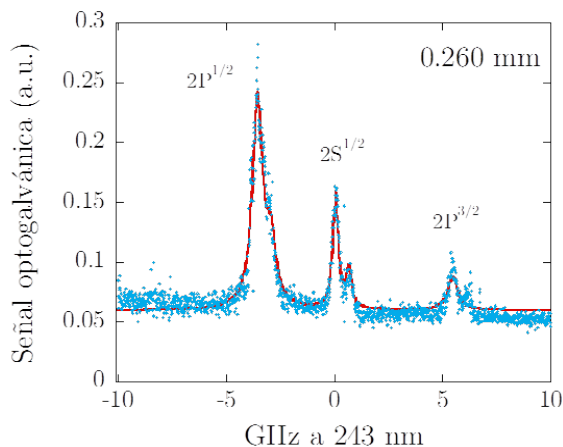


Figura 3.1: Ejemplo de un espectro medido a 0,260 mm desde la superficie del cátodo, en una descarga a 600 Pa, 50 mA en un cátodo de tungsteno de 10 mm. Cada uno de los puntos representa un disparo del láser, y la línea roja el ajuste a seis lorentzianas.

Para la inmensa mayoría de los espectros medidos, el ajuste ha podido realizarse directamente, sin tener que filtrar las medidas. Tan sólo en algunos casos, cuando la distancia respecto al cátodo era muy grande, los espectros presentaban demasiado ruido. En estos casos, se aplicó un filtro promediando cada tres puntos.

Una vez que al espectro se le ha aplicado el ajuste a seis lorentzianas, se puede proceder a la

determinación del campo eléctrico mediante la separación de las componentes Stark. En la figura 3.2 se muestran los cálculos teóricos, tanto de la separación entre las componentes Stark (a), como de la intensidad de las mismas (b), mostrando los límites de resolución del experimento, señalados mediante una línea negra. El límite de detección, de acuerdo con el ancho de banda del láser (300 MHz) y una separación de 1 GHz entre la componente $2S^{1/2}$ y la $2P^{1/2}$ se estima en unos 0,5 kV/cm, como se indica en la figura 3.2 (a). Con esta intensidad de campo, la componente azul $2P^{3/2}$ es todavía demasiado pequeña, y el límite de detección estimado (intensidad del 5%) corresponde a 0,75 kV/cm; figura 3.2 (b). Con el método de espectroscopía optogalvánica y la resolución espacial conseguida se han llegado a medir campos eléctricos en estos límites durante el desarrollo de esta tesis.

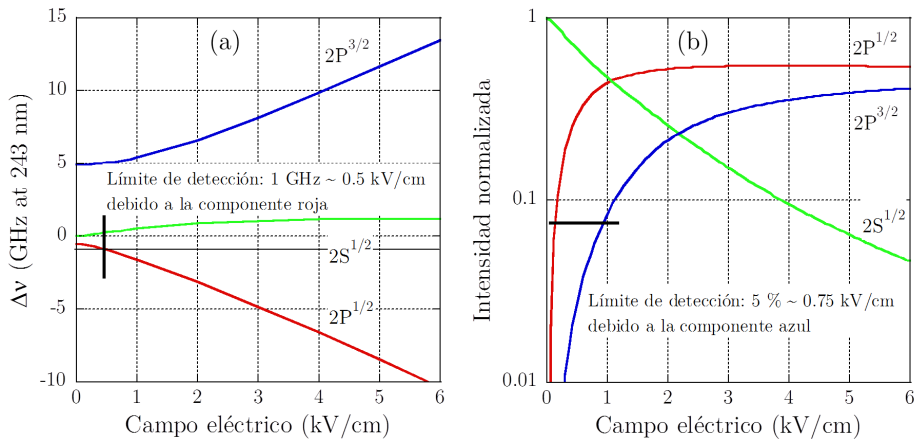


Figura 3.2: Cálculos teóricos del desdoblamiento Stark del nivel $2S$ para la absorción de dos fotones de 243 nm junto con sus límites de detección.

En la figura 3.3 puede verse un conjunto de cinco espectros medidos en un cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro, con una presión de 400 Pa y una corriente de 50 mA.

La representación se ha hecho en una gráfica tridimensional para apreciar mejor cómo al aumentar la distancia a la superficie del cátodo la distancia entre las componentes $2P^{1/2}$ y $2P^{3/2}$ disminuye según el modelo teórico. Se observa también una disminución en la intensidad de la señal debido al propio método de detección.

Para la determinación del campo eléctrico se han decidido tomar las tres distancias entre componentes posibles, esto es: $\nu_{2P^{1/2}} - \nu_{2P^{3/2}}$ (roja-azul), $\nu_{2P^{1/2}} - \nu_{2S^{1/2}}$ (roja-central) y $\nu_{2S^{1/2}} - \nu_{2P^{3/2}}$ (central-azul). De esta manera, puede evaluarse las diferencias entre ellas, y la alta calidad de las medidas. Este procedimiento se ha realizado para todos los espectros. Para la mayoría de los ellos, la diferencia máxima entre estos valores se ha estimado alrededor del 5%, debido mayormente a la incertidumbre derivada de la sintonización del láser. Se profundizará en esto en la siguiente sección. En la figura 3.4 se muestra un ejemplo de este procedimiento. Esta determinación por triplicado se ha hecho para todas y cada una de las medidas, siendo seleccionada finalmente la caída del campo determinada por la diferencia $\nu_{2P^{1/2}} - \nu_{2P^{3/2}}$ (roja-azul), puesto que se encuentra en medio de las otras dos (véase la figura 3.4) y al acabar un mayor rango en GHz puede compensar pequeñas

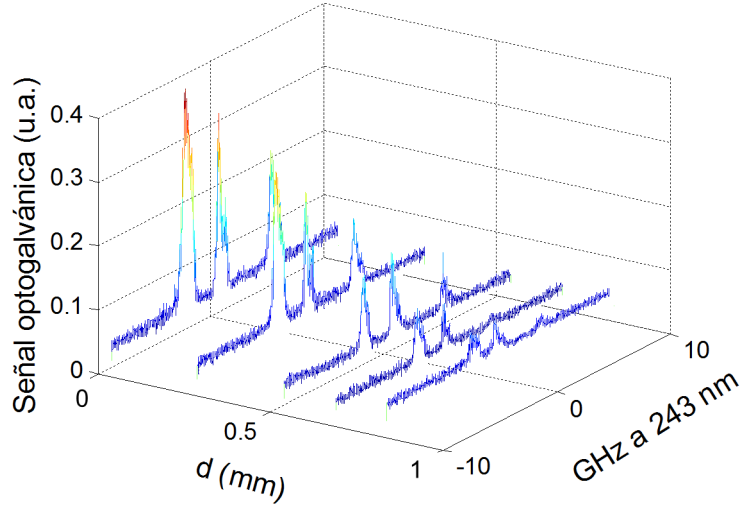


Figura 3.3: Espectros correspondientes a la serie medida en un cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro interior, con una presión de 400 Pa y una corriente de 50 mA.

desviaciones en la sintonización del OPO. Al alcanzar un campo de 0,75 kV/cm la componente $2P^{3/2}$ desaparece, como ya se ha comentado, por lo que en estos casos se ha determinado el campo con la diferencia entre la componente $2P^{1/2}$ y la $2S^{1/2}$.

Una vez determinado el campo local para todos los puntos medidos a lo largo de una serie (una presión y una corriente fija en un cátodo determinado), se representan todos esos valores de campo eléctrico frente a la distancia de la superficie del cátodo (figura 3.4). Esta gráfica constituye la caída del campo eléctrico en la zona de cátodo, donde cada uno de los puntos se corresponde con una medida individual, es decir, un espectro con su separación entre las componentes Stark determinada. A cada una de estas caídas se le aplica un ajuste parabólico o lineal. Como se verá en los capítulos de resultados, los puntos de corte de este ajuste con los ejes aportan parámetros vitales para el estudio de la descarga: el corte con el eje de ordenadas determina el campo eléctrico máximo (E_{max}), es decir, el alcanzado en la misma superficie del cátodo; mientras que el corte con el eje de abscisas proporciona la longitud de la zona de cátodo (d_{cf}).

3.2. Cálculo de errores

Aunque ya se ha demostrado que el error en la determinación del campo eléctrico derivado de las tres diferencias de frecuencias posibles es muy pequeño, se puede asignar un error a las medidas teniendo en cuenta que la mayor incertidumbre proviene de la sintonización del OPO. A partir de ahí, se ha calculado el error de las medidas mediante la señal recogida en el etalón. Puesto que la sintonización del láser es bastante estable dentro del mismo día, se puede asumir que no va a cambiar mucho de una medida a la siguiente, por lo que se han asignado el mismo error a cada serie de medidas, denominado serie a todos los espectros recogidos para una presión y corriente fijas. Para la mayoría de las series ese error fue de 0,160 GHz, que corresponde con la mitad del

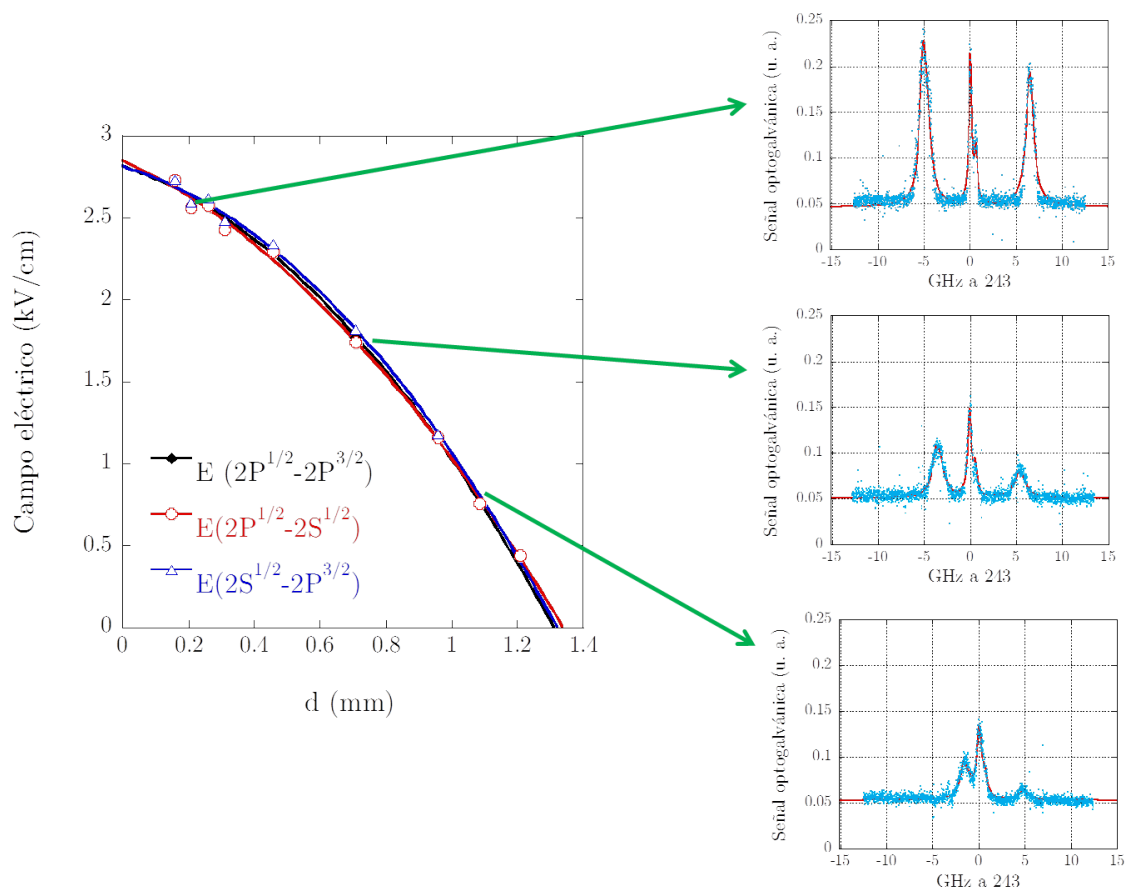


Figura 3.4: Campo eléctrico determinado mediante las tres diferencias de frecuencias posibles: $\nu_{2P^{1/2}} - \nu_{2P^{3/2}}$, $\nu_{2P^{1/2}} - \nu_{2S^{1/2}}$ y $\nu_{2S^{1/2}} - \nu_{2P^{3/2}}$ en una descarga de hidrógeno, cátodo de acero inoxidable de 15 mm de diámetro, una presión de 600 Pa y una corriente de 225 mA.

ancho de banda del láser.

Para cada una de las medidas se ha registrado la distancia entre los mínimos de la señal del etalón (véase las figuras 2.26 y 3.5), calculando la desviación estándar de cada serie. Con cada desviación estándar se ha calculado el error asociado a la determinación del campo eléctrico para cada una de las condiciones del plasma, tal y como se muestra en la figura 3.5.

3.3. Influencia de la energía láser en la determinación del campo eléctrico: *sputtering*

Como ya se ha venido explicando, la resolución tanto espacial como espectral es clave en este experimento. En anteriores trabajos del grupo, las medidas se realizaban en cátodos de acero inoxidable y con ánodos cilíndricos, donde los espectros recogidos eran sistemáticamente más anchos que lo que predecían los cálculos teóricos de la separación Stark [145,147]. En la figura 3.6 se muestra como ejemplo un conjunto de esos espectros para un cátodo de 10 mm de diámetro, presión de 600 Pa y corriente de 100 mA, recogidos a distintas distancias de la pared del cátodo, indicadas en la

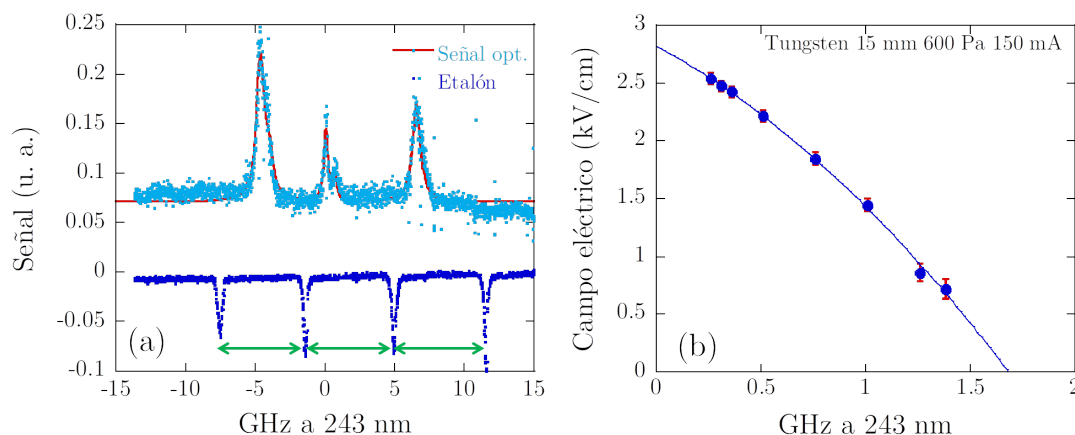


Figura 3.5: (a) La señal superior corresponde a un espectro recogido en un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 600 Pa y una corriente de 150 mA, a una distancia de $310 \mu\text{m}$ de la superficie del cátodo. La línea roja superpuesta al espectro es el ajuste a seis lorentzianas. La señal inferior es la señal procedente del etalón correspondiente a dicha medida. (b) Caída del campo eléctrico para ese mismo estado del plasma. En rojo están representadas las barras de error, con un valor de $0,160 \text{ GHz}$.

parte izquierda de la gráfica.

Una posible explicación que se dio para este ensanchamiento adicional fue la resolución espacial proporcionada por el solapamiento de los dos haces láser, que entonces se estimaba en 30 mm de longitud y una anchura de $200 \mu\text{m}$ en el centro del solapamiento, basándose en la geometría del experimento. Para conocer en detalle cómo este solapamiento afectaba a la resolución del experimento, se adquirió la cámara UV *LaserCam-HR UV-Coherent* (descrita en el capítulo 2) y con los perfiles extraídos se realizó un estudio detallado cuyos resultados se recogen en [143,156]. Se hicieron una serie de cálculos en MATLAB que simulaban la propagación de los dos haces con la distribución de sus irradiancias temporales y espaciales, así como la ionización local producida en la zona de interacción. Para ello fue necesario integrar las ecuaciones dinámicas (*coupled-rate equations*) de la excitación 1S-2S, teniendo en cuenta todos los procesos implicados: excitación a dos fotones, fotoionización, colisiones y decaimiento por fluorescencia. Un diagrama simplificado de todos estos procesos se muestra en la figura 3.7.

Con la información recogida por la cámara UV de alta resolución y el perfil temporal del pulso láser (figura 3.8) se obtuvo finalmente la distribución espacial y temporal de la irradiancia en el solapamiento. Como el láser funciona en SLM, se pudo analizar la excitación producida tratando separadamente la parte espacial y temporal de la irradiancia. Como resultado de estos cálculos se obtuvo, con alta resolución, la tasa de iones generados (responsables de la señal optogalvánica), para distintos valores de irradiancias. Con ello se caracterizó la resolución espacial, los efectos de saturación debido a la disminución de la densidad de átomos del estado fundamental, así como la influencia de la anchura espectral del perfil de absorción de dos fotones en la generación de iones.

Los cálculos demostraron que la detección optogalvánica presenta una alta resolución espacial,

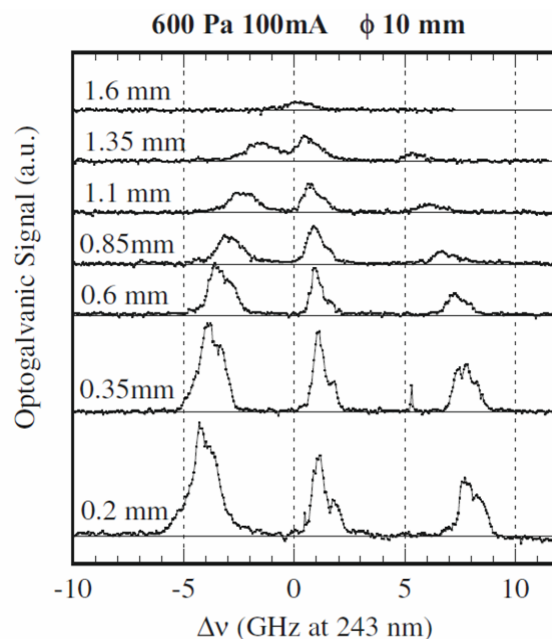


Figura 3.6: Conjunto de espectros medidos en un cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro interior, con una presión de 600 Pa y una corriente de 100 mA, con la antigua configuración. Figura extraída de [145].

puesto que hasta irradiancias de 100 MW/cm^2 más del 75 % de la señal se crea en una pequeña zona central del volumen del solapamiento de tan solo $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ y una longitud de 10 mm. Además, como de los cálculos se obtuvo simultáneamente la señal emitida por fluorescencia (LIF), se observó que la resolución de la espectroscopía optogalvánica supera en un factor dos a la LIF.

Antes de comenzar las medidas programadas, se hicieron unas primeras medidas de prueba con alta y baja energía, para comprobar ese límite de energía de 150 MW/cm^2 de irradiancia en el volumen de solapamiento. Las medidas se realizaron en dos cátodos de 10 mm de diámetro, uno de acero inoxidable y otro de tungsteno. Ambos materiales han sido ampliamente empleados como cátodos para este tipo de descargas. El acero inoxidable es una aleación de hierro con carbono en baja proporción, por lo que las propiedades fundamentales son las del hierro. Comparando el hierro con el tungsteno, encontramos algunas similitudes, como por ejemplo la función trabajo, que es del orden de 5 eV. Sin embargo, cuando estos materiales se ven bombardeados por iones de hidrógeno, su comportamiento cambia. Mientras que estos iones arrancan pocas partículas de la superficie del cátodo del tungsteno, la emisión en el caso de acero inoxidable es mucho mayor; concretamente 10^4 veces mayor que la del tungsteno [158]. Esas partículas metálicas arrancadas del cátodo que van a parar a la descarga se denominan de forma general *sputtering*. A la vista de las tasas de generación, es lógico pensar que el *sputtering* puede jugar un papel fundamental en el comportamiento de la descarga, y por tanto, el campo eléctrico puede verse influido.

La figura 3.9 (a) y (b) muestra dos espectros típicos grabados en sendos cátodos de tungsteno y acero inoxidable de 10 mm de diámetro. Para facilitar la comparación de los mismos se han representado los ajustes a seis lorentzianas explicados anteriormente. Cada una de las figuras

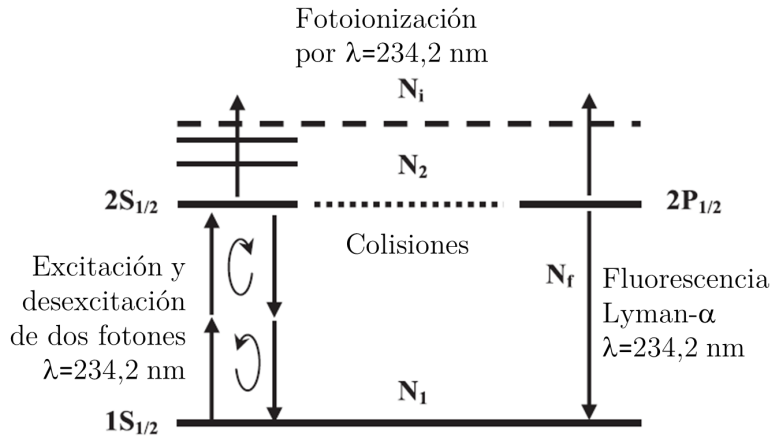


Figura 3.7: Diagrama simplificado de niveles para la transición 1S-2S con los procesos relevantes: excitación a dos fotones, fotoionización, colisiones y decaimiento por fluorescencia.

muestra la extraordinaria dependencia de la medida con la energía por pulso. Para cada uno de los cátodos se han escogido diferentes condiciones del plasma: 600 Pa y 100 mA para el cátodo de tungsteno, y 900 Pa y 100 mA para el cátodo de acero inoxidable. En estas condiciones, y con irradiancias moderadas, los campos eléctricos en ambos materiales son bastante similares. Precisamente por esta razón se han escogido estas dos medidas, para tener una comparación directa de cómo afecta la energía a dos campos eléctricos iguales en diferentes materiales de cátodo.

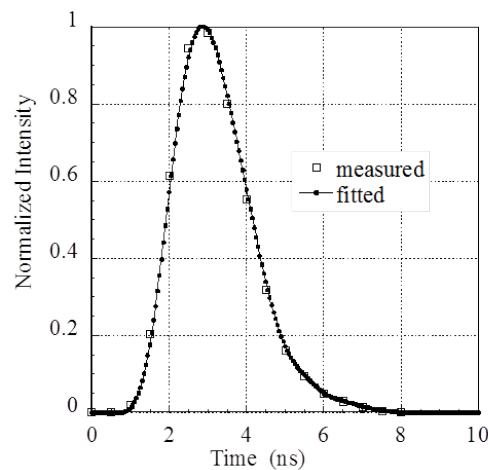


Figura 3.8: Perfil temporal del pulso obtenido en el OPO del Mirage 500. Figura extraída de [143].

En la figura 3.9 (a) se muestran dos espectros medidos en las mismas condiciones de la descarga en tungsteno, donde sólo cambia la energía láser con la que se ha realizado la medida. En el espectro azul la energía por pulso es menor a la de saturación ($45 \mu\text{J}$) y en el espectro rojo se midió con el doble de energía. En ambos casos, los campos eléctricos son prácticamente iguales, con una incertidumbre del $\pm 3\%$. En nuestra opinión, y basándonos en los cálculos obtenidos en [143], la diferencia en las anchuras de las componentes Stark está muy probablemente causada por una

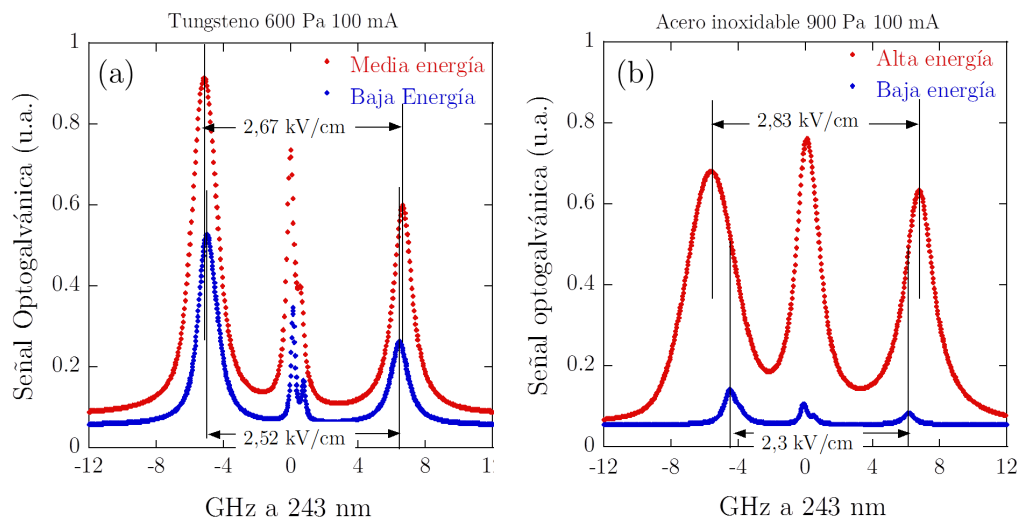


Figura 3.9: Comparación de dos espectros medidos a $160 \mu\text{m}$ de la superficie de un cátodo de 10 mm de diámetro para diferentes materiales. (a) Tungsteno, 600 Pa , 100 mA . (b) Acero inoxidable, 900 Pa , 100 mA .

pequeña saturación al agotar el número de átomos en el estado fundamental, y por la reducción del tiempo de vida media del nivel $2S$ debido a la fotoionización.

Sin embargo, en el caso del acero inoxidable, en la figura 3.10 (b) se puede ver una notable deformación del espectro cuando se aumenta la energía de la radiación láser. En esta figura, como en el caso anterior, se muestran dos espectros: uno medido con una energía de $45 \mu\text{J}$ (azul), y otro con una energía cinco veces mayor (rojo), para resaltar la diferencia todo lo posible. Lo primero que se observa es cómo las componentes $2P^{1/2}$ y $2P^{3/2}$ del espectro medido con alta energía están mucho más separadas, lo que conlleva un mayor valor del campo eléctrico, que crece desde $2,3 \text{ kV/cm}$ hasta $2,83 \text{ kV/cm}$. Este crecimiento es demasiado grande como para poder atribuirlo a ninguna incertidumbre, y tampoco se puede relacionar con efectos de saturación por el agotamiento del nivel fundamental ni a la reducción de vida media del nivel $2S$. Cualquiera de estos efectos causaría tan sólo un ensanchamiento de las componentes Stark, y un crecimiento moderado del campo eléctrico, debido al efecto Stark.

Una vez comparados los espectros, con sus correspondientes valores del campo eléctrico locales, se procedió a comparar las caídas de campo eléctrico completas. Si se analiza la caída del campo eléctrico para las condiciones del plasma y energías mostradas en la figura 3.10, se observa cómo para el cátodo de tungsteno (a) se obtiene un campo ligeramente mayor en las proximidades de la superficie del mismo cuando la energía por pulso es alta (rojo). Sin embargo, para distancias mayores de $0,5 \text{ mm}$ el campo eléctrico ya no depende de la intensidad de la radiación láser empleada. En cambio, en el cátodo de acero inoxidable (b) el incremento en el campo eléctrico se mantiene constante a lo largo de la caída cuando se usan pulsos de alta energía. La razón de estos comportamientos tan diferentes, en nuestra opinión, está relacionada con las diferentes tasas de *sputtering* de los dos materiales; se profundizará en este concepto en el capítulo 5. Dentro de la

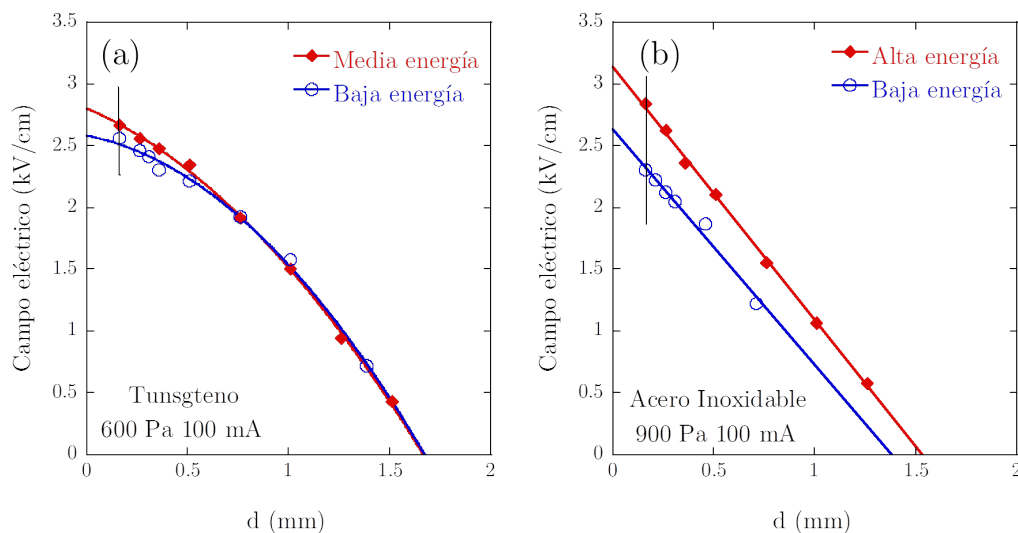


Figura 3.10: Campo eléctrico frente a la distancia desde la superficie del cátodo para diferentes energías. (a) Tungsteno, 600 Pa, 100 mA. (b) Acero inoxidable, 900 Pa, 100 mA. Las líneas verticales indican los espectros mostrados en la figura 3.9.

lámpara de cátodo hueco se establece un flujo laminar de hidrógeno, de tal manera que la velocidad del gas en las proximidades del cátodo es cero, aumentando parabólicamente hacia el centro de la descarga. Así, la contaminación permanece cerca de la superficie del cátodo y disminuye su concentración según se avanza hacia el centro del plasma. La pequeña diferencia en el valor del campo eléctrico cerca de la superficie del cátodo de tungsteno es una indicación clara de que la mayor parte del material arrancado permanece allí. Sin embargo, la diferencia constante en el caso del acero inoxidable indica que la contaminación es mucho mayor y logra expandirse por toda la zona de cátodo.

A la vista de estas medidas se puede concluir que la energía por pulso es crítica a la hora de determinar el campo eléctrico. Sobre todo cuando se emplea acero inoxidable como material de cátodo, pues no sólo se pierde resolución espacial en los espectros, si no que se sobreestima el valor del campo eléctrico en toda la zona de cátodo debido al desplazamiento adicional de las componentes. Por tanto, a la hora de afrontar la campaña de medidas se ha de mantener la energía por pulso siempre por debajo del valor de saturación.

3.4. Programación de las medidas

Las medidas se han realizado mayoritariamente en hidrógeno, en cuatro cátodos diferentes, dos cátodos de tungsteno de 10 y 15 mm de diámetro, y dos cátodos de acero inoxidable, con los mismos diámetros. De esta manera, se ha podido abordar un estudio de las características de la caída del campo dependiendo de la geometría y del material del cátodo usado. La descarga se ha operado en un amplio rango de presiones y corrientes: desde 400 a 1350 Pa, y con corrientes desde los 50 a los 300 mA. En el estudio sobre la geometría de la descarga se ha procurado mantener siempre que

ha sido posible la misma densidad de corriente en ambos diámetros de cátodo, por lo que para el diámetro de 10 mm se han realizado medidas en 50, 100, 150 y 250 mA; y para el diámetro de 15 mm se han realizado medidas en 75, 150, 225 y 300 mA. Este último valor no es el homólogo de 250 mA en un diámetro de 10 mm, pero es el máximo valor que admite la descarga sin presentar puntos calientes ni inestabilidades. Aunque se ha demostrado que la descarga es estable y reproducible, para asegurar las mismas condiciones del plasma, las medidas de un mismo cátodo se han llevado a cabo seguidas, empezando por la presión más baja, y dentro de cada presión comenzando por la menor corriente. Puesto que para cada condición del plasma se realizan medidas a diferentes distancias de la superficie del cátodo, se comienza por aquella más cercana a la misma, y se va descendiendo hasta llegar a la distancia donde se pierde la señal optogalvánica.

No todas las condiciones experimentales de presión y corriente aplicadas al plasma han permitido la realización de medidas espectroscópicas de calidad. En las tablas que se muestran a continuación pueden consultarse las condiciones en las que ha sido posible medir. La tabla 3.1 muestra las medidas realizadas en los dos cátodos de tungsteno, y la tabla 3.2 las medidas en cátodos de acero inoxidable. De ahora en adelante, cuando se refiera a estas medidas, se remitirá siempre a estas tablas.

3.5. Conclusiones

En este capítulo se ha expuesto el protocolo para el análisis de las medidas de espectroscopía optogalvánica y la determinación del campo eléctrico a partir de las mismas. A cada espectro medido en hidrógeno se le ha aplicado un ajuste a seis lorentzianas que reproduce la estructura de cada componente Stark con su correspondiente componente hiperfina; mientras que para espectros en deuterio el ajuste es a sólo tres lorentzianas por no tener suficiente resolución espectral para resolver la estructura hiperfina. Este ajuste proporciona las posiciones de los máximos de las componentes Stark del espectro, cuyas diferencias permiten calcular el campo eléctrico. De los tres posibles valores se ha optado por elegir aquel que venía de la diferencia $\nu_{2P^{1/2}} - \nu_{2P^{3/2}}$ por ser el rango de escaneo más largo y poder compensar pequeñas variaciones en la sintonización del láser. Aun así, se han asignado a cada serie de medidas errores particulares basados en la desviación estándar de la sintonización mediante la señal proveniente del etalón. De esta manera se puede estimar la incertidumbre en la determinación del campo eléctrico.

En la segunda parte del capítulo se ha estudiado cómo la energía por pulso láser es un parámetro crítico a la hora de realizar estas medidas espectroscópicas, ensanchando las componentes Stark de los espectros. En el caso del cátodo de acero inoxidable, el ensanchamiento ha resultado aún mayor, por lo que se puede sobrestimar los valores medido del campo eléctrico. El causante de este efecto, además del exceso de energía, parece ser el *sputtering*, material metálico arrancado del cátodo y que permanece en la descarga. Para el caso del tungsteno, el *sputtering* se mantiene cerca de la superficie del cátodo; mientras que en acero inoxidable este se expande por toda la zona de cátodo. El estudio presentado en este capítulo confirma el límite superior de energía con el que

j (A/cm ²)	ϕ 10 mm					ϕ 15 mm				
	I (mA)	400 Pa	600 Pa	900 Pa	1350 Pa	I (mA)	400 Pa	600 Pa	900 Pa	1350 Pa
3,18	50	✓	✓	✓	✗	75	✓	✓	✓	✗
6,37	100	✓	✓	✓	✗	150	✓	✓	✓	✗
9,55	150	✓	✓	✓	✗	225	✓	✓	✓	✗
12,73	-	-	-	-	-	300	✓	✓	✓	✗
15,92	250	✗	✓	✓	✓	-	-	-	-	-

Tabla 3.1: Tabla de condiciones medidas en los cátodos de tungsteno. Los guiones indican condiciones donde no se han intentado llevar a cabo medidas.

j (A/cm ²)	ϕ 10 mm					ϕ 15 mm				
	I (mA)	400 Pa	600 Pa	900 Pa	1350 Pa	I (mA)	400 Pa	600 Pa	900 Pa	1350 Pa
3,18	50	✓	✗	✗	✗	75	✓	✓	✗	✗
6,37	100	✓	✓	✓	✗	150	✓	✓	✓	✗
9,55	150	✗	✓	✗	✗	225	✓	✓	✓	✓
12,73	-	-	-	-	-	300	✓	✓	✓	✓
15,92	250	✗	✗	✗	✗	-	-	-	-	-

Tabla 3.2: Tabla de condiciones medidas en los cátodos de acero inoxidable. Los guiones indican condiciones donde no se han intentado llevar a cabo medidas

pueden llevarse a cabo las medidas espectroscópicas sin perder resolución: una energía por pulso de unos $45 \mu\text{J}$, lo cual equivale a una irradiancia de $150 \text{ MW}/\text{cm}^2$ en el volumen de solapamiento.

Capítulo 4

Influencia del diámetro de cátodo en la caída del campo eléctrico

En este capítulo se detallarán las medidas realizadas y los resultados obtenidos del estudio de la influencia del diámetro de cátodo en las características de la descarga. El objetivo del capítulo es determinar las diferencias que presentan las características de la zona de cátodo cuando se realizan medidas en cátodos de diferente diámetro, siempre manteniendo la misma densidad de corriente. Las medidas realizadas se recogen en las tablas 3.1 y 3.2 mostradas en el capítulo 3. Para garantizar la máxima resolución espacial, todas se han realizado con una energía por pulso de $45 \mu\text{J}$ como máximo. Como ya se ha visto en el capítulo anterior, el tungsteno es un material muy resistente y con una tasa de generación de *sputtering* muy pequeña. Se verá en este capítulo que con este material se puede garantizar un plasma de hidrógeno prácticamente puro. Sin embargo, en acero inoxidable se verá que la contaminación de la descarga irá cambiando para cada presión y corriente aplicada.

En este capítulo, se estudian las caídas del campo eléctrico, así como los voltajes empleados en la generación y mantenimiento de la descarga dependiendo de su geometría. Por último, se analizan las medidas particulares obtenidas en este experimento en los marcos de modelización desarrollados por otros autores.

Los resultados de este capítulo pueden consultarse en la siguiente publicación:

- V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, A. Steiger, C. Pérez and M. I. de la Rosa. "Measured cathode fall characteristics depending on the diameter of a hydrogen hollow cathode discharge". *Plasma Sources Science and Technology* **26**(10) (2017)

4.1. Caracterización de la descarga

Como paso previo a las medidas espectroscópicas se procedió a determinar las curvas voltaje-intensidad de corriente (V-I) de los cátodos de tungsteno y acero inoxidable midiendo la caída del voltaje entre el cátodo y uno de los ánodos de la descarga. Como ya se ha explicado en los fundamentos teóricos, la forma de estas curvas determina el régimen de la descarga. Los parámetros medidos pueden consultarse en las tablas 3.1 y 3.2.

En la figura 4.1 y 4.2 se muestran las curvas V-I de los dos cátodos de tungsteno (4.1) y los dos cátodos de acero inoxidable (4.2), confirmando en ambos casos el régimen de *abnormal glow-discharge* por su pendiente positiva. Se recuerda que para los diferentes valores de los diámetros se han elegido diferentes valores de la corriente para lograr mantener la misma densidad de corriente y realizar una comparación efectiva. Como se puede ver claramente en las figuras 4.1 y 4.2, para un mismo valor de densidad de corriente, la caída de voltaje es sistemáticamente mayor en el diámetro de 15 mm. Esto es debido a que mientras la corriente se incrementa en un factor de 1,5; el volumen de la descarga aumenta en un factor de 2,25 al cambiar al cátodo de mayor diámetro. La descarga es altamente reproducible, con una variación máxima en voltaje del $\pm 3\%$ para las corrientes bajas y de un $\pm 6\%$ para las altas. Si se compara el cociente entre la caída de voltajes, V_{d15}/V_{d10} , se aprecia que es prácticamente independiente de la densidad de corriente.

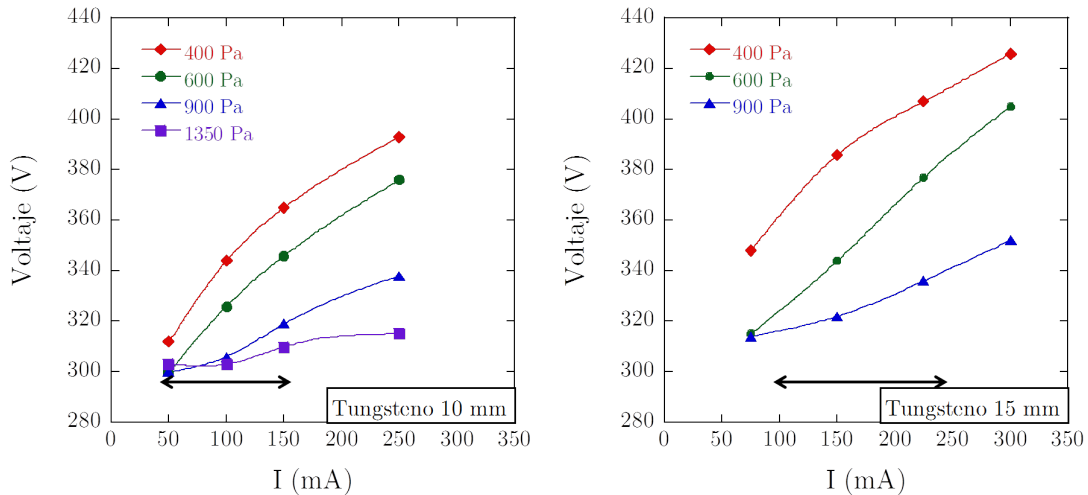


Figura 4.1: Curvas características voltaje-corriente para los dos cátodos de tungsteno (10 y 15 mm de diámetro) para diferentes presiones y corrientes. Las flechas indican el rango donde se mantiene la misma densidad de corriente.

Los voltajes medidos han sido de la misma magnitud en ambos materiales, siendo en general, menores en acero inoxidable. Únicamente han sido ligeramente superiores en acero inoxidable en aquellas condiciones donde se presupone una mayor concentración de *sputtering*. Se ha comprobado que la reproducibilidad de la descarga es incluso mejor en acero inoxidable que en los cátodos de tungsteno, manteniendo valores de voltaje muy similares cuando la descarga se opera a lo largo de varias horas y días.

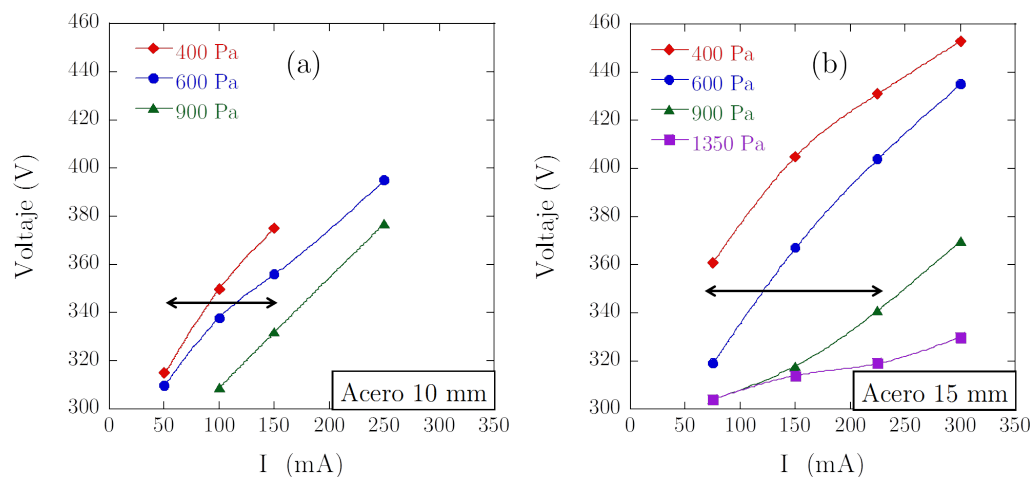


Figura 4.2: Curvas características voltaje-corriente para los dos cátodos de acero inoxidable (10 y 15 mm de diámetro) para diferentes presiones y corrientes. Las flechas indican el rango donde se mantiene la misma densidad de corriente.

4.2. Campo eléctrico para distintas presiones y corrientes

En esta sección se van a mostrar todas las caídas de campo eléctrico frente a la distancia a la superficie del cátodo medidas en los cuatro cátodos disponibles (véanse las tablas 3.1 y 3.2). Las medidas se presentan diferenciadas por diámetro y agrupadas en las diferentes presiones aplicadas a la descarga. Todas las medidas se han realizado con una energía máxima de $45 \mu\text{J}$ por pulso, para evitar la saturación y tener la máxima resolución espacial. Las medidas se han empezado a realizar tan cerca de la superficie del cátodo como ha sido posible, $160 \mu\text{m}$ desde su superficie, como ya se comentó en el capítulo del dispositivo experimental. Sin embargo, para el cátodo de 15 mm de diámetro la distancia de $160 \mu\text{m}$ no proporcionó medidas estables en la mayoría de condiciones del plasma, teniendo que empezar las medidas $100 \mu\text{m}$ más alejadas de las superficie del cátodo, es decir, a $260 \mu\text{m}$. Las caídas del campo eléctrico se han ajustado mediante parábolas y líneas rectas, en los casos en los que procedía, que han resultado ser en su mayoría para corrientes bajas.

4.2.1. Cátodos de tungsteno

Los cátodos de tungsteno han demostrado aportar un amplio rango de condiciones experimentales donde poder llevar a cabo este tipo de medidas, siendo las mismas de una gran calidad (tabla 3.1). En la figura 4.3 están representadas las caídas de campo eléctrico en los dos cátodos de tungsteno de 10 y 15 mm de diámetro interior, dependiendo del diámetro del cátodo empleado en cada caso. En cada una de las series expuestas, se puede ver cómo el número de valores de campo eléctrico para cada una de ellas es elevado, lo cual implica una alta resolución espacial. Asimismo, se han logrado medir campos eléctricos en el límite de resolución del experimento (véase la figura 3.2). En la figura 4.3 no se han representado los errores de las medidas por claridad en las gráficas.

Para ambos diámetros y para todas las presiones el comportamiento es muy similar: según

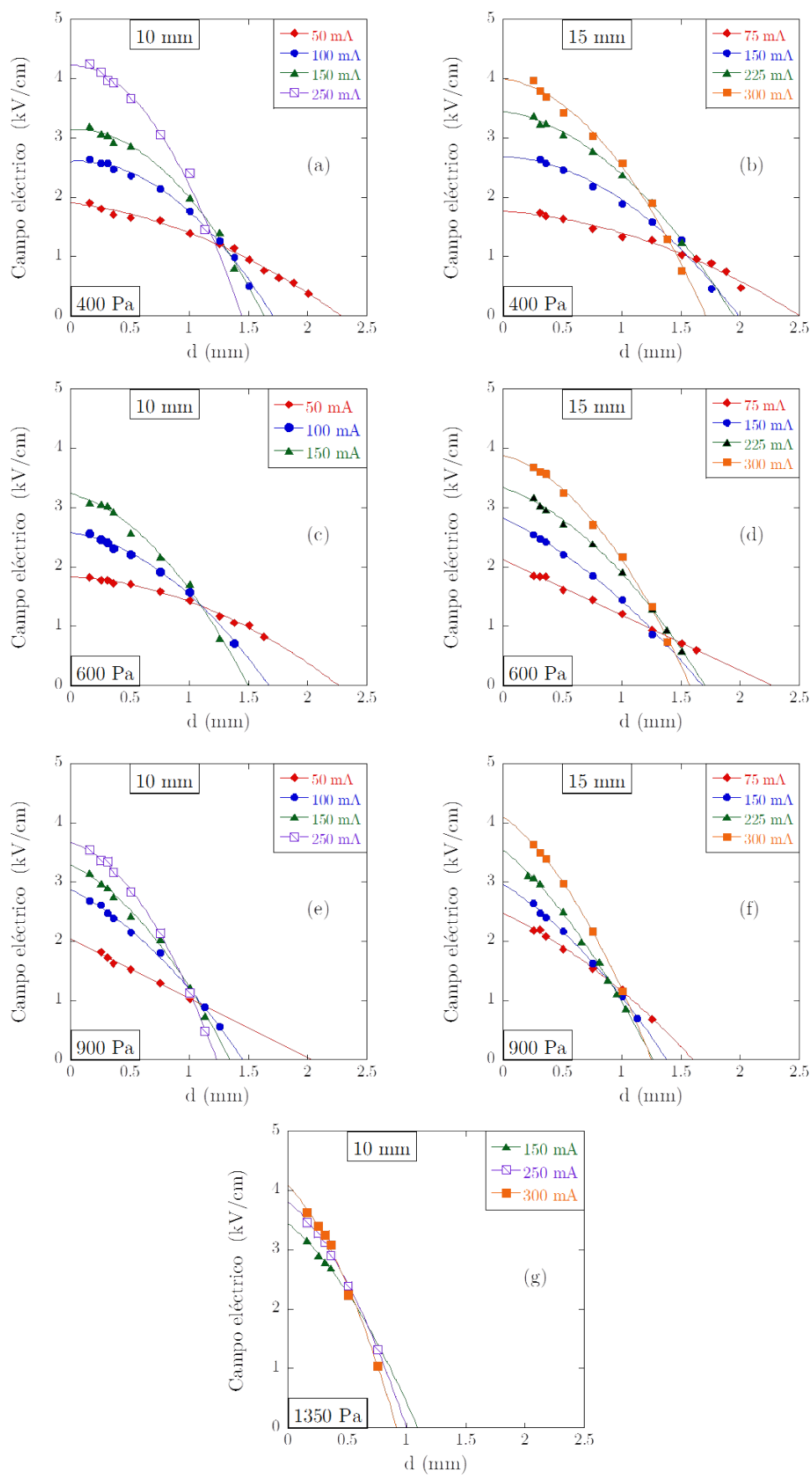


Figura 4.3: Variación del campo eléctrico en la zona de cátodo frente a la distancia respecto a la superficie del cátodo, los dos cátodos de tungsteno y diámetros de cátodo de 10 y 15 mm y diferentes presiones y corrientes.

aumenta la corriente, el valor máximo del campo eléctrico aumenta, mientras que la longitud de la zona de cátodo se reduce. Las caídas tienden a juntarse cuando se aumenta la presión. Este comportamiento se ve claramente para la presión de 1350 Pa en el diámetro de 10 mm. Si analizamos las gráficas en líneas generales, el valor de campo máximo es ligeramente superior para el diámetro de 15 mm, así como la zona de cátodo es igualmente más larga.

4.2.2. Cátodos de acero inoxidable

En la figura 4.4 pueden verse todas las medidas realizadas en los dos cátodos de acero inoxidable. Como ya se ha comentado anteriormente, el cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro permitió un menor rango de medidas experimentales, lo cual puede verse claramente en la figura 4.4. Sin embargo, el cátodo de acero de 15 mm presentó un rango experimental casi tan amplio como su equivalente de tungsteno. Si se comparan las figuras 4.3 y 4.4 puede verse que el número de puntos medidos en cada caída de campo eléctrico es igual que para los cátodos de tungsteno, así como la calidad de las mismas. El tratamiento de los datos ha sido exactamente el mismo que para los cátodos de tungsteno, ajustándose las caídas a rectas y parábolas. Las tendencias generales son también las mismas que las ya vistas en los cátodos de tungsteno: el campo máximo crece con la corriente, mientras que la longitud de la zona de cátodo decrece. Al aumentar la presión todas las caídas tienden a juntarse, lo cual se ve más claramente en las figuras 4.4 (f) y (g).

4.3. Estudio del campo eléctrico con la densidad de corriente

Para estudiar la influencia del diámetro del cátodo en la caída del campo eléctrico en ambos materiales de cátodo, se han comparado las medidas con la misma densidad de corriente (j) para los dos diámetros de cátodo (10 y 15 mm).

4.3.1. Cátodos de tungsteno

La comparación de los cátodos de tungsteno puede verse en la figura 4.5, donde cada gráfica contiene las caídas de campo eléctrico para la misma presión y densidad de corriente. Así, cada fila corresponde a una densidad (3,18, 6,37 ó 9,55 mA/cm²) y cada columna a una presión (400, 600 ó 900 Pa). En estas gráficas se han incluido también los errores particulares para cada serie, que como se puede ver en la figura 4.5 son muy pequeños, indicando que la sintonización del láser ha sido muy estable.

En la mayoría de las gráficas de la figura 4.5 la caída del campo eléctrico es bastante similar para ambos cátodos. Este es un resultado muy importante, puesto que implica que las caídas del campo eléctrico son independientes del diámetro de la descarga. Esto significa que las medidas son extrapolables a otros tamaños y probablemente a otras geometrías, tal y como se demostrará más adelante en este capítulo. Las mayores diferencias se encuentran en las condiciones "extremas" de la descarga: la corriente más baja unida a la presión más alta (figura 4.5 (g)), y la corriente más alta y la presión más baja (figura 4.5 (c)).

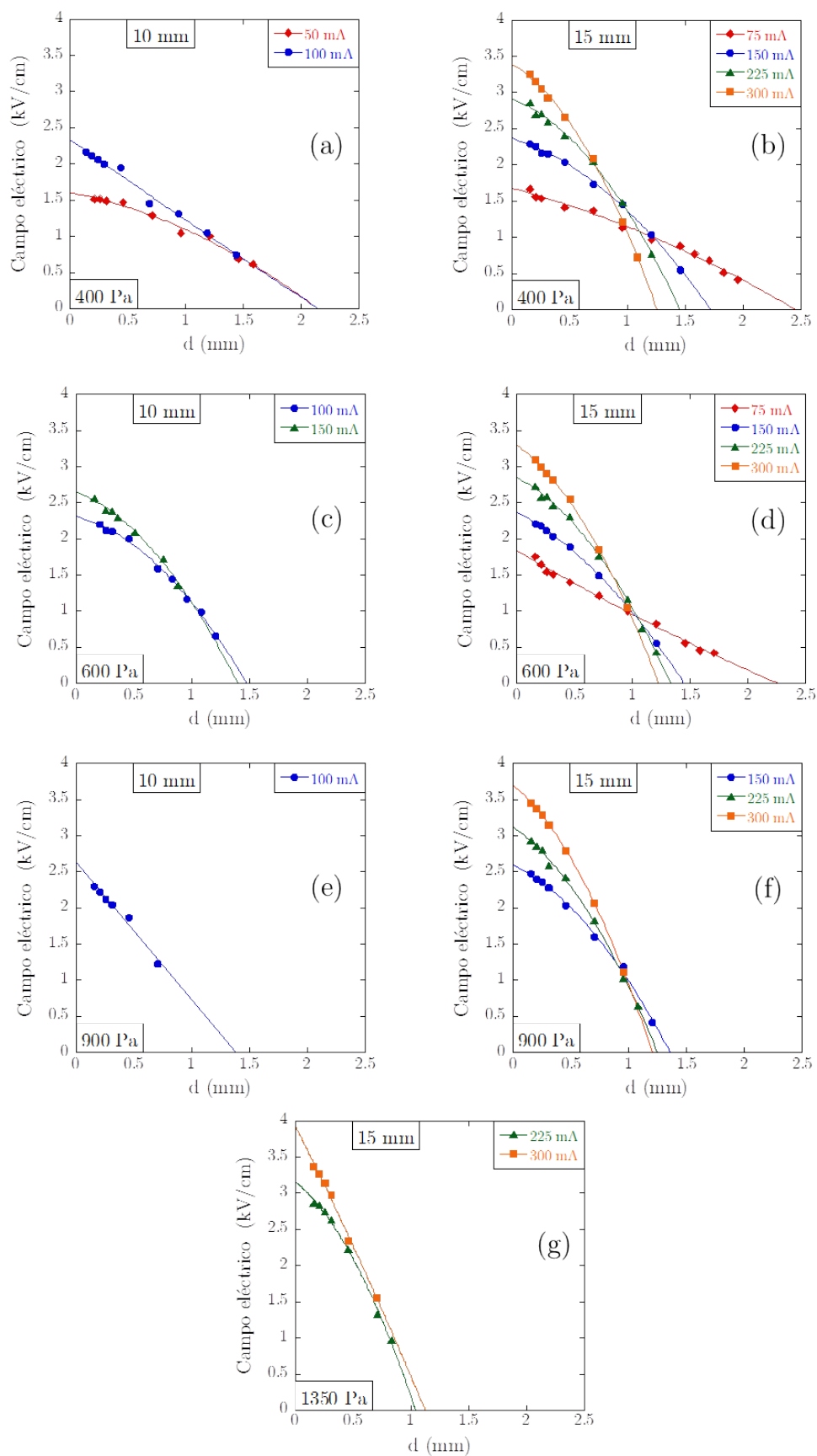


Figura 4.4: Variación del campo eléctrico en la zona de cátodo frente a la distancia respecto a la superficie del cátodo de acero inoxidable, para diámetros de cátodo de 10 y 15 mm y diferentes presiones y corrientes.

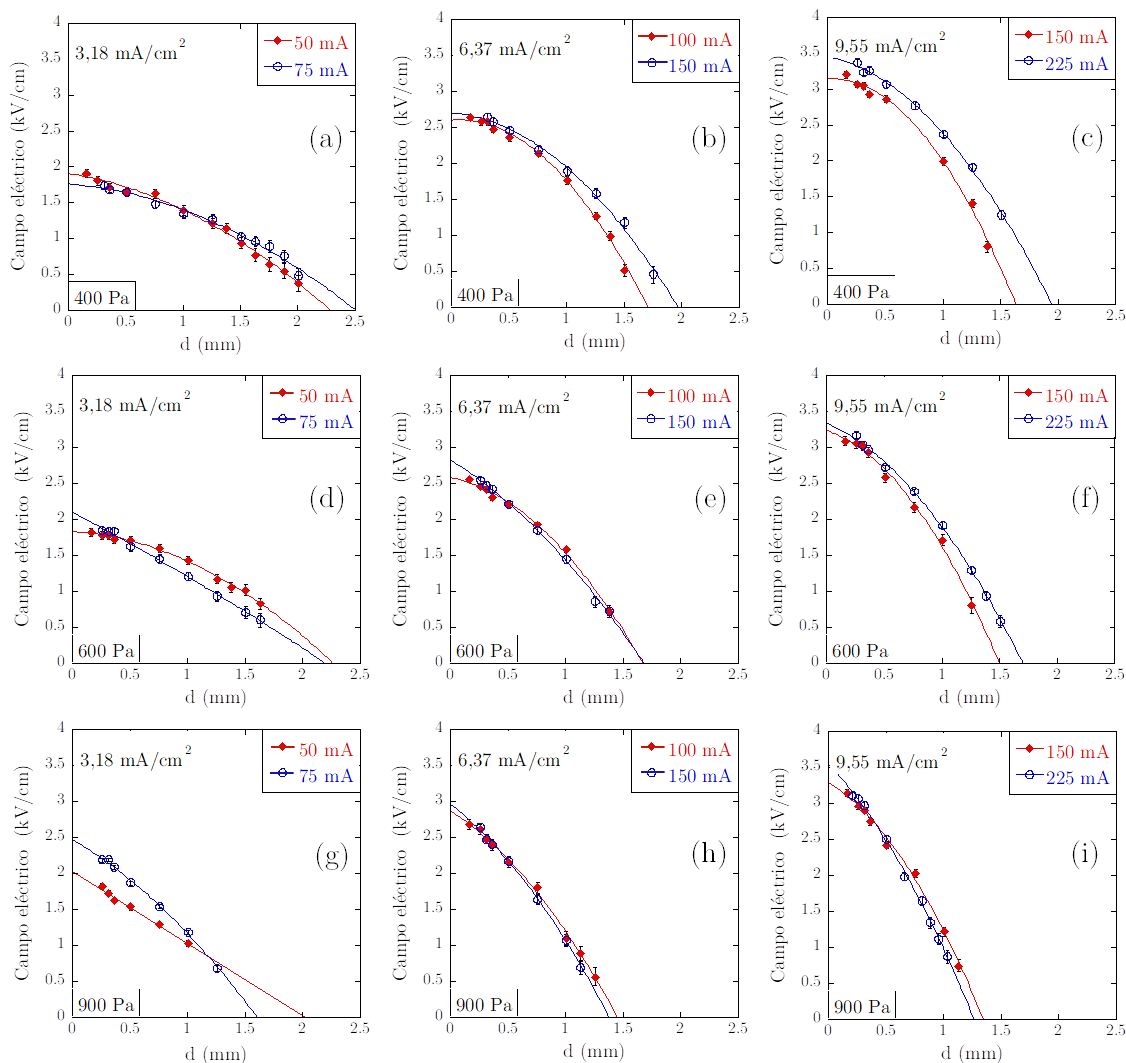


Figura 4.5: Caída del campo eléctrico en la zona de cátodo con respecto a la distancia a la superficie del mismo, para diámetros de cátodo de 10 y 15 mm y presiones de 400, 600 y 900 Pa. Las densidades de corriente mostradas son 3,18, 6,37 and 9,55 mA/cm².

El campo eléctrico máximo aumenta de manera significativa con la densidad de corriente, véase la fila correspondiente a la presión de 400 Pa. Sin embargo, las caídas del campo no varían mucho cuando se incrementa la presión: el valor del campo máximo apenas crece, mientras que la zona de cátodo se comprime ligeramente, como puede verse claramente en la columna de la densidad de corriente de 6,37 mA/cm². Sin embargo, cierta tendencia aparece con el cambio de presión: para 400 Pa y según aumenta la densidad de corriente las caídas se separan (figuras 4.5 (b) y (c)), mientras que en 900 Pa ocurre justo lo contrario, no hay separación en las figuras 4.5 (h) e (i). Como ya se vio en la figura 4.3 el campo eléctrico máximo es ligeramente mayor para el diámetro de 15 mm, excepto para el caso de la figura 4.5 (a), correspondiente a 400 Pa y una densidad de corriente de 3,18 mA/cm².

Para realizar un análisis cuantitativo de la figura 4.5, se ha analizado la integral del área

	400 Pa	600 Pa	900 Pa
j (mA/cm^2)	V_{c10}/V_{c15}	V_{c10}/V_{c15}	V_{c10}/V_{c15}
3,18	0,96	1,12	0,96
6,37	0,87	1,02	0,97
9,55	0,81	0,88	1,05

Tabla 4.1: Ratio del voltaje V_c para los diámetros de cátodo de 10 y 15 mm y todas las condiciones del plasma.

encerrada bajo la curva de la caída del campo, puesto que se corresponde con la caída total del voltaje en la descarga, magnitud a la que se ha denominado V_c . La comparación del cociente de estos voltajes para los dos diámetros de cátodo, y las diferentes presiones y corrientes se muestra en la tabla 4.1. Estos cocientes varían ligeramente con la densidad de corriente, excepto salvo en el valor extremo.

Resulta interesante estudiar qué parte del voltaje existente entre cátodo y ánodo (V_d) se emplea en el mantenimiento de la descarga. Los resultados de esta comparación se muestran en la tabla 4.2. Asumiendo las incertidumbres asociadas a las medidas (no más de un 4%), el cociente V_c/V_d no varía a lo largo de una presión fija. Además, la relación desciende al aumentar la presión y aumenta con la densidad de corriente. Los valores más bajos para esta proporción aparecen a 3,18 mA/cm² y 900 Pa, donde el voltaje para mantener la descarga representa sólo el 70% del voltaje aplicado. Sin embargo, con el cátodo de 15 mm de diámetro, una presión de 400 Pa y la densidad de corriente de 9,55 mA/cm² este cociente llega hasta el 97%.

	400 Pa		600 Pa		900 Pa	
j (mA/cm^2)	V_{c10}/V_{d10}	V_{c15}/V_{d15}	V_{c10}/V_{d10}	V_{c15}/V_{d15}	V_{c10}/V_{d10}	V_{c15}/V_{d15}
3,18	0,85	0,86	0,86	0,8	0,71	0,72
6,37	0,88	0,94	0,81	0,79	0,79	0,77
9,55	0,86	0,97	0,84	0,87	0,82	0,78

Tabla 4.2: Ratio del voltaje que cae en la descarga V_c y el voltaje aplicado a la misma V_d , para los dos diámetros de cátodo, y todas las condiciones del plasma.

Comparando ambas tablas, se llega a la conclusión de que la integral representada por V_c es prácticamente independiente del diámetro de la descarga, mientras que el voltaje V_d depende directamente de todos los parámetros involucrados en la misma. Esto implica que el voltaje requerido para el mantenimiento de la descarga sí depende de la geometría de la misma.

4.3.2. Cátodos de acero inoxidable

Una vez comprobado que el tamaño del cátodo no tiene una gran influencia en las características de la caída del campo eléctrico en los cátodos de tungsteno, se ha realizado el mismo estudio en

los dos cátodos de acero inoxidable de 10 y 15 mm de diámetro. Como en el caso del tungsteno las comparaciones se han llevado a cabo manteniendo la misma densidad de corriente. En la figura 4.6 se muestran todas las comparaciones posibles para los dos cátodos de acero inoxidable.

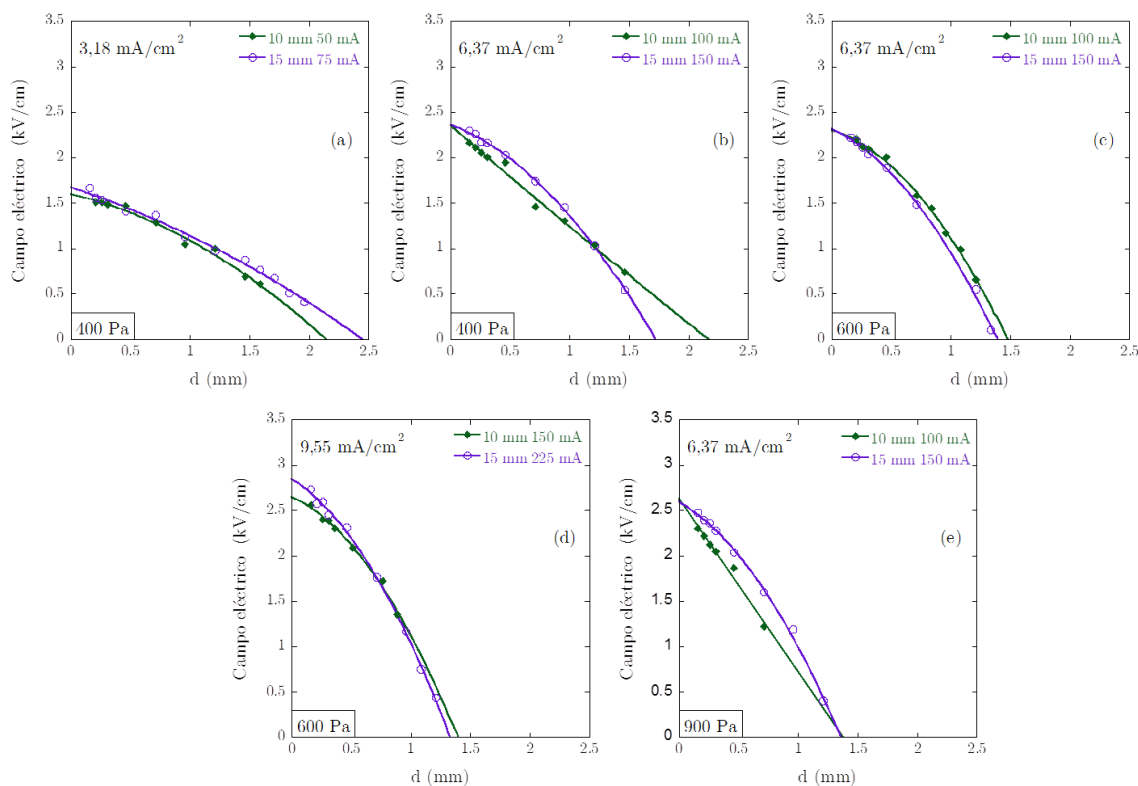


Figura 4.6: Campo eléctrico respecto a la distancia a la superficie del cátodo, para cátodos de acero inoxidable de 10 y 15 mm de diámetro interior. Las gráficas muestran diferentes densidades de corriente ($3,18$, $6,36$ and $9,55$ mA/cm^2).

La figura muestra caídas de campo eléctrico muy similares para ambos diámetros, con valores máximos del campo prácticamente iguales y longitudes de la zona de cátodo que no varían mucho. La mayor diferencia se encuentra en la figura 4.6 (b), donde la caída del diámetro de 10 mm corta claramente a la de 15 mm. A la vista de estas gráficas, se concluye que el comportamiento es muy similar al que ya se observó en la figura 4.5: el diámetro de cátodo no tiene una gran influencia sobre la caída del campo eléctrico. Sin embargo, y como se verá en el capítulo 5, debido al *sputtering* no se puede garantizar un plasma puro de hidrógeno como en el caso de los cátodos de tungsteno.

Se omiten aquí los estudios de los diferentes voltajes implicados en la operación y mantenimiento de la descarga, dado el menor rango experimental que ha presentado el cátodo de 10 mm, y que por tanto, limita la comparación con sus equivalentes de 15 mm. Sin embargo, los resultados y conclusiones extraídas de ellos son similares a los obtenidos para los cátodos de tungsteno.

4.4. Comparación con otros autores

Las secciones anteriores demuestran que tanto el dispositivo experimental como el método de detección que se ha empleado proporcionan medidas de alta resolución espacial y temporal. El diseño de la lámpara de descarga es muy particular y, en principio, no se puede garantizar que las medidas obtenidas en ella sean comparables con resultados obtenidos en otros dispositivos experimentales, lo cual sería deseable para realizar estudios comparativos. Para poder comparar los resultados obtenidos en esta tesis con resultados de otros autores, lo primero es situar estas medidas, para ver en qué rango de descargas y campos eléctricos nos movemos.

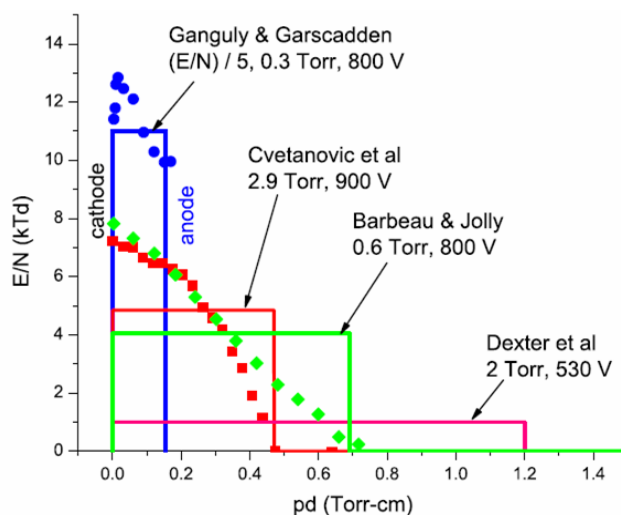


Figura 4.7: Medidas experimentales (puntos) y distribuciones espaciales aproximadas del campo eléctrico (líneas) de diferentes autores. Figura 2 de [117].

Por ello, este estudio comienza con la comparación de las medidas realizadas con el modelo teórico de la publicación de A. V. Phelps de 2011 [117], que presenta un marco bastante general donde se estudian descargas plano paralelas, así como cátodos huecos. De todo el estudio realizado por el autor, nuestro interés se centra ahora en la figura 2 de dicho artículo (reproducida aquí en la figura 4.7), donde se normaliza el campo eléctrico en función de la densidad de partículas N . Esta normalización, cuya unidad es el Townsend ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V/m}^2$), se representa frente a la longitud de la descarga normalizada, esto es la presión en Torr multiplicada por la longitud de la zona en cm, pd_{cf} . Se va a limitar la comparación a las medidas de campo eléctrico hechas en cátodos de tungsteno, puesto que al presentar un mayor rango experimental donde realizar medidas es quien acota los valores de campo que se han determinado en esta tesis.

En la figura 4.8 se presentan algunas de las caídas de campo eléctrico medidas en las mismas unidades que las de la figura 4.7. Sólo se han representado condiciones del plasma correspondientes al cátodo de 15 mm de diámetro, puesto que con esta normalización, son prácticamente las mismas que las del cátodo de 10 mm. En la figura 4.8 (a) se representan condiciones donde la presión y la corriente están equiparadas, es decir, la corriente crece junto con la presión.

Como se ve, las pendientes de estas caídas son prácticamente iguales debido a la normalización

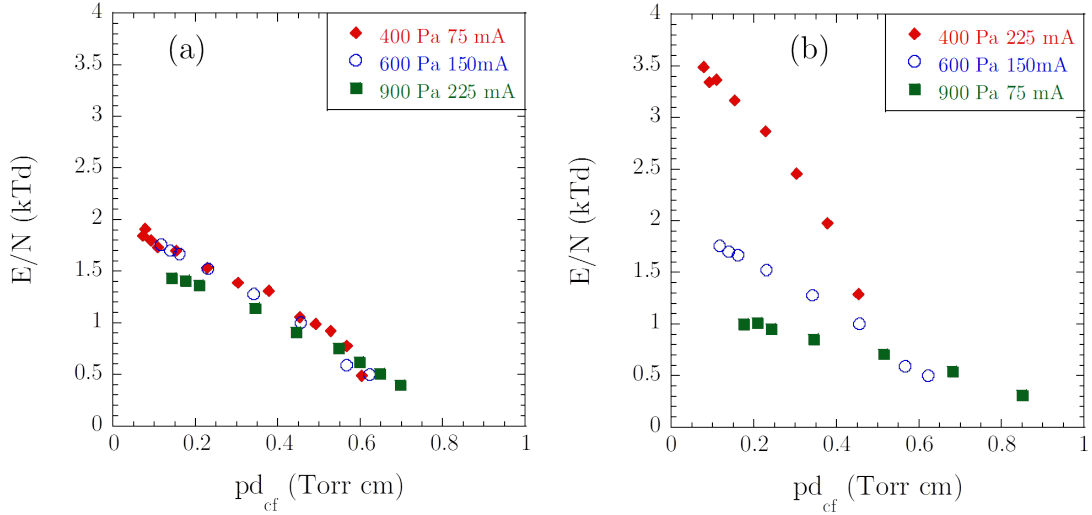


Figura 4.8: Campo eléctrico medido referido a la densidad del gas en kTd (10^3 Td), frente a longitud de la zona de cátodo normalizada pd_{cf} , para el cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro. En las figuras (a) y (b) se representan diferentes condiciones del plasma.

con la densidad del gas N , aun cuando el campo eléctrico en 900 Pa-225 mA es bastante mayor que en 400 Pa-75 mA (véase la figura 4.3). Este comportamiento se invierte cuando se representan las condiciones contrarias, baja presión y alta corriente, y viceversa. Con la normalización, 400 Pa-225 mA alcanza valores más altos que 900 Pa-75 mA. Esta representación demuestra que las medidas de campo eléctrico presentadas en este estudio cubren un amplio rango de los estudios teóricos, y por tanto, pueden ser comparadas directamente con descargas de geometrías muy diferentes como por ejemplo [67, 103, 159, 160] presentadas en [117].

Dentro de este mismo trabajo [117] la figura 3 (reproducida en 4.9) resulta de interés a la hora de clasificar las medidas de campo eléctrico obtenidas en esta tesis. En esta comparación se ha representado el campo eléctrico normalizado, E/N , frente a la densidad de corriente, en unidades de A/m^2 . El área de la gráfica a la derecha de la línea sólida corresponde a configuraciones experimentales donde los electrodos se encuentran lo suficientemente separados y cuentan con las corrientes necesarias para desarrollar una zona de cátodo perfectamente separada de las otras zonas de la descarga.

En la figura 4.10 se puede ver el resultado de situar nuestras medidas en este marco de estudio. Se han incluido sólo las medidas correspondientes al cátodo de 15 mm por la misma razón que en el caso anterior. Comparando la figura 4.10 y la figura 3 de [117] (figura 4.9), se ve claramente que las medidas aquí presentadas cubren un rango muy amplio de esa zona, siendo además las únicas que presentan valores locales del campo eléctrico de tan alta calidad si las comparamos con las que aparecen en la figura 4.9, que en algunos casos son valores medios [67, 103, 115, 116, 159–164].

El análisis presentado en la sección anterior muestra que las características de la zona de cátodo no dependen del diámetro del cátodo empleado. Por ello, pueden ser adecuadas para ser comparadas con otras geometrías de descarga, y en particular con datos obtenidos de descargas

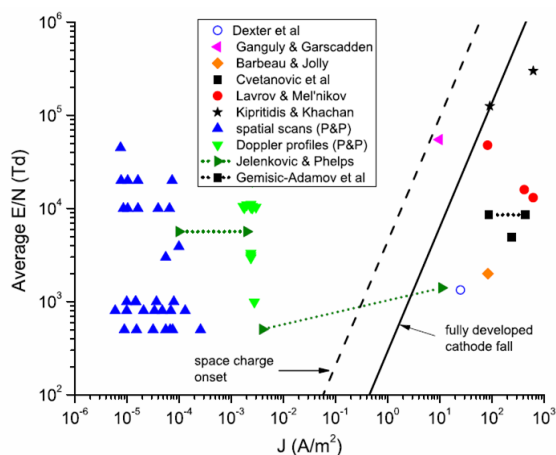


Figura 4.9: Campo eléctrico normalizado (E/N) frente a la densidad de corriente normalizada para diferentes medidas de campo eléctrico en descargas de hidrógeno de baja presión. La línea sólida marca aquellas condiciones del plasma donde se tiene una zona de cátodo perfectamente diferenciada de las otras zonas de la descarga. Figura 3 de [117].

plano-paralelas [64, 67, 159, 165, 166].

A partir de este punto, se van a comparar también los datos correspondientes a los cátodos de acero inoxidable para ver las diferencias que presentan los dos materiales. El *sputtering* presente en las descargas generadas en cátodos de acero inoxidable, que se expande hacia el centro de la lámpara (debido al flujo laminar de gas que se establece en el interior) hace que la comparación con medidas de otros autores y geometrías sea más compleja, pero también muy interesante.

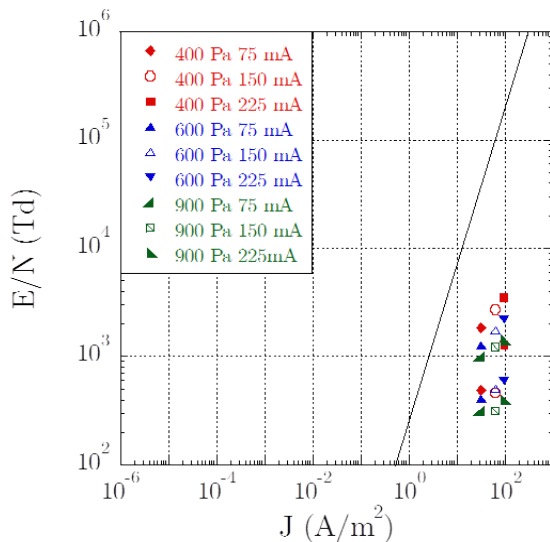


Figura 4.10: Campo eléctrico normalizado frente a la densidad de corriente, para el cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro.

Se toma como objeto de estudio la publicación de los autores B. M. Jelenković y A. V. Phelps [118], donde presentan un amplio estudio acerca de la dinámica de iones, modelizando descargas

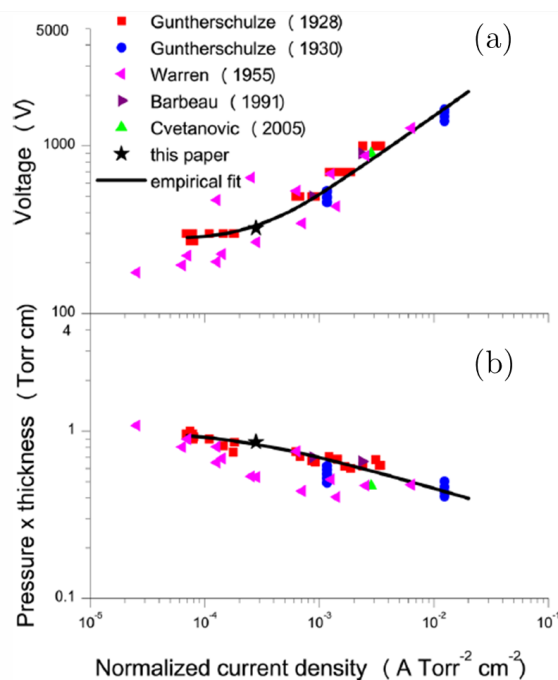


Figura 4.11: (a) Voltaje V_c frente a la densidad de corriente normalizada j/p^2 . (b) Presión multiplicada por la d_{cf} frente a la densidad de corriente normalizada. La estrella representa los valores de 2 Torr, 327 V y 55 mA. Figura 2 de [118].

de baja presión operadas en hidrógeno. Para nuestro análisis, nos vamos a centrar en la figura 2 de ese trabajo, reproducida aquí en la figura 4.11. En este estudio los autores comparan medidas experimentales obtenidas en descargas de diferentes geometrías basándose en dos parámetros fundamentales de la descarga. En la figura 4.11 (a), se utiliza el voltaje que cae en la zona de cátodo, lo que en nuestros análisis se ha denominado V_c , frente a la densidad de corriente normalizada, en unidades de $A/Torr^2cm^2$. En este marco de referencia sitúan los voltajes de diferentes descargas y con el modelo desarrollado por los autores, se representa un valor medio mediante una estrella negra en la figura 4.11, para las condiciones de 2 Torr, 327 V y 55 mA.

En la parte inferior (b) de la figura 4.11, se presenta un nuevo marco de comparación: la longitud de la zona de cátodo normalizada pd_{cf} frente a la densidad de corriente normalizada en $A/Torr^2cm^2$. Al igual que en el caso anterior, los autores recopilan medidas experimentales de diferentes trabajos, y se desarrolla un modelo que ajuste a la tendencia general. La estrella vuelve a corresponderse con los mismos parámetros de descarga. El resultado de situar nuestros datos en este marco de comparación se puede ver en la figura 4.12, que sigue el formato de la figura 2 en [118] (figura 4.11). Una vez más, la cruz representa el resultado dado en [118], que se ajusta perfectamente a las medidas realizadas. El buen acuerdo entre estas medidas y los resultados de [118] confirman que las medidas obtenidas en esta tesis son buenas candidatas para testar modelos unidimensionales de descargas a baja presión operadas en hidrógeno.

Volviendo a la figura 4.11, la parte superior ofrece una comparación de los voltajes involucrados en esas descargas, como ya se ha comentado. En la figura 4.13 se presentan los voltajes estudiados en

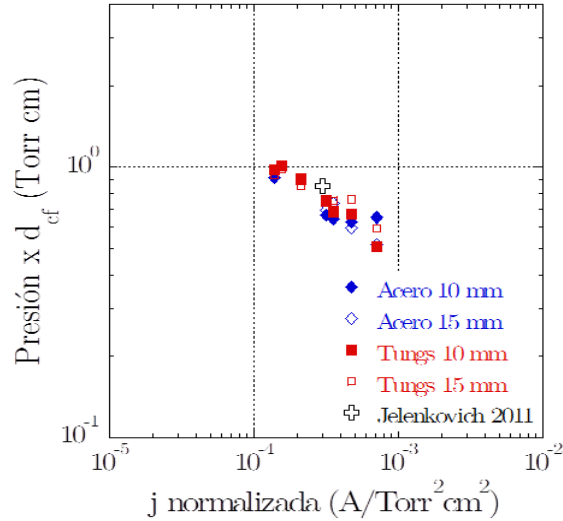


Figura 4.12: Longitud de la zona de cátodo normalizada pd_{cf} (presión por longitud de cátodo d_{cf} frente a la densidad de corriente normalizada). La cruz se corresponde con el resultado (2 Torr, 327 V y 55 mA) que aparece en [118]

este trabajo, V_c y V_d , en el marco de estudio de la figura 2 de [118]: voltajes frente a la densidad de corriente normalizada definida como j/p^2 , siendo p la presión de la descarga en las mismas unidades que [118] para facilitar la comparación. La figura 4.13 presenta los voltajes V_c distinguiendo los diámetros y los materiales de los dos cátodos empleados, únicamente para aquellas medidas en las cuales las características de la zona de cátodo son independientes de la densidad de corriente. Por contra, los voltajes V_d se presentan sin distinción ninguna, y aplicando un ajuste lineal.

Lo primero que se observa en la figura 4.13 es que no hay apenas diferencia en los voltajes V_d cuando se comparan los dos materiales de cátodo. Esto ya se comentó en la sección 4.1, donde se explicó que los voltajes V_d eran muy similares para ambos materiales de cátodo. Sin embargo, es notoria la diferencia entre los voltajes V_c . Claramente los correspondientes a los cátodos de tungsteno son más altos que los de acero inoxidable, sin importar el diámetro de los mismos. Esto se puede deducir de las figuras 4.3 y 4.4, puesto que tanto los campos eléctricos máximos como las longitudes de la zona de cátodo d_{cf} eran menores en acero que en sus equivalentes de tungsteno, por lo que la integral bajo la curva ha de ser menor obligatoriamente. Este comportamiento se explicará en profundidad en el capítulo 5, donde al comparar los materiales de cátodo se hará evidente la presencia del *sputtering* en descargas de acero inoxidable.

Si nos fijamos en el caso del tungsteno, donde se puede considerar un plasma puro de hidrógeno, se puede obtener más información si se compararan las pendientes de V_c y V_d : para altas densidades de corriente, el voltaje caído en la descarga representa casi el total del voltaje aplicado, como suele ser habitual en las descargas a baja presión. Sin embargo, esto no ocurre para las densidades de corriente más bajas, puesto que mantener la descarga en esas condiciones requiere energía adicional.

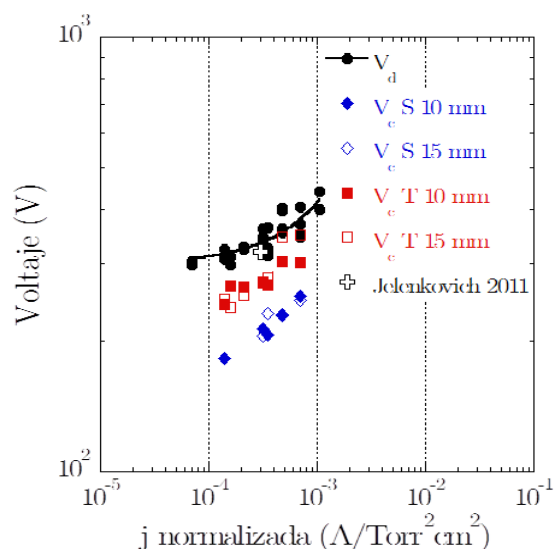


Figura 4.13: Voltaje caído en la descarga V_c (puntos abiertos) y voltaje aplicado a la descarga V_d (puntos cerrados) representados en función de la densidad de corriente normalizada. La cruz se corresponde con el resultado (2 Torr, 327 V y 55 mA) que aparece en [118].

4.5. Conclusiones

En este capítulo se ha realizado un estudio completo de la influencia del diámetro del cátodo en la caída del campo eléctrico. Este estudio se ha llevado a cabo en cuatro cátodos, dos de tungsteno de 10 y 15 mm de diámetro interior; y dos de acero inoxidable con los mismos diámetros. Se han caracterizado las descargas a través de sus curvas V-I, confirmando un régimen de funcionamiento de *abnormal glow-discharge*, por su pendiente positiva. Se han realizado medidas de determinación del campo eléctrico en presiones desde los 400 hasta los 1350 Pa y corrientes desde los 50 a los 300 mA, correspondientes a densidades de corriente de 3,18, 6,67 y 9,55 mA/cm².

El rango experimental accesible para los cátodos de acero inoxidable fue mucho menor que para los de tungsteno, por lo que en acero sólo se pudieron llevar a cabo cinco comparaciones. Para la mayoría de los casos se ha demostrado que las caídas no cambian significativamente con el diámetro del cátodo, aunque sí podían aventurarse algunas tendencias para las condiciones más extremas de la descarga: bajas presión y alta corriente, y alta presión y baja corriente. El hecho de que las características de la zona de cátodo no dependan del diámetro del mismo, convierten a estos resultados en excelentes candidatos para ser comparados con descargas de diferentes geometrías, y ser empleadas para testar diferentes modelos teóricos unidimensionales, puesto que cubren un rango muy amplio de las condiciones experimentales normalmente estudiadas por estos modelos. Para ello, se han enmarcado las medidas realizadas en dos estudios diferentes, cuyo objetivo era clasificar y modelizar medidas de campo eléctrico de diferentes autores y geometrías de descarga. Esta comparación corroboró la hipótesis de que las medidas realizadas en el diseño particular de la lámpara de descarga de este trabajo, pueden ser comparadas con distintas geometrías en especial con aquellas que correspondan a electrodos planos enfrentados. Se ha comprobado además que en

acero inoxidable, la presencia de *sputtering* en el plasma hace más complicada la extrapolación a otras geometrías de descarga. Sin embargo, en descargas generadas con cátodos de tungsteno, todo hace indicar que se puede considerar un plasma puro de hidrógeno.

Capítulo 5

Influencia del material del cátodo:

sputtering

Este capítulo se centrará en la comparación de las medidas de la caída de campo eléctrico realizadas en los dos materiales de cátodo empleados, acero inoxidable y tungsteno. Se comienza comparando directamente las caídas del campo eléctrico medidas en los cuatro cátodos. De estas caídas se extraerán otros parámetros característicos de la descarga, como es el campo eléctrico máximo y la longitud de la zona de cátodo, de cuyos comportamientos pueden extraerse ciertas tendencias. La comparación de los dos materiales se enmarca en el estudio del *sputtering* generado, que ya se comenzó en los capítulos 3 y 4, y en el cual se profundizará más.

Además, un estudio visual de la descarga, mediante fotografías de la misma, permitirá comparar las luminosidades de las descargas generadas en diferentes materiales de cátodo, además de poder determinar visualmente la longitud de la zona de cátodo, siempre y cuando se pueda garantizar un plasma puro de hidrógeno. Los resultados de este capítulo pueden consultarse en la siguiente

publicación:

- V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, C. Pérez and M. I. de la Rosa. "Influence of the cathode material in the cathode fall characteristics of a hydrogen hollow cathode glow-discharge". *Journal of Applied Physics* **26**(10) (2018) **ACEPTADO**

5.1. Comparación del material del cátodo

En esta sección se comparan las caídas del campo eléctrico en función del material, y diferenciando los diámetros.

5.1.1. Diámetro de 15 mm

El amplio rango experimental que han presentado los dos cátodos de 15 mm de diámetro, hace posible una comparación muy extensa de las características de la zona de cátodo. En la figura 5.1 se puede ver la comparación entre los dos materiales, donde cada fila corresponde a una presión y cada columna a una corriente aplicada a la descarga. La descarga en acero inoxidable, con una presión de 900 Pa y 75 mA no permitió la realización de medidas. En esta ocasión no se ha tenido en cuenta la densidad de corriente en la descarga, puesto que al ser cátodos de igual diámetro se comparan valores de corriente iguales. A todas las medidas se les ha aplicado un ajuste parabólico o lineal, según el caso. Cada punto medido va acompañado de su respectivo error.

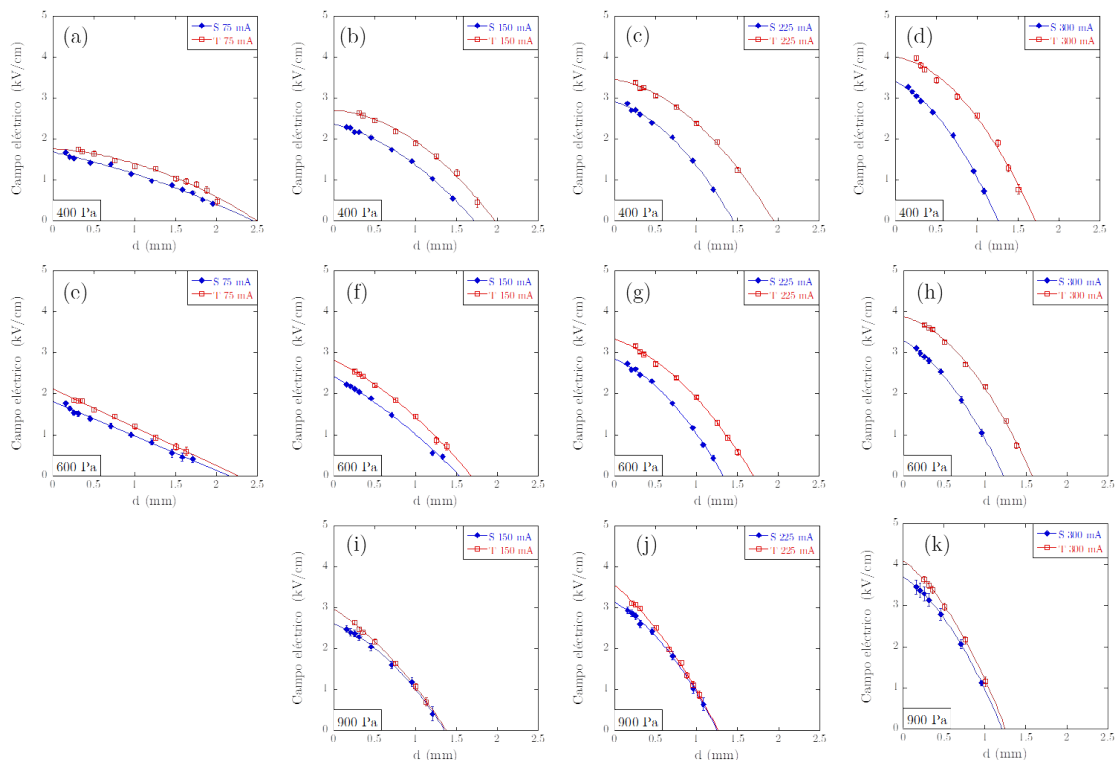


Figura 5.1: Variación del campo eléctrico respecto a la distancia a la superficie del cátodo, para dos cátodos de 15 mm de diámetro interior con dos materiales de cátodo diferentes: acero inoxidable y tungsteno.

Esta comparación muestra claramente varias tendencias. El campo eléctrico incrementa su valor máximo cuando aumenta la corriente aplicada y con la presión de la descarga, siendo siempre mayor en el cátodo de tungsteno que en el de acero inoxidable. La longitud de la zona de cátodo (d_{cf}) disminuye cuando se aumenta la presión y la corriente, como ya se vio en el capítulo 4. Sin embargo,

se producen dos cambios importantes con la presión: para las presiones de 400 y 600 Pa las caídas de campo eléctrico se separan claramente cuando se aumenta la corriente aplicada. Sin embargo, para el presión de 900 Pa ambas caídas son muy similares para todos los valores de corriente, aumentando mínimamente su separación cuando se incrementa la corriente.

5.1.2. Diámetro de 10 mm

Aunque el cátodo de acero inoxidable de 10 mm de diámetro ha permitido muchas menos medidas que su equivalente de tungsteno, sigue siendo posible realizar la comparación. En la figura 5.2 se muestran todas las comparaciones posibles. Las tendencias generales son las mismas que las observadas en la figura 5.1: campos eléctricos máximos mayores para el cátodo de tungsteno, y también una mayor longitud de la zona de cátodo. Únicamente en la figura 5.2 (b) la d_{cf} es mayor para acero que para tungsteno.

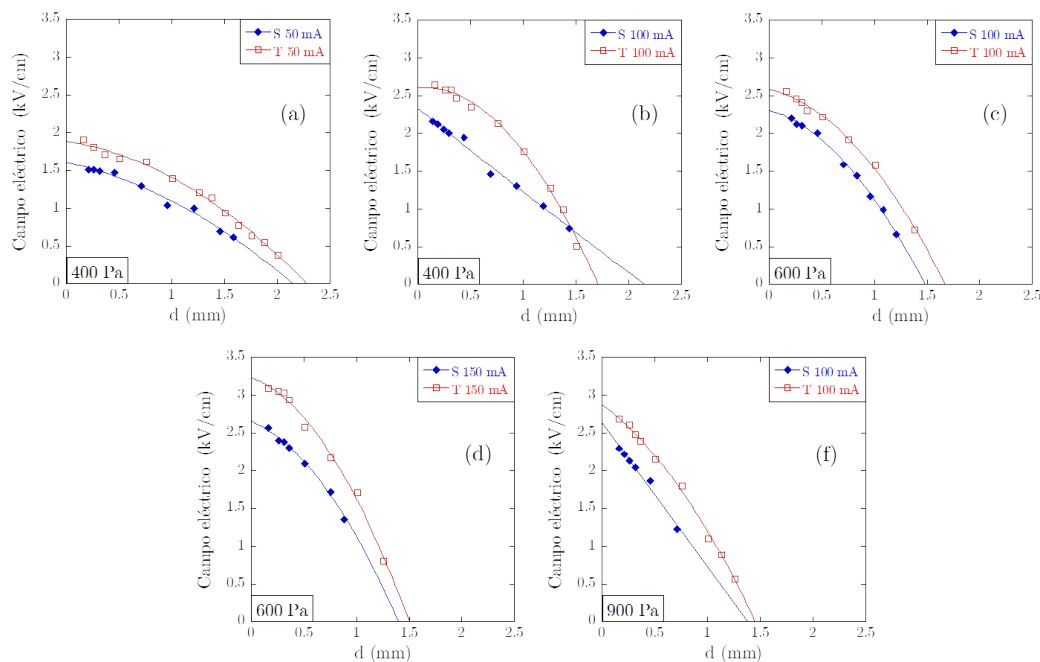


Figura 5.2: Variación del campo eléctrico respecto a la distancia a la superficie del cátodo, para dos cátodos de 10 mm de diámetro interior con dos materiales de cátodo diferentes: acero inoxidable y tungsteno.

En las siguientes secciones, se va a realizar un estudio exhaustivo de las características de la zona de cátodo.

5.1.3. Análisis del campo máximo y de la longitud de la zona de cátodo

Con el objetivo de comprender mejor la dinámica de la descarga, se han extraído otros parámetros más allá de la caída del campo, tales como el campo eléctrico máximo (E_{max}) y la longitud de zona oscura de cátodo (d_{cf}). A partir de aquí el estudio se realizará únicamente con las medidas

de los dos cátodos de 15 mm, por el hecho de que en ese diámetro existen más medidas que con los cátodos de 10 mm.

El campo eléctrico máximo es, en otras palabras, el campo en la superficie del cátodo, obtenido extrapolando el ajuste parabólico o lineal aplicado a los datos de la figura 5.1. Los resultados se muestran en la figura 5.3, dependiendo de la corriente para todas las presiones (figura 5.3 (a)) y dependiendo de la presión para todas las corrientes aplicadas (figura 5.3 (b)). En (a), para los dos materiales de cátodo y para todas las presiones E_{max} crece linealmente con la corriente, y los ajustes para las presiones de 400 y 600 Pa se llegan a cruzar, mientras que el ajuste de 900 Pa siempre se mantiene por encima. En la figura 5.3 (b), en el caso del acero inoxidable (líneas sólidas), la variación con la presión presenta curvas cóncavas para las corrientes de 150, 225 y 300 mA, con un pequeño mínimo en la presión de 600 Pa. Esta tendencia aparece también para el cátodo de tungsteno (líneas punteadas), pero sólo en las corrientes de 225 y 300 mA, mientras que para 75 y 150 mA la tendencia es casi lineal. Una coincidencia remarcable es cómo la curva descrita por el cátodo de acero inoxidable a 300 mA es prácticamente reproducida por la de tungsteno a 225 mA.

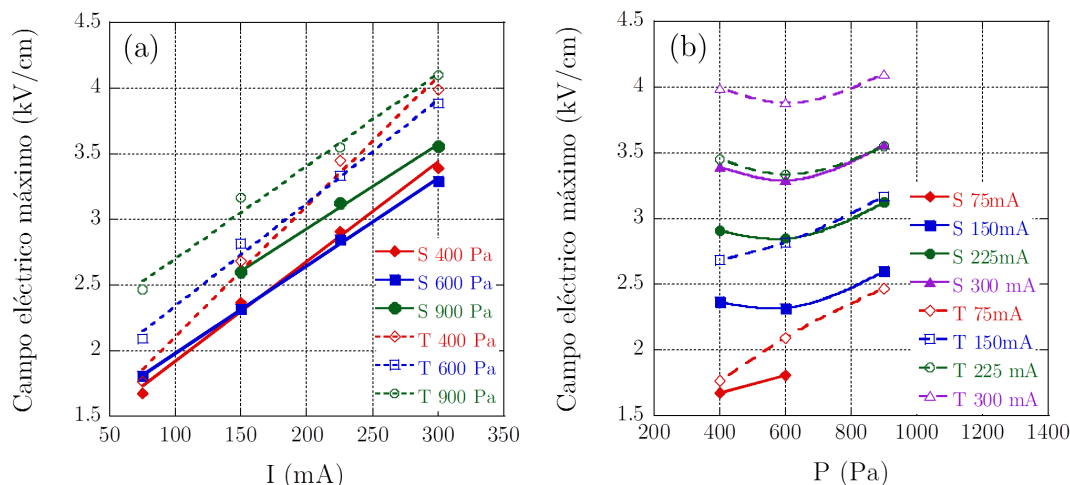


Figura 5.3: Campo eléctrico máximo para cátodos de 15 mm de diámetro de acero inoxidable (S) y tungsteno (T). (a) Dependencia con la corriente. (b) Dependencia con la presión.

La longitud de la zona de cátodo (d_{cf}) aporta información valiosa para el estudio de la descarga. Este parámetro se ha extraído del corte del ajuste parabólico con el eje de abscisas de las medidas en la figura 5.1. Como ya se puede ver en esa figura, la d_{cf} decrece al aumentar la presión y la corriente, siendo siempre mayor en el cátodo de tungsteno. En la figura 5.4 se ha realizado un estudio detallado de esta característica. La figura 5.4 (a) muestra la d_{cf} frente a la corriente para todas las presiones, mientras que la gráfica (b) representa la dependencia de la d_{cf} con la presión para todas las corrientes. En la figura 5.4 (a) la d_{cf} decrece abruptamente para ambos materiales de cátodo entre las corrientes de 75 y 150 mA en las presiones de 400 y 600 Pa. En el caso del acero inoxidable, la intensidad de la caída se frena cuando aumenta la presión y la corriente. Para el tungsteno, en el rango entre 150 y 225 mA el valor de d_{cf} se estabiliza, siendo prácticamente el mismo. Cuando se alcanza la presión más alta, 900 Pa, la tendencia presenta prácticamente la

misma pendiente para los dos materiales. En la figura 5.4 (b), la d_{cf} decrece linealmente en todos los casos. En general, cuando se incrementa la corriente la pendiente de los ajustes disminuye, hasta el límite de 300 mA, donde la d_{cf} es casi constante con la presión. Para la corriente de 75 mA la diferencia entre los dos materiales es poco pronunciada, aumentando la separación cuando crece la corriente.

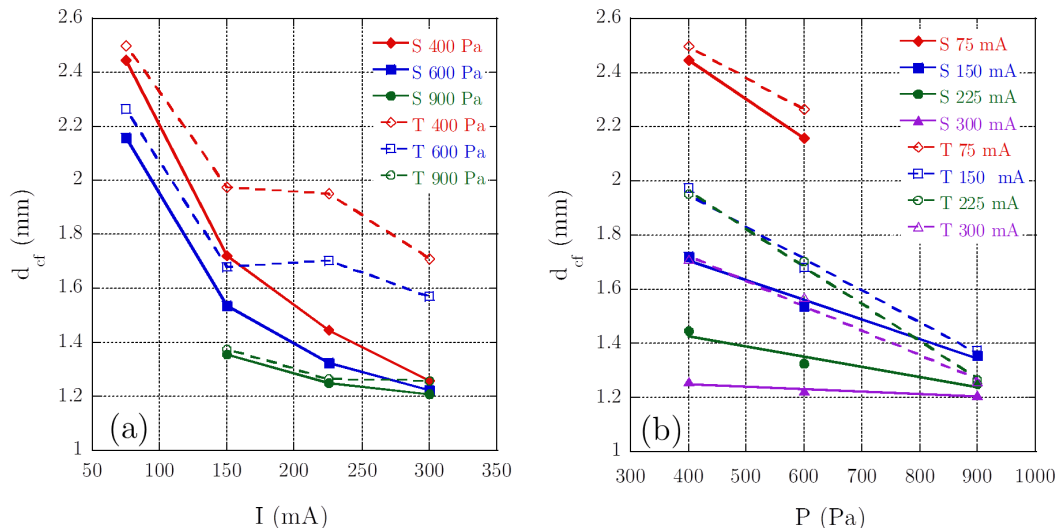


Figura 5.4: Longitud de la zona de cátodo (d_{cf}) obtenida mediante un ajuste parabólico en medidas realizadas en cátodos de 15 mm de diámetro de acero inoxidable (S) y tungsteno (T). (a) Dependencia con la corriente. (b) Dependencia con la presión.

5.2. Evidencia del *sputtering*

En esta sección se va a realizar un análisis más profundo de los resultados presentados hasta ahora, en el marco de estudio del material de *sputtering*. Antes de entrar en más detalles, es importante recordar que en el interior de la descarga se establece un flujo constante de gas, que desaloja la contaminación y mantiene unas condiciones de descarga estables. La lámpara de descarga empleada en este trabajo proporciona un flujo laminar de hidrógeno, lo que implica que la velocidad del gas en la superficie del cátodo es prácticamente cero, y se incrementa de forma parabólica según se adentra hacia el centro de la descarga. Por tanto, la mayor de concentración de contaminación se encuentra en las proximidades de la superficie del cátodo, y disminuye hacia el centro de la lámpara.

En general, obtener un conocimiento global de la dinámica de la descarga es muy difícil, y el diagnóstico se complica aún más si hay que tener en cuenta el *sputtering* presente en la misma [56, 117, 119, 120, 129]. Sin embargo, sí se pueden estudiar algunos parámetros característicos de los materiales de cátodo que permitan una pequeña evaluación de cómo el *sputtering* afecta al comportamiento de la descarga. En primera aproximación, la cantidad de *sputtering* liberada por los cátodos de tungsteno es despreciable si se compara con el acero inoxidable, puesto que la emisión

en este último es de 10^4 veces mayor que para tungsteno [158], como se puede ver en la figura 5.5.

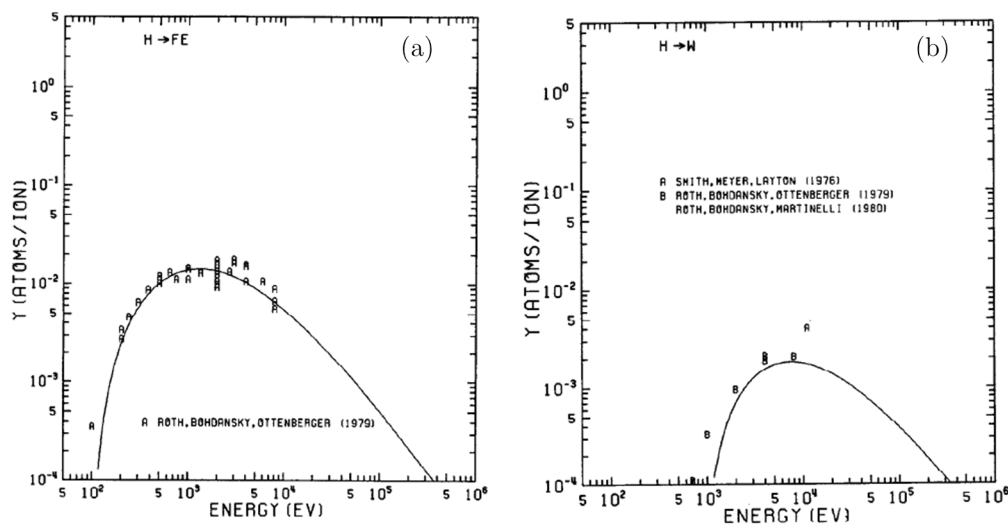


Figura 5.5: Tasas de generación de *sputtering* por bombardeo de iones de hidrógeno. (a) En hierro. (b) En tungsteno. Figuras extraída de [158].

Además, las partículas de acero inoxidable se difunden en el plasma siete veces más rápido que las de tungsteno debido a la diferencia en la masa atómica, de 26 para acero frente a 184 del tungsteno. Otro parámetro importante es el potencial de ionización, de 13,6 eV para el hidrógeno atómico (15,4 eV en el caso del hidrógeno molecular), mientras que para el hierro y el tungsteno tiene un valor de 7,9 eV. Por tanto, el hierro emitido se ioniza más fácilmente que el hidrógeno, y estos iones influyen directamente en las características de la zona de cátodo, puesto que al ionizarse, incrementan la conductividad del plasma y reducen el voltaje necesario para el mantenimiento de la descarga, como se ha visto anteriormente en los resultados experimentalmente. Sin duda alguna, la generación de *sputtering* aumenta con la corriente aplicada a la descarga, lo que implica que para una presión constante la d_{cf} se reduce notablemente, como puede verse en la figura 5.1. Por supuesto, esta tendencia alcanza su máximo para la presión más baja, 400 Pa, ya que el recorrido libre medio de los iones atraídos por el cátodo es mayor cuando la presión disminuye. Además, las presiones bajas favorecen la difusión del *sputtering* en la descarga, en una proporción $1/N$, siendo N la densidad. Esto explica por qué apenas hay diferencia entre ambos materiales en la presión de 900 Pa, aunque sí se incrementa ligeramente la separación con la corriente aplicada.

Con el fin de reforzar la suposición de que las diferencias observadas entre las medidas realizadas en cátodos de tungsteno y acero inoxidable se deben al *sputtering*, se van a comparar otros parámetros característicos de ambos materiales. Por ejemplo, la función trabajo de ambos materiales es muy similar: tiene un valor de 5,2 eV para el caso del tungsteno, mientras que en acero inoxidable, al ser una aleación hay que tener en cuenta las funciones trabajo de los metales que la forman. En hierro, esta función tiene un valor de 4,8 eV; y sus aleaciones más comunes, cromo y níquel presentan valores de 4,5 y 5,3 eV respectivamente. Atendiendo a estos valores, la diferencia entre

ellos es mínima, por lo que se puede descartar la función trabajo como fuente de las discrepancias. Lo mismo ocurre con la emisión de electrones secundarios por el bombardeo de iones positivos de hidrógeno. De un estudio publicado en 1955 [167], se ha obtenido que la tasa de emisión es aproximadamente 1 para voltajes de aceleración menores a 20 keV. También se ha estudiado la diferencia de temperatura de la superficie interior del cátodo T_c , en términos de la conductividad térmica del material. Esta conductividad es de 170 W/mK para el tungsteno, pero su valor es diez veces menor para el acero inoxidable. Con las condiciones experimentales de esta lámpara de descarga, se ha estimado una diferencia de 0,5 K entre la estructura exterior de latón (refrigerada por agua) y la superficie interna del cátodo de tungsteno. En el caso del acero inoxidable, esta diferencia aumenta hasta los 5 K, que en cualquier caso no es relevante.

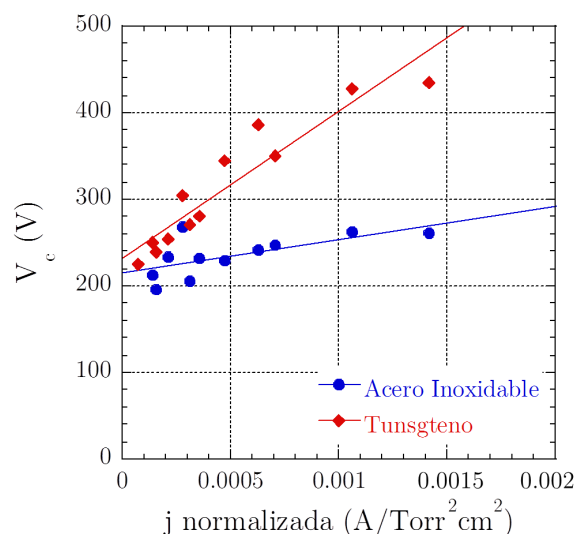


Figura 5.6: Voltaje caído en zona de cátodo (V_c), obtenido de la integral de las caídas de campo eléctrico de la figura 5.1 frente a la densidad de corriente normalizada, en acero inoxidable y tungsteno.

En la figura 5.6, el voltaje caído en la zona de cátodo (V_c) obtenido de la integral de las caídas de campo eléctrico de la figura 5.1 se representa frente a la densidad de corriente normalizada en unidades de A/Torr²cm², siguiendo la misma idea de la figura 4.13. Esta representación confirma nuestras conclusiones acerca de los diferentes comportamientos en los materiales de cátodo. Las pendientes obtenidas para los dos materiales confirman las conclusiones anteriores: el efecto del *sputtering* en la descarga aumenta para bajas presiones y altas corrientes. De acuerdo a la figura 5.6, se puede considerar despreciable el *sputtering* emitido en descargas generadas en cátodos de acero inoxidable siempre y cuando la densidad de corriente normalizada sea menor de 10^{-4} A/Torr²cm².

5.3. Comparación de la luminosidad de la descarga con la longitud de la zona de cátodo

Además de determinar las características de la zona de cátodo, se han tomado fotografías de la misma desde el extremo de uno de los ánodos para todas las condiciones del plasma, materiales

y diámetros de cátodo. Para comprender mejor las fotografías que vendrán a continuación, en la figura 5.7 se muestra una imagen típica de la descarga tomada desde uno de los extremos de los ánodos cónicos. La circunferencia central de color amarillo se corresponde con un diámetro de cátodo de 15 mm, mientras que las circunferencias verdes indican la forma del ánodo y sus perforaciones axiales para permitir la entrada y salida de los haces láser.

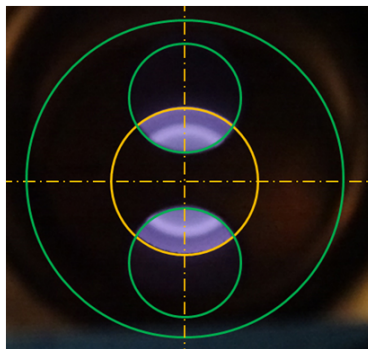


Figura 5.7: Imagen típica de la descarga tomada desde un extremo de uno de los ánodos cónicos. Circunferencia amarilla: cátodo de 15 mm de diámetro. Circunferencias verdes: ánodo y sus perforaciones.

En la figura 5.8 se muestran fotografías tomadas en tres diferentes presiones (400, 600 y 900 Pa) y dos corrientes (150 y 300 mA), en cátodos de 15 mm de diámetro, en los dos materiales de cátodo. Cada fila se corresponde con una presión, mientras que cada columna se corresponde con una corriente aplicada a la descarga, en acero inoxidable (primeras columnas) y en tungsteno (segundas columnas). Las fotografías se han tomado con una cámara comercial por lo que las luminosidades aquí mostradas sólo corresponden con la emisión en el rango visible. La luminosidad de la descarga apenas cambia con el material de cátodo empleado, aunque sí cambia claramente con la presión y la corriente. Al aumentar la presión se definen más claramente las estructuras circulares, puesto que se ven comprimidas hacia el cátodo. Aunque el campo eléctrico presente es diferente para los dos materiales de cátodo, esa diferencia no puede ser detectada visualmente, puesto que la emisión es prácticamente igual cuando las condiciones del plasma son las mismas para los dos materiales.

Para concluir este estudio visual de la descarga, se presenta una comparación detallada de las características de la zona de cátodo (presentadas en la figura 5.1) con la luminosidad de la descarga. Para simplificar, se han elegido únicamente dos condiciones, una presión de 400 Pa y dos corrientes, 150 (figura 5.9 (a)) y 300 mA (figura 5.9 (b)). Ambas imágenes son una composición de la luminosidad obtenida para el cátodo de acero inoxidable (S, mitad izquierda) y para el de tungsteno (T, mitad derecha), de manera que cada mitad se corresponde con un material de cátodo diferente. Las flechas rojas se corresponde con la longitud de la zona de cátodo (d_{cf}) en el cátodo de tungsteno (obtenida de la figura 5.1), y las flechas amarillas corresponden a la misma magnitud para acero inoxidable. Aunque la longitud de la zona de cátodo determinada mediante las caídas del campo eléctrico sea muy diferente para los dos materiales de cátodo, cuando se comparan las

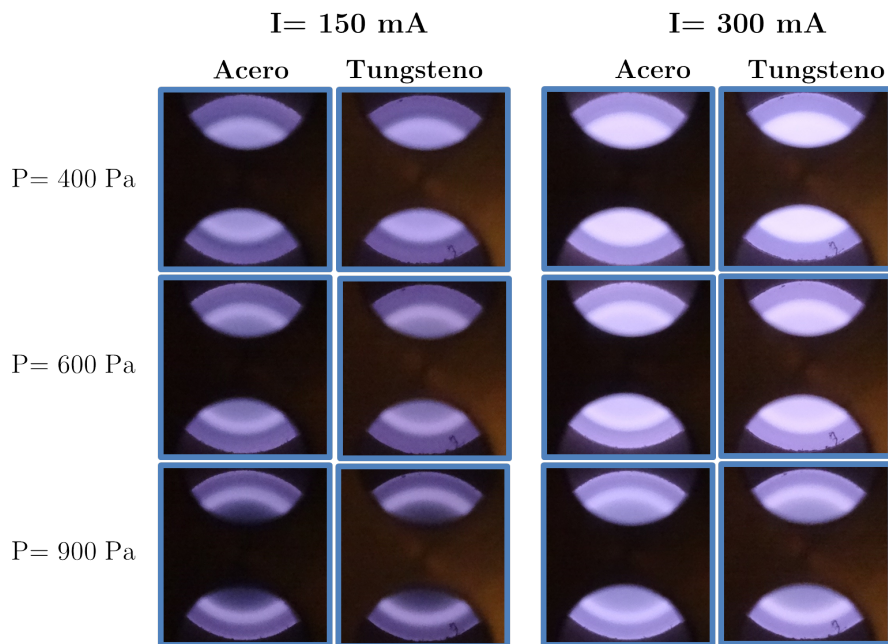


Figura 5.8: Imágenes tomadas desde el extremo de uno de los ánodos cónicos, para los dos materiales de cátodo, acero inoxidable (S) y tungsteno (T), con un diámetro de cátodo de 15 mm para tres diferentes presiones (400, 600 y 900 Pa) y dos corrientes (150 y 300 mA).

fotografías no se aprecia diferencia ninguna. En general, la longitud de la zona de cátodo obtenida de la caída del campo eléctrico y la obtenida mediante la fotografía de la descarga aportan valores bastante similares, puesto que en esas condiciones se puede asumir que se maneja un plasma puro de hidrógeno. La presencia del *sputtering* en los cátodos de acero inoxidable comprime adicionalmente la zona de cátodo, como ya se vio en la figura 5.1. Por ello, la fotografía no muestra el valor real de la d_{cf} . Por supuesto, cuando la cantidad de *sputtering* es despreciable (figura 5.9 (a)) los valores de d_{cf} , tanto el medido como el estimado, son más similares que en el caso en que la descarga se encuentra completamente dominada por el *sputtering* (figura 5.9 (b)). Se concluye entonces, que en el caso de un plasma puro de hidrógeno, una simple fotografía de la descarga permite obtener una buena estimación de la longitud de la zona de cátodo. El error asociado a esta estimación es de unos 100 μm .

5.4. Conclusiones

En este capítulo se ha presentado un extenso estudio sobre la influencia del material del cátodo en el comportamiento de la descarga comparando medidas de campo eléctrico realizadas en los cuatro cátodos de distinto material, acero inoxidable y tungsteno. Además, se han analizado otros parámetros como el campo eléctrico máximo y la longitud de la zona de cátodo, así como el voltaje de mantenimiento de la descarga y la luminosidad de la descarga en el rango visible. En esta comparación se ha visto que la generación de *sputtering* es la principal causa para las diferencias registradas en las características de la zona de cátodo. Todos los análisis vienen a confirmar que las descargas

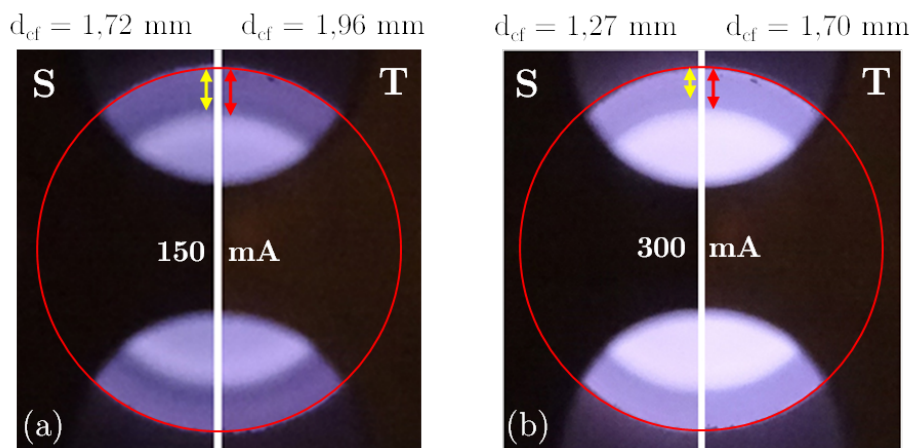


Figura 5.9: Comparación de las fotografías tomadas para un presión de 400 Pa para cátodos de acero inoxidable (S) y tungsteno (T). Las líneas rojas se corresponden con la longitud de la zona de cátodo (d_{cf}) determinada mediante las caídas de campo eléctrico mostrada en 5.1.

generadas con cátodos de tungsteno se pueden considerar plasmas puros de hidrógeno, puesto que la cantidad de *sputtering* presente en la descarga se considera despreciable en la mayoría de las condiciones experimentales medidas. Sin embargo, para el caso del acero inoxidable, el plasma ya no puede ser considerado únicamente de hidrógeno para la mayoría de las condiciones experimentales. En estas descargas, el *sputtering* contamina la descarga, modificando sus características; siendo este efecto máximo para bajas presiones y altas corrientes. Se concluye así, que la presencia de *sputtering* en descargas generadas en cátodos de acero inoxidable puede considerarse despreciable siempre y cuando la densidad de corriente normalizada sea menor de 10^{-4} A/Torr²cm².

Se han tomado fotografías de la luminosidad de la descarga para complementar el estudio de las características de la zona de cátodo. Para todas las condiciones experimentales aquí estudiadas, la luminosidad es la misma para descargas generadas en cátodos de acero inoxidable y tungsteno, además de que en ambos materiales se distingue de forma clara la zona oscura de la descarga. La longitud de esa zona oscura (d_{cf}) extraída de las fotografías reproduce perfectamente la obtenida de los ajustes parabólicos aplicados a las medidas de campo eléctrico realizadas en cátodos de tungsteno; pero esta correspondencia no se cumple si se hace lo mismo para acero inoxidable. Una vez más, la razón de este comportamiento es la presencia de *sputtering*, que conduce a una d_{cf} reducida, que no se refleja en las fotografías por mostrar únicamente el rango visible del espectro. Sin embargo, si se puede asegurar un plasma puro de hidrógeno, una simple fotografía puede proporcionar una buena estimación de la longitud de la zona de cátodo.

Capítulo 6

Aplicación de modelos clásicos y primeras medidas con deuterio

En este capítulo se pretende mostrar el trabajo que se está realizando en el momento presente, y los pasos hacia el futuro para continuar con la línea de investigación abierta en esta tesis doctoral. En los capítulos anteriores se han expuesto las medidas experimentales de la caída del campo eléctrico en una descarga de cátodo hueco, con diferentes diámetros y materiales de cátodo. El estudio cuidadoso y exhaustivo de los resultados ha llevado a la conclusión de que son buenas candidatas para testar modelos unidimensionales de descargas a baja presión en hidrógeno. La aplicación de estos modelos sería sumamente interesante por la posibilidad de obtener valiosa información acerca de la dinámica de la descarga, como por ejemplo los distintos regímenes en los que está operando la descarga, energía de los iones, recorrido libre medio de los mismos, etc. Queda fuera de los objetivos de esta tesis el desarrollo de modelos de la caída del campo eléctrico en la zona de cátodo. Sin embargo, es una posible nueva línea de investigación. La primera parte de este capítulo se centra en la aplicación de dos modelos clásicos sencillos como punto de partida de este trabajo futuro. Como se ha demostrado en los capítulos anteriores, sólo se puede garantizar un plasma puro de hidrógeno cuando la descarga es generada en cátodos de tungsteno. Por ello, estos modelos clásicos sólo van a aplicarse a esas medidas.

El siguiente estudio natural es realizar una exhaustiva campaña de medidas empleando deuterio como gas de la descarga, para su comparación con las medidas correspondientes en hidrógeno. El interés de este estudio radica en el hecho de que ambos isótopos son prácticamente iguales, presentando el deuterio una masa el doble que la del átomo de hidrógeno. Por ello, la comparación de medidas de campo eléctrico en ambos isótopos resultaría sumamente interesante, que abre una segunda nueva línea de investigación. En la segunda parte de este capítulo se adelantan las primeras medidas realizadas con el mismo dispositivo experimental utilizado para el hidrógeno, para dar una primera idea de los resultados que se pueden esperar. Estas caídas locales de la intensidad del campo eléctrico también han sido estudiadas en el marco de uno de los modelos, para tener una primera información acerca de la dinámica de la descarga en ambos isótopos.

6.1. Aplicación de modelos clásicos

En 1963, W. D. Davis y T. A. Vanderslice publicaron un estudio en el que se modelizaba por primera vez la zona de cátodo de una *glow-discharge* [79]. Con principios físicos básicos, llegaron a predecir una distribución de iones en la superficie del cátodo que concordaba bien con sus resultados experimentales. En 1983, J. Rickards extiende el modelo de Davis-Vanderslice considerando que la caída del campo eléctrico no es siempre lineal, sino que está modulada por un exponente [80]. Otro intento de comprobar el modelo de Davis-Vanderslice fue llevado a cabo por Wroński [81], teniendo en cuenta el movimiento de los iones en la zona de cátodo mediante la resolución de la ecuación del Boltzmann. Obtuvo esencialmente la misma distribución de energía para los iones, y demostró que la resolución de la ecuación de Boltzmann da como resultado conclusiones que ya aparecían en el modelo de Davis-Vanderslice, con la única diferencia de que ellos las habían tomado como hipótesis en su trabajo. Se van a detallar los detalles más importantes y relevantes de estos enfoques teóricos, tal y como pueden encontrarse en [72].

El modelo de Davis-Vanderslice, junto con la extensión de Rickards, se basa en las siguientes hipótesis:

- Todos los iones se originan en la *negative glow*, o en la frontera entre la zona de cátodo y la *negative-glow*, donde el campo eléctrico es muy bajo.
- En el camino hacia el cátodo, los iones interactúan con partículas neutras principalmente mediante transferencia de carga simétrica, dando como resultado partículas neutras rápidas e idénticos iones con energía nula. Esto significa que la sección eficaz de transferencia de carga σ es mayor que la sección eficaz de cualquier otra colisión.
- La sección eficaz macroscópica, definida como $\tau = N\sigma$, donde N es la densidad del gas, para una transferencia de carga simétrica es independiente de la energía del ion.
- La caída de potencial entre el cátodo y la *negative glow* se describe mediante un exponente en el modelo de Rickards:

$$U(z) = U_0 \left(1 - \frac{z}{L}\right)^m \quad (6.1)$$

Donde z es la distancia desde la superficie del cátodo, U_0 es el voltaje entre cátodo y ánodo y L es la longitud de la zona de cátodo, equivalente a la d_{cf} definida hasta ahora en este trabajo. Rickards considera los siguientes casos:

- $m=2$ → Es el caso original del modelo de Davis-Vanderslice, que corresponde con una caída del campo lineal.
- $m=4/3$ → Incluye efectos espaciales de carga.
- $m=3/2$ → Tiene en cuenta el movimiento de los iones.

De acuerdo a esto, el campo eléctrico decae de la siguiente manera:

$$E(z) = U_0 \frac{m}{L} \left(1 - \frac{z}{L}\right)^{m-1} \quad (6.2)$$

Partiendo de estas suposiciones, Davis y Vanderslice obtuvieron la distribución de energía de los iones que bombardean el cátodo para una caída de campo eléctrico lineal ($m=2$).

De manera implícita, el modelo de Davis-Vanderslice considera otras dos hipótesis:

- Los gradientes axiales (aquellos perpendiculares a la superficie del cátodo) de la distribución de energía predominan sobre los radiales.
- El número de iones por unidad de tiempo que surgen de la *negative glow* permanece constante durante todo el camino hacia el cátodo.

A partir de la última suposición del modelo anterior, Wroński consideró la ecuación de Boltzmann unidimensional para los iones generados mediante colisiones con transferencia de carga. En este modelo, la distribución del potencial se expresa como:

$$U(z) = -k \ln \left\{ 1 + \left[e^{\left(-\frac{U_0}{k}\right)} - 1 \right] e^{\left(-\frac{L-z}{\Lambda}\right)} \right\} \quad (6.3)$$

Donde Λ es el recorrido libre medio de los iones para las colisiones con transferencia de carga, y k es una constante que depende de los parámetros macroscópicos de la descarga y es proporcional a la energía media de los iones en la zona de cátodo. Con estas consideraciones, Wroński obtiene la siguiente expresión para describir la caída del campo eléctrico en la zona de cátodo:

$$E(z) = \frac{k}{\Lambda} \frac{e^{\left(-\frac{U_0}{k}\right)} - 1}{e^{\left(-\frac{z}{\Lambda}\right)} + e^{\left(-\frac{U_0}{k}\right)} - 1} \quad (6.4)$$

En este desarrollo, tanto el potencial como el campo eléctrico han dejado de ser funciones lineales o parabólicas. En el modelo de Davis-Vanderslice esas distribuciones eran tomadas como puntos de partida, pero aquí se obtienen de la resolución de la ecuación de Boltzmann. Este modelo también da una expresión para el cálculo de la energía media de los iones a lo largo la zona de cátodo:

$$\bar{\varepsilon}(z) = k \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{g(z)} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\ln[g(z)]}}{\operatorname{erf} \sqrt{\ln[g(z)]}} \right] \quad (6.5)$$

Siendo:

$$g(z) = \left[e^{\left(-\frac{U_0}{k}\right)} - 1 \right] e^{\left(-\frac{z}{\Lambda}\right)} + 1 \quad (6.6)$$

Donde *erf* es la función error. Wroński demuestra que la distribución de energía de los iones que se obtiene mediante este modelo es básicamente la misma que la obtenida del modelo de Davis-Vanderslice. Además, demuestra que el flujo de iones es independiente de la posición dentro de la zona de cátodo, siendo además esta condición uno de los postulados del modelo de Davis-Vanderslice.

Por supuesto, existen muchos más modelos para estudiar la caída del campo eléctrico en la zona de cátodo, como los de las publicaciones [72, 76–78]. En estos trabajos los autores modelizan empleando más parámetros, pero tal y como ellos indican, para obtener resultados coherentes, es estrictamente necesario conocer al menos uno de los parámetros al inicio de ajuste. Por esta razón,

para un primer estudio estos modelos no se han considerado aquí. Indudablemente, el estudio de estos trabajos aportará información muy interesante sobre la descarga en un futuro.

Se va a proceder a aplicar los modelos de Rickards y Wroński a las medidas de campo eléctrico realizadas en esta tesis, únicamente a las medidas realizadas en cátodos de tungsteno, por ser aquellos donde puede garantizarse un plasma puro de hidrógeno.

6.1.1. Estudio según el modelo de Rickards

Como ya se ha descrito anteriormente, el modelo de Rickards predice una caída del campo eléctrico convexa, excepto en el caso de caída de campo lineal. Como se observa en la figura 6.1, debido a la forma del modelo, en el momento en que no hay medidas por debajo de 1 kV/cm, la caída se precipita, y parece falsear los valores de la d_{cf} y los voltajes V_c . Por esa razón, se van a excluir en este primer estudio las medidas cuyos últimos valores del campo sean mayores de 1 kV/cm, por lo que las medidas de 1350 Pa no aparecerán aquí. Teniendo esto en cuenta y tal y como se puede ver en la figura 6.1, el modelo se ajusta muy bien cuando se tienen valores del campo eléctrico lo suficientemente bajos, y por tanto, los parámetros extraídos pueden ser comparados con los valores obtenidos en los capítulos 4 y 5. Si se comparan los campos eléctricos máximos de la figura 6.1 con los expuestos en la figura 4.3 puede comprobarse fácilmente que los E_{max} son muy similares a los obtenidos mediante el ajuste parabólico o lineal, siendo este un valor muy estable para ambos modelos, como se verá en el apartado 6.1.2.

Longitud de la zona de cátodo

En esta sección se van a comparar las d_{cf} obtenidas mediante el ajuste del modelo de Rickards con las presentadas anteriormente en esta tesis. En la figura 6.2 se muestra el resultado, donde las líneas sólidas se corresponden al ajuste parabólico o lineal (P), y las líneas punteadas al ajuste de Rickards (R). Como se puede ver claramente en la figura 6.2, los valores de la d_{cf} extraídos del ajuste de Rickards, son sensiblemente más cortos que los obtenidos mediante el ajuste parabólico que se ha venido haciendo hasta ahora. La razón de esta diferencia se debe a la manera en la que finaliza el modelo de Rickards, que cae de forma más abrupta. Como se describió en el capítulo 3, la resolución del experimento llega hasta 0,5 kV/cm (véase la figura 3.2), por tanto, si no existen puntos experimentales de campo eléctrico que fueren a la cola del modelo a extenderse, cae precipitadamente. Este efecto se acentúa si además la longitud de la zona de cátodo es mayor, observando un mejor ajuste del modelo para aquellas caídas del campo eléctrico más verticales. Aunque los valores de la d_{cf} presentados en la figura 6.2 son ligeramente más pequeños que los homólogos obtenidos en el capítulo 5, las tendencias observadas son las mismas. Por tanto, las conclusiones que se hubieran obtenido analizando las caídas del campo eléctrico en el marco de este modelo hubieran sido las mismas que las que las presentadas en los capítulos 4 y 5.

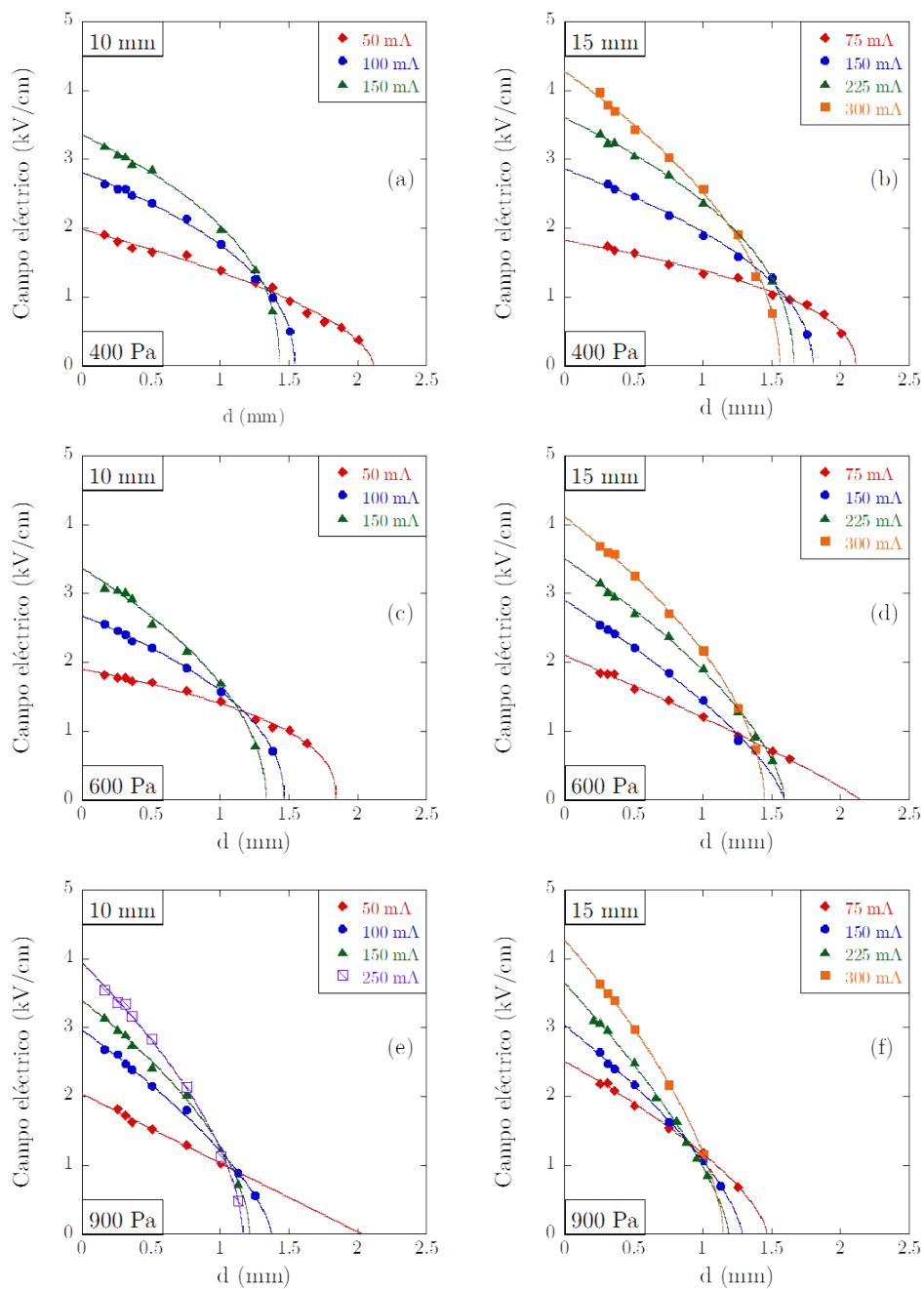


Figura 6.1: Caídas del campo eléctrico en los cátodos de tungsteno de 10 y 15 mm de diámetro interior, aplicando el modelo de Rickards.

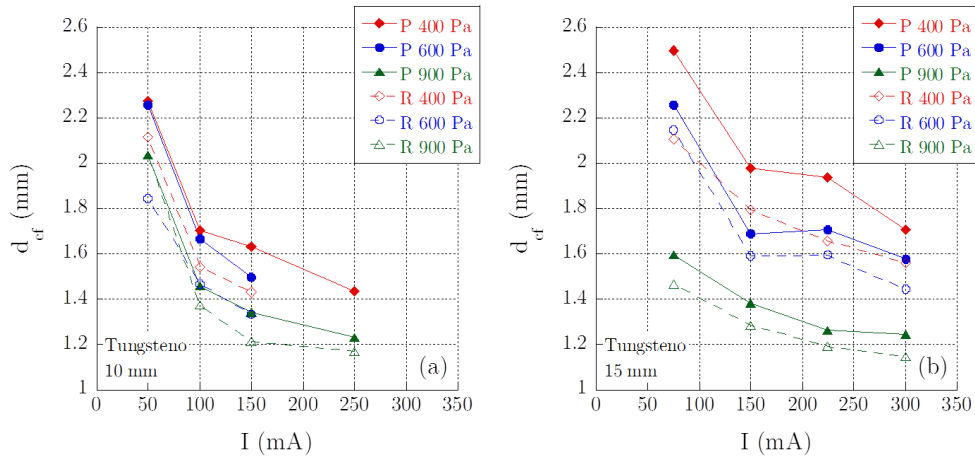


Figura 6.2: Comparación de las d_{cf} obtenidas mediante el ajuste parabólico y el de Rickards en los dos cátodos de tungsteno. (a) Diámetro de 10 mm, (b) Diámetro de 15 mm.

Evolución del coeficiente m

Es interesante analizar cómo evoluciona el coeficiente m del ajuste de la caída del campo eléctrico (ecuación 6.2) con la variación de la presión y corriente para los dos diámetros de cátodo. En la figura 6.3 se representan los valores de dicho coeficiente para los dos cátodos de tungsteno: en la figura 6.3 (a) se muestran los valores para el cátodo de 10 mm de diámetro, y en la gráfica (b) los valores correspondientes al cátodo de 15 mm.

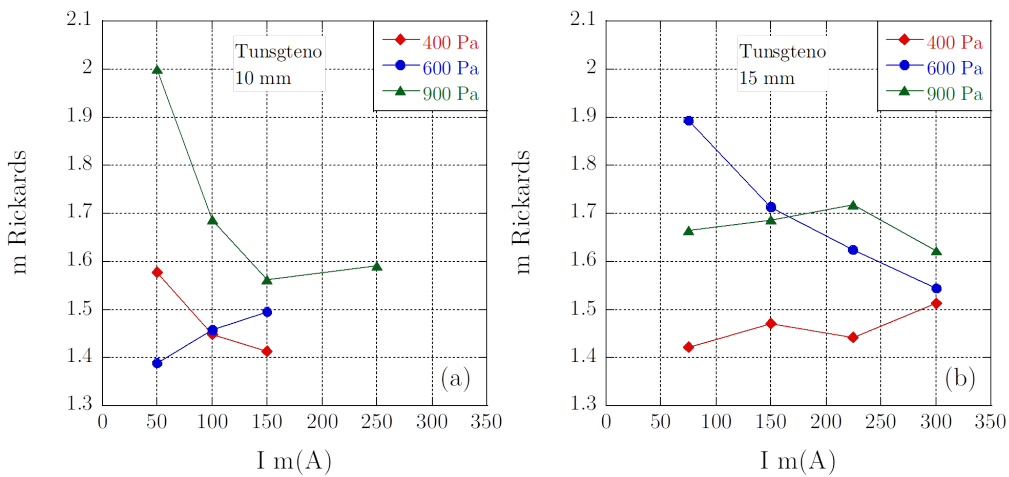


Figura 6.3: Evolución del coeficiente m del ajuste de la caída del campo eléctrico para los dos cátodos de tungsteno.

A la vista de la figura 6.3, hay casos donde la evolución de este coeficiente m se mantiene casi constante, con una variación alrededor de $\pm 0,1$; como en las presiones de 600 y 900 Pa en el diámetro de 15 mm (figura 6.3 (b)). Sin embargo, en las presiones de 400 y 900 Pa en el cátodo de 10 mm (figura 6.3 (a)) y la presión de 400 Pa en el cátodo de 15 mm (figura 6.3 (b)) muestra un claro descenso del coeficiente m cuando se aumenta la corriente, indicando que el campo eléctrico

cae de manera más pronunciada, lo que parece indicar un cambio de la dinámica de la descarga. El caso de la presión de 600 Pa para el cátodo de 10 mm ha de ser comentado aparte, es el único caso donde el coeficiente m crece con la corriente aplicada. En la figura 6.1 (c), en la corriente de 50 mA, se puede observar que el último valor del campo eléctrico está muy cerca del límite de 1 kV/cm, además de presentar un valor de d_{cf} extenso. A partir de ese punto, el modelo precipita la caída en el tramo final, subestimando el valor de m .

6.1.2. Estudio según el modelo de Wroński

Se procede ahora a aplicar el modelo de Wroński, que presenta una tendencia diferente a los empleados hasta ahora. Tanto el ajuste parabólico y lineal, como el modelo de Rickards predicen una caída total del campo eléctrico alcanzando un valor cero en el eje de abscisas. Como ya se vio en la figura 1.11 del capítulo 1, el campo eléctrico prácticamente se extingue al llegar a la zona de la *negative glow*, pero ha de quedar un campo eléctrico residual para el mantenimiento de la descarga. El punto donde comienza ese campo residual es lo que habitualmente se entiende como d_{cf} , tanto en esta tesis como en la literatura. Sin embargo, el modelo de Wroński predice una caída asintótica del campo eléctrico. En la figura 6.4 se muestran las medidas en ambos cátodos de tungsteno. Como se ve en la figura, este ajuste puede dar error en aquellos casos en los que la caída del campo no sea muy vertical y tengan una d_{cf} extensa. En la figura 6.4 se aprecia cómo el modelo tiende a crear la cola en el momento en que deja de haber puntos correspondientes al campo eléctrico. Sin embargo, las medidas aquí presentadas no dan idea de esa tendencia, sino que la cola asintótica empezaría a partir de valores del campo más bajos.

Campo eléctrico máximo

Como se ha comentado anteriormente, y según las figuras 6.1 y 6.4, el campo eléctrico máximo parece un parámetro muy estable para caracterizar las descargas. A modo de ejemplo, en la figura 6.5 se muestran los valores obtenidos del ajuste parabólico, de Rickards y de Wroński para las medidas realizadas en el cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 900 Pa; donde P denota el valor de la parábola, R el valor de Rickards y W el valor de Wroński. Como se ve, el E_{max} crece linealmente como ya se había comprobado (véase la figura 5.3 (a)), siendo siempre mayor el valor obtenido del modelo de Rickards. El valor parabólico se sitúa entre medias de los modelos, más cercano al campo máximo que proporciona el modelo de Rickards. Las presiones de 400 y 600 Pa muestran resultados muy similares, con unas diferencias máximas en torno al $\pm 4\%$; por lo que se puede concluir que el campo eléctrico máximo es un parámetro muy estable para determinar características de las descargas, como se ha hecho en esta tesis.

Energía de los iones

Resulta fundamental a la hora de estudiar la dinámica de la descarga conocer el comportamiento de los diferentes iones (H^+ , H_2 , H_3^+) en la zona de cátodo. Es muy complicado establecer unos valores globales, puesto que la dinámica es particular para cada descarga. Sin embargo, diferentes

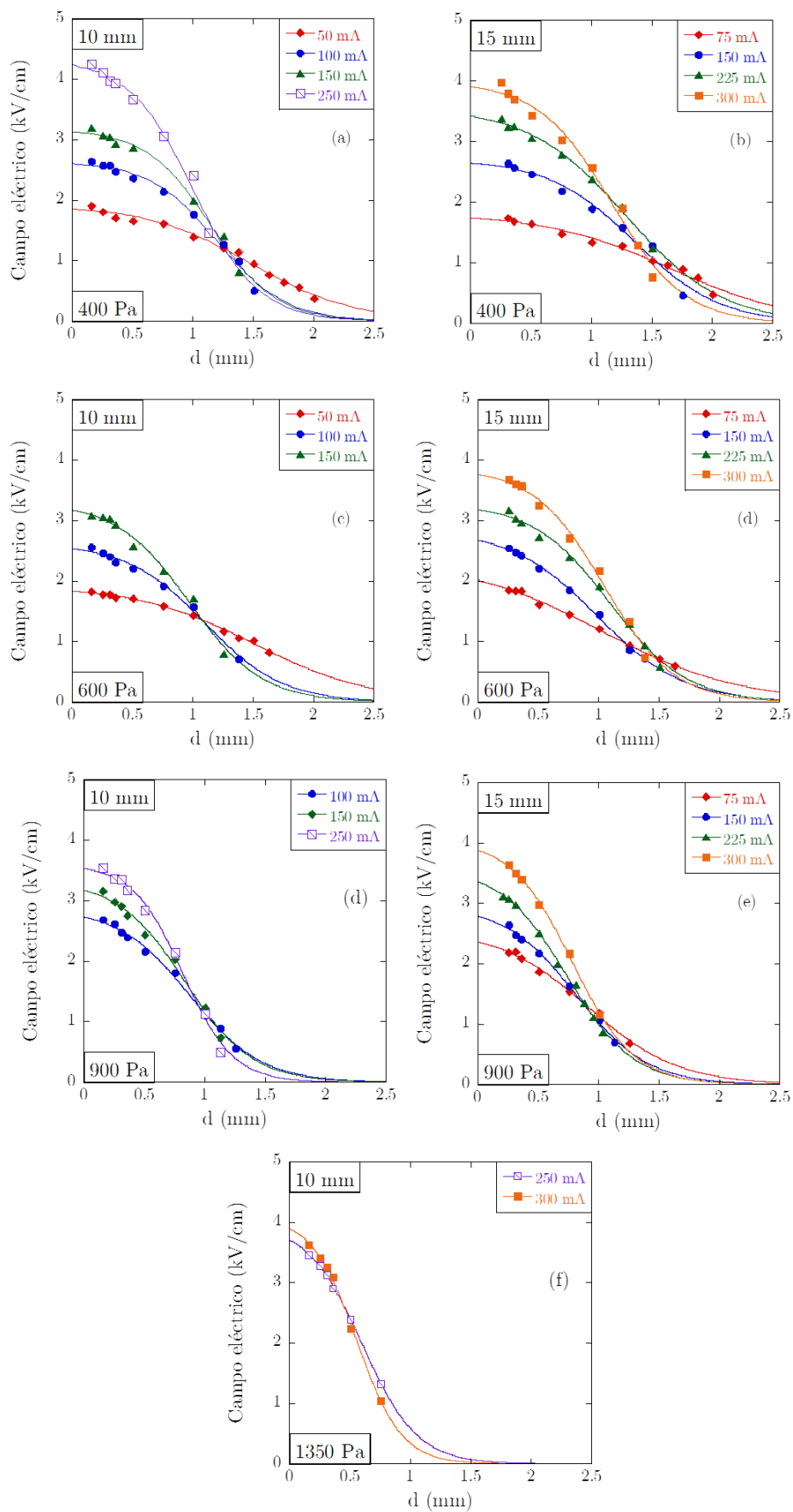


Figura 6.4: Caídas del campo eléctrico en ambos cátodos de tungsteno con el modelo de Wroński.

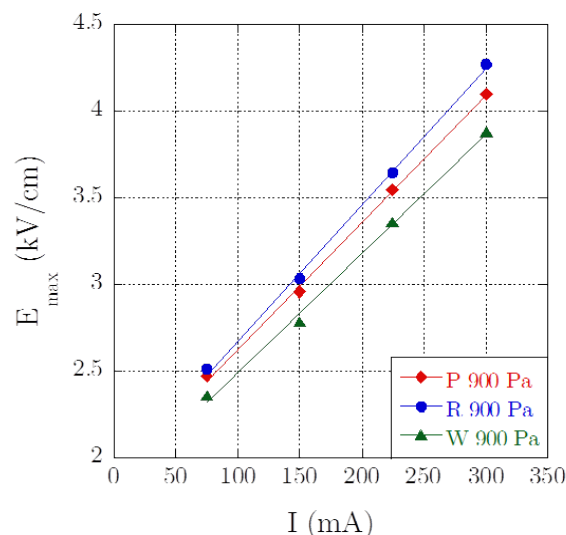


Figura 6.5: Campo eléctrico máximo para las medidas del cátodo de tungsteno de 15 mm y una presión de 900 Pa; obtenido mediante el modelo parabólico, el de Rickards y el de Wroński.

autores, mediante simulaciones o a partir de datos experimentales, han obtenido resultados muy interesantes sobre la dinámica de los iones y las especies iónicas dominantes en cada zona de la descarga [72, 117, 118, 131, 160, 168].

La ecuación 6.5 permite obtener una primera estimación de la energía media de los iones en la zona de cátodo. Antes de llevar a cabo estos cálculos, es importante tener en cuenta que el modelo de Wroński no distingue entre las distintas especies iónicas que coexisten allí. Por tanto, las energías calculadas no pueden asignarse a un único tipo de iones, si no que han de ser tomadas como la media de la carga neta presente en esa zona.

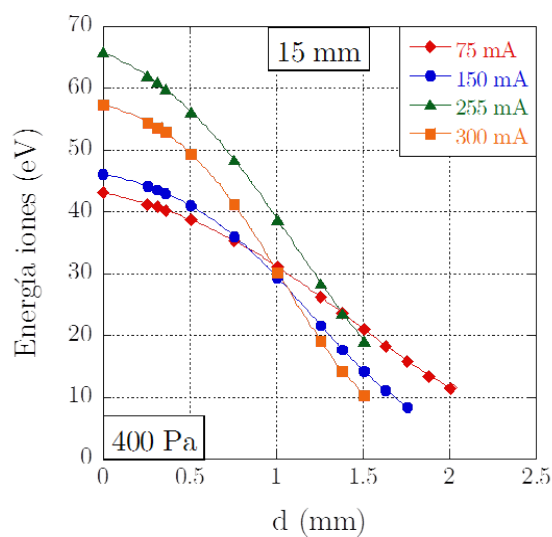


Figura 6.6: Energía de los iones de hidrógeno en una descarga generada en un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 400 Pa; obtenida mediante el modelo de Wroński.

A modo de ejemplo, en la figura 6.6 se muestra esta energía para la presión de 400 Pa en el cátodo de tungsteno de 15 mm a lo largo de toda la zona de cátodo. Como se ve, la energía decrece según se alejan los iones de la superficie del cátodo, siendo más pronunciada la caída cuanto mayor es la corriente, y finalizando todas las corrientes en una valor aproximado de 10 eV.

En la superficie del cátodo es más razonable suponer una menor disparidad de especies iónicas y por tanto, el valor asignado a la energía puede ser más realista [72]. En la tabla 6.1 se muestran las energías de los iones en la superficie del cátodo para todas las medidas donde se ha aplicado el modelo de Wroński. Como se ve en la tabla 6.1, los valores máximos oscilan entre los 30 y los 70 eV, dependiendo de las distintas condiciones de la descarga. Como particularidad, resaltar que el máximo de energía no siempre se corresponde con la máxima corriente, sino que se sitúa en una de las corrientes intermedias. En el caso de que la máxima corriente dé como resultado la máxima energía, las corrientes intermedias sufren un pequeño descenso. Estas fluctuaciones están directamente relacionadas con las variaciones del campo eléctrico máximo ya estudiadas en el capítulo 5.

	10 mm				15 mm			
I (mA)	400 Pa	600 Pa	900 Pa	1350 Pa	I (mA)	400 Pa	600 Pa	900 Pa
50	38,739	42,907	×	×	75	43,127	51,294	40,849
100	36,202	39,29	38,327	×	150	46,15	45,285	38,874
150	41,259	45,888	42,000	×	225	65,905	48,788	43,391
250	55,473	×	35,789	39,626	300	57,452	52,788	47,281
300	×	×	×	34,41				

Tabla 6.1: Energía de los iones de hidrógeno en la superficie del cátodo en una descarga generada en los dos cátodos de tungsteno; obtenida mediante el modelo de Wroński.

Recorrido libre medio de los iones para la transferencia de carga

El modelo de Wroński también proporciona el recorrido libre medio de los iones Λ en la zona de cátodo. Se ha calculado este parámetro para las mismas condiciones que se han estudiado en el apartado anterior, cuyos resultados se muestran en la figura 6.7. Es muy difícil dar un significado físico a este parámetro, y ha de ser considerado un punto de partida para investigaciones posteriores, tal y como se indica también en [72].

En la figura 6.7 (b), el punto correspondiente a 400 Pa y 225 mA es ligeramente más alto que la tendencia general. De nuevo, esto se justifica con la figura 6.4 (b), donde el último punto de esa serie se sitúa alrededor de 1 kV/cm, por lo que el modelo ajusta con más libertad la cola de la caída, dando como resultado ese valor más alto.

Por otro lado, en ambos diámetros de cátodo, Λ decrece cuando se aumenta la corriente, lo cual concuerda con lo que se ha venido explicando hasta ahora en esta tesis.

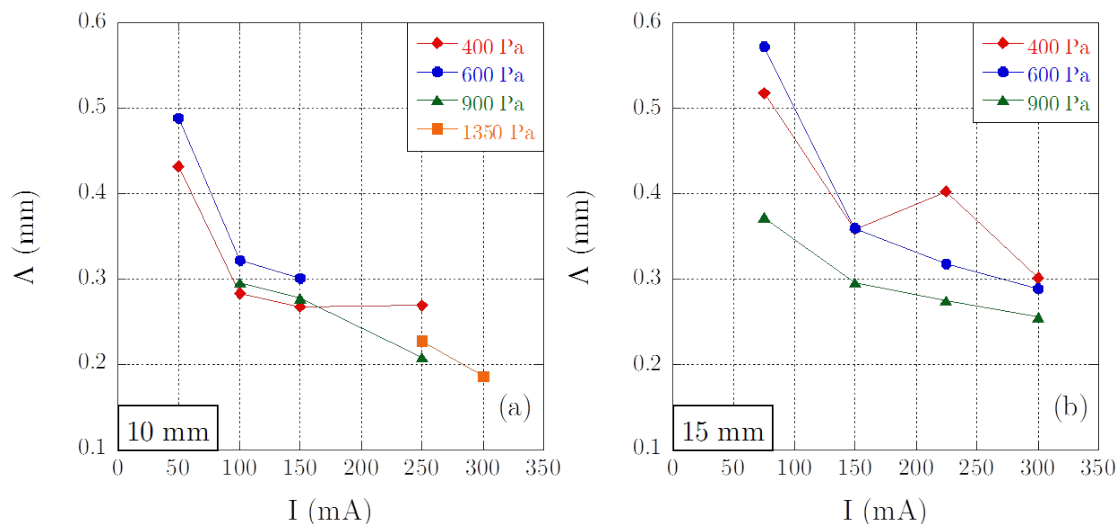


Figura 6.7: Recorrido libre medio de los iones en la zona de cátodo para los dos cátodos de tungsteno; obtenido mediante el modelo de Wroński.

Se puede dar también una primera estimación de la sección eficaz de las colisiones con transferencia de carga, mediante la expresión [169]:

$$\Lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (6.7)$$

Donde σ es la sección eficaz y N es la densidad atómica. Estas densidades dependen directamente de la presión de la descarga. Así, en el caso de las condiciones que están manejando en esta tesis, las densidades atómicas son: $9,662 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ para 400 Pa, $1,449 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ para 600 Pa y $2,147 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ para 900 Pa. Para realizar un cálculo aproximado se va a considerar la presión de 900 Pa y un recorrido libre medio de 0,3 mm (punto correspondiente a la corriente de 150 mA en la gráfica (b)) que como se ha visto en la figura 6.7, puede considerarse un valor medio de esta magnitud. Introduciendo estos datos en la ecuación 6.7, se obtiene un valor de $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Si el cálculo se realiza para la presión de 600 Pa, con un recorrido libre medio de 0,36 mm (correspondiente al punto de 150 mA en la gráfica (b)) el resultado es de $\sigma = 1,92 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Estos valores están en consonancia con los que aportan otros autores en la literatura. En la publicación [160], el autor da como valor de la sección eficaz $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ para energías iónicas mayores de 30 eV, como es nuestro caso. En el artículo [117], se da como sección eficaz de este tipo de colisiones el valor de $\sigma = 3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Por tanto, las aproximaciones y primeros cálculos que se están realizando constituyen un buen punto de partida para futuras investigaciones.

6.2. Primeras medidas con deuterio

Todas las medidas expuestas hasta ahora han sido realizadas con hidrógeno como gas de las descarga. Como ya se ha comentado, la posibilidad de realizar medidas con deuterio da acceso a un estudio muy interesante por la similitud de ambos elementos. El interés de trabajar con deuterio

radica en que es un isótopo del hidrógeno en el que todas sus propiedades se mantienen inalteradas, excepto la masa, que es prácticamente el doble [19]. Como ya se vio en el capítulo 1, las líneas espectrales del deuterio presentan un desplazamiento isotópico respecto a las del hidrógeno. Este efecto implica cambiar ligeramente el intervalo de sintonización del láser Mirage 500.

La continuación de la línea de investigación presentada en esta tesis pasa por realizar una campaña de medidas completa y exhaustiva de medidas con este dispositivo experimental en todas las condiciones de la descarga que se han medido en hidrógeno. Se muestran como primicia las primeras medidas realizadas con deuterio en el dispositivo actual. Esta pequeña campaña se llevó a cabo un año después de la realizada en hidrógeno. Para garantizar que el complejo dispositivo experimental y las características de la descarga seguían igual, se realizó una medida de "anclaje" en hidrógeno, comprobando que los valores de campo eléctrico obtenidos eran los mismos que en la campaña anterior. Con esto se demuestra una vez más la estabilidad del experimento y la alta reproducibilidad de la descarga. Con deuterio como gas de descarga, se han llevado a cabo medidas en un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 600 Pa, determinándose el campo eléctrico para tres corrientes: 150, 225 y 300 mA.

El comportamiento de estas caídas es análogo al que se observó en hidrógeno (capítulo 4): al aumentar la corriente, el valor del campo máximo crece, mientras que la zona de cátodo se contrae. Esto puede verse claramente en la figura 6.8, donde el valor del campo eléctrico máximo es mayor para deuterio que para hidrógeno, presentando además una longitud de la zona de cátodo más corta.

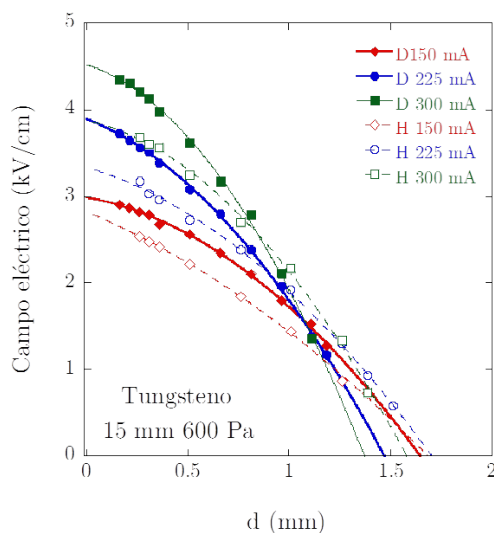


Figura 6.8: Comparación de las caídas de campo eléctrico para una descarga de 600 Pa operada en hidrógeno y deuterio.

La razón de que el deuterio presente un campo eléctrico mayor que el hidrógeno se relaciona con la masa atómica del deuterio, que es el doble de la del hidrógeno. Al ser el deuterio un átomo más pesado que el hidrógeno, se mueve más lentamente. Como consecuencia, para mantener una

misma corriente en la descarga, se requiere mayor voltaje, y conlleva un mayor campo eléctrico en la superficie del cátodo.

6.2.1. Energía de los iones y recorrido libre medio

Al igual que para las medidas de hidrógeno, se puede calcular la energía media de los iones existentes en la zona de cátodo en la descarga de deuterio. Por supuesto, la tendencia es la misma que para las medidas de hidrógeno, con valores un poco más altos, pero en cualquier caso bastante similares. La mayor masa atómica del deuterio justifica que su energía máxima en la superficie del cátodo sea mayor que en el caso del hidrógeno.

Para poder comparar mejor estos valores de energía, se han situado cada una de las corrientes por separado, con los valores de energía de hidrógeno y deuterio. Como se ve en la figura 6.9, la energía correspondiente a los iones de deuterio es siempre mayor en la superficie del cátodo que las de hidrógeno. En el caso de la corriente de 150 mA (figura 6.9 (a)), la energía de deuterio siempre se mantiene por encima, mientras que para 225 y 300 mA (figura 6.9 (b) y (c)), la tendencia en deuterio cruza con la del hidrógeno, quedando un poco por debajo en el último tramo.

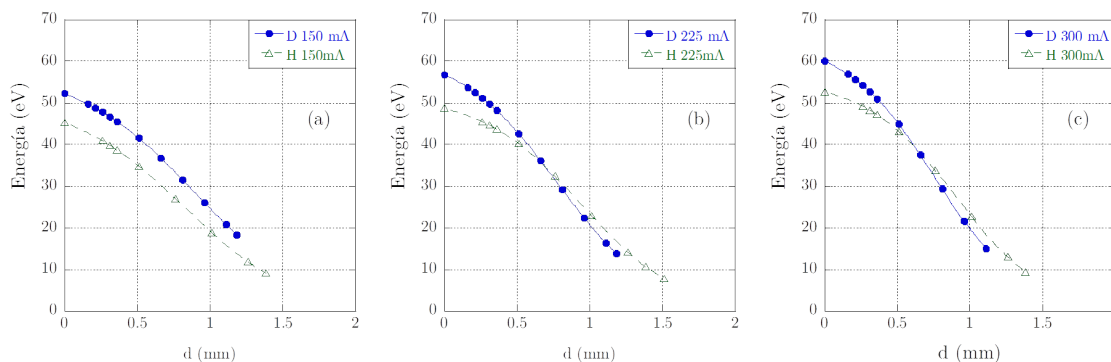


Figura 6.9: Energía de los iones de hidrógeno y deuterio en sendas descargas generadas en un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 600 Pa; obtenida mediante el modelo de Wroński.

Por último, se ha calculado el recorrido libre medio Λ para los dos elementos. Como se ve en la figura 6.10 los recorridos libres medios son prácticamente idénticos para ambos elementos. La extraordinaria similitud obtenida en este parámetro para los dos isótopos vuelve a confirmar la gran estabilidad y reproducibilidad del experimento, puesto que en medidas realizadas con un año de diferencia, se están obteniendo resultados tan precisos como los que se muestran.

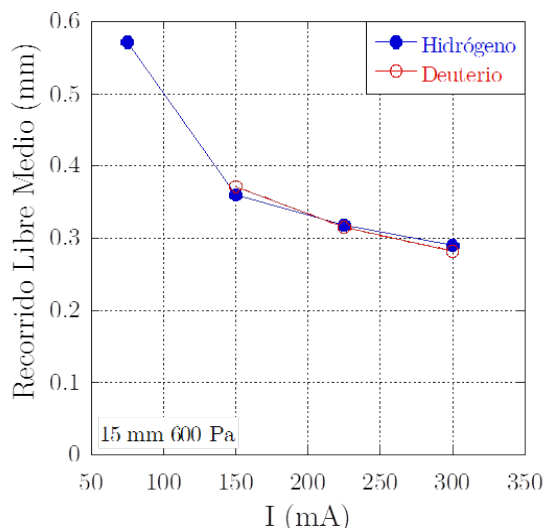


Figura 6.10: Recorrido libre medio de los de los iones de hidrógeno y deuterio en sendas descargas generadas en un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 600 Pa; obtenidos mediante el modelo de Wroński.

6.3. Conclusiones

En este capítulo se han aplicado dos modelos clásicos, Rickards y Wroński. a las caídas de campo eléctrico medidas en los dos cátodos de tungsteno, por ser las condiciones en las que se puede garantizar un plasma puro de hidrógeno. Del ajuste de Rickards se ha obtenido el coeficiente m que modula la caída del campo eléctrico, y da información acerca de la dinámica de la descarga. De este modelo también se ha obtenido la longitud de la zona de cátodo y ha sido comparada con la obtenida mediante el ajuste parabólico anteriormente aplicado. Se ha comprobado que la d_{cf} obtenida del modelo de Rickards, aunque muy parecida, es sistemáticamente más pequeña que la que proporciona el ajuste parabólico o lineal, debido a la caída más brusca que presenta el modelo en la cola.

Del modelo de Wroński se han podido obtener otros parámetros concernientes a la dinámica de la descarga, como son el recorrido libre medio, Λ , y la energía de los iones de la zona de cátodo. Es importante tener en cuenta que estos dos parámetros representan un valor medio de todas las especies iónicas que se pueden encontrar en la zona de cátodo. Aun así se han calculado, obteniendo resultados en consonancia con otros autores, y cerca de las condiciones de gas ideal. Estos valores muestran cómo los iones surgen del cátodo con mucha energía, la cual van perdiendo según se adentran en la zona de cátodo, debido a las colisiones con otras partículas. Por otro lado, se ha comprobado que el campo eléctrico máximo resulta un parámetro muy estable para dar ciertas características de la descarga.

Como último comentario a esta sección, se quiere incidir una vez más en que este capítulo constituya más bien un punto de partida para futuras investigaciones que un verdadero compendio de resultados. Existen más modelos sobre la distribución de campo eléctrico que pueden ser aplicados

a estas medidas, y que sin duda resultarán de enorme interés, aportando más información sobre la descarga. Sin embargo, se han aplicado estos dos modelos clásicos como un primera base hacia un análisis más profundo.

En la última parte del capítulo se han mostrado las primeras medidas de determinación del campo eléctrico utilizando deuterio como gas de descarga. Las medidas se realizaron en el cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro, con una presión de 600 Pa. Al comparar los resultados de ambos isótopos, se ve cómo el deuterio alcanza campos eléctricos máximos más altos, mientras que la longitud de la zona de cátodo es más corta que en hidrógeno. Se ha calculado también la energía media de los iones mediante el modelo de Wroński, obteniendo energías máximas ligeramente más altas en deuterio, mientras que el recorrido libre medio Λ es idéntico, lo cual resalta la calidad de las medidas y la estabilidad del experimento. Sin duda, resulta de enorme interés continuar con esta línea de investigación en un futuro próximo.

Conclusiones y proyección futura

En este último capítulo se exponen las conclusiones y los logros alcanzados durante el desarrollo de esta tesis doctoral.

- Se ha puesto en funcionamiento un dispositivo experimental de espectroscopía láser mediante absorción de dos fotones para la determinación de la intensidad del campo eléctrico local en un plasma de hidrógeno de baja presión con un sistema de detección basado en el efecto optogalvánico.
- Se ha realizado un estudio de la influencia de la irradiancia del láser en los espectros medidos. Se ha demostrado que irradiancias mayores que 150 MW/cm^2 provocan un ensanchamiento de las componentes Stark y un desplazamiento adicional. En el caso de cátodos de acero inoxidable este efecto resulta mucho más pronunciado debido al *sputtering*.
- Se ha llevado a cabo un estudio completo de la influencia del cátodo en la caída del campo eléctrico en cuatro cátodos, dos de tungsteno de 10 y 15 mm de diámetro interior; y dos de acero inoxidable con los mismos diámetros, en un amplio intervalo de presiones (400-1350 Pa) y corrientes (50-300 mA).
- La comparación de medidas realizadas en cátodos del mismo material y distinto diámetro ha demostrado que las características de la zona de cátodo no dependen del mismo. Este hecho hace que los resultados sean excelentes candidatos para ser comparados con descargas de diferentes geometrías, y ser empleados para testar diferentes modelos teóricos unidimensionales.
- Se ha realizado una extensa comparativa de las características de la zona de cátodo para los dos materiales empleados. La intensidad del campo eléctrico local presenta valores mayores en tungsteno que en acero inoxidable, siendo el *sputtering* el causante de las diferencias observadas. Todos los análisis confirman que el plasma generado en cátodos de tungsteno se puede considerar un plasma puro de hidrógeno. Sin embargo, para el caso del acero inoxidable,

el *sputtering* se puede considerar despreciable únicamente cuando la densidad de corriente normalizada sea menor de 10^{-4} A/Torr²cm².

- Se ha completado el estudio con fotografías de la luminosidad de la descarga. Se ha comprobado que en plasmas donde el *sputtering* es despreciable una simple fotografía puede proporcionar una buena estimación de la longitud de la zona de cátodo.
- Se han aplicado dos modelos clásicos a las medidas de la intensidad de campo eléctrico local en cátodos de tungsteno. Esta primera aproximación permite obtener una estimación de parámetros relevantes en la dinámica de la descarga. Se han realizado las primeras comparaciones de hidrógeno y deuterio. Para el deuterio se han obtenido valores más altos de la intensidad del campo eléctrico máximo, mientras que la longitud de la zona de cátodo es más corta.

Proyección futura

El trabajo desarrollado en esta tesis abre un interesante campo de trabajo que se expone a continuación.

- Completar el estudio de la dinámica de la descarga aplicando otros modelos unidimensionales para plasmas de hidrógeno a baja presión, que permitan acceder a la distribución de las distintas especies iónicas existentes en la zona de cátodo.
- Realizar una campaña de medidas sistemática y exhaustiva empleando deuterio como gas de la descarga en los dos cátodos de tungsteno empleados en esta tesis.
- Aumentar el límite de resolución del experimento y poder determinar valores del campo eléctrico más bajos. Se plantea el montaje y puesta a punto de un nuevo dispositivo experimental para la realización de medidas de espectroscopía optogalvánica utilizando las transiciones 1S-3S/3D del átomo de hidrógeno. Para ello, se empleará un láser con radiación centrada en 205 nm.
- Completar la caracterización del plasma realizando medidas de temperatura cinética del gas.

Conclusions in English and future work

In this last chapter the most important results and conclusions achieved during this doctoral thesis will be shown.

In first place, a complex experimental arrangement to perform active spectroscopy by two-photon absorption in low-pressure hydrogen plasmas has once again been put into operation. The detection system is based in the optogalvanic effect that provides high resolution, temporal and spatial, updating and developing part of the set-up. This development includes de optical design, electrical installation, input and output of gases, and the design and programming of a new acquisition system that allows collecting all the laser pulses. When this complex system was ready, a complete characterization of hydrogen discharges was carried out, for plasmas generated in four different cathodes, two of stainless steel with inner diameters of 10 and 15 mm; and two of tungsten, with the same diameters. The characterization was done measuring the curves V-I in pressures from 270 to 1350 Pa, and currents from 50 to 300 mA, confirming the *abnormal glow-discharge* operation regime.

Systematic measurements with the objective of determining the local electric field value in the dark region of the discharge were carried out in the four mentioned cathodes, in a wide range of experimental conditions. These measurements allowed different studies and comparisons. These measurements allowed different studies and comparisons. The first study corroborated the decisive influence of the laser pulse energy. It was demonstrated that the best spatial resolution in the spectra is achieved when the laser energy in each bema does not exceed 45 μJ , i. e. a maximum irradiance of 150 MW/cm² in the overlapping volume. If this condition is not satisfied, the recorded spectra will show an additional broadening. In the case of tungsten cathodes, this effect will not affect the electric field determination. For stainless steel cathodes, besides a more pronounced broadening, also an extra shifting of the components will appear, being impossible to explain with other interaction mechanisms. This additional shifting means an overestimation in the local electric field value along the entire cathode fall region.

The next field of study is the influence of the cathode diameter in the cathode fall characteristics, always comparing not currents, but current densities. The study was carried out in both cathode materials, in a wide range of pressures and currents. For the 10 mm stainless steel cathode,

the available range of conditions where reliable optogalvanic measurements could be done was not so wide. Therefore, it limits the number of comparisons that could be made. On the other hand, in the case of tungsten cathodes, both cathode diameters present a very wide range of optimal experimental conditions; therefore, most of the study was focused on them. However, in both materials the main conclusion was the same: the cathode diameter has not a huge influence in the cathode fall characteristics, leading in almost identical electric field falls for most of the experimental conditions analyzed. This result is so important, because it implies that the measurements carried out in this particular design can be representative for other discharges design. To see in which range of all existing measurements in the literature the field values were normalized with the electron density and represented versus the normalized density current, with the result that they cover a wide range of the conditions. Complementary, the cathode fall characteristics were analyzed in other authors' framework, comparing the voltages involved in the discharge maintenance and the length of the cathode fall region normalized with the discharge pressure. This comparison confirmed that the measurements are comparable with other experiments, especially with plane-parallel electrodes geometry. All this make the data shown in this thesis to excellent candidates to test one dimensional models for low-pressure hydrogen discharges.

The following natural step was the study of the influence of the cathode material. The study was carried out in the four cathodes, in the same range of experimental conditions. Now, the study was divided in the two cathode diameters. Once again, the limited number of measurements in the 10 mm stainless steel cathode conditioned the comparison. For this reason, the main body of the study is focused in the 15 mm cathodes. This study demonstrated that the cathode material definitely has a huge influence in the cathode fall characteristics. In general, the main tendencies can be resumed as the electric field fall in tungsten cathodes is always above the stainless steel ones. That means that the maximum electric field is always higher in tungsten than in stainless steel, and the length of the cathode fall region is also larger in tungsten. The separation between both falls increases with current, being maximum for the lowest pressures and highest currents. The reason of this behavior is the presence of *sputtering* in the plasma. Meanwhile the discharges generated in tungsten cathodes can be considered as pure hydrogen plasmas, the discharge in stainless steel cathodes is contaminated by metallic particles that ballast the electric field growth, compress additionally the length of the cathode region and reduces the maintenance voltage. The presence of *sputtering* is maximum for the lowest pressure and the highest current. But on the other hand, its presence can be considered negligible for normalized current densities below 10^{-4} A/Torr²cm². To complete this study, photographs of the vertical section of the discharges were taken for all measured conditions finding a surprising result: in pure hydrogen plasmas the length of the cathode fall region can be estimated in a good approximation with a simple picture.

Finally, two classical models have been applied to the electric field measurements with the objective of obtain valuable parameters to get a better understanding of the discharge dynamics. The models have been only applied to the measurements carried out in tungsten cathodes, due to they can be considered as pure hydrogen plasmas. These models have made it possible to verify

that the maximum electric field is a very stable parameter to characterize discharges; meanwhile the length of the cathode fall region is much more variable. . These calculations allowed also giving a first estimation of the mean energy of all ions and its mean free path establishing a very interesting starting point for further research. The first measurements performed in this experimental arrangement with deuterium as the discharge gas were also shown. This first little campaign was measured in a 15 mm tungsten cathode, with a pressure of 600 Pa, showing a higher maximum electric field and a shorter length of the cathode fall region than in hydrogen. With the models application it was possible to access to these mean energies and mean free path, showing that the maximum energy, i.e. at the cathode surface is slightly higher than in hydrogen, but it decreases more rapidly when the particles expand through the cathode fall region. However, the mean free path for both gases turned out to be identical..

Contribuciones científicas durante esta tesis

Publicaciones

1. "Influence of the cathode material in the cathode fall characteristics of a hydrogen hollow cathode glow-discharge." V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, C. Pérez, M. I. de la Rosa *Journal of Applied Physics* 2018 **124**(3) 033302
DOI: doi.org/10.1063/1.5040803
2. "Experimental study of the electric field in a hollow cathode discharge in hydrogen: influence of sputtering." V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, C. Pérez, M. I. de la Rosa *Journal of Instrumentation* 2017 **12** (11) C11029
DOI: doi.org/10.1088/1748-0221/12/11/C11029
3. "Measured cathode fall characteristics depending on the diameter of a hydrogen hollow cathode discharge." V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, A. Steiger, C. Pérez, M. I. de la Rosa *Plasma Sources Science and Technology* 2014 **26** 105004
DOI: iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/aa88e5
4. "Optogalvanic spectroscopy applied to the study of hollow cathode discharges devices."
V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa *Journal of Physics Conference Papers* 2016 **810**-1
DOI: doi.org/10.1088/1742-6596/810/1/012015
5. "Testing vision with angular and radial multifocal designs using Adaptive Optics."
M. Vinas, C. Dorronsoro, V. Gonzalez-Fernandez, D. Cortes, A. Radhakrishnan, S. Marcos *Vision Research* 2016
DOI: 10.1016/j.visres.2016.04.011

6. “Nonlinear crystals: are they magic?” V. Gonzalez-Fernandez, E. Vasallo, G. Pérez-Callejo, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa *Óptica Pura y Aplicada* 2016 **48**(2)
DOI: 10.7149/OPA.48.2.135
7. “How to control the laser emission in single longitudinal mode.” V. Gonzalez-Fernandez, G. Pérez-Callejo, E. Vasallo, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa *Óptica Pura y Aplicada* 2016 **48**(2)
DOI: 10.7149/OPA.48.2.135

Proceedings

1. “Testing vision with angular and radial and angularly segmented multifocal patterns using Adaptive Optics.” M. Vinas, C. Dorronsoro, V. Gonzalez-Fernandez, D. Cortes, A. Radhakrishnan, S. Marcos. *Investigative Ophthalmology and Visual Science* 2016.
DOI: 10.1016/j.visres.2016.04.011
2. “Optogalvanic spectroscopy measurements of the electric field strength in a hydrogen glow discharge.” V. Gonzalez-Fernandez, L. M. Fuentes, K. Grützmacher, C. Pérez, M. I. de la Rosa *OSA Publishing Conference Papers* 2015
DOI: 10.1364/FIO.2015.JW2A.82

Congresos

Presentaciones

1. *XII Reunión Nacional de Óptica*. Castellón (España). Julio 2018.
 - “Influencia del *sputtering* en el comportamiento de una glow-discharge en hidrógeno.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
 - “*Stereoptics*: una aventura interactiva en 3D.” V. Gonzalez-Fernandez, F. Hevia, L. Sanchez-Tejerina, J. Carbajo, E. Vasallo, M. Vara, V. Villa, D. Mateos (ORAL)
2. *24th International Conference on Spectral Line Shapes (24ICSL)*. Dublín (Irlanda). Junio 2018. “Study of the Influence of the Cathode Material in the Behaviour of a Hollow-Cathode Glow-Discharge in Hydrogen.” V. González-Fernández, K. Grützmacher, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
3. *18th Laser Aided Plasma Diagnostics (LAPD18)*. Praga (Republica Checa). Septiembre 2017. “Experimental study of the electric field in a hollow cathode discharge in hydrogen.” V. González-Fernández, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
4. *XXXVI Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física*. Santiago de Compostela (España). Julio 2017.

-
- “Influencia del diámetro de cátodo en la caída del campo eléctrico en descargas de cátodo hueco en hidrógeno.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
 - “Scary Physics: la Física detrás del terror.” V. Gonzalez-Fernandez, F. Hevia, L. Sánchez-Tejerina, D. Gútiez, J. L. Martín, V. M. González, P. Álvarez, V. Villa, R. García, B. G. del Río, G. Pérez Callejo, L. Ares, P. López, S. Martín, A. Cobos, F. Martínez, J. Cuellar, M. Álvarez, L. Vázquez, M. Muñoz, M. Vara, S. García, F. Martínez, D. Mateos (ORAL)
5. *4th International Conference on Optics, Photonics and their Applications*. Burdeos (Francia). Diciembre 2016. “Pulse tuneable single longitudinal mode laser in UV region tailor-made for high-resolution plasma spectroscopy.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
 6. *23rd International Conference on Spectral Line Shapes (23ICSLs)*. Toruń (Polonia). Junio 2016. “Optogalvanic spectroscopy measurements of the electric field strength in a hydrogen glow discharge.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
 7. *VIII Jornadas de Jóvenes Investigadores en Física Atómica y Molecular*. Valladolid (España). Febrero 2016. “Medida del campo eléctrico en una descarga de cátodo hueco mediante espectroscopia optogalvánica.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (ORAL)
 8. *Frontiers in Optics/Laser Science*. San Jose (California, EEUU) Octubre 2015. “Optogalvanic spectroscopy measurements of the electric field strength in a hydrogen glow discharge.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (POSTER)
 9. *XI Reunión Nacional de Óptica*. Salamanca (España). Septiembre 2015.
 - “Optimización del montaje experimental para la medida del campo eléctrico en una descarga de cátodo hueco mediante espectroscopia láser.” V. Gonzalez-Fernandez, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (POSTER)
 - “Luces de otros mundos.” V. Gonzalez-Fernandez, D. Mateos, E. Vasallo, C. Velasco-Merino, M. A. Burgos, A. García, G. Pérez-Callejo, D. Revilla, A. Gloriani, D. González, M. T. Belmonte, B.G. del Río (ORAL)
 10. *XXXV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física*. Gijón (España). Julio 2015.
 - “Estudio de una descarga de cátodo hueco en régimen de glow discharge para su aplicación en espectroscopia láser de alta resolución.” V. Gonzalez-Fernandez, G. Pérez-Callejo, E. Vasallo, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, M. I. de la Rosa (POSTER)

- “Game of Physics”: acercando la Física a alumnos de Bachillerato” V. Gonzalez-Fernandez, B. G. del Río, L. Ares, J. L. Martín, J. Cítores, L. Sánchez-Tejerina, J. Hernández, C. González, S. Martín, S. García, A. Álvarez, D. Mateos (ORAL)

Contribuciones a congresos

1. *American Physical Society 2016*. Baltimore (Maryland, EEUU) Junio 2016. “Movie Physics: Pirates, Spies and Other Worlds.” B. G. del Río, V. Gonzalez-Fernandez, J. L. Martín, L. Sánchez-Tejerina, G. Pérez-Callejo, L. Ares, E. Vasallo, P. Martín, V. Villa, S. García, M. Vara, S. Martín, P. Álvarez, C. González, P. López, M. A. Burgos, V. M. González, J. Carbajo, C. Velasco-Merino, F. Hevia, D. Gútierez, F. Martínez, F. Martínez, L. E. Vázquez, M. Bueno, M. Escribano, P. E. Guillem, R. García, D. González, D. Martínez, A. Gloriani, J. Cítores, J. Hernández, M. Álvarez, D. Mateos (ORAL)
2. *RICTA* Elche (España). Junio 2015. “A Fun Way to Approach Atmospheric Studies to Kids and the Importance of their Knowledge.” D. Mateos, M. A. Burgos, C. Velasco-Merino, A. Gloriani, P. López, P. Martín, J. Carbajo, V. M. González, A. Granja, M. Vara, V. Villa, V. Gonzalez-Fernandez, B. G. del Río (POSTER)
3. *ARVO* Denver (EEUU). Mayo 2015. “Testing vision with radial and angularly segmented multifocal patterns using adaptive optics.” M. Vinas, C. Dorronsoro, V. Gonzalez-Fernandez, D. Cortes, S. Marcos (ORAL)

Organización de conferencias

1. *III Reunión Nacional de Óptica Joven. Junta del Área Joven de la Sociedad Española de Óptica*. Castellón (España). Julio 2018. Comité organizador.
2. *III EJIO. Encuentro Jóvenes Investigadores en Óptica*. Orense (España). Julio 2016. Comité organizador.
3. *VIII Jornadas de Jóvenes Investigadores en Física Atómica y Molecular*. Valladolid (España). Febrero 2016. Comité organizador.

Seminarios invitados

1. “*Seminario de Óptica No Lineal*”. 2 de Mayo de 2018 para estudiantes del Grado de Física de la Universidad de Valladolid (España).
2. “*Experimental study of the electric field in a hollow cathode glow-discharge in hydrogen: influence of the geometry and cathode material*”. 6 de Abril de 2018 en el Laboratorio de Física Molecular e Interacciones Iónicas (PIIM) de la Universidad de Aix-Marseille, en Marsella (Francia).

3. "*Medida del campo eléctrico en una descarga de cátodo hueco mediante espectroscopia optogalvánica*". Mayo de 2017 para estudiantes del Grado de Física de la Universidad de Valladolid (España).

Bibliografía

- [1] A. B. Gonzalo. *Diagnosis de plasmas fuera del equilibrio termodinámico mediante espectroscopia de polarización por absorción de dos fotones*. PhD thesis, Universidad de Valladolid, 2001.
- [2] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [3] E. R. Menzel. *Laser Spectroscopy: Techniques and Applications*, volume 18. CRC Press, 1994.
- [4] M. Göppert-Mayer. On elementary acts with two quantum jumps. Technical report, DTIC Document, 1967.
- [5] W. Kaiser and C. G. B. Garrett. Two-photon excitation in $CaF_2 : Eu^{2+}$. *Physical review letters*, 7(6):229, 1961.
- [6] R. Loudon. *Quantum Theory of Light*. Clarendon Press, 1983.
- [7] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley Classics Library, 1984.
- [8] F. Bassani, J. J. Forney, and A. Quattropani. Choice of gauge in two photon transitions: 1S-2S transition in atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 39(17):1070, 1977.
- [9] H. D. Simaan and R. Loudon. Quantum statistics of single-beam two-photon absorption. *J. Phys. A: Math. Gen.*, 8(4):539, 1975.
- [10] A. Quattropani, F. Bassani, and S. Carillo. Two photon transitions to excited states in atomic hydrogen. *Phys. Rev. A*, 25(6):3079, 1982.
- [11] J. Seidel. Plasma broadening of hydrogen two-photon absorption lines. In *Spectral Line Shapes*, page 381, 1983.
- [12] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotayev, and A. V. Shishaev. Line shape of two photon absorption without Doppler broadening. *JETP Lett.*, 12:113–116, 1970.
- [13] F. Biraben, B. Cagnac, and G. Grynberg. Experimental evidence of two-photon transition without Doppler broadening. *Phys. Rev. Lett.*, 32(12):643, 1974.
- [14] M. D. Levenson and N. Bloembergen. Observation of two-photon absorption without Doppler broadening on the 3S-5S transition in sodium vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 32:307, 1974.
- [15] T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein, and C. Wieman. Doppler-free two-photon spectroscopy of hydrogen 1S- 2S. *Phys. Rev. Lett.*, 34(6):307, 1975.
- [16] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Lalo. *Quantum Mechanics, Vol.1 y 2*. Wiley-VCH, 1992.

- [17] H. A. Bethe and E. E. Salpeter. *Quantum mechanics of one-and two-electron atoms*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [18] M. Gemišić-Adamov. *Measurements of local electric fields by Doppler-free laser spectroscopy of hydrogen resonance lines*. PhD thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I (Humboldt-Universität zu Berlin), 2006.
- [19] W. Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons*. Springer, 2006.
- [20] W. E. Lamb Jr and R. C. Retherford. Fine structure of the hydrogen atom. Part I. *Phys. Rev.*, 79(4):549, 1950.
- [21] H. A. Bethe, L. M. Brown, and J. R. Stehn. Numerical value of the Lamb shift. *Physical Review*, 77(3):370, 1950.
- [22] J. Stark. Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. I. Quereffekt. *Ann. Phys.*, 348(7):965–982, 1914.
- [23] R. Schlapp. The Stark effect of the fine-structure of hydrogen. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 119(782):313–334, 1928.
- [24] V. Rojansky. On the theory of the Stark effect in hydrogenic atoms. *Phys. Rev.*, 33(1):1, 1929.
- [25] D. S. King and P. K. Schenck. Optogalvanic spectroscopy. *Laser Focus* 14,(3), 50, 1978, 1979.
- [26] J. E. M. Goldsmith and J. E. Lawler. Optogalvanic spectroscopy. *Contemp. Phys.*, 22(2):235–248, 1981.
- [27] G. G. Lister, J. E. Lawler, W. P. Lapatovich, and V. A. Godyak. The physics of discharge lamps. *Rev. Mod. Phys.*, 76(2):541, 2004.
- [28] B. Barbieri, N. Beverini, and A. Sasso. Optogalvanic spectroscopy. *Rev. Mod. Phys.*, 62(3):603, 1990.
- [29] H. R. Griem. *Principles of Plasma Spectroscopy*, volume 2. Cambridge University Press, 2005.
- [30] K. Muraoka and M. Maeda. *Laser-Aided Diagnostics of Plasmas and Gases*. IoP Publishing, Bristol, 2001.
- [31] F. M. Penning. Demonstratie van een nieuw photoelectrisch Effect. *Physica*, 8:137–140, 1928.
- [32] F. M. Penning. Starting potentials of the corona discharge in neon. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 11(72):961–980, 1931.
- [33] C. Kenty. Role of metastable (3P_2) Hg atoms in low current discharges in Hg rare gas mixtures. *Phys. Rev.*, 80(1):95, 1950.
- [34] K. W. Meissner and W. F. Miller. Influence of irradiation on the characteristic of a glow discharge in pure rare gases. *Phys. Rev.*, 92(4):896, 1953.
- [35] A. Garscadden, P. Bletzinger, and E. M. Friar. Moving striations in a He-Ne laser. *J. Appl. Phys.*, 35(12):3432–3433, 1964.
- [36] G. Schiffner and F. Seifert. On the dependence of He-Ne laser discharge current on laser action. *Proc. IEEE*, 53(10):1657–1658, 1965.
- [37] A. Garscadden and S. L. Adams. Current changes due to lasing action. *Proc. IEEE*, 54(3):427–428, 1966.

- [38] R. J. Freiberg and L. A. Weaver. Effects of lasering upon the electron gas and excited state populations in xenon discharges. *J. Appl. Phys.*, 38(1):250–262, 1967.
- [39] A. I. Carswell and J. I. Wood. Plasma properties of a CO_2 laser discharge. *J. Appl. Phys.*, 38(7):3028–3030, 1967.
- [40] G. S. He and S. H. Liu. *Physics of Nonlinear Optics*. World Scientific, 1999.
- [41] E. Hecht and A. Zajac. *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1974.
- [42] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003.
- [43] G. R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*. Courier Corporation, 1975.
- [44] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, 1960.
- [45] A. Einstein. Strahlungs-emission und absorption nach der Quantentheorie. *Deutsche Physikalische Gesellschaft*, 18, 1916.
- [46] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. el Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7(4):118, 1961.
- [47] J. Casas. *Óptica*. Universidad de Zaragoza, Cátedra de Óptica, 1978.
- [48] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*, volume 1. Springer, 2013.
- [49] W. Lochte-Holtgreven. *Plasma-Diagnostics*. 1968.
- [50] F. Chen Francis. *Introduction to Plasma Physics*. Springer, New York, 1974.
- [51] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [52] J. D. Cobine. *Gaseous Conductors*. Dover, 1958.
- [53] Y. P. Raizer and J. E. Allen. *Gas Discharge Physics*, volume 2. Springer Berlin, 1997.
- [54] G. Francis. The glow discharge at low pressure. *Handbuch der Physik*, 22:53–208, 1956.
- [55] F. W. Aston. Experiments on the length of the cathode dark space with varying current densities and pressures in different gases. *Proc. R. Soc. Lond. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 79(528):80–95, 1907.
- [56] N. Baguer and A. Bogaerts. Study of the sputtered Cu atoms and Cu^+ ions in a hollow cathode glow discharge using a hybrid model. *J. Appl. Phys.*, 98(3):033303, 2005.
- [57] B. N. Chapman. *Glow Discharge Processes*. Wiley, 1980.
- [58] S. Samukawa, M. Hori, S. Rauf, K. Tachibana, P. Bruggeman, G. Kroesen, J. C. Whitehead, A. B. Murphy, A. F. Gutsol, S. Starikovskaia, et al. The 2012 plasma roadmap. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 45(25):253001, 2012.
- [59] I. Adamovich, S. D. Baalrud, A. Bogaerts, P. J. Bruggeman, M. Cappelli, V. Colombo, U. Czarnetzki, U. Ebert, J. G. Eden, P. Favia, et al. The 2017 plasma roadmap: Low temperature plasma science and technology. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 50(32), 2017.
- [60] F. W. Aston. The distribution of electric force in the Crookes dark space. In *Proc. R. Soc. Lond. A*, volume 84, pages 526–535. The Royal Society, 1911.
- [61] F. W. Aston. On the velocity of the positive ions in the Crookes dark space. *Proc. R. Soc. Lond. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 104(728):565–571, 1923.

- [62] P. F. Little and A. Von Engel. The hollow-cathode effect and the theory of glow discharges. In *Proc. R. Soc. Lond. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, volume 224, pages 209–227. The Royal Society, 1954.
- [63] R. P. Stein. Electrical fields in the Crookes dark space of a low pressure glow discharge in air and N_2 . *Phys. Rev.*, 89(1):134, 1953.
- [64] R. W. Warren. Field measurements in glow discharges with a refined electron beam probe and automatic recording. *Phys. Rev.*, 98(6):1650, 1955.
- [65] R. W. Warren. Measurement of electric fields as applied to glow discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 26(8):765–770, 1955.
- [66] N. Hershkowitz and M. H. Cho. Measurement of plasma potential using collecting and emitting probes. *J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 6(3):2054–2059, 1988.
- [67] C. Barbeau and J. Jolly. Electric field measurement in the cathode sheath of a hydrogen glow discharge. *Appl. Phys. Lett.*, 58(3):237–239, 1991.
- [68] C. A. Moore, G. P. Davis, and R. A. Gottscho. Sensitive, nonintrusive, in-situ measurement of temporally and spatially resolved plasma electric fields. *Phys. Rev. Lett.*, 52(7):538, 1984.
- [69] Z. Donkó, K. Rózsa, R. C. Tobin, and K. A. Peard. Modeling and measurements on an obstructed glow discharge in helium. *Phys. Rev. E*, 49(4):3283, 1994.
- [70] M. M. Vasiljević, D. Spasojević, N. M. Šišović, and N. Konjević. Stark effect of Ar I lines for electric field strength diagnostics in the cathode sheath of glow discharge. *Europhys. Lett.*, 119(5):55001, 2017.
- [71] N. V. Ivanović, N. M. Šišović, Dj. Spasojević, and N. Konjević. Measurement of the DC Stark shift for visible NeI lines and electric field distribution in the cathode sheath of an abnormal glow discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 50(12):125201, 2017.
- [72] I. R. Videnović, N. Konjević, and M. M. Kuraica. Spectroscopic investigations of a cathode fall region of the Grimm-type glow discharge. *Spectrochim. Acta, Part B*, 51(13):1707–1731, 1996.
- [73] M. Kuraica and N. Konjević. Electric field measurement in the cathode fall region of a glow discharge in helium. *Appl. Phys. Lett.*, 70(12):1521–1523, 1997.
- [74] G. Lj. Majstorović, N. V. Ivanović, N. M. Šišović, S. Djurović, and N. Konjević. Ar I and Ne I spectral line shapes for an abnormal glow discharge diagnostics. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22(4):045015, 2013.
- [75] Dj. Spasojević, M. Cvejić, N. M. Šišović, and N. Konjević. Simultaneous plasma and electric field diagnostics of microdischarge from hydrogen Balmer line shape. *Appl. Phys. Lett.*, 96(24):241501, 2010.
- [76] Dj. Spasojević, S. Mijin, N. M. Šišović, and N. Konjević. Spectroscopic application of an iterative kinetic cathode sheath model to high voltage hollow cathode glow discharge in hydrogen. *J. Appl. Phys.*, 119(5):053301, 2016.
- [77] Dj. Spasojević, V. Stefleková, N. M. Šišović, and N. Konjević. Spectroscopic application of an iterative kinetic model of the cathode-fall region in a hydrogen abnormal glow discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 23(1):012004, 2014.

- [78] Dj. Spasojević, V. Stefleková, N. M. Šišović, and N. Konjević. Electric field distribution in the cathode-fall region of an abnormal glow discharge in hydrogen: experiment and theory. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 21(2):025006, 2012.
- [79] W. D. Davis and T. A. Vanderslice. Ion energies at the cathode of a glow discharge. *Phys. Rev.*, 131(1):219, 1963.
- [80] J. Rickards. Energies of particles at the cathode of a glow discharge. *Vacuum*, 34(5):559–562, 1984.
- [81] Z. Wroński. Energy distributions of cathode fall ions in the light of Boltzmann equation. *Vacuum*, 40(4):387–394, 1990.
- [82] K. E. Greenberg and G. A. Hebner. Electric-field measurements in 13.56 MHz helium discharges. *Appl. Phys. Lett.*, 63(24):3282–3284, 1993.
- [83] J. B. Kim, K. Kawamura, Y. W. Choi, M. D. Bowden, K. Muraoka, and V. Helbig. A method to measure electric field strengths in an argon glow discharge plasma using laser spectroscopy. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 26(5):1556–1561, 1998.
- [84] A. D. Tserepi and T. A. Miller. Two-photon absorption laser-induced fluorescence of H atoms: A probe for heterogeneous processes in hydrogen plasmas. *J. Appl. Phys.*, 75(11):7231–7236, 1994.
- [85] J. Amorim, G. Baravian, and J. Jolly. Laser-induced resonance fluorescence as a diagnostic technique in non-thermal equilibrium plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33(9):R51, 2000.
- [86] D. Marinov, C. Drag, C. Blondel, O. Guaitella, J. Golda, B. Klarenaar, R. Engeln, V. Schulz-von der Gathen, and J. P. Booth. Pressure broadening of atomic oxygen two-photon absorption laser induced fluorescence. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 25(6):06LT03, 2016.
- [87] J. Amorim, G. Baravian, M. Touzeau, and J. Jolly. Two-photon laser induced fluorescence and amplified spontaneous emission atom concentration measurements in O_2 and H_2 discharges. *J. Appl. Phys.*, 76(3):1487–1493, 1994.
- [88] S. Maurmann, V. Gavrilenko, H. J. Kunze, and E. Oks. Use of fluorescence spectroscopy of CS for measurements of electric fields in a discharge plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29(6):1525, 1996.
- [89] J. P. Booth, M. Fadlallah, J. Derouard, and N. Sadeghi. Electric field measurements in discharges by 2+ 1 photon laser Stark spectroscopy of atomic hydrogen. *Appl. Phys. Lett.*, 65(7):819–821, 1994.
- [90] Y. W. Choi, M. Bowden, and K. Muraoka. A study of sheath electric fields in planar magnetron discharges using laser induced fluorescence spectroscopy. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35(11R):5858, 1996.
- [91] T. Kampschulte, J. Schulze, D. Luggenhölscher, M. D. Bowden, and U. Czarnetzki. Laser spectroscopic electric field measurement in krypton. *New J. Phys.*, 9(1):18, 2007.
- [92] U. Czarnetzki, D. Luggenhölscher, and H. F. Döbele. Space and time resolved electric field measurements in helium and hydrogen RF-discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8(2):230, 1999.
- [93] U. Czarnetzki, D. Luggenhölscher, and H. F. Döbele. Sensitive electric field measurement by fluorescence-dip spectroscopy of Rydberg states of atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 81(21):4592, 1998.
- [94] E. Wagenaars, G. M. W. Kroesen, and M. D. Bowden. Investigations of Stark effects in xenon Rydberg states by laser-induced fluorescence-dip spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 74(3):033409, 2006.

- [95] P. Böhm, M. Kettlitz, R. Brandenburg, H. Höft, and U. Czarnetzki. Determination of the electric field strength of filamentary DBDs by CARS-based four-wave mixing. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 25(5):054002, 2016.
- [96] B. M. Goldberg, P. S. Böhm, U. Czarnetzki, I. V. Adamovich, and W. R. Lempert. Electric field vector measurements in a surface ionization wave discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24(5):055017, 2015.
- [97] D. K. Doughty and J. E. Lawler. Spatially resolved electric field measurements in the cathode fall using optogalvanic detection of Rydberg atoms. *Appl. Phys. Lett.*, 45(6):611–613, 1984.
- [98] E. A. Den Hartog, D. A. Doughty, and J. E. Lawler. Laser optogalvanic and fluorescence studies of the cathode region of a glow discharge. *Phys. Rev. A*, 38(5):2471, 1988.
- [99] D. K. Doughty, S. Salih, and J. E. Lawler. Two-step optogalvanic effect using intersecting laser beams: a pinpoint discharge diagnostic. *Phys. Lett. A*, 103(1-2):41–44, 1984.
- [100] B. N. Ganguly and A. Garscadden. Optical diagnostics of positive column dc discharge by Rydberg state spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 46(6):540–542, 1985.
- [101] B. N. Ganguly, J. R. Shoemaker, B. L. Preppernau, and A. Garscadden. Rydberg state Stark spectroscopic measurement of electric-field profile in a glow discharge. *J. Appl. Phys.*, 61(8):2778–2783, 1987.
- [102] B. N. Ganguly. Measurement of high Rydberg 1P spectra of atomic helium and its application to glow-discharge diagnostics. *J. Appl. Phys.*, 60(2):571–576, 1986.
- [103] B. N. Ganguly and A. Garscadden. Electric field and Doppler emission profile measurements in an obstructed hydrogen discharge. *J. Appl. Phys.*, 70(2):621–627, 1991.
- [104] B. L. Preppernau and B. N. Ganguly. Time-resolved electric field measurements in a 15 kHz helium glow discharge. *Rev. Sci. Instrum.*, 64(6):1414–1417, 1993.
- [105] Y. W. Choi, M. D. Bowden, and K. Muraoka. Electric field measurements in an argon glow discharge using laser spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 69(10):1361–1363, 1996.
- [106] T. Jiang, M. D. Bowden, E. Wagenaars, E. Stoffels, and G. M. W. Kroesen. Diagnostics of electric fields in plasma using Stark spectroscopy of krypton and xenon atoms. *New J. Phys.*, 8(9):202, 2006.
- [107] V. P. Gavrilenko, H. J. Kim, T. Ikutake, J. B. Kim, Y. W. Choi, M. D. Bowden, and K. Muraoka. Measurement method for electric fields based on Stark spectroscopy of argon atoms. *Phys. Rev. E*, 62(5):7201, 2000.
- [108] S. Hussain, M. Saleem, N. M. Shaikh, and M. A. Baig. A comparative study of RF and dc discharge based laser optogalvanic spectroscopy of helium Rydberg states. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39(17):3788, 2006.
- [109] Y. Yamagata, K. Suenaga, K. Muraoka, M. Maeda, and M. Akazaki. Improvement in detection limit of electric field measurement using optogalvanic signals by laser excited Rydberg atoms. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28(3R):565, 1989.
- [110] Y. Yamagata, Y. Kawano, K. Muraoka, M. Maeda, and M. Akazaki. In-situ calibration for electric field measurements in glow-discharge plasmas by laser-induced fluorescence using the optogalvanic technique. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 30(1R):166, 1991.

- [111] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning. The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. *Rev. Mod. Phys.*, 12(2), 1940.
- [112] J. H. Ingold. Glow discharges at DC and low frequencies. *Gaseous Electronics*, 1, 1978.
- [113] A. V. Phelps, B. M. Jelenković, and L. C. Pitchford. Simplified models of electron excitation and ionization at very high E/n. *Phys. Rev. A*, 36(11):5327, 1987.
- [114] Z. Lj. Petrović and A. V. Phelps. Energetic ion, atom, and molecule reactions and excitation in low-current H_2 discharges: $H\alpha$ Doppler profiles. *Phys. Rev. E*, 80(6):066401, 2009.
- [115] Z. L. Petrović and A. V. Phelps. Energetic ion, atom, and molecule reactions and excitation in low-current H_2 discharges: Spatial distributions of emissions. *Phys. Rev. E*, 80(1):016408, 2009.
- [116] A. V. Phelps. Energetic ion, atom, and molecule reactions and excitation in low-current H_2 discharges: Model. *Phys. Rev. E*, 79(6):066401, 2009.
- [117] A. V. Phelps. Collisional kinetics of non-uniform electric field, low-pressure, direct-current discharges in H_2 . *Plasma Sources Sci. Technol.*, 20(4):043001, 2011.
- [118] B. M. Jelenković and A. V. Phelps. The cathode-fall of low-pressure hydrogen discharges: Absolute spectral emission and model. *Phys. Plasmas*, 18(10):103505, 2011.
- [119] Z. Donkó. Particle simulation methods for studies of low-pressure plasma sources. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 20(2):024001, 2011.
- [120] F. Sigeneger, Z. Donkó, and D. Loffhagen. Boltzmann equation and particle-fluid hybrid modelling of a hollow cathode discharge. *The European Physical Journal-Applied Physics*, 38(2):161–167, 2007.
- [121] Z. Donkó, P. Hartmann, and K. Kutasi. On the reliability of low-pressure dc glow discharge modelling. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 15(2):178, 2006.
- [122] Z. Donkó. Hybrid model of a rectangular hollow cathode discharge. *Phys. Rev. E*, 57(6):7126, 1998.
- [123] J. Schulze, Z. Donkó, B. G. Heil, D. Luggenhölscher, T. Mussenbrock, R. P. Brinkmann, and U. Czarnetzki. Electric field reversals in the sheath region of capacitively coupled radio frequency discharges at different pressures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41(10):105214, 2008.
- [124] D. Marić, P. Hartmann, G. Malović, Z. Donkó, and Z. L. Petrović. Measurements and modelling of axial emission profiles in abnormal glow discharges in argon: heavy-particle processes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36(21):2639, 2003.
- [125] A. Bogaerts, E. Neyts, R. Gijbels, and J. van der Mullen. Gas discharge plasmas and their applications. *Spectrochim. Acta, Part B*, 57(4):609–658, 2002.
- [126] A. Bogaerts, Z. Chen, and R. Gijbels. Glow discharge modelling: from basic understanding towards applications. *Surf. Interface Anal.*, 35(7):593–603, 2003.
- [127] N. Baguer, A. Bogaerts, and R. Gijbels. Hybrid model for a cylindrical hollow cathode glow discharge and comparison with experiments. *Spectrochim. Acta, Part B*, 57(2):311–326, 2002.
- [128] N. Baguer, A. Bogaerts, and R. Gijbels. Role of the fast Ar atoms, Ar^+ ions, and metastable Ar atoms in a hollow cathode glow discharge: Study by a hybrid model. *J. Appl. Phys.*, 94(4):2212–2222, 2003.
- [129] N. Baguer, A. Bogaerts, Z. Donko, R. Gijbels, and N. Sadeghi. Study of the Ar metastable atom population in a hollow cathode discharge by means of a hybrid model and spectrometric measurements. *J. Appl. Phys.*, 97(12):123305, 2005.

- [130] M. Jiménez-Redondo, E. Carrasco, V. J. Herrero, and I. Tanarro. Chemistry in glow discharges of H_2/O_2 mixtures: diagnostics and modelling. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 24(1):015029, 2015.
- [131] I. Méndez, I. Tanarro, and V. J. Herrero. On the ionic chemistry in DC cold plasmas of H_2 with Ar. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 12(16):4239–4245, 2010.
- [132] R. Dux, K. Grützmacher, M. I. de la Rosa, and B. Wende. Absolute determination of local ground-state densities of atomic hydrogen in nonlocal-thermodynamic-equilibrium environments by two-photon polarization spectroscopy. *Phys. Rev. E*, 51(2):1416, 1995.
- [133] A. B. Gonzalo, M. I. de la Rosa, C. Pérez, S. Mar, and K. Grützmacher. Absolute atomic hydrogen density distribution in a hollow cathode discharge by two-photon polarization spectroscopy. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 13(1):150, 2004.
- [134] K. Grützmacher, M. I. de la Rosa, A. B. Gonzalo, M. Steiger, and A. Steiger. Two-photon polarization spectroscopy applied for quantitative measurements of atomic hydrogen in atmospheric pressure flames. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 76(7):775–785, 2003.
- [135] A. B. Gonzalo, K. Grützmacher, M. I. de la Rosa, M. Steiger, and A. Steiger. Mapping of the atomic hydrogen density in combustion processes at atmospheric pressure by two-photon polarization spectroscopy. In *AIP Conference Proceedings*, volume 559, pages 199–201. AIP, 2001.
- [136] M. I. de la Rosa, C. Pérez, A. B. Gonzalo, K. Grützmacher, and A. Steiger. Application of two photon polarization spectroscopy to the study of combustion processes. In *5th Iberoamerican Meeting on Optics and 8th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Their Applications*, volume 5622, pages 213–218. International Society for Optics and Photonics, 2004.
- [137] M. I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher, A. B. Gonzalo, and A. Steiger. Electric field measurements in a hollow cathode discharge by two-photon polarization spectroscopy of atomic deuterium. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 15(1):105, 2006.
- [138] A. Steiger, M. I. de la Rosa, C. Pérez, M. Gemisic, K. Grützmacher, and J. Seidel. Optical measurement of electric fields. In *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection III*, volume 5144, pages 823–831. International Society for Optics and Photonics, 2003.
- [139] A. Steiger, K. Grützmacher, C. Pérez, M. I. de la Rosa, and J. Seidel. Measurements of local electric fields in low density plasmas via Stark-splitting of hydrogen resonance lines. In *AIP Conference Proceedings*, volume 645, pages 86–93. AIP, 2002.
- [140] A. B. Gonzalo, C. García, K. Grützmacher, S. Mar, C. Pérez, and M. I. de la Rosa. Characterization of a hydrogen hollow cathode plasma by two-photon polarization spectroscopy. In *AIP Conference Proceedings*, volume 559, pages 221–223. AIP, 2001.
- [141] C. Pérez, M. I. de la Rosa, K. Grützmacher, and L. M. Fuentes. Measurements of two photon absorption cross-section of Xe for laser spectroscopic techniques calibration. In *J. Phys. Conf. Ser.*, volume 274, page 012087. IOP Publishing, 2011.
- [142] M. I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher, and L. M. Fuentes. Determination of two-photon absorption cross section of noble gases for calibration of laser spectroscopic techniques. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1058, pages 18–20. AIP, 2008.
- [143] M. Garcia-Lechuga, L. M. Fuentes, K. Grützmacher, C. Pérez, and M. I. de la Rosa. Calculation of the spatial resolution in two-photon absorption spectroscopy applied to plasma diagnosis. *J. Appl. Phys.*, 116(13):133103, 2014.

- [144] M. Gemišić-Adamov, A. Steiger, K. Grützmacher, and J. Seidel. Doppler-free stark spectroscopy of the second excited level of atomic hydrogen for measurements of electric fields. *Phys. Rev. A*, 75(1):013409, 2007.
- [145] C. Pérez, M. I. de la Rosa, and K. Grützmacher. Hollow cathode fall field strength measured by Doppler-free two-photon optogalvanic spectroscopy via Stark splitting of the 2S level of hydrogen. *Eur. Phys. J. D*, 56(3):369–375, 2010.
- [146] C. Pérez, M. I. de la Rosa, and K. Grützmacher. Characterization of hollow cathode fall field strength measured by Doppler-free two-photon optogalvanic spectroscopy via Stark splitting of the 2S level of hydrogen and deuterium. *J. Phys. Conf. Ser.*, 227(1):012039, 2010.
- [147] M. I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher, and L. M. Fuentes. Electric field strengths in a hollow cathode measured by Doppler-free two-photon optogalvanic spectroscopy via Stark splitting of the 2S level of deuterium. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 18(1):015012, 2008.
- [148] M. I. de la Rosa, C. Pérez, K. Grützmacher, A. B. Gonzalo, and J. A. del Val. Determination of electric field strength and kinetic temperature in the cathode fall region of a hollow cathode discharge. In *J. Phys. Conf. Ser.*, volume 227, page 012038. IOP Publishing, 2010.
- [149] *Operation and Maintenance Manual for the Powerlite 9000 Series Laser. Continuum (1993).*
- [150] V. Gonzalez-Fernandez, E. Vasallo, G. Perez-Callejo, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, and M. I. de la Rosa. Como controlar la emisión de un láser en un solo modo longitudinal. *Ópt. Pura Apl.*, 48(2):141–144, 2015.
- [151] T. J. Kane and R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 10(2):65–67, 1985.
- [152] W. R. Bosenberg and D. R. Guyer. Broadly tunable, single-frequency optical parametric frequency-conversion system. *JOSA B*, 10(9):1716–1722, 1993.
- [153] V. Gonzalez-Fernandez, G. Perez-Callejo, E. Vasallo, K. Grützmacher, L. M. Fuentes, C. Pérez, and M. I. de la Rosa. Cristales no lineales: ¿son mágicos? *Ópt. Pura Apl.*, 48(2):135–139, 2015.
- [154] K. Liu and M. G. Littman. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers. *Opt. Lett.*, 6(3):117–118, 1981.
- [155] Catálogo de Hamamatsu.
- [156] M. Garcia-Lechuga. Caracterización del volumen de excitación por absorción de dos fotones en espectroscopia láser. Master's thesis, Universidad de Valladolid, 2012.
- [157] Catálogo de Laser Components.
- [158] N. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita, R. Shimizu, and H. Tawara. Energy dependence of the ion-induced sputtering yields of monatomic solids. *At. Data Nucl. Data Tables*, 31(1):1–80, 1984.
- [159] N. Cvetanović, M. M. Kuraica, and N. Konjević. Excessive Balmer line broadening in a plane cathode abnormal glow discharge in hydrogen. *J. Appl. Phys.*, 97(3):033302, 2005.
- [160] A. C. Dexter, T. Farrell, and I. M. Lees. Electronic and ionic processes and ionic bombardment of the cathode in a DC hydrogen glow discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 22(3):413, 1989.
- [161] A. V. Phelps. Erratum: Energetic ion, atom, and molecule reactions and excitation in low-current H_2 discharges: Model. *Phys. Rev. E*, 81(2):029903, 2010.

- [162] M. R. Gemišić-Adamov, B. M. Obradovic, M. M. Kuraica, and N. Konjevic. Doppler spectroscopy of hydrogen and deuterium Balmer alpha line in an abnormal glow discharge. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 31(3):444–454, 2003.
- [163] B. P. Lavrov and A. S. Melnikov. Spectroscopic determination of highly nonequilibrium velocity spectra of hydrogen atoms in H {sub 2}+ Ne, Ar, Kr hollow-cathode discharges. *Opt. Spectrosc.*, 79(6), 1995.
- [164] J. Kipritidis, J. Khachan, M. Fitzgerald, and O. Shrier. Absolute densities of energetic hydrogen ion species in an abnormal hollow cathode discharge. *Phys. Rev. E*, 77(6):066405, 2008.
- [165] A. Güntherschulze. Die Abhängigkeit des normalen Kathodenfalles der Glimmentladung von der Gasdichte. *Zeitschrift für Physik*, 49(7-8):473–479, 1928.
- [166] A. Güntherschulze. Der Kathodenfall der Glimmentladung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei Spannungen bis 3000 Volt. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 59(7):433–445, 1930.
- [167] J. W. Murdock and G. H. Miller. Secondary electron emission due to positive ion bombardment, ames laboratory, iowa state college, ames, iowa, aec rep. 1955.
- [168] I. Mendez, F. J. Gordillo-Vazquez, V. J. Herrero, and I. Tanarro. Atom and ion chemistry in low pressure hydrogen dc plasmas. *J. Phys. Chem. A*, 110(18):6060–6066, 2006.
- [169] A. Anders. *A formulary for plasma physics*. Akademie-Verlag Berlin, 1990.