



Universidad de Valladolid

Facultad de Ciencias

TRABAJO FIN DE GRADO

Grado en Física

**Estudio de la caída del campo eléctrico en plasmas generados
en descarga de cátodo hueco**

Autor: Sergio García Antolín

Tutores: Inmaculada de la Rosa García

Verónica González Fernández

RESUMEN

En este trabajo se ha medido la caída de la intensidad del campo eléctrico en la zona de cátodo, en un plasma de deuterio de baja presión generado en una descarga de cátodo hueco. El campo eléctrico provoca el desplazamiento y desdoblamiento Stark del nivel 2S del átomo de deuterio, cuya dependencia funcional se conoce teóricamente. Una medida directa de la separación entre componentes da cuenta de la distribución del campo a lo largo del plasma. La técnica de medida utilizada es la espectroscopia optogalvánica, por ser un método no invasivo y que proporciona una alta resolución. En el plasma se introduce una radiación láser sintonizable en el ultravioleta con la longitud de onda adecuada (243 nm) para inducir la transición 1S-2S del átomo mediante la absorción de dos fotones. La absorción de un tercer fotón provoca una fotoionización produciendo un cambio de impedancia del plasma, que se detecta mediante espectroscopia optogalvánica.

ABSTRACT

In this work the electric field strength (E-field) has been measured in the cathode fall region, in a deuterium low pressure plasma generated in a Hollow Cathode Discharge. The E-field provokes the shifting and splitting of the 2S level of the deuterium atom, which functional dependency is well known. Thus, a direct measurement of the components splitting gives the E-field distribution. The measure technique is optogalvanic spectroscopy, because it is a non-invasive method, and at the same time it gives a very high accuracy. In the plasma a tuning UV laser radiation is introduced, this radiation has the wavelength of 243 nm in order to produce the 1S-2S transition by two photon absorption. And the posterior absorption of a third photon produces photoionization that causes a change in the plasma impedance, which is detected by optogalvanic spectroscopy.

Índice

INTRODUCCIÓN	4
CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN TEÓRICA	6
1.1. ESTRUCTURA FINA DEL ÁTOMO DE HIDRÓGENO.....	6
1.2. ABSORCIÓN A DOS FOTONES.....	9
1.3 EFECTO STARK.....	10
1.4. ÓPTICA NO LINEAL Y GENERACIÓN DE ARMÓNICOS.....	12
CAPITULO 2: DISPOSITIVO EXPERIMENTAL	15
2.1. LÁSER Nd:YAG	15
2.2 LÁSER SINTONIZABLE	18
2.3 DISEÑO ÓPTICO.....	19
2.4 LÁMPARA DE CÁTODO HUECO	21
CAPÍTULO 3: MEDIDAS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS	23
3.1 ESPECTROSCOPÍA Y DETECCIÓN OPTOGALVÁNICA	23
3.2 MEDIDAS	24
3.3 ANÁLISIS DE DATOS	25
3.4 RESULTADOS	29
CONCLUSIONES.....	30
BIBLIOGRAFÍA	31

INTRODUCCIÓN

La física de plasmas es uno de los campos científicos siempre de actualidad y de gran interés tanto en estudios experimentales como teóricos. La diversidad de plasmas de laboratorio, tecnológicos e industriales así como sus diversas y dispares aplicaciones hacen que la investigación en este campo avance continuamente con el desarrollo de nuevas técnicas de medida, nuevos programas de simulación o de modelización de la dinámica de las descargas. Como la mayoría de los plasmas de interés tecnológico presentan distribuciones espaciales complejas y requieren condiciones especiales que normalmente se encuentran fuera del equilibrio termodinámico, es importante disponer de herramientas de diagnóstico de las distintas magnitudes que determinan el estado del plasma. La medida de estos parámetros básicos permite conocer en detalle el comportamiento del plasma y, con ello, optimizar los procesos industriales de los que forman parte. Muchos son los parámetros necesarios para el entendimiento de estos procesos: la distribución local de las temperaturas cinéticas y de excitación electrónica, densidades de elementos básicos como hidrógeno, oxígeno, nitrógeno y carbono, distribución del campo eléctrico presente en las descargas, ensanchamiento Stark de las líneas espectrales, etc. El grupo de espectroscopía láser para el diagnóstico de plasmas del Departamento de Física Teórica, Atómica y Óptica ha trabajado durante años en el desarrollo de técnicas experimentales novedosas que han aportado resultados de gran interés tanto en la medida de densidades atómicas, temperatura cinética o distribución de la caída del campo eléctrico.

Dentro de este marco general el trabajo que aquí se presenta se centra en la medida de la distribución de la intensidad del campo eléctrico, que en muchos casos es la clave para entender y controlar el comportamiento de las descargas, especialmente en la zona de cátodo. El campo eléctrico está relacionado directamente con la densidad de carga, el flujo de electrones e iones, las condiciones de superficie y las funciones de distribución de energía de las partículas; por lo tanto, se hace necesario poder medir su distribución temporal y espacial con el fin de mejorar nuestra comprensión de los fenómenos de descarga en gases y sus múltiples e importantes aplicaciones.

Por otra parte, el hidrógeno atómico es un buen candidato para las medidas del campo eléctrico, ya que participa en muchos plasmas de interés tecnológico e industrial. Además sus niveles excitados son muy sensibles al campo eléctrico y la teoría de su desdoblamiento Stark es conocida. El grupo ha trabajado en los últimos años en plasmas de hidrógeno, realizando un estudio muy amplio en distintas configuraciones de la descarga: geometría, material del cátodo, presión corriente, etc. En este trabajo se propone el estudio en plasmas de deuterio. La comparación de las medidas en hidrógeno y deuterio es de especial importancia para el entendimiento de la dinámica de la descarga, puesto que la diferencia de masa entre ambos es un factor dos, mientras que los demás parámetros atómicos y moleculares son prácticamente idénticos.

Las medidas, de este trabajo, se han realizado en un plasma de deuterio generado en una descarga de cátodo hueco diseñada y construida en el laboratorio. La lámpara de descarga proporciona un plasma reproducible y estable en un amplio intervalo de parámetros de la descarga como presión y corriente. El campo eléctrico toma valores muy altos cerca de la pared del cátodo y decrece bruscamente en una distancia muy pequeña (zona oscura de cátodo), en nuestro dispositivo experimental entorno a los dos milímetros, con pequeñas variaciones dependiendo de las condiciones de la descarga.

En la descarga de cátodo hueco con las que se trabaja, el campo eléctrico es lo suficientemente intenso como para producir el desdoblamiento y desplazamiento Stark del nivel 2S del deuterio, detectable mediante espectroscopia optogalvánica. Esta técnica de medida consiste en una excitación por absorción de dos fotones mediante radiación láser. La irradiancia de los dos haces láser produce no sólo la excitación sino también una fotoionización debida a la absorción de un tercer fotón. Esto provoca una variación de la impedancia del plasma que se detecta mediante espectroscopia optogalvánica. Este método de medida proporciona una gran resolución tanto espacial como temporal. De esta forma se han obtenido los espectros en la zona oscura de cátodo en un plasma de deuterio en diferentes posiciones de la descarga. La comparación de las medidas con los cálculos teóricos proporciona el valor de la distribución local del campo eléctrico.

El estudio de este tipo de plasmas mediante espectroscopia láser requiere de láseres con longitudes de onda en el ultravioleta de vacío. Una manera de superar esta dificultad experimental, es inducir transiciones mediante la absorción de dos fotones. Para la realización de este tipo de medidas se necesitan láseres de un solo modo longitudinal (SLM), con una anchura de banda de 300 MHz, sintonizables en el ultravioleta, con pulsos de energía del orden de 5 mJ en 3 ns a 243 nm para inducir la transición 1S-2S.

La memoria que aquí se presenta sigue el siguiente esquema: el Capítulo 1 constituye una introducción teórica de los conceptos necesarios para llevar a cabo el trabajo. En el Capítulo 2 se da una descripción detallada del dispositivo experimental, y en el Capítulo 3 se describe cómo se han realizado las medidas y los resultados obtenidos. Para terminar con un resumen de lo anteriormente expuesto en la sección de Conclusiones.

Finalmente, destacar aquí que en este Trabajo Fin de Grado se tratan diversas áreas de la física tales como: la óptica, la mecánica cuántica, la óptica cuántica, la optoelectrónica, el electromagnetismo... Además de técnicas de trabajo experimental, procesado de datos, interpretación de resultados.

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN TEÓRICA

En este capítulo se exponen de manera resumida los conceptos básicos que nos permiten comprender los diferentes procesos físicos necesarios para la realización de este trabajo.

1.1. ESTRUCTURA FINA DEL ÁTOMO DE HIDRÓGENO

En este apartado se presenta un resumen de la estructura fina del átomo de hidrógeno [1], con el fin de entender los diferentes desdoblamientos y desplazamientos de los niveles de energía, para centrarnos especialmente en los niveles 1S y 2S.

Se le llama corrección de estructura fina a la corrección relativista de la ecuación de Schrödinger.

$$H = m_e c^2 + \underbrace{\frac{\vec{p}^2}{2m_e} + V(R)}_{H_0} - \underbrace{\frac{\vec{p}^4}{8m_e^2 c^2}}_{W_{mv}} + \underbrace{\frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{R} \frac{dV(R)}{dR} \vec{L} \vec{S}}_{W_{so}} + \underbrace{\frac{\hbar^2}{8m_e^2 c^2} \Delta V(R)}_{W_D} \quad (1.1.1)$$

H_0 es el hamiltoniano no relativista y los términos restantes son los llamados términos de estructura fina. Cada uno de estos efectos es del orden de 10^4 veces más pequeño que el H no relativista. Estos términos son el de interacción spin-órbita (w_{so}), que se interpreta como la energía de interacción entre el momento magnético intrínseco del electrón, el spin, y el campo magnético generado por el movimiento del electrón en el campo eléctrico creado por el núcleo. El origen físico del término se explica a continuación:

El electrón se mueve a una velocidad $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m_e$ en el campo electrostático creado por el protón. Sobre el electrón aparece un campo magnético \mathbf{B} dado por:

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad (1.1.2)$$

En aproximación no relativista para primer orden en \mathbf{v}/c .

El electrón posee un momento magnético intrínseco $\mathbf{M}_s = q\mathbf{S}/m_e$, el cual interactúa con el campo \mathbf{B} . La energía correspondiente de interacción se puede escribir como:

$$W = -\mathbf{M}_s \cdot \mathbf{B} \quad (1.1.3)$$

El campo eléctrico \mathbf{E} de la fórmula anterior es $\mathbf{E} = -\frac{1}{q} \frac{dV(r)}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r}$, donde $V(r) = \frac{-e^2}{r}$ es la energía electrostática del electrón. Así, el campo \mathbf{B} queda:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{qc^2} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} \frac{\mathbf{p}}{m_e} \times \mathbf{r} \quad (1.1.4)$$

En el correspondiente operador en mecánica cuántica, aparece como $\mathbf{P} \times \mathbf{R} = -\mathbf{L}$. Finalmente, se obtiene:

$$W = \frac{1}{m_e^2 c^2} \frac{1}{R} \frac{dV(\mathbf{R})}{dR} \mathbf{L} \mathbf{S} = \frac{e^2}{m_e^2 c^2} \frac{1}{R^3} \mathbf{L} \mathbf{S} \quad (1.1.5)$$

El origen físico del término de Darwin, w_D , está relacionado con la interacción entre el electrón y el campo Coulombiano del núcleo. En primera aproximación solo depende del valor del campo en la posición del electrón \mathbf{r} , sin embargo, la aproximación no relativista (expansión en serie de v/c) lleva a una ecuación en la cual la interacción entre el electrón y el campo es no local. El electrón se ve afectado por todos los valores que toma el campo en un dominio centrado en el punto \mathbf{r} , y cuyo tamaño es del orden de la longitud de onda Compton del electrón ($\frac{\hbar}{m_e c}$). Como consecuencia, la corrección se asocia con la probabilidad de encontrar al electrón en el núcleo del átomo, lo que es posible sólo en estados S (momento angular $l=0$). En dichos estados los electrones no pueden sentir toda la intensidad del potencial nuclear en $\mathbf{R}=0$, resultando en una perturbación positiva, y por lo tanto desplazando los niveles.

Por último el movimiento browniano (W_{mv}) es una corrección cinemática debida a la variación de la masa inercial del electrón con su velocidad alrededor del núcleo. En principio la expresión relativista de la energía E de una partícula clásica de masa m_e , y momento \mathbf{p} es:

$$E = c\sqrt{\mathbf{p}^2 + m_e^2 c^2} \quad (1.1.6)$$

Si se realiza una expansión de E en potencias de $|\mathbf{p}|/m_e c$, se obtiene:

$$E = m_e c^2 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} - \frac{\mathbf{p}^4}{8m_e^3 c^2} + \dots \quad (1.1.7)$$

Ahora, aparte del término $m_e c^2$ y de la corrección no relativista de la energía ($\mathbf{p}^2/2m_e$), está la corrección relativista en primer orden ($-\mathbf{p}^4/8m_e^3 c^2$) que aparece en la fórmula (1.1.1). Como se observa la corrección que resulta siempre es negativa, es decir, estabiliza la energía.

Todas estas correcciones perturbativas resultan en un término:

$$\Delta E_{n,j} = E_n \left[1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (1.1.8)$$

Las correcciones dependen solo de los números cuánticos n y j . La degeneración accidental en l se mantiene para los posibles valores de $l = j + \frac{1}{2}$ asociados con n y j fijos, siendo $j = l + s$. Esta corrección dejaría el nivel $n=2$ desdoblado en dos; $2s_{1/2}$ y $2p_{1/2}$ por una parte, y $2p_{3/2}$ por otra. Pero en realidad, el nivel $2s_{1/2}$ está desplazado respecto del $2p_{1/2}$ unos 1060 MHz, debido al efecto Lamb.

Para el caso del nivel 1S y 2S, el desplazamiento total calculado teniendo en cuenta las correcciones finas respecto del hamiltoniano sin perturbar sería:

$$\langle W_{mv} \rangle_{1s} + \langle w_D \rangle_{1s} = -\frac{1}{8} \alpha^4 m_e c^2 = -43797.1 \text{ MHz}$$

$$\langle W_{mv} \rangle_{2s} + \langle w_D \rangle_{2s} = -\frac{5}{128} \alpha^4 m_e c^2 = -13686.1 \text{ MHz}$$

Si consideramos el Efecto Lamb, el desplazamiento del nivel 2S queda reducido a 12626,6 MHz.

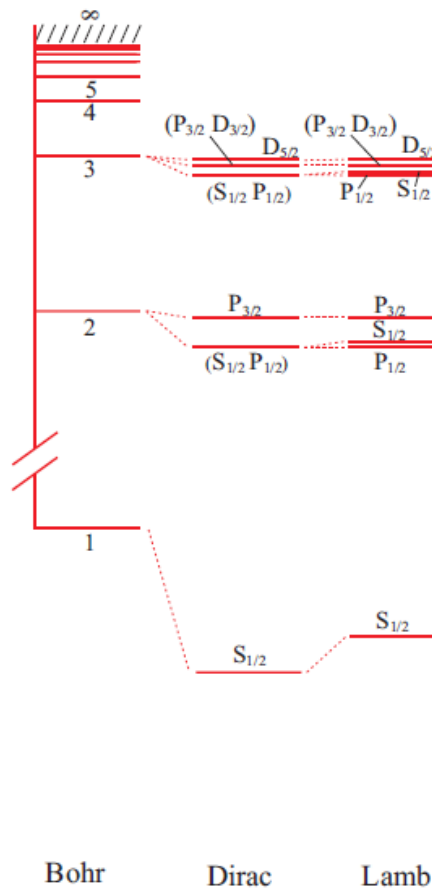


Figura 1: Diagrama de niveles del átomo de Hidrógeno [6]

En este trabajo no se ha utilizado hidrógeno, sino su isótopo deuterio. La diferencia fundamental es la masa del átomo, ya que la del deuterio es aproximadamente el doble despreciando la masa de los electrones. La carga es la misma por lo que la estructura fina será la misma, pero se produce un desplazamiento de las líneas, llamado desplazamiento isotópico de las líneas del espectro. Esto es debido a la diferencia de masa del núcleo que afecta a las energías de los estados S, ya que la función de onda del estado S es la única que puede penetrar un poco en el núcleo. Este mismo efecto provoca que la estructura hiperfina sea diferente en ambos átomos. La anchura espectral del láser utilizado en este trabajo no permite resolver la estructura hiperfina del átomo de deuterio, es por ello que no presentamos aquí dicho estudio.

1.2. ABSORCIÓN A DOS FOTONES

En este apartado se analizarán los niveles accesibles mediante transiciones por absorción de dos fotones [2,3].

Para el estudio de plasmas de los elementos más significativos (hidrógeno, oxígeno, nitrógeno, carbono, etc.), nos encontramos que las transiciones atómicas requieren la utilización de láseres con longitudes de onda en el ultravioleta de vacío. Una manera de superar esta dificultad experimental, es inducir transiciones mediante la absorción de dos fotones.

Se puede describir formalmente una absorción de dos fotones como un proceso de dos pasos desde el nivel inicial a través de un "nivel virtual" hasta el nivel final. Debido a la regla de selección de cambio de paridad para una transición de un solo fotón, los dos niveles conectados por una transición de dos fotones deben tener la misma paridad. Esto implica que la regla de selección para el cambio de momento angular orbital se expresa como $\Delta L = 0, \pm 2$. En el caso del hidrógeno, y según el diagrama de niveles presentado en el apartado anterior, la transición posible sería la $1S_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2}$, con $\Delta L = 0$.

En las transiciones a dos fotones es posible eliminar el efecto Doppler. Si se considera un átomo en reposo, se producirá una transición mediante la absorción de dos fotones si se cumple la relación:

$$|i\rangle \rightarrow |f\rangle: E_f - E_i = h\nu_0 = h\nu_{if} = h(\nu_1 + \nu_2) \quad (1.2.1)$$

Si el átomo se mueve con velocidad \mathbf{v} , la condición de resonancia permanece inalterada en el sistema de referencia móvil solidario con el átomo. Sin embargo, las frecuencias ν_1 , ν_2 , sufren un desplazamiento Doppler correspondiente a las componentes de \mathbf{v} en la dirección de los vectores de onda \mathbf{k}_1 y \mathbf{k}_2 . Este desplazamiento se puede expresar como:

$$\nu_{Di} = \nu_i - \frac{\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}}{2\pi} \quad i = 1, 2 \quad (1.2.2)$$

Llevando este resultado a la condición de resonancia, la expresión pasa a escribirse como:

$$|i\rangle \rightarrow |f\rangle: E_f - E_i = h(\nu_1 + \nu_2) - \frac{(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{v}}{2\pi} \quad (1.2.3)$$

Si ambos fotones tienen la misma frecuencia y viajan en la misma dirección, en sentidos opuestos, se tiene que $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$, con lo que se anula el último término de la ecuación. Dicho término representa el efecto Doppler de primer orden para un átomo moviéndose con velocidad \mathbf{v} , y con $v \ll c$. Por lo tanto, en la espectroscopia por absorción de dos fotones libre de Doppler, todos los átomos en el nivel de partida pueden contribuir a la señal. Esta propiedad compensa en gran parte el pequeño valor de la sección eficaz para este efecto de segundo orden.

1.3 EFECTO STARK

El efecto Stark es el desplazamiento y desdoblamiento de las líneas espectrales de los átomos y moléculas debido a la interacción de estos con un campo eléctrico [1,2]. Los niveles de átomos o moléculas con un momento dipolar eléctrico permanente se dividen en presencia de un campo eléctrico en $(2J + 1)$ componentes de Stark, donde J es el número cuántico correspondiente al momento angular total.

Al estudiar un átomo de hidrógeno en un campo eléctrico \mathbf{E} uniforme paralelo a la dirección z , debe añadirse al Hamiltoniano de la fórmula 1.1.1 el Hamiltoniano Stark, el cual describe la interacción energética del momento dipolar electrónico $\mathbf{D} = q\mathbf{R}$ del átomo con el campo \mathbf{E} . W_s puede escribirse como:

$$W_s = \mathbf{D}\mathbf{E} = -q\mathbf{E}\mathbf{R} = -qEZ = +eEz \quad \mathbf{R} = \sum_i \mathbf{r}_i \quad (1.3.1)$$

Donde \mathbf{R} es el operador posición del electrón del átomo y Z es la tercera componente de este operador en el sistema cartesiano, la misma dirección que se le ha dado al campo eléctrico \mathbf{E} externo por definición.

Incluso para campos fuertes producidos en laboratorios, siempre $W_s \ll H_0$. Por otro lado, si \mathbf{E} es suficientemente fuerte, W_s puede ser del mismo orden de magnitud que W_f o incluso mayor. Para simplificar, se asume que aunque esta componente que \mathbf{E} es suficientemente fuerte para el efecto de W_s puede ser mucho mayor que el producido por W_f . Se debe calcular, por lo tanto, usando teoría de perturbaciones, el efecto de W_s en los autoestados de H_0 .

El cálculo del efecto Stark sobre el nivel $n=1$ resulta nulo en primer orden debido a que el operador Z es impar y el estado fundamental tiene paridad definida positiva. Por lo tanto no hay efecto lineal en \mathbf{E} . El cálculo del siguiente término en teoría de perturbaciones resulta en un efecto Stark cuadrático.

El efecto de W_s en el nivel $n=2$ es lineal ya que en este nivel el átomo se comportaría como si tuviese un momento dipolar permanente que puede orientarse paralela o perpendicularmente al campo.

En la siguiente figura se representan el cálculo del desplazamiento y desdoblamiento Stark del nivel $2S$ del átomo de hidrógeno en presencia de un campo eléctrico. Claramente, en ausencia de campo eléctrico, solamente existe la componente $2S_{1/2}$, representada en negra. A medida que aumenta el campo eléctrico, aparece la componente $2P_{1/2}$ (componente roja) cerca de la central y se va alejando de ésta. Por el otro lado aparece la componente $2P_{1/2}$ (en color azul), separada en frecuencia de las otras dos y alejándose más según aumenta el campo eléctrico.

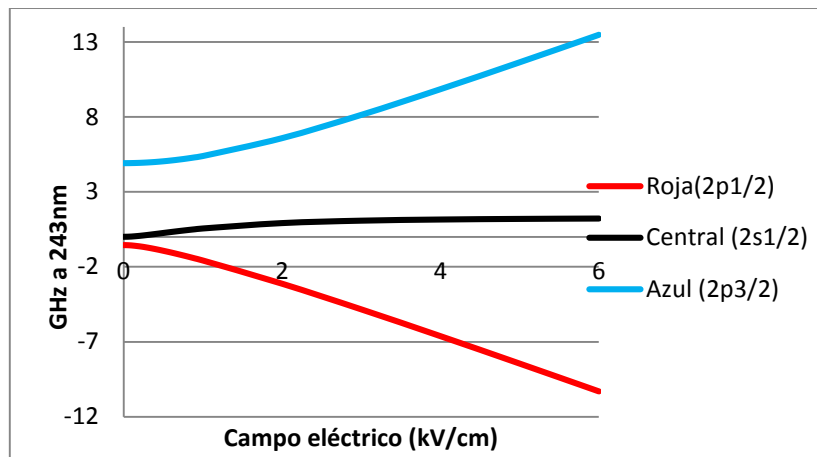


Figura 2: Desdoblamiento y desplazamiento del nivel n=2 del Hidrógeno en función del campo eléctrico

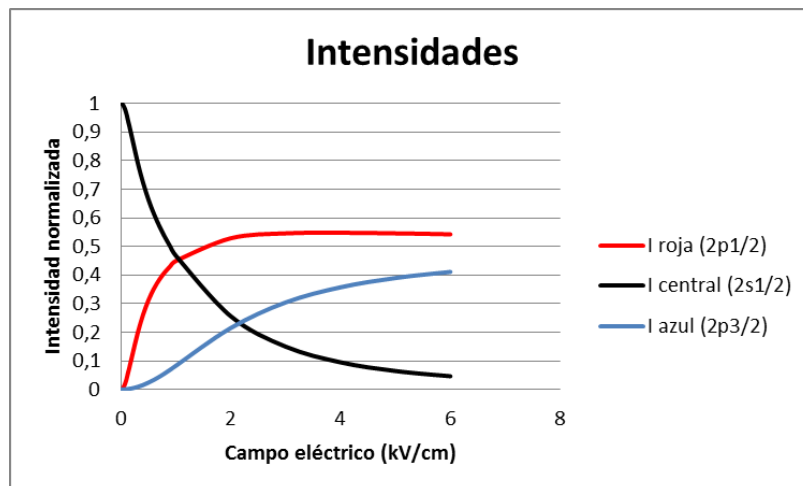


Figura 3: Intensidades relativas de las diferentes componentes Stark del nivel 2S del hidrógeno en función del campo eléctrico.

En la figura 3 se representa gráficamente la intensidad normalizada de las tres componentes dibujadas en la anterior figura respecto del campo eléctrico. La intensidad de la componente 2S_{1/2} disminuye según aumenta el campo, mientras que la intensidad de las otras dos componentes, crecen con el aumento del campo eléctrico.

1.4. ÓPTICA NO LINEAL Y GENERACIÓN DE ARMÓNICOS

Este capítulo se ha consultado en las referencias [4-6,10].

En general, la óptica trata acerca de la interacción de la luz con la materia. Dicha interacción se puede describir mediante el índice de refracción y el cociente de absorción del medio. A intensidades relativamente bajas, como ocurre de manera habitual en la naturaleza, tales magnitudes no se ven afectadas por la intensidad de la iluminación. En dichas condiciones, si la luz atraviesa un medio, la reflexión, la refracción, la absorción y la velocidad de propagación en dicho medio permanecen constantes al variar la intensidad. En particular, la frecuencia de la luz no se ve alterada, esto es, no pueden aparecer ni desaparecer componentes de la luz con una frecuencia que no se la de la que incide en el medio [4]. Todos estos procesos que exhibe la luz al propagarse por tales medios constituyen lo que se conoce como óptica lineal.

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(\omega) \quad (1.4.1)$$

En la ecuación ϵ_0 es la permitividad del vacío, $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal de orden 1.

Ahora bien, cuando la irradiancia del campo aplicado es del orden de los GW/cm^2 , como en los láseres pulsados, la respuesta del medio deja de ser lineal. Los dipolos radiantes del material dejan de reemitir a la misma frecuencia que las frecuencias que los generaron y la polarización del medio deja de ser linealmente proporcional al campo, apareciendo términos superiores. De esta manera, se puede desarrollar la polarización en serie de potencias:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E}(\omega) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(\omega) + \dots) \quad (1.4.2)$$

Este tipo de interacción es compleja, sin embargo para algunas aplicaciones, como el caso de la generación de nuevas frecuencias en un láser, un tratamiento simplificado puede ser suficiente. Este es el caso de fenómenos no lineales basados en la distorsión de la nube electrónica, donde el tiempo de respuesta del medio es corto, del orden de 10^{-15} s. Si en estas condiciones no existe absorción en el medio, estamos ante los llamados procesos paramétricos, que pueden ser descritos mediante susceptibilidades reales. En este tipo de interacciones el estado cuántico inicial y final de la materia es el mismo, y las expresiones matemáticas se simplifican notablemente.

En esta aproximación si tomamos a modo de ejemplo, una onda electromagnética compuesta por dos frecuencias distintas, escrita como:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega_2) e^{-i\omega_2 t} \quad (1.4.3)$$

Si consideramos únicamente interacciones de segundo orden, la polarización puede escribirse:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + \mathbf{E}_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c.) + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^*) \quad (1.4.4)$$

De la ecuación anterior se observa que es posible generar cuatro nuevas frecuencias: radiación de segundo armónico ($2i\omega_1, 2i\omega_2$) suma ($\omega_1 + \omega_2$) y resta ($\omega_1 - \omega_2$) de frecuencias.

Estas nuevas frecuencias se propagan en el medio con una velocidad de fase $v = \omega/k = c/n(\omega)$ que viene determinada por las fases de las ondas incidentes. La contribución microscópica, generada por los átomos o moléculas en los distintos puntos del medio, solo puede ser efectiva a nivel macroscópico si la radiación emitida por cada dipolo oscilante a la nueva frecuencia se suma constructivamente. Este acoplamiento de la fase o "*phase-matching*" se puede escribir de la siguiente forma:

$$\mathbf{K}(\omega_1 \pm \omega_2) = \mathbf{k}(\omega_1) \pm \mathbf{k}(\omega_2) \quad (1.4.5)$$

Que puede interpretarse como la conservación del momento de los tres fotones que participan en el proceso. En principio esta ecuación de acoplamiento es una ecuación vectorial, pero la configuración más simple para obtener la máxima eficiencia de conversión se obtiene cuando las tres ondas se propagan en la misma dirección en el interior del material. En definitiva, las dos ecuaciones que rigen la mezcla de tres ondas se pueden escribir:

$$n_3 \omega_3 = n_1 \omega_1 \pm n_2 \omega_2 \quad (1.4.6)$$

$$\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2 \quad (1.4.7)$$

Ya que $c/n = \omega/k$

Estas condiciones tan restrictivas pueden cumplirse en materiales anisótropos donde existe un índice de refracción ordinario n_o y extraordinario n_e , de forma que en una misma dirección de propagación pueden mezclarse ondas de distinta frecuencia y polarización. El índice de refracción ordinario no depende de la dirección de propagación de la onda, mientras que el extraordinario varía en función de la dirección del vector \mathbf{k} . Los valores de los índices de refracción son definidos por los tres ejes principales del tensor dieléctrico de susceptibilidad. Es posible encontrar cristales no lineales donde la condición de acoplamiento de fase pueda ser satisfecha, mezclando ondas ordinarias y extraordinarias en una dirección determinada del cristal.

1.4.1. GENERACIÓN DE SEGUNDO ARMÓNICO

En el caso de dos fotones de igual frecuencia ($\omega_1 = \omega_2$), la condición de *phase-matching* puede expresarse como:

$$\mathbf{k}(2\omega) = 2\mathbf{k}(\omega) \Rightarrow \mathbf{v}_{ph}(2\omega) = \frac{2\omega}{k(2\omega)} = \frac{2\omega}{2k(\omega)} = \mathbf{v}_{ph}(\omega) \quad (1.4.8)$$

Estas condiciones implican que las velocidades de fase inicial y las del segundo armónico deben ser iguales.

Para una dirección como la Q en el interior del cristal formado por un ángulo θ con el eje óptico (z), se produce la igualación de índices. En esta dirección dentro del cristal debe propagarse la onda primaria ω para obtener un segundo armónico 2ω intenso, y puede tener lugar en todo un cono de semiángulo θ . El dispositivo experimental para la obtención del segundo armónico se monta como se indica en la figura 4, [5] en la cual el cristal generador se puede girar hasta encontrar la dirección en la que se produce la igualación de los índices.

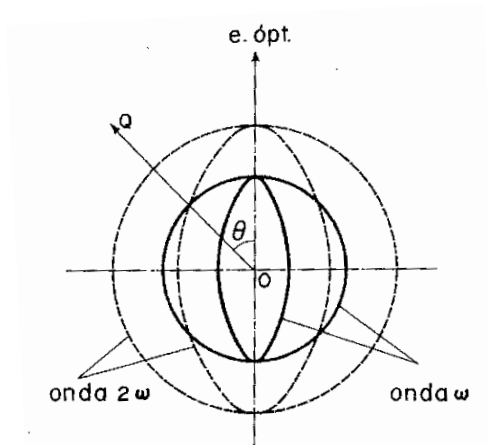


Figura 4: Generación del segundo armónico

1.4.2. SUMA Y DIFERENCIA DE FRECUENCIAS

Los procesos de suma y diferencias de frecuencias son análogos a la generación de segundo armónico: en vez de incidir con dos fotones de igual frecuencia, se introducen en el cristal dos frecuencias diferentes. En este caso, la figura (elipsoide) es más compleja, pero el proceso es similar. De esta forma, los armónicos más altos se logran mediante suma de frecuencias, por ejemplo, el tercer armónico se genera como la suma del segundo armónico y la radiación fundamental.

CAPITULO 2: DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El sistema láser usado en este trabajo consta de un láser de Nd:YAG [7] y un láser sintonizable basado en cristales no lineales [8].

2.1. LÁSER Nd:YAG

El Nd:YAG es un láser cuyo medio activo está formado por una barra de granate de ytrio y aluminio ($Y_3Al_5O_{12}$) dopado con impurezas de neodimio, de forma que aproximadamente el 1% de los iones Y^{+3} de la red cristalina son sustituidos por iones Nd^{+3} . De este modo se consigue un láser cuyo esquema de funcionamiento se asimila a un sistema de cuatro niveles [9].

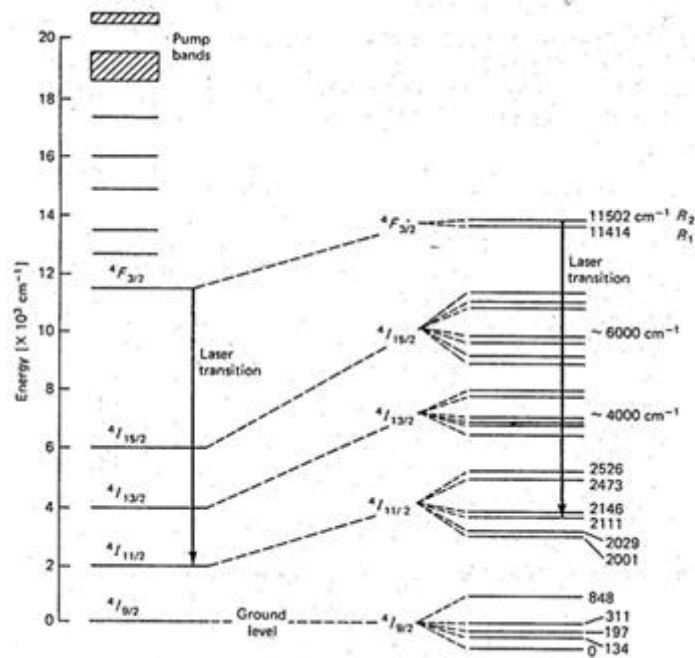


Figura 5: Esquema de cuatro niveles del láser de Nd:YAG

La inversión de población se consigue por bombeo óptico, este bombeo proviene de unas lámparas flash de xenón pulsadas que emiten luz con energía en la de la banda de absorción del Nd:YAG. De esta manera se produce una excitación del nivel fundamental a los niveles superiores "pump bands", pero de este nivel se desexcitan rápidamente de forma no radiativa a un nivel metaestable, que en el caso del Nd:YAG es el $^4F_{3/2}$ donde permanece un tiempo relativamente largo, decayendo al nivel $^4I_{11/2}$ emitiendo la radiación láser fundamental (1064 nm). La condición de inversión de población se da cuando existen más átomos excitados en el nivel $^4F_{3/2}$ que en nivel inferior $^4I_{11/2}$.

El láser utilizado en este trabajo es el modelo Powerlite 9010 de la firma Continuum que está formado por varias partes bien diferenciadas, un oscilador, dos amplificadores, un “*seeder*” y los cristales no lineales generadores de armónicos.

2.1.1 OSCILADOR

El oscilador está formado por dos espejos, uno de ellos de alta reflectividad y otro de salida gaussiana, entre los que se encuentran una celda Pockels, una lámina $\lambda/4$, un polarizador lineal, el medio activo y las lámparas de bombeo. El medio activo consiste en la barra de Nd:YAG de entre 6 mm y 7 mm refrigerada con agua destilada y desionizada, para evitar que la parte de radiación emitida por la lámpara y que no es absorbida por el medio activo altere las propiedades del mismo. Sobre este medio se aplica un bombeo óptico proveniente de unas lámparas de xenón, como ya se ha explicado antes.

La salida de radiación del láser se controla mediante el efecto Pockels, este efecto consiste en un cambio en el índice de refracción del medio existente en el interior de la celda proporcional a un campo eléctrico aplicado. De este modo, con la celda Pockels (CP) y la combinación de una lámina $\lambda/4$ y un polarizador lineal dicróico, que bajo el ángulo de Brewster, es muy transparente para ondas polarizadas horizontalmente y altamente reflejante para ondas verticalmente polarizadas, se consigue controlar la salida de radiación de la siguiente manera: Si en la celda Pockels existe una diferencia de potencial nula la luz no se ve afectada a su paso porque el medio no sufre ningún cambio, mientras que al atravesar la lámina $\lambda/4$ sufre una diferencia de fase de $\pi/2$ en cada paso, en la ida y la vuelta. Así la radiación polarizada horizontalmente se transforma en verticalmente polarizada al pasar dos veces por la lámina y la oscilación por lo tanto no se produce completa. En cambio, si existe una diferencia de potencial de 3600 voltios el efecto de la celda Pockels sobre la radiación es el mismo que el de la lámina $\lambda/4$, que añadido al efecto de ésta, transforma la radiación de manera que en el segundo paso esta radiación se transmite por el oscilador produciéndose la oscilación completa. De este modo, se consiguen pulsos de alta potencia.

La figura 6 [3] muestra un esquema de este proceso en dos pasos, un primero en el que la radiación sale vertical (V) de la cavidad, y el segundo en el que se produce la oscilación completa y el haz sale horizontalmente polarizado (H).

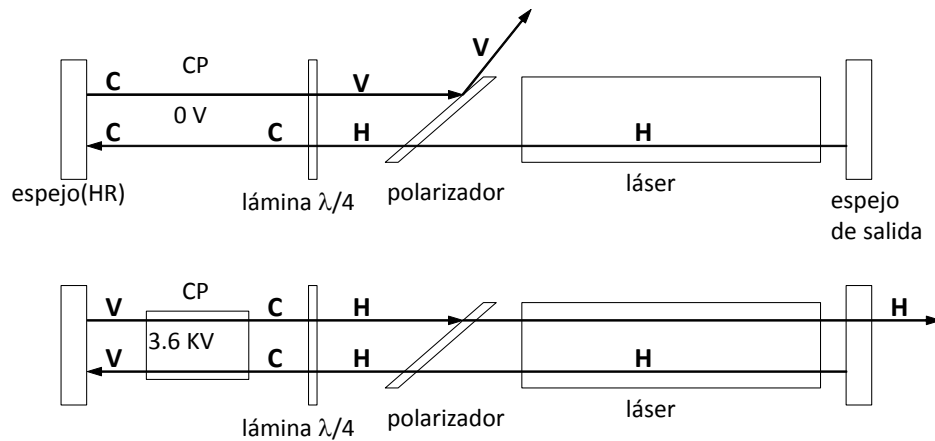


Figura 6: Esquema básico del oscilador. En la imagen superior se muestra el caso en que no se permite la oscilación completa, y en la imagen inferior el caso en el que sí se produce.

Para evitar que coexistan varios modos longitudinales en el láser en la cavidad se introduce una radiación que actúa de semilla procedente del “*seeder*”, que es un láser continuo que emite una radiación con una anchura espectral muy pequeña, de unos 5 KHz, de una intensidad seis órdenes mayor que cualquier emisión espontánea del medio activo y de una frecuencia coincidente con el modo central de la cavidad, es decir, con la frecuencia de máxima ganancia. Así cuando la cavidad se restaura, esta radiación al ser de una longitud de onda muy cercana a uno de los modos propios de la cavidad, sobrevive en la cavidad y al ser mucho más potente que cualquiera de las otras emisiones, se apodera de toda la energía existente en la cavidad, extinguiendo al resto de modos.

2.1.2 AMPLIFICADORES

La estructura del amplificador se compone de una barra de Nd:YAG y una lámpara de bombeo similar a la del oscilador. La inversión de población de este medio activo está preparada de modo que, con el paso de la radiación generada en el oscilador, se provoca la emisión estimulada resultando en la amplificación de la señal incidente con las mismas características espectrales que la producida en el oscilador.

2.1.3 GENERACIÓN DE ARMÓNICOS

La generación del segundo armónico se produce en un cristal no lineal por suma de frecuencias, a la salida del cual también hay radiación fundamental. El haz a la salida es dividido por un divisor de haz, el cual conduce parte de la radiación de segundo armónico a un espejo dicróico, mientras que la radiación restante del segundo armónico junto con la fundamental inciden en otro cristal no lineal. En este segundo cristal no lineal se genera por suma de frecuencias el tercer armónico.

2.2 LÁSER SINTONIZABLE

El usado en este trabajo es el modelo Mirage 500 de la firma Continuum. Se trata de un láser que, mediante el uso de cristales no lineales bombeados por las radiaciones generadas en el láser de Nd:YAG anterior, es capaz de generar diferentes frecuencias de un solo modo longitudinal. Su funcionamiento se puede dividir en tres etapas.

2.2.1. OSCILADOR ÓPTICO PARAMÉTRICO: OPO

El oscilador óptico paramétrico consiste en una cavidad resonante con un cristal no lineal en su interior, un KTP (KTiOPO_4), donde a partir del segundo armónico del Nd:YAG se generan, por un proceso no lineal de diferencia de frecuencia, dos nuevas radiaciones, una de 772 nm y otra de 1711 nm. La longitud de la cavidad es de aproximadamente 5 cm. Debido al pequeño tamaño existe una gran separación entre modos consecutivos, lo que implica que sólo puede haber como máximo, dos modos longitudinales de la radiación que oscila en su interior.

Para controlar que el oscilador sólo trabaja en un modo longitudinal, el espejo trasero de la cavidad está montado sobre un piezoeléctrico, que a su vez está conectado a un fotodiodo dividido en dos partes. Si el OPO dejara de trabajar en un único modo, las dos partes del fotodiodo no se iluminarían por igual, dando lugar a una diferencia de potencial en el piezoeléctrico y provocando el movimiento del espejo trasero para recuperar el modo.

Una pequeña parte del haz de longitud de onda 772 nm se redirige a un etalón, el cual es una cavidad Fabry-Perot con un medio sólido. Conectado al etalón hay un fotodiodo que detecta los modos longitudinales que existen en la cavidad, de forma que es posible controlar la separación de modos.

La longitud de onda resultante del proceso de diferencia de frecuencias varía controlada por un ordenador, el cual maneja el movimiento del cristal no lineal y de un espejo de sintonía que forma parte de la cavidad. Estos dos elementos se deben mover adecuadamente de forma que la cavidad resultante siga teniendo la longitud necesaria para solo albergar un solo modo longitudinal. Moviendo correctamente estos elementos con una velocidad muy controlada se consigue sintonizar la radiación.

2.2.2 AMPLIFICADOR ÓPTICO PARAMÉTRICO: OPA

El tercer armónico, 355 nm, junto con la radiación 772 nm generada en el OPO, se conduce a los OPAs, que son dos cristales no lineales BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$). El efecto final es la amplificación de la radiación 772 nm producida en el OPO a partir de la energía del tercer armónico por diferencia de frecuencias. Como consecuencia de la diferencia de frecuencias se genera un haz de 657 nm, el cual se utiliza como referencia.

2.2.3 GENERACIÓN DE RADIACIÓN 243 nm

Se hace incidir sobre un cristal no lineal de BBO el haz de 772 nm producido en el OPO y amplificado en los OPAs, junto con el tercer armónico, 355 nm remanente de los OPAs. En él se produce un proceso de suma de frecuencias y se consigue la radiación pulsada con un solo modo longitudinal de 243 nm, de hasta 5 mJ de energía, con una anchura temporal de 3 ns y 300 MHz de ancho de banda.

Para obtener la radiación sintonizable de 243 nm, todos los cristales se mueven de manera síncrona mediante motores controlados por un ordenador.

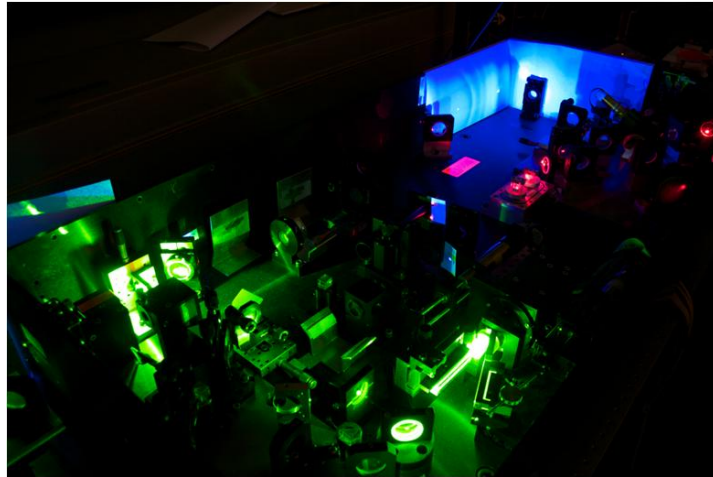


Figura 7: Fotografía del interior del láser sintonizable

2.3 DISEÑO ÓPTICO

Como se ve en la figura 8, la radiación de 243 nm resultado del láser sintonizable se dirige a través de varios espejos hasta la mesa de trabajo. Al llegar a esta, la radiación es dividida en dos haces por un divisor de haz (BS), los cuales atraviesan diferentes elementos ópticos hasta llegar a focalizarse en el interior de la lámpara de cátodo hueco (HCD).

En ambas trayectorias, con iguales caminos ópticos, los haces pasan por sendas lentes de 1 m de focal, focalizándose en un volumen de 100 μm y 10 mm. A su vez atraviesan dos láminas $\lambda/2$ que junto con el polarizador lineal que atraviesan a continuación, se utilizan como atenuadores.

Como se observa en la citada figura, ambos haces atraviesan en su trayectoria además del polarizador lineal una lámina $\lambda/4$, consiguiendo haces circularmente polarizados. Una vez que los haces han traspasado la lámpara, son conducidos a dos fotomultiplicadores, PM1 y PM2, uno para cada camino. La función de los

fotomultiplicadores es recoger información de la energía de la radiación y por tanto de su estabilidad durante la sintonización.

De uno de los dos caminos, como se observa en la imagen, se desvía una parte de la radiación hacia una cámara, (Laser Cam-HR-UV), que proporciona información sobre la energía y la distribución espacial del foco.

Finalmente, la radiación llega perfectamente circular y de un solo modo longitudinal incidiendo desde ambos sentidos al interior de la lámpara, produciendo una excitación a dos fotones libre de efecto Doppler.

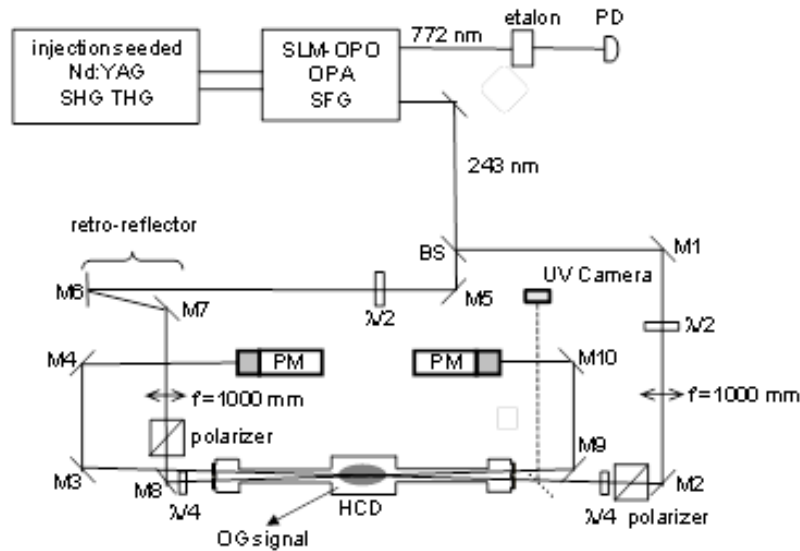


Figura 8: Esquema general del experimento

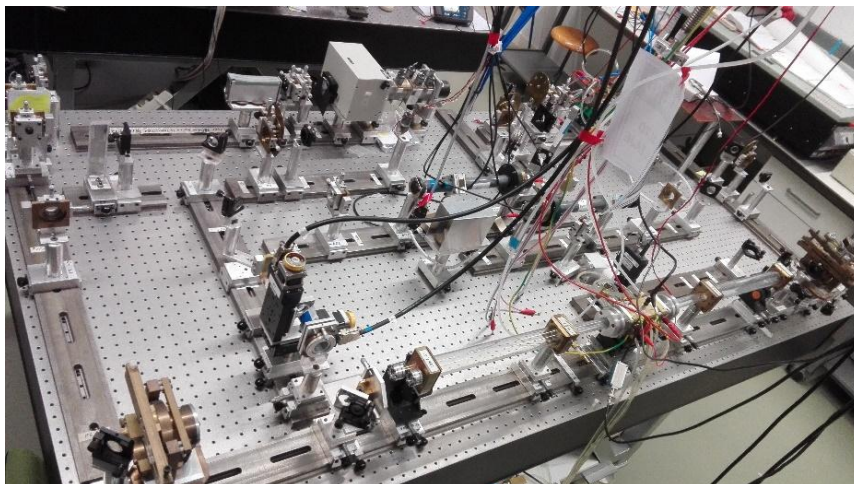


Figura 9: Fotografía de la mesa del experimento.

2.4 LÁMPARA DE CÁTODO HUECO

La fuente del plasma es una lámpara de cátodo hueco, que puede verse en la fotografía (figura 10). La lámpara consta de tres cuerpos separados por discos de teflón: el cátodo situado en el centro y dos exteriores, los ánodos. Todos ellos tienen simetría cilíndrica y una perforación axial, que permite la realización de medidas espectroscópicas. Como se puede ver en la figura la estructura exterior es de latón, y en ella se incorpora un sistema de refrigeración por agua con el fin de evitar el calentamiento de los electrodos (señalado con el número 4 en la mencionada figura).

El soporte de la lámpara, posee unos tornillos micrométricos que permiten el desplazamiento horizontal y vertical de la misma. La función del tornillo vertical, es poder hacer medidas a distintas distancias del cátodo, y la del horizontal, es conseguir el correcto alineamiento de la lámpara respecto a la radiación.

El gas usado en este trabajo es deuterio, del que se inyecta un flujo de unos $10 \text{ cm}^3/\text{s}$ por un ánodo y se extrae por el otro. La pieza central, el cátodo, es de tungsteno y su diámetro interno es de 15 mm. Se ha escogido tungsteno porque es un material idóneo por ser resistente a la degradación, y por tanto permite mantener un plasma puro de deuterio.

El dispositivo experimental lleva instalado un sistema de vacío y manipulación de gases, que controla de manera precisa el flujo y la presión del deuterio.

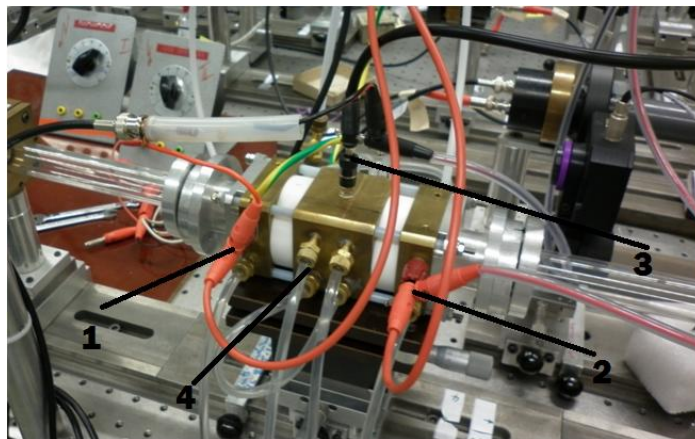


Figura 10: Fotografía de la lámpara de cátodo hueco

En la figura 10 pueden distinguirse las conexiones a la fuente de alimentación: negro al cátodo(3), y dos rojas a los ánodos(1 y 2), para conseguir una descarga simétrica. El circuito de detección optogalvánica se conecta entre el cátodo y uno de los ánodos(1 y 3).

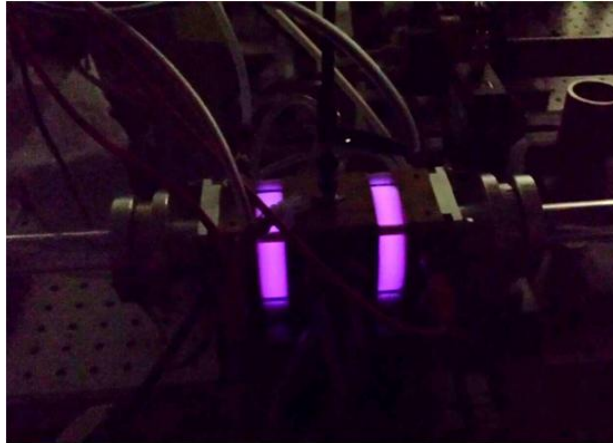


Figura 11: Fotografía de la lámpara de cátodo hueco en la que se distingue la descarga de color morado



Figura 12: Fotografía de la lámpara y los tubos

Las ventanas están separadas del cuerpo central de la lámpara, esto se ve perfectamente en la figura 11, se hace para evitar que se depositen residuos procedentes del plasma en las ventanas.

CAPÍTULO 3: MEDIDAS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Este tercer capítulo se divide en varias secciones: en la primera se describe brevemente la teoría del método empleado. En el segundo apartado se explican las características de las medidas realizadas. En un tercer apartado se exponen los distintos pasos del análisis de los datos y por último se analizan los resultados obtenidos.

3.1 ESPECTROSCOPIA Y DETECCIÓN OPTOGALVÁNICA

El efecto optogalvánico consiste en un cambio de las propiedades eléctricas de un gas cuando se ilumina con una longitud de onda correspondiente a una transición atómica o molecular. Las propiedades eléctricas de un gas dependen del balance existente entre los procesos de generación de pares electrón-ión y los procesos de recombinación [2].

La probabilidad de ionización de un átomo depende de dos factores: de la energía del átomo y la vida media del nivel en el que se encuentra. Un átomo en un nivel de vida media elevada implica que tiene una alta probabilidad de ser ionizado, mientras que si tienen un nivel de vida media corta decaen rápidamente al nivel fundamental. Desde el estado excitado el átomo puede ser ionizado por diferentes procesos, la combinación de todos ellos causará el incremento o la disminución de la impedancia del gas que puede detectarse externamente como una variación de voltaje, $\Delta V=IR$, en una resistencia R.

Cuando se da la absorción simultánea de dos fotones de 243 nm por un átomo de deuterio en el nivel 1S, el átomo pasa se excita al nivel 2S.

La ionización de los átomos en este nivel $n=2$ se produce por fotoionización, es decir, la absorción de un tercer fotón proveniente de cualquiera de los dos haces. Una vez el átomo se ha ionizado, el electrón ahora libre contribuye disminuyendo la impedancia del gas. Para detectarlo, la lámpara tiene conectada un circuito formado por un condensador y una resistencia, sobre la cual se mide la señal optogalvánica como caída de voltaje, con lo que se obtiene una medida proporcional al número de átomos ionizados durante la sintonización del láser.

3.2 MEDIDAS

Las medidas se han tomado todas a la misma presión de 600 Pa. Los parámetros que se han variado han sido la intensidad de la corriente aplicada, desde 150 mA hasta 300 mA, con una variación correspondiente en voltaje de 330 V hasta 480 V; y la distancia al cátodo. La distancia a la que se puede empezar a medir, dada la geometría del experimento, es 160 μm .

La fuente de alimentación aplica una tensión y corriente máximas de 2000 V y 1 A entre el cátodo y los ánodos. Además, debido a las altas corrientes suministradas por la fuente de alimentación, los ánodos llevan conectadas sendas resistencias de carga de 1 K Ω cada una, para mantener seguro el encendido del plasma.

Las medidas se han realizado con un osciloscopio Agilent de la serie 9000, que permite la recogida simultánea de cuatro canales: la señal optogalvánica procedente del plasma, dos referencias de energía procedentes de los dos fotomultiplicadores, y la señal del etalón. Este osciloscopio y los motores que mueven los cristales del láser están conectados y controlados por el mismo programa de ordenador, diseñado por Verónica González Fernández con la plataforma Labview.

La figura 13 es una captura de pantalla de lo que muestra, en tiempo real, el programa de adquisición diseñado en Labview, disparo por disparo. El eje de abscisas cuenta el número de medidas, o lo que es lo mismo, el tiempo de medida; y en el eje de ordenadas se presentan dos señales: en amarillo, la señal optogalvánica que representa la intensidad del campo eléctrico, siendo el pico de la izquierda la componente $2P_{1/2}$, el central la $2S_{1/2}$ y el derecho la $2P_{3/2}$. En rosa aparece la señal del etalón, que da idea de la estabilidad de la sintonización. Al principio de la imagen se observa que la señal del etalón es puro ruido, siendo esto debido al retardo que presenta el motor encargado de mover el OPO al arrancar.

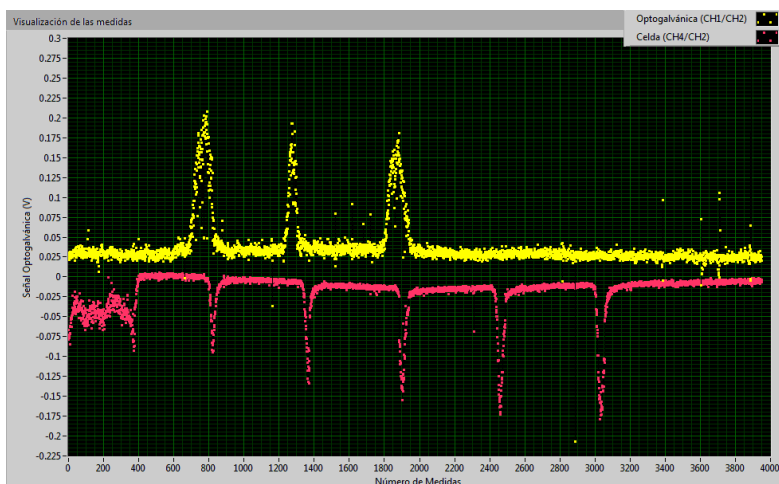


Figura 13: Captura de pantalla del programa de control del experimento

3.3 ANÁLISIS DE DATOS

En el siguiente apartado se expone el procesado de los datos para su posterior análisis.

El sistema de medida guarda los datos en función del tiempo, por lo que el primer paso es transformar la columna de segundos a GHz. La relación entre estas dos magnitudes se expresa como:

$$\nu = \frac{c \cdot v}{\lambda^2} \quad (3.3.1)$$

Donde ν es la frecuencia en GHz, c es la velocidad de la luz, v es la velocidad de barrido del OPO (0,00024 nm/s) y λ es 772 nm, puesto que es la longitud de onda que se sintoniza.

Después con un programa llamado KaleidaGraph se hace un ajuste a tres lorentzianas. La figura 14 es un ejemplo del ajuste que se obtiene con este programa. El espectro que se muestra no está sometido a ningún filtrado. Los puntos azules representan la señal recogida del osciloscopio disparo por disparo del láser, mientras que la línea roja es el ajuste a las tres lorentzianas. Como se puede ver en la figura 14, el eje de abscisas representa la frecuencia en GHz a 243 nm, lo cual se traduce en un barrido en longitudes de onda del láser en 772 nm del orden de 6 pm.

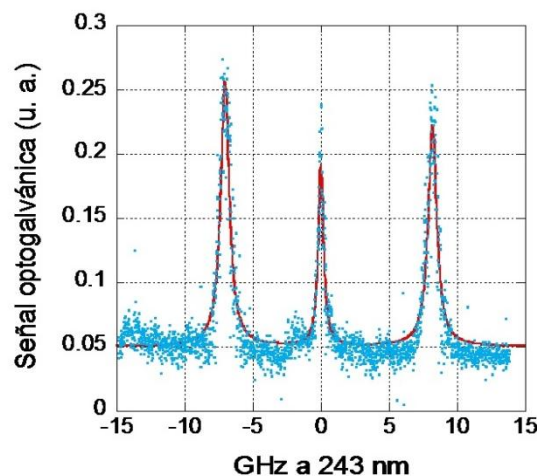


Figura 14: Ejemplo de ajuste a tres lorentzianas. El espectro ha sido tomado con una presión de 600 Pa, una intensidad de 225 mA y una distancia al cátodo de 210 μm .

Este ajuste se ha realizado para cada uno de los espectros, es decir para cada una de las distancias a la superficie del cátodo. A medida que aumenta esta distancia, el campo eléctrico local disminuye, con lo que la separación entre las componentes decrece, así como la intensidad de la señal. Llegado un punto, la sensibilidad del sistema de detección no es suficiente para captar la señal.

Con las posiciones en frecuencias de las tres componentes Stark (véase figura 15 izquierda), se calculan las diferencias entre las componentes, lo cual constituye una medida directa del campo eléctrico presente en cada punto del plasma, al relacionarlo con la figura 2 como se indica con flechas en la figura 15 derecha.

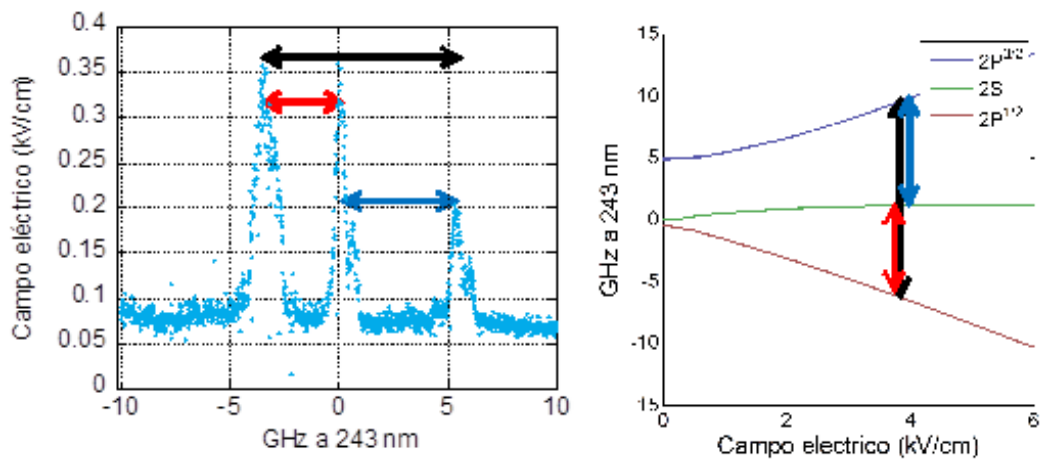


Figura 15: Esquema de los pasos seguidos para calcular el campo eléctrico

Las diferencias en frecuencias se llevan a un programa creado en Matlab que calcula el valor del campo eléctrico. De cada uno de estos espectros pueden obtenerse tres valores del campo eléctrico, correspondientes a las diferencias entre las componentes roja ($2p_{1/2}$) y azul ($2p_{3/2}$), componente roja y central ($2s_{1/2}$) y entre central y azul.

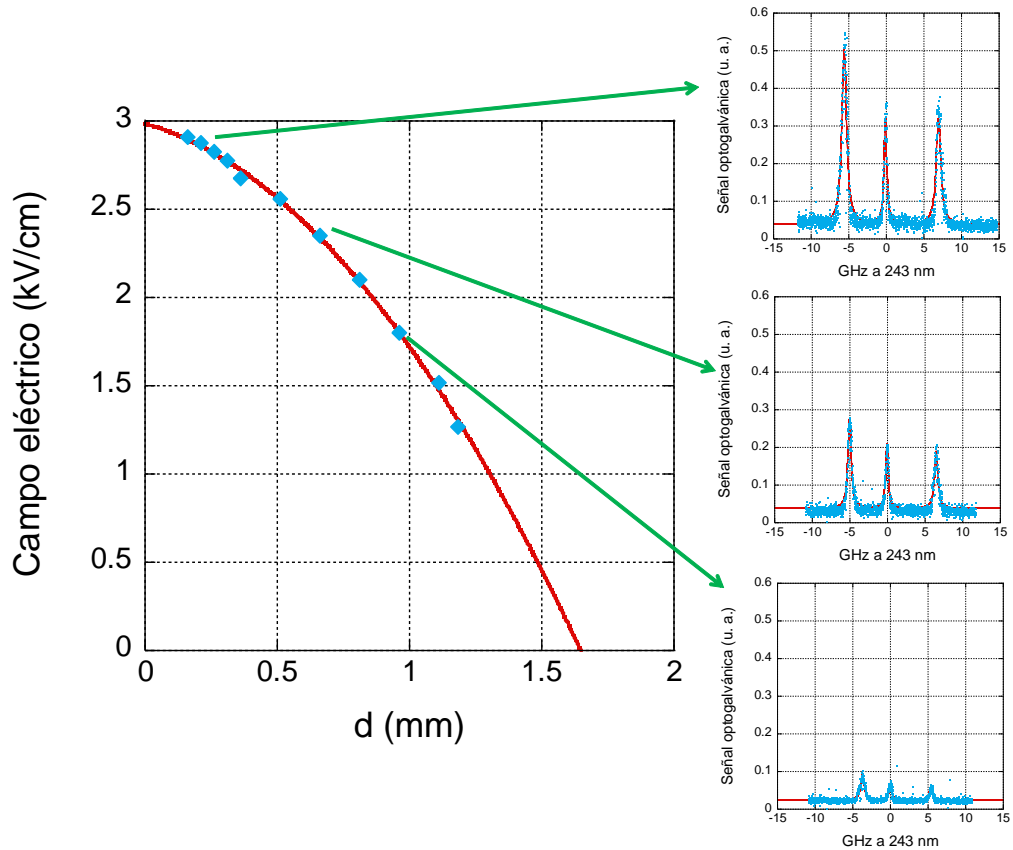


Figura 16: Caída del campo para 150 mA

Se puede ver en la figura 16 cómo, según aumenta la distancia al cátodo la distancia entre las componentes disminuye, así como la intensidad de la señal. En cada uno de los espectros se ha realizado el ajuste a tres lorentzianas.

Idealmente estos tres campos deberían ser exactamente los mismos. Una medida de la incertidumbre puede obtenerse comparando los tres valores del campo eléctrico obtenidos, como puede verse en la figura 17. El acuerdo entre los tres valores es muy bueno, con lo podemos asegurar la calidad de nuestras medidas. Si prestamos atención al eje de abscisas, se puede ver la resolución espacial conseguida en este experimento, siendo capaces de realizar 10 medidas en menos de 1,5 mm desde la superficie del cátodo. Esta resolución, inexistente en la literatura, hace únicas estas medidas.

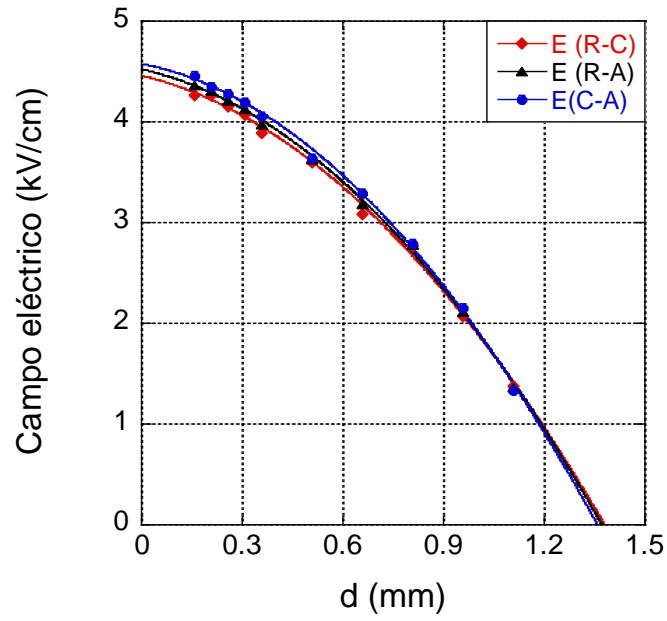


Figura 17: Gráfica de la caída del campo eléctrico para una intensidad de 300 mA. R representa la componente $2p_{1/2}$, C es la componente $2s_{1/2}$, y A es la componente $2p_{3/2}$.

3.4 RESULTADOS

Como se ha explicado antes, las medidas se realizaron para tres intensidades distintas, desde 150 hasta 300 mA, con una presión de 600 Pa en un cátodo de tungsteno de 15 mm de diámetro.

La figura 18 muestra la caída del valor del campo eléctrico para los tres valores de corriente medidos, representando el valor del campo eléctrico obtenido de la diferencia de frecuencia entre las componentes roja y azul.

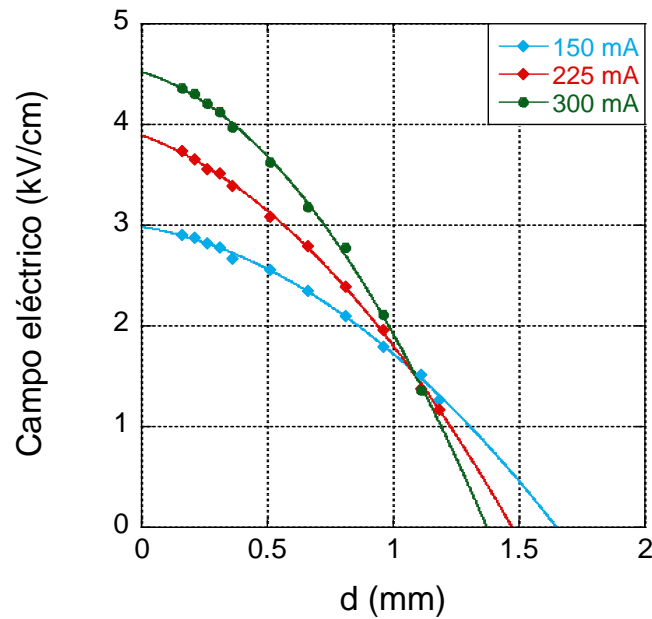


Figura 18: Gráfica de la caída del campo eléctrico con la distancia al cátodo para distintas intensidades

La caída del campo eléctrico depende de las condiciones de la descarga, ajustando en este caso perfectamente a una caída parabólica. No obstante, existen condiciones concretas donde la caída puede llegar a ser lineal. Los puntos de corte del ajuste con los ejes de coordenadas aportan información de los valores del campo eléctrico máximo y de la longitud de la zona de cátodo. Ambos parámetros son muy importantes para comprender mejor el funcionamiento de las descargas. Por este motivo, la realización de este tipo de medidas es de especial relevancia para aportar datos experimentales que puedan ayudar a la modelización de la descargas

CONCLUSIONES

En el último apartado se exponen las conclusiones de este trabajo:

- Se han realizado medidas por espectroscopía optogalvánica por absorción a dos fotones de alta resolución en un plasma de deuterio generado en una lámpara de cátodo hueco. El cátodo utilizado es de tungsteno de 15 mm de diámetro, para una presión de 600 Pa y corrientes variando entre los 150 y los 300 mA.
- Se han procesado las medidas obtenidas, aplicando a cada uno de los espectros un ajuste a tres lorentzianas, para obtener las posiciones en frecuencias de las componentes Stark del nivel 2S del deuterio producidas por el campo eléctrico presente en el plasma.
- Se ha calculado la intensidad del campo eléctrico local para cada uno de los puntos medidos, mediante la separación entre las distintas componentes, obteniendo un acuerdo perfecto entre los tres valores del campo, lo cual resalta la calidad de las medidas.
- Con estas medidas se aportan datos experimentales de relevancia para los modelos teóricos de dinámica de descargas.
- En el plano personal, este trabajo me ha permitido ver que los diversos conocimientos adquiridos a lo largo de las diferentes asignaturas del Grado son directamente aplicables a problemas reales de la Física. Problemas que, como este trabajo, requieren de distintas áreas de la física para resolverlo.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] C.Cohen-Tannoudji, B.Diu and F. Laloë, *Quantum Mechanics*, ed. Hermann (Paris, 1973).
- [2] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, ed. Springer-Verlag (Berlin, Heidelberg, New York, 1995).
- [3] C. García Izquierdo, *Calibración espectral de un láser mediante efecto optogalvánico en la transición 1s-2s del hidrógeno*, Tesina, Departamento de física teórica, atómica y óptica, Universidad de Valladolid (1999).
- [4] M. L. Calvo, *Óptica avanzada*, ed. Ariel ciencia (Barcelona, 2002).
- [5] J.Casas, *Óptica*, ed. Coop. De Artes Gráficas (Zaragoza, 1994).
- [6] W. Boyd, *Nonlinear Optics*, ed. Academic Press (New York, 2008)
- [7] Operation and Maintenance Manual for the Powerlite 9000 Series Laser. Continuum (1993).
- [8] Operation and Maintenance Manual for the Mirage 500 OPO. Continuum (1995).
- [9] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, ed. Springer-Verlag (Berlin, 1992).
- [10] F. L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics*, ed. Prentice Hall (New Jersey, 1993).
- [11] M. Gemišić-Adamov, *Measurements of local electric fields by Doppler-free laser spectroscopy of hydrogen resonance lines*, Tesis Doctoral, Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin (2006).

Índice de Figuras

Figura 1: Diagrama de niveles del átomo de Hidrógeno [6]	8
Figura 2: Desdoblamiento y desplazamiento del nivel $n=2$ del Hidrógeno en función del campo eléctrico	11
Figura 3: Intensidades relativas de las diferentes componentes Stark del nivel $2S$ del hidrógeno en función del campo eléctrico.....	11
Figura 4: Generación del segundo armónico	14
Figura 5: Esquema de cuatro niveles del láser de Nd:YAG	15
Figura 6: Esquema básico del oscilador. En la imagen superior se muestra el caso en que no se permite la oscilación completa, y en la imagen inferior el caso en el que sí se produce.....	17
Figura 7: Fotografía del interior del láser sintonizable	19
Figura 8: Esquema general del experimento	20
Figura 9: Fotografía de la mesa del experimento.	20
Figura 10: Fotografía de la lámpara de cátodo hueco	21
Figura 11: Fotografía de la lámpara de cátodo hueco en la que se distingue la descarga de color morado	22
Figura 12: Fotografía de la lámpara y los tubos	22
Figura 13: Captura de pantalla del programa de control del experimento	24
Figura 14: Ejemplo de ajuste a tres lorentzianas. El espectro ha sido tomado con una presión de 600 Pa, una intensidad de 225 mA y una distancia al cátodo de 50 μm	25
Figura 15: Caída del campo para 150 mA.....	26
Figura 16: Esquema de los pasos seguidos para calcular el campo eléctrico.....	27
Figura 17: Gráfica de la caída del campo eléctrico para una intensidad de 300 mA. Representa la componente $2p_{1/2}$, C es la componente $2s_{1/2}$, y A es la componente $2p_{3/2}$	28
Figura 18: Gráfica de la caída del campo eléctrico con la distancia al cátodo para distintas intensidades.....	29