

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR



**Implementación y puesta a punto de un
modulador electro-óptico y mejora de las
prestaciones del sistema de detección en el
proyecto TRAPSENSOR**

Martín Colombano Sosa

septiembre de 2015

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y NUCLEAR

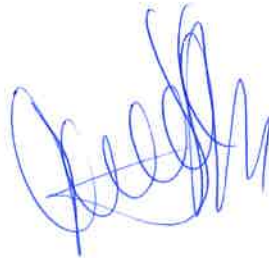
**Implementación y puesta a punto de un
modulador electro-óptico y mejora de las
prestaciones de tubos fotomultiplicadores en el
proyecto TRAPSENSOR**

Martín Colombano Sosa
Trabajo Fin de Máster
septiembre de 2015

Daniel Rodríguez Rubiales, Profesor Titular de Universidad del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Granada

CERTIFICA: Que la presente memoria '**Implementación y puesta a punto de un modulador electro-óptico y mejora de las prestaciones del sistema de detección en el proyecto TRAPSENSOR**' ha sido realiza bajo la dirección de **Daniel Rodríguez Rubiales** en la Universidad de Granada por **Martín Colombano Sosa** y constituye su Trabajo Fin de Máster del programa Máster en Física: Radiaciones, Nanotecnología, Partículas y Astrofísica.

Y para que así conste, presenta en la Universidad de Granada la referida memoria a 10 de septiembre de 2015.



Fdo. Daniel Rodríguez Rubiales

Índice general

Índice de figuras	IV
1. Introducción	1
2. Enfriamiento por láser en una trampa magnética	4
2.1. Doppler cooling y efecto Zeeman	4
2.2. Movimientos de iones en trampas Penning	6
2.3. El ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético de 7 Tesla	8
2.4. Creación de bandas laterales con un modulador electro-óptico	11
3. Montaje experimental y resultados	14
3.1. Descripción del <i>set up</i> experimental para enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético	14
3.2. Descripción técnica y caracterización del modulador electro-óptico	20
3.3. Detección de fluorescencia en el proyecto TRAPSENSOR: EMCCD y PMT	24
3.4. Uso simultáneo de PMT y EMCCD	28
4. Conclusiones y perspectivas	30
5. Bibliografía	32

Resumen

Este Trabajo Fin de Master forma parte del Proyecto TRAPSENSOR del Consejo Europeo de Investigación. La labor de este trabajo ha sido implementar un modulador electro óptico (EOM) para aprovechar los terceros armónicos de un láser de 854 nm. Para ello se estudiarán además la polarización de los láseres necesaria para el bombeo del ion de $^{40}\text{Ca}^+$ en el seno un campo magnético de 7 Teslas. Tambien se estudiarán a nivel técnico las diferentes posibilidades de introducir los láseres dentro del sistema de trampas magnéticas en lo que supone será la fase final del Proyecto. Por último se presentarán y caracterizarán los diferentes sistemas de detección de fluorescencia que se tienen en el experimento.

Palabras clave: calcio, EOM, láser, sensor, trampa

Índice de figuras

2.1. Esquema del proceso de enfriamiento Doppler	5
2.2. Representación de los movimientos característicos de un ion en una trampa Penning.	7
2.3. Fotones de fluorescencia de un ion $^{40}\text{Ca}^+$ confinado en la trampa Paul del laboratorio en presencia y en ausencia del haz de 854 nm	9
2.4. Esquema de niveles del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en un campo magnético de 7 T	10
2.5. Polarización de los fotones emitidos en la dirección del campo magnético . .	11
2.6. Esquema del modulador electro-óptico	12
3.1. Esquema de la mesa óptica con los láseres utilizados en los experimentos de enfriamiento Doppler	15
3.2. Esquema de la mesa óptica para hacer llegar los haces de luz necesarios a la trampa Penning	16
3.3. Dibujos técnicos indicando las dos alternativas que se han considerado para el acceso de la luz a la trampa Penning	17
3.4. Método para determinación de la polarización de un haz	18
3.5. Medida de la polarización de la luz a 854 nm	19
3.6. Curva de eficiencia del modulador PM-AV5-40-FPA-900 de EOSPACE en función de la frecuencia	21
3.7. Bandas laterales del modulador de 40 GHz	22
3.8. Máximos de intensidad en las bandas del modulador electro-óptico en función del voltaje	23
3.9. Potencia en función de la longitud de onda para distintas frecuencias de modulación	24
3.10. Esquema del sistema de pulsos para la secuencia de bloqueo y desbloqueo de los láseres de bombeo y el <i>trigger</i> de la cámara EMCCD	25
3.11. Imágenes tomadas con la cámara EMCCD para tiempos de adquisición cortos	26
3.12. Proyecciones de las imágenes tomadas con la cámara EMCCD	27
3.13. Sistema de detección de fluorescencia utilizando cámara y fotomultiplicador	28

Capítulo 1

Introducción

Este trabajo de fin de máster desarrollado en la Universidad de Granada es importante para la fase final del proyecto TRAPSENSOR del Consejo Europeo de Investigación. El objetivo final de este proyecto es el acoplamiento entre dos iones, confinados cada uno de ellos en una micro-trampa magnética o micro-*Penning trap*, con el fin de mejorar las prestaciones en espectrometría de masas de alta precisión [1] para su aplicación sobre elementos superpesados ($Z \geq 104$) producidos en reacciones de fusión-evaporación, en el laboratorio *Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung* GSI en Darmstadt (Alemania) [2], pero también en la física de neutrinos, midiendo las masas de pares de elementos conectados por decaimiento β o captura electrónica ϵ [3].

Las trampas Penning permiten medir las masas atómicas con la mayor precisión, y además de forma directa a partir de frecuencias. La masa es una propiedad fundamental cuando se trata de partículas elementales como el electrón y, en sistemas más complejos como un átomo, permite obtener de forma directa la energía de enlace nuclear, que proporciona información relevante de las interacciones entre los constituyentes nucleares. Las medidas de masas con estos dispositivos permiten alcanzar incertidumbres relativas ($\delta m/m$) cercanas a 10^{-12} , en el caso de iones de elementos estables (véase por ejemplo [5]), y de 10^{-9} , en el caso de iones de elementos llamados exóticos [4]. Sin embargo, existen limitaciones en lo que respecta a sensibilidad y precisión que motivan la construcción del llamado *Sensor Cuántico* para su aplicación en los experimentos arriba mencionados [1]. Por ejemplo, las medidas de alta precisión utilizando un sólo ion en la trampa y aplicando alguna variante del método conocido como técnica ICC (del inglés *Induced Image Current*), sólo se han llevado a cabo sobre iones con una relación masa-carga baja o media (véase por ejemplo [6]). Esto se debe a que la señal que induce el ion en su oscilación en la trampa, es del orden de 10^{-14} A. La intensidad es proporcional a la frecuencia de oscilación, que es a su vez inversamente proporcional a la relación masa-carga. Para medir la frecuencia es necesario que la señal inducida sobrepase el nivel de ruido electrónico, algo que no ocurre para frecuencias de oscilación bajas, incluso cuando el sistema funciona a temperaturas criogénicas. En el caso de núcleos exóticos, las dos técnicas en uso, conocidas como *Time-Of-Flight Ion-Cyclotron-Resonance* (TOF-ICR) [7] y *Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance* (PI-

ICR) [8], necesitan registrar alrededor de 50 [9] ó 10 iones¹, respectivamente. El registro se hace vaciando la trampa en cada ciclo y conduciendo con campos eléctricos los iones hacia un detector de micro-canales, por lo que ambas son técnicas destructivas, y no aplicables a elementos superpesados, debido a las bajas tasas de producción de éstos, que pueden llegar a ser de un ion por día.

El *Sensor Cuántico* es un ion de $^{40}\text{Ca}^+$, enfriado con láser hasta el límite Doppler en una trampa *Penning*, por medio del mecanismo conocido como *Doppler Cooling* y que se utilizará como detector, sustituyendo electrónica por detección óptica. Dado que el ion se enfria hasta temperaturas de mK al tiempo que se suprime el ruido electrónico, este método proporcionará mayor sensibilidad [1]. El acoplamiento entre el ión de $^{40}\text{Ca}^+$ y el ion cuya masa se desea medir, se llevaría a cabo de forma similar a la descrita por D.J. Heinzen y D.J. Wineland en 1990 [11]. Para ver los procesos de enfriamiento de iones en trampas de radiofrecuencia (*Paul traps*) puede consultarse la Ref. [10]. Hay muchos grupos que realizan experimentos de este tipo, sin embargo, en lo que respecta a trampas Penning, su uso para experimentos de *Doppler cooling* se reduce a los realizados en NIST (*National Institute of Standard and Technology*) en Boulder (EEUU) con iones de $^9\text{Be}^+$ [12], en el *Imperial College* de Londres con iones de $^{40}\text{Ca}^+$ [13] y en el GSI de Darmstadt con iones de $^{25}\text{Mg}^+$ [14]. El campo magnético utilizado en los experimentos del *Imperial College* es inferior a 2 Tesla. El enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en 7 Tesla conlleva mayores complicaciones técnicas.

El ion de $^{40}\text{Ca}^+$ confinado en ausencia de campo magnético, se enfria a partir de la transición dipolar eléctrica $4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2}$ de longitud de onda 397 nm, y la transición auxiliar $3d^2D_{3/2} \rightarrow 4s^2P_{3/2}$ con $\lambda = 866$ nm, por lo que sólo se necesitan dos láseres. Sin embargo, en un campo magnético y debido al efecto Zeeman, estas dos transiciones se convierten en seis, además de inducir con una probabilidad proporcional a la intensidad del campo magnético al cuadrado, la ocupación de los seis niveles $D_{5/2}$ en torno a $\lambda = 854$ nm [15], con un espaciado entre niveles de ≈ 117 GHz en 7 Tesla. Doce haces de luz láser son necesarios frente a los ocho adquiridos; 397 nm (x2), 866 nm (x4) y 854 nm(x2). La forma elegida para abordar el problema y conseguir las cuatro transiciones restantes es utilizando un modulador electro-ópticos (EOM). Frente a este problema técnico, también es importante estudiar y caracterizar el proceso de detección óptica con el fin de buscar parámetros que permitan observar con alta resolución, cambios de energía del ion de $^{40}\text{Ca}^+$, después de interactuar con el ion cuya masa se desea medir.

El trabajo que aquí se presenta consta de cuatro capítulos. Además de la Introducción y las Conclusiones, en el Capítulo II se presenta una breve descripción teórica del enfriamiento por láser, el movimiento de los iones en trampas Penning, y las ecuaciones que describen la generación de armónicos a partir de una onda portadora usando un modulador electro-óptico. En el Capítulo III se presentan los resultados obtenidos con el modulador electro-óptico para la luz de 854 nm y se hace un ajuste teórico. El modulador de fase adquirido funciona a una frecuencia máxima de 40 GHz², frente a los 117 GHz necesarios para cada una de las transiciones en las que se desdoble el nivel $D_{5/2}$. En este capítulo también se presentarán algunas medidas relevantes en lo que respecta a la detección óptica para

¹Aún no se ha aplicado sobre núcleos exóticos.

²Es el máximo ancho de banda de los moduladores disponibles en el mercado para 854 nm.

poder utilizar el ion de $^{40}\text{Ca}^+$ como sensor, después de haber demostrado el enfriamiento Doppler en abril de 2015 [16].

Capítulo 2

Enfriamiento por láser en una trampa magnética

En este capítulo se describirá brevemente el enfriamiento Doppler y se presentarán las ecuaciones de movimiento de un ion en una trampa Penning. En dichas trampas, los iones quedan atrapados al aplicar un campo magnético muy homogéneo e intenso, que varía la estructura de niveles atómicos de ión. Este efecto se particularizará para el caso del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en un campo magnético de 7 T. En la última sección del capítulo se presentará la teoría asociada a un modulador electro-óptico de fase.

2.1. Doppler cooling y efecto Zeeman

La técnica de enfriamiento utilizada en el proyecto TRAPSENSOR se denomina Doppler Cooling. Se trata de un método de enfriamiento por láser. Los iones aislados en la trampa se someten a una presión de radiación que disminuye su momento neto y por tanto su energía cinética. De esta manera se consigue llevar los iones hasta temperaturas de mK. Como puede verse en la Fig. 2.1, el enfriamiento láser se consigue debido a que la anchura del perfil es más estrecha que la de los niveles de transición internos del ion.

La frecuencia de los fotones del láser observada por los iones en movimiento, difiere debido al ensanchamiento Doppler. Esto es

$$\omega' = \omega \left(1 + \frac{v}{c}\right). \quad (2.1)$$

La frecuencia de los fotones emitidos por el láser debe estar ligeramente por debajo de la frecuencia de absorción del ion con el fin de que en el sistema de referencia del ion, éste coincida con la frecuencia de la transición que se desea observar. A continuación el ion lo emite en una dirección arbitraria produciéndose el enfriamiento. Esta diferencia entre la frecuencia del láser ν y la frecuencia de absorción de la transición ν_0 se denomina *detuning* del láser $\Delta\nu$.

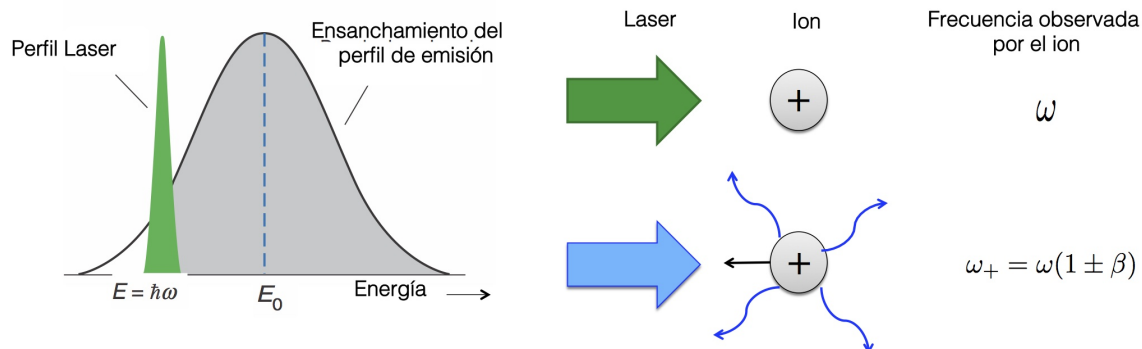


Figura 2.1: Esquema del proceso de enfriamiento Doppler. La luz láser tiene un perfil cuya anchura es más estrecha que las líneas de transición. El ion moviéndose hacia el láser observa una frecuencia mayor debido al efecto Doppler. Los fotones absorbidos son reemitidos isotrópicamente consiguiendo el enfriamiento.

El enfriamiento por láser se traduce en una reducción de la amplitud de oscilación del ion en la dirección de absorción del fotón debido a la fuerza equivalente [10]:

$$F = \hbar \mathbf{k} \gamma, \quad (2.2)$$

donde $\hbar \mathbf{k}$ es el momento del fotón y γ es la tasa de dispersión de fotones que puede escribirse como

$$\gamma = \Gamma \frac{s/2}{1 + s + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (2.3)$$

siendo δ el llamado *detuning* efectivo $\delta = \omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, Γ la tasa de decaimiento (relacionada con la anchura natural de la línea), y s lo que se conoce como parámetro de saturación, dado por

$$s = \frac{I}{I_{sat}}, \quad (2.4)$$

con

$$I_{sat} = \frac{hc\pi\Gamma}{3\lambda^3}. \quad (2.5)$$

Asumiendo un perfil gaussiano para el láser y considerando $\Gamma = 22$ MHz para la transición que se utiliza para el enfriamiento del ion $^{40}\text{Ca}^+$, se resuelve la ecuación del movimiento (armónico forzado) de forma numérica y se obtiene el tiempo que tarda el ion en alcanzar la fluorescencia máxima (máximo enfriamiento). Estos tiempos son del orden de los milisegundos. Se esperan unos 10^8 fotones/s debidos a la fluorescencia de los cuales 10^4 pueden ser observados como consecuencia del ángulo sólido y la eficiencia de los detectores [1].

El emplazamiento de la trampa en el seno de un campo magnético origina un desdoblamiento de los niveles energéticos, conocido como efecto Zeeman anómalo o normal dependiendo de la relación entre la intensidad del campo magnético y el número atómico [17]. En el laboratorio se da el efecto Zeeman anómalo, que en adelante llamaremos efecto Zeeman, y la variación de energía entre dos subniveles viene dada por

$$\Delta E = g_J \mu_B \Delta m B, \quad (2.6)$$

donde μ_B es el magnetón de Bohr igual a $5,788 \cdot 10^{-5} \text{eV} \cdot \text{T}^{-1}$, B la intensidad del campo magnético y g_J el factor de Landé, que relaciona los números cuánticos de momento angular total (j), orbital (l) y espín (s) de la forma

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (2.7)$$

Esto desemboca en la necesidad de un mayor número de láseres en un proceso de enfriamiento. Como se verá más adelante en este capítulo (Fig. 2.4), en el ion de $^{40}\text{Ca}^+$, se pasa de necesitar tres haces de luz láser a necesitar doce.

2.2. Movimientos de iones en trampas Penning

En una trampa Penning, los iones se confinan utilizando un campo electrostático y un campo magnético de alta intensidad y altamente homogéneo [18]. La forma más simple es la formada por un electrodo central y dos tapas (*endcaps*) perpendiculares al campo magnético. Las superficies de los electrodos se mecanizan de forma que permiten generar un potencial eléctrico cuadrupolar de la forma

$$\phi = \frac{U}{2z_0^2 + \rho_0^2} (z^2 - x^2 - y^2), \quad (2.8)$$

donde el eje z es paralelo a la dirección del campo magnético, z_0 y $\rho_0 = x_0^2 + y_0^2$, son las distancias mínimas en la dirección radial y axial desde los electrodos de la trampa al centro de la misma y U es el potencial que se aplica entre las tapas y el electrodo central. Son parámetros característicos de cada trampa. Las ecuaciones del movimiento de una partícula cargada de masa m y carga q , se pueden escribir de la forma

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \omega_c \dot{y} + \frac{1}{2} \omega_z^2 x \\ \ddot{y} &= -\omega_c \dot{x} + \frac{1}{2} \omega_z^2 y \\ \ddot{z} &= -\omega_z^2 z \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad (2.10)$$

es la frecuencia de ciclotrón, y

$$\omega_z = \sqrt{\frac{4qU}{m(2z_0^2 + \rho_0^2)}}, \quad (2.11)$$

la frecuencia axial característica. La solución de las tres ecuaciones del movimiento proporciona las otras dos frecuencias características en la dirección radial, a partir de la expresión

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2} \right) \quad (2.12)$$

que son las llamadas frecuencias de ciclotrón reducida (ω_+) y frecuencia magnetrón (ω_-). El movimiento del ion en la trampa se puede representar como la superposición de los tres movimientos tal y como se muestra en la Fig. 2.2. Para conseguir que el movimiento sea ligado de los iones y estable, las raíces de la Ec. (2.12) deben ser reales, lo cual conlleva a que debe cumplirse la condición

$$\omega_c^2 - 2\omega_z^2 \geq 0 \quad (2.13)$$

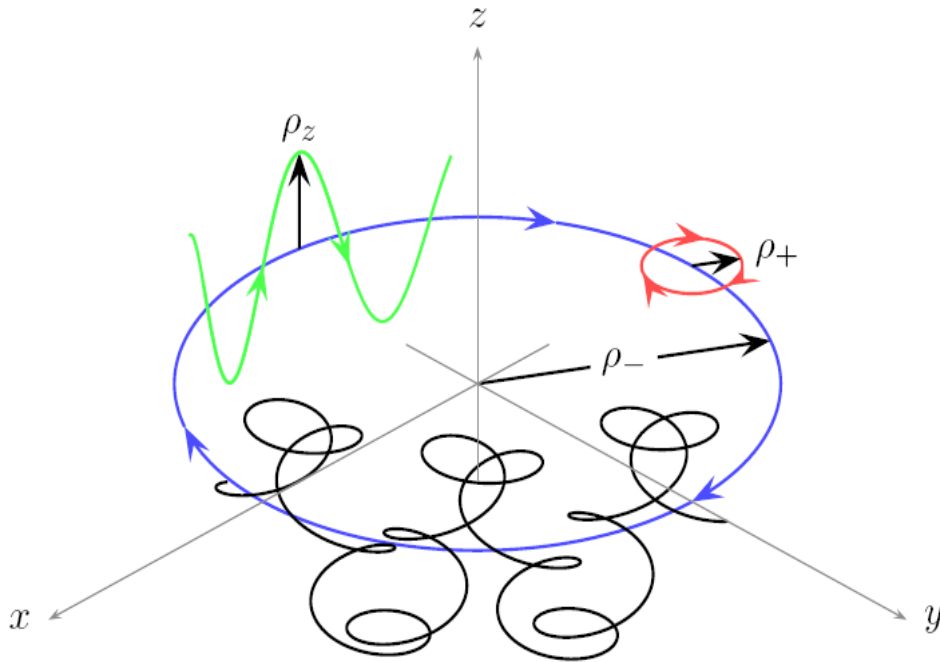


Figura 2.2: Representación de los movimientos característicos de un ion en la trampa Penning. El campo magnético está dirigido en la dirección del eje z . ρ_+ es la amplitud del movimiento ciclotrón reducido, ρ_- es la amplitud del movimiento magnetrón y ρ_z la del movimiento axial.

En una trampa ideal, las frecuencias características de oscilación en la dirección radial vendrán dadas por:

$$\begin{aligned}\omega_- &= \frac{U}{2d_0^2 B} \\ \omega_+ &= \omega_c - \frac{U}{2d_0^2 B}\end{aligned}\tag{2.14}$$

Es importante resaltar que la frecuencia magnetrón es independiente en esta primera aproximación de la masa. En cuanto a magnitud, las frecuencias características cumplen $\omega_- < \omega_z < \omega_+$. En una trampa ideal también se cumplen las siguientes relaciones

$$\begin{aligned}\omega_c &= \omega_+ + \omega_- \\ 2\omega_+ \omega_- &= \omega_z^2\end{aligned}\tag{2.15}$$

y en cualquier trampa real, donde hay efectos de desalineamiento o imperfecciones de los electrodos se cumple la relación

$$\omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2,\tag{2.16}$$

que se conoce como teorema de invariancia [18] y es fundamental en espectrometría de masas de precisión.

2.3. El ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético de 7 Tesla

En la Fig. 2.4 se puede observar el esquema de niveles del ion $^{40}\text{Ca}^+$, en el campo magnético de 7 Teslas. El electrón en el estado fundamental $4S_{1/2}$ es excitado hasta el estado $4P_{1/2}$ empleando luz láser de $\lambda = 397$ nm y de ahí vuelve por emisión espontánea al estado fundamental en una transición con una vida media del orden de 10 ns. Sin embargo, existe una probabilidad del 7% de que no decaiga al estado fundamental sino al estado metaestable $3D_{3/2}$, cuyo tiempo de vida media es de 1 s aproximadamente y por lo que se interrumpiría el proceso de enfriamiento Doppler. Por esta razón, es necesario un haz de luz láser con $\lambda = 866$ nm que bombee desde el nivel $3D_{3/2}$ hasta el $4P_{1/2}$ para hacer continuar el ciclo de enfriamiento [1].

Además del láser de 866 nm, se necesita un láser con $\lambda = 854$ nm para bombear desde el estado $3D_{5/2}$ al estado $4P_{3/2}$. Si bien esta probabilidad es muy pequeña, el efecto puede apreciarse en la Fig. 2.3. En presencia de un campo magnético la situación varía, no sólo por el desdoblamiento de niveles, sino también porque se produce un aumento de la probabilidad de que el electrón decaiga desde el estado $4P_{1/2}$ al estado $3D_{5/2}$, metaestable, en función de la intensidad del campo magnético siguiendo la expresión [15]:

$$\frac{P(4P_{1/2} \rightarrow 3D_{5/2})}{P(4P_{1/2} \rightarrow 4S_{1/2})} = 4,2 \cdot 10^{-7} B^2\tag{2.17}$$

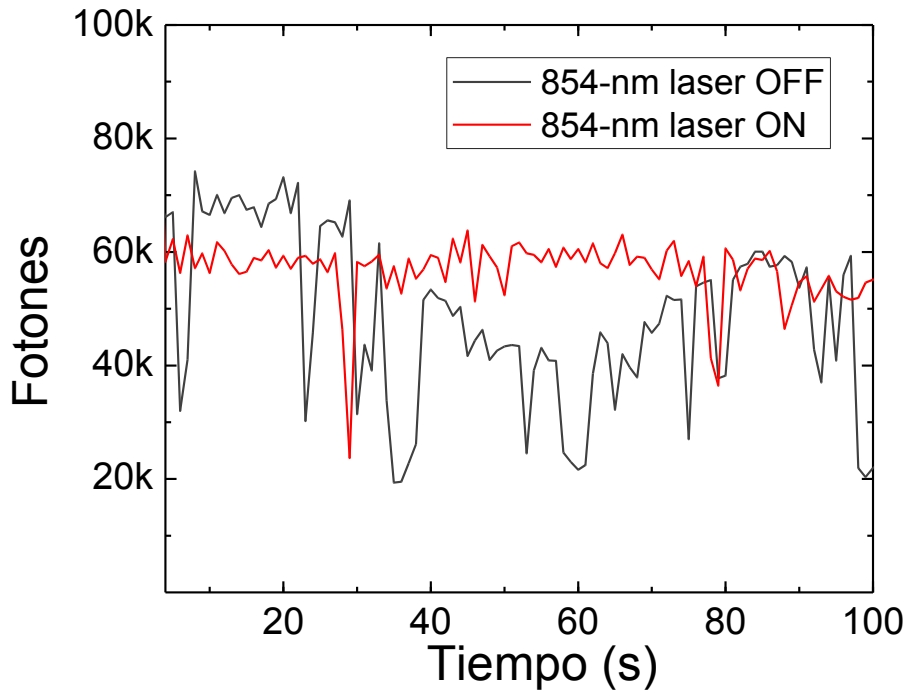


Figura 2.3: Fotones de fluorescencia de un ion $^{40}\text{Ca}^+$ confinado en la trampa Paul del laboratorio en presencia y en ausencia del haz de 854 nm. Se observa que la señal de fluorescencia es más estable cuando se utiliza el láser de 854 nm.

Como ya se mencionó en la Sec. 2.1, el efecto Zeeman desdobra los niveles propios del átomo del ion de calcio. Las líneas originadas como consecuencia del desdoblamiento se obtienen usando las Ecs. (2.6) y (2.7) y se presentan en la Tab. (2.1). Esto hace necesario la utilización de dos láseres de 397 nm, cuatro láseres de 866 nm y seis de 854 nm. Las seis frecuencias con longitud de onda en torno a 854 nm se intentarán conseguir con dos láseres de diodo y con un modulador electro-óptico.

Tabla 2.1: Factores de Landé g_J de los niveles de energía del ion $^{40}\text{Ca}^+$ y anchura total del desdoblamiento de niveles.

Estado	g_J	$\Delta\nu(\text{GHz})$
$S_{1/2}$	2	196
$P_{1/2}$	$2/3$	65
$P_{3/2}$	$4/3$	391
$D_{3/2}$	$4/5$	235
$D_{5/2}$	$6/5$	588

La polarización de la luz que provee el láser es importante en el proceso de bombeo de

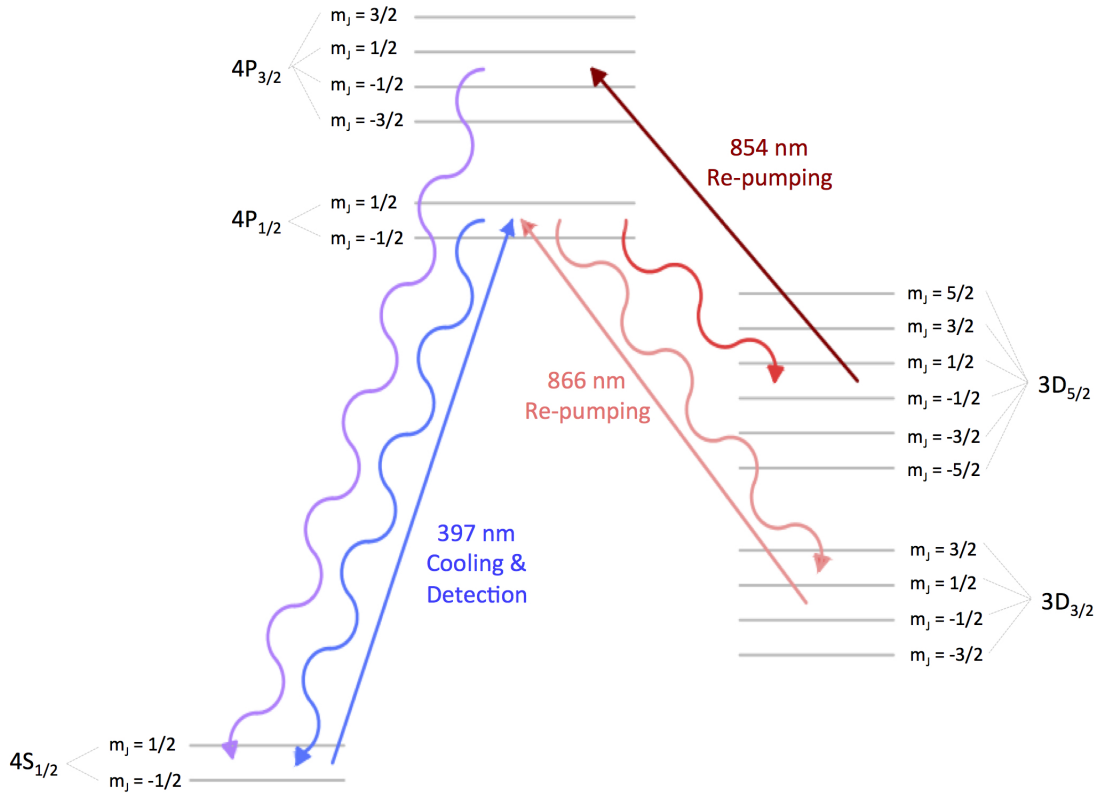


Figura 2.4: Esquema de niveles del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en un campo magnético de 7 T. Las flechas rectas representan las transiciones láser. El láser con $\lambda = 397$ nm, es el utilizado para el enfriamiento, el de 866 nm es para el bombeo del estado $3D_{3/2}$ al estado $4P_{1/2}$. El láser con $\lambda = 854$ nm, se utiliza para bombear la transición del estado $3D_{5/2}$ al estado $4P_{3/2}$.

cada subnivel. Las reglas de selección sólo permiten transiciones para las que

$$\Delta m_J = 0, \pm 1 \quad (2.18)$$

Dependiendo de la tercera componente del momento angular m_J y la dirección del campo magnético, los fotones exhiben diferentes distribuciones angulares [17]. En términos clásicos, el caso en el que $\Delta m_J = 0$, corresponde a un dipolo oscilando paralelo al eje del campo magnético, es decir, no se emiten fotones en la dirección del campo \vec{B} . Este caso corresponde a luz linealmente polarizada. Cuando $\Delta m_J = \pm 1$ la mayoría de los fotones son emitidos/absorbidos en la dirección del campo. Estos casos corresponderían clásicamente a dos dipolos oscilando de forma paralela con una diferencia de fase de 90° . El estado de polarización de estos fotones es circular. En este último caso se habla de luz σ^+ cuando es dextrógira y σ^- cuando es levógira. Un esquema aparece en el Fig. 2.5.

La polarización de la luz se modifica introduciendo un desfase relativo entre las componentes del campo eléctrico que caracterizan la onda. Para ello se utilizan materiales birrefringentes, los cuales presentan dos ejes perpendiculares con distinta índice de refracción.

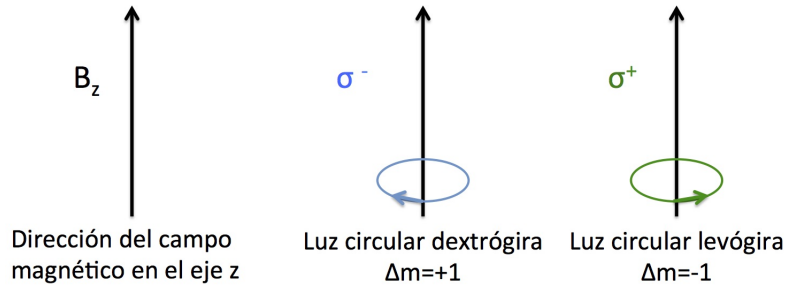


Figura 2.5: Polarización de los fotones emitidos en la dirección del campo magnético.

El desfase introducido es

$$\delta = (n_e - n_o) \frac{2\pi d}{\lambda}. \quad (2.19)$$

En el experimento se utilizan cubos polarizadores, láminas de cuarto de onda, y láminas de media onda, para mantener o alterar el estado de la polarización. Los cubos polarizadores son prismas unidos con los ejes de propagación mutuamente perpendiculares. Se utilizan para unir o separar dos haces de luz con una determinada polarización. Las láminas de cuarto de onda introducen un desfase de $\pi/2$ según los ejes de propagación de la lámina. Se utilizan para obtener luz circularmente polarizada. Las láminas de media onda proporcionan un desfase de π según sus ejes y se utilizan para conseguir luz linealmente polarizada [24].

2.4. Creación de bandas laterales con un modulador electro-óptico

Los moduladores electro-ópticos o en forma abreviada EOM (del inglés *Electro-Optical Modulator*) son dispositivos que permiten controlar la amplitud, fase, frecuencia y polarización de una onda de luz. Se trata de instrumentos de modulación externos a las fuentes de luz, por lo que evitan problemas como la estabilidad de la amplitud y frecuencia asociados con métodos de modulación directa [25]. Consisten normalmente de un material llamado electro-óptico, localizado entre dos electrodos. El voltaje aplicado genera un campo eléctrico generalmente perpendicular a la superficie del material e induce cambios en la estructura del material, alterando su índice de refracción, y modulando de esta manera la luz que lo atraviesa.

Los fenómenos físicos responsables de la modulación son los efectos Kerr y Pockels. Estos efectos son no lineales, y la dependencia del índice de refracción en función del campo eléctrico se puede expresar como [24]

$$n(E) = n - \frac{1}{2}k_{Pockels}n^3E - \frac{1}{2}k_{Kerr}n^3E^2. \quad (2.20)$$

En esta ecuación, el segundo término predomina en materiales isótropos como pueden ser gases, líquidos o cristales uniáxicos. El efecto Pockels predomina en cristales anisótropos donde no existe simetría de inversión. Este último es el utilizado normalmente en los EOM y el material elegido es el niobato de litio LiNbO_3 .

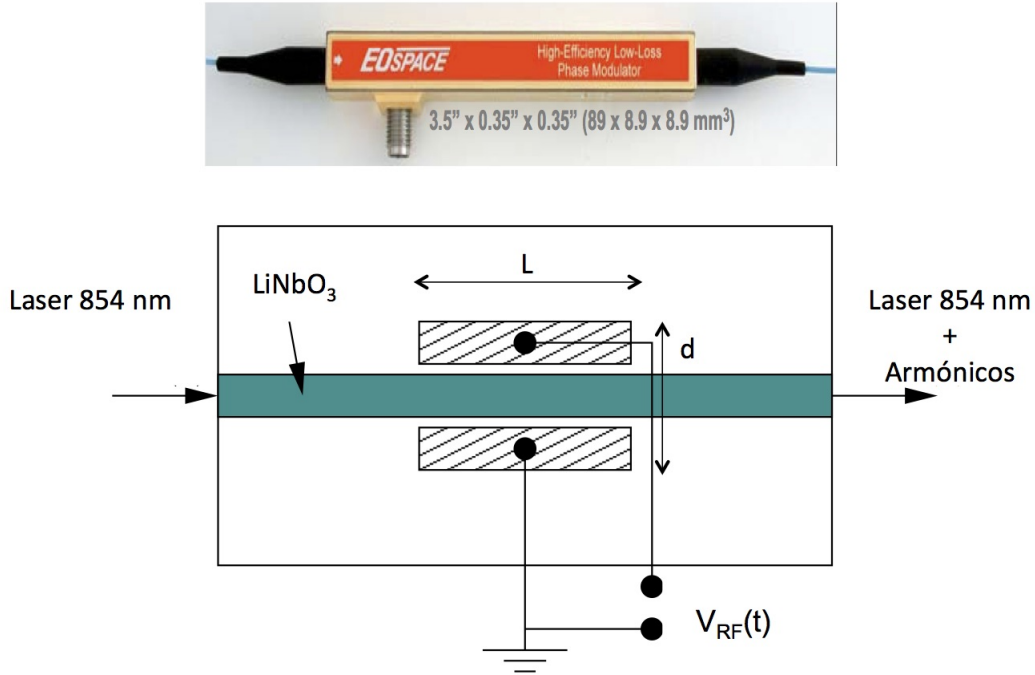


Figura 2.6: Esquema de la modulación en fase de un EOM. Las propiedades no lineales del LiNbO_3 permiten variar el índice de refracción al aplicar una radiofrecuencia.

En la Fig. 2.6 se puede observar un esquema y una foto del modulador de la marca EOSPACE que se utiliza en el experimento en Granada. Se trata de un modulador transversal. El desfase introducido en la luz al atravesar una distancia L y variando el índice de refracción del material es

$$\delta = \delta_0 - \frac{\pi^3 L}{\lambda_0} k_{Pockels} E, \quad (2.21)$$

donde $\delta_0 = 2\pi L/\lambda$ es el desfase natural a $V = 0$ y λ_0 es la longitud de onda en el vacío de la luz. La Ec. (2.21) demuestra que si se reduce la distancia d entre los electrodos, el voltaje necesario para provocar un desfase dado también se reduce. Por este motivo son de gran utilidad los EOM de óptica integrada como el de la Fig. 2.6 ya que sus dimensiones tan reducidas permiten la modulación operando a bajos voltajes.

Un parámetro relevante para la caracterización de los EOM es el voltaje de media onda, que provoca un desfase de π y viene dado por la expresión matemática

$$V_\pi = \frac{\lambda_0 d}{n^3 k_{Pockels} L} \quad (2.22)$$

Como se ha comentado en la introducción, uno de los puntos importantes en la fase final del proyecto TRAPSENSOR es obtener a partir de dos láseres de $\lambda = 854$ nm, las seis transiciones necesarias de la Fig. 2.4 utilizando un modulador EOM. De esta manera se obtiene un sistema donde aparece la frecuencia central del láser ω_L y un conjunto de frecuencias múltiplos de la misma $\omega_L \pm n\Omega_{RF}$ [23], siendo Ω_{RF} la frecuencia del campo eléctrico aplicado. Si se aplica un voltaje sinusoidal al EOM, la luz que saldrá del mismo sufrirá un desfase también sinusoidal y el campo eléctrico saliente resulta en

$$E = E_0 e^{i(\omega_L t + \alpha \sin(\Omega_{RF} t))}, \quad (2.23)$$

donde Ω_{RF} se ha definido en el párrafo anterior y α es un parámetro relacionado con la amplitud de la señal sinusoidal. El segundo término de la exponencial se puede escribir en función de las funciones de Bessel

$$e^{i(\alpha \sin(\Omega_{RF} t))} \equiv \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n J_n(\alpha) e^{in\Omega_{RF} t}. \quad (2.24)$$

Teniendo en cuenta que $J_{-n}(\alpha) \equiv (-1)^n J_n(\alpha)$ se obtiene finalmente que el campo eléctrico total es

$$E = E_0 e^{i\omega_L t} \left[J_0(\alpha) + \sum_1^{\infty} i^n J_n(\alpha) (e^{in\Omega_{RF} t} + e^{-in\Omega_{RF} t}) \right] \quad (2.25)$$

Esto significa que la intensidad y por tanto la potencia del haz que sale del EOM de acuerdo a las funciones de Bessel de orden n, es

$$I = |E|^2 = I_0 J_n^2(\alpha), \quad (2.26)$$

donde $I_0 = |E|^2$ es la intensidad del haz sin aplicar campo externo. Se tiene que para voltajes altos, el factor α es cada vez más alto y por tanto la modulación aumenta.

Capítulo 3

Montaje experimental y resultados

En este capítulo se presentará la disposición de los láseres de diodo que se utilizarán para el enfriamiento de los iones en la trampa Penning, indicando la necesidad de las transiciones adicionales que se deben generar con el modulador electro-óptico. Se presentará una comparativa de moduladores electro-ópticos existentes en el mercado y los resultados de las pruebas realizadas con el modulador adquirido en lo que respecta a polarización y potencia de salida, comparando en este caso los resultados obtenidos con el modelo teórico. También se estudiará la polarización de los láseres en su propagación a través de una fibra óptica de diez metros de longitud. En lo que respecta a la detección óptica, se presentarán resultados obtenidos utilizando por primera vez la función de *trigger* o disparo de la cámara EMCCD (del inglés *Electron Multiplier Charged Coupled Device*), señalando la importancia que esto tiene para el *Sensor Cuántico*.

3.1. Descripción del *set up* experimental para enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético

El sistema construido para llevar a cabo los experimentos consta de ocho láseres de diodo de cavidad externa (modelo DL 100 PRO new design de la compañía TOPTICA Photonics). Como se puede observar en la Fig. 3.1, comprende dos láseres que emiten en la longitud de onda de 397 nm (BLUE 1 y BLUE 2), que permiten llevar a cabo el enfriamiento excitando el electrón del estado base $4S_{1/2}$ al estado $4P_{1/2}$ (ver Fig. 2.4). Los láseres RED 2, RED 3, RED 5 y RED 6 emiten en la longitud de onda de 866 nm. Su función es bombear electrones desde el estado $4D_{3/2}$ al $4P_{1/2}$ evitando que se detenga el enfriamiento. Los que tienen longitud de onda 854 nm (RED 1 y RED 4), son los necesarios para bombear el electrón del estado $4D_{5/2}$ que se puebla con una probabilidad que aumenta en función del campo magnético de la forma $4,2 \cdot 10^{-7} B^2$ (Sección 2.3).

La longitud de onda de los láseres se determina con un medidor Highfinesse modelo WSU-10, basado en cinco interferómetros de Fizeau, que tiene una exactitud absoluta (3σ) de 10 MHz. La longitud de onda de referencia ($\lambda = 632$ nm), la provee un láser de HeNe

3.1. Descripción del *set up* experimental para enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético

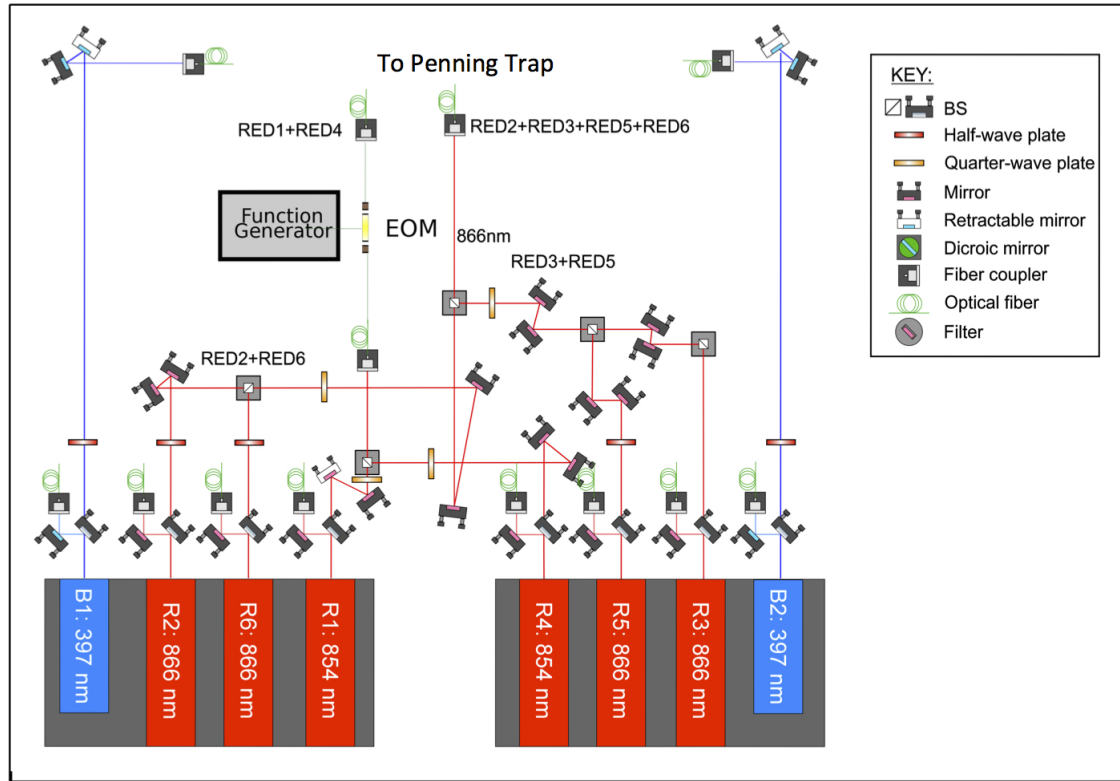


Figura 3.1: Esquema de la mesa óptica con los láseres utilizados en los experimentos de enfriamiento Doppler. La luz de los láseres con $\lambda = 397 \text{ nm}$ es enviada por separado a la mesa colocada detrás de la trampa. Las de los láseres con $\lambda = 866 \text{ nm}$, se superponen en el centro de la mesa y se envían a través de una fibra óptica. Los haces de los dos láseres que emiten con $\lambda = 854 \text{ nm}$ se superponen antes de atravesar el EOM y se transportan de manera conjunta al salir de éste.

(SIOS modelo SL03) de alta estabilidad ($\pm 10^{-9} \text{ min}^{-1}$). Las distintas longitudes de onda se miden de forma secuencial utilizando dos interruptores multicanal, uno para $\lambda = 632 \text{ nm}$ y las seis longitudes de onda en el infrarrojo, y el otro para las dos longitudes de onda en el ultravioleta. Para que esto ocurra, una pequeña fracción de la luz emitida por cada láser se desvía a un acoplador que recoge la luz en una fibra hacia el interruptor. La medida de la longitud de onda también se utiliza para hacer la regulación de los láseres a través de una tarjeta electrónica que alimenta un cristal piezo-eléctrico en los mismos. La regulación está limitada a los ocho láseres mostrados en la Fig. 3.1, si bien no se conoce otro experimento en el que se regulen simultáneamente tal número. La Fig. 3.1 muestra también los elementos ópticos utilizados en la mesa de dimensiones $2,5 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$, necesarios para las medidas aquí presentadas, incluyendo los elementos para dotar a los láseres de la polarización adecuada (láminas de $\lambda/2$ y $\lambda/4$). El elemento más relevante para lo que se expondrá a continuación, el modulador electro-óptico en fase, de la marca EOSPACE con ancho de banda de hasta 40 GHz y el generador de micro-ondas (ROHDE & SCHWARZ modelo SMB100A), que emite señales en el intervalo 100 kHz - 40 GHz .

3.1. Descripción del *set up* experimental para enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético

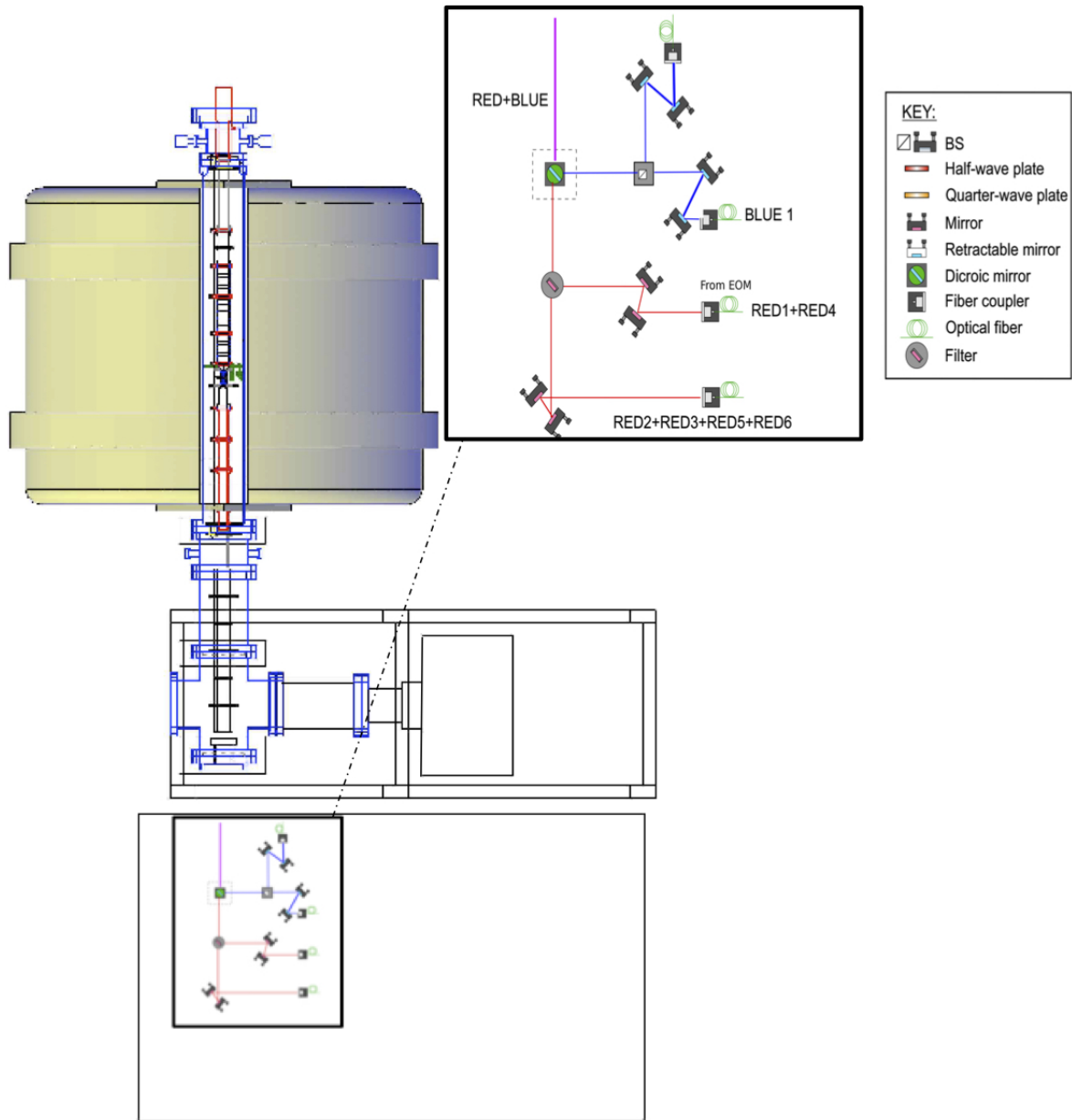


Figura 3.2: Esquema de la mesa óptica para hacer llegar los haces de luz necesarios a la trampa Penning.

La segunda parte del *set up* se muestra en la Fig. 3.2. La línea de trampas magnéticas necesita de una segunda mesa óptica de dimensiones $1\text{ m} \times 1,5\text{ m}$ para el acoplamiento de las distintas longitudes de onda utilizando un espejo dichroico y un filtro especial. Los haces de luz de 397 nm se envían por separado a la mesa óptica, colocada detrás de las trampas Penning por medio de fibras ópticas de 10 m de longitud. Los dos haces de 854 nm (RED1 y RED4) se juntan en un cubo no polarizador y atraviesan el modulador electro-óptico antes del transporte por fibra a la mesa de la Fig. 3.2. Los cuatro haces de 866 nm se unen

3.1. Descripción del *set up* experimental para enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético

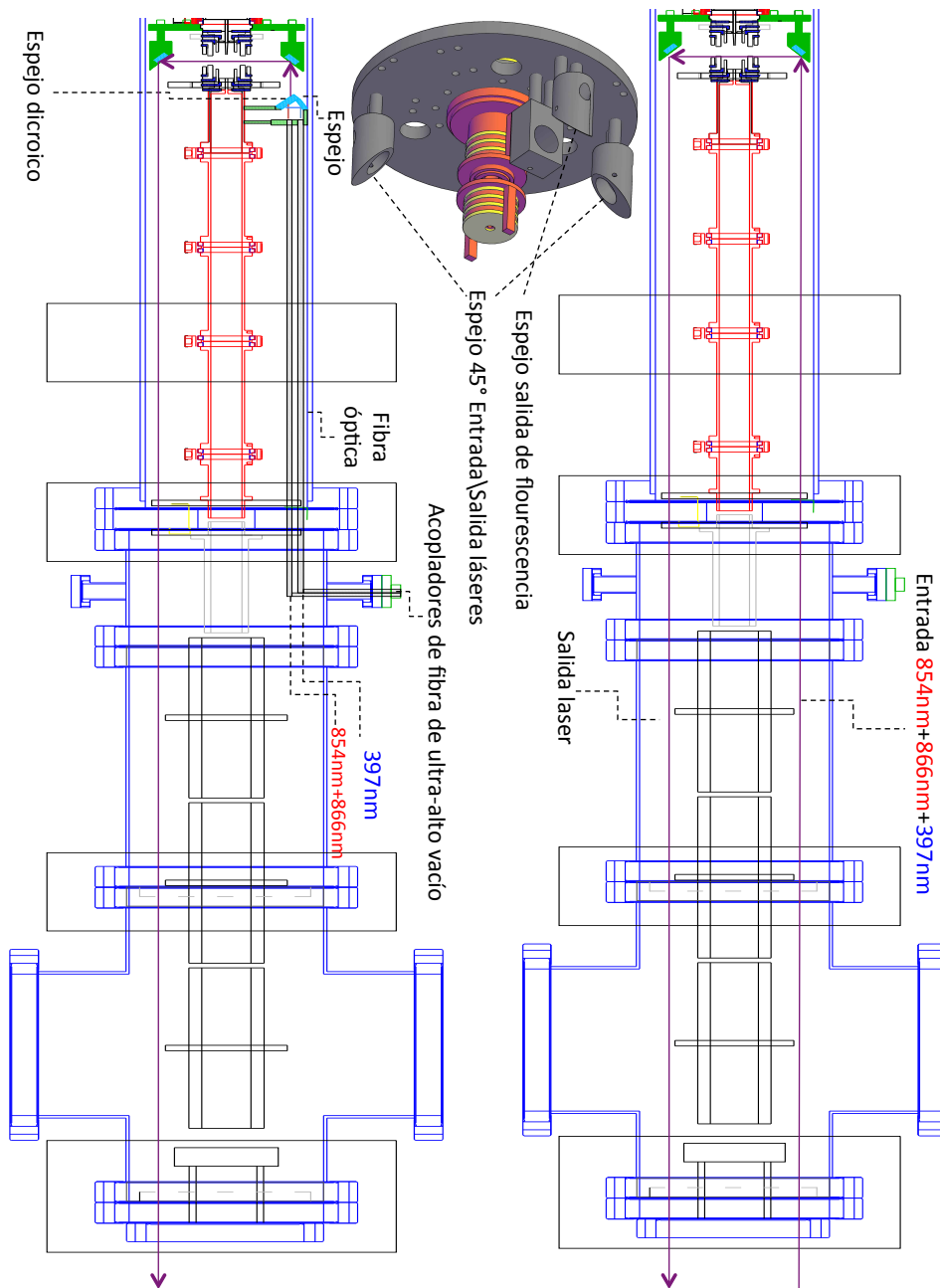


Figura 3.3: Dibujos técnicos indicando las dos alternativas que se han considerado para el acceso de la luz a la trampa Penning. Derecha: los haces atraviesan una mirilla antirreflejante y viajan una distancia de 1.4 m en el vacío hasta llegar a la trampa. Izquierda: la luz se transporta a través de fibras por dentro del sistema reduciendo la distancia a unos pocos centímetros

en el acoplador de fibra colocado en el centro de la mesa óptica de la Fig. 3.1.

Las dos alternativas de acceso para los láseres desde la segunda mesa óptica hasta la trampa Penning se puede observar en la Fig. 3.3. La distancia que los láseres deben recorrer

3.1. Descripción del *set up* experimental para enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético

desde la mirilla óptica en la brida de vacío es de ~ 1.25 m hasta llegar al espejo a 45° , el cual refleja el haz haciendo que pase por el centro de la trampa de iones para llegar a un segundo espejo, donde se vuelve a reflejar a 45° y finalmente retornar al exterior del sistema. Esta disposición requiere un alineamiento muy preciso difícil de conseguir para que el haz se propague hasta el centro de la trampa, y consiga salir del sistema de vacío. Se necesita una precisión mecánica de 1° para poder conseguir el alineamiento. La segunda opción es transportar los haces por medio de fibra a lo largo del sistema del sistema de vacío hasta una distancia muy próxima a los espejos (ver Fig 3.3). Esto supone otra serie de dificultades relacionadas con el vacío y la manipulación desde el exterior de los dispositivos ópticos. Serían necesarios acopladores de fibra que permitieran introducir los láseres dentro del sistema sin perder las condiciones de alto vacío (10^{-10} - 10^{-11} mbar). Los láseres ultravioleta y los rojos irían cada uno en una fibra monomodo para no perder calidad en los perfiles de los haces. Además la mezcla de láseres tendría que realizarse desde el interior con un espejo dicróico.

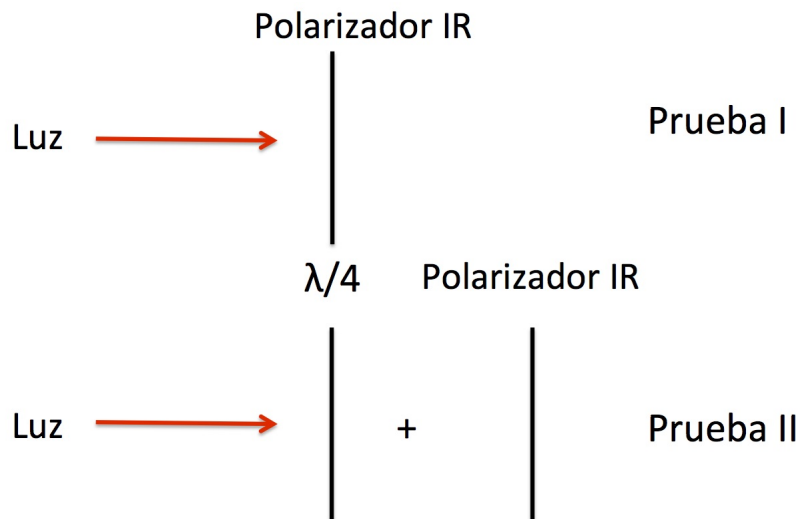


Figura 3.4: Método para determinación de la polarización de un haz utilizando un polarizador lineal y una lámina $\lambda/4$.

El bombeo de niveles del $^{40}\text{Ca}^+$ dentro del campo magnético de 7 T hace necesario tener en cuenta la polarización de los láseres (ver sección 2.3). Las transiciones al estado $3D_{5/2}$ requieren que la luz sea circularmente polarizada (σ^+ y σ^-). Por esta razón se utiliza láminas $\lambda/4$ antes de la entrada de los láseres de 854 nm en en el cubo que une los haces. (ver Fig. 3.1).

Para determinar el estado de polarización de un haz de luz basta con emplear un analizador compuesto de dos elementos: un polarizador lineal y una lámina de $\lambda/4$. El procedimiento de análisis se basa en la realización secuencial de una serie de pruebas con los elementos analizadores [2.5] se puede ver en la Fig. (3.4). La primera prueba consiste en colocar el polarizador lineal detrás del haz a analizar y girar su eje mientras se observan máximos y mínimos en la intensidad del haz. Si el haz presenta extinción completa entonces el estado de polarización es lineal. En caso contrario hay que realizar una segunda prueba. Esta consiste en colocar una lámina de $\lambda/4$ detrás del haz a analizar y tras ella el pola-

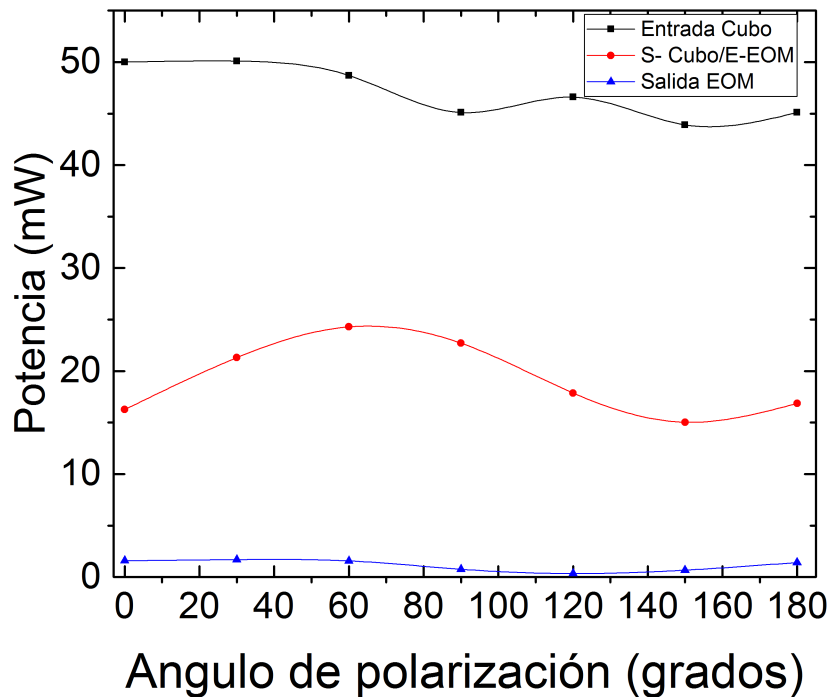


Figura 3.5: Medida de la polarización de la luz a 854 nm antes y después de entrar en cubo divisor de haz, y al salir del EOM. La luz que entra en el cubo es circularmente polarizada y mantiene su estado de polarización a la salida de éste. La pérdida del 50 % de la potencia es la certificada por el fabricante (Thorlabs).

rizador lineal. La prueba consiste en dos variantes: la primera es girar solamente el eje de transmisión del polarizador y la segunda es girar tanto el eje del polarizador como la lámina $\lambda/4$. Si se realiza la primera variante cuando la primera prueba no ha presentado cambios de intensidad y el resultado es la extinción del haz estamos ante luz circularmente polarizada. Si se realiza la segunda variante cuando la primera prueba presenta mínimo pero no extinción completa y se consigue extinguir el haz estamos ante luz elípticamente polarizada.

La Fig. 3.5 demuestra como el haz láser de 854 nm entra circularmente polarizado en el cubo porque al realizar la prueba de polarización no presenta extinción. Concretamente, la extinción es de un $R = 100(P_{max} - P_{min})/P_{max} = 14\%$. A la salida, el haz sigue siendo circular puesto que que los cambios en la intensidad del haz siguen siendo bajos $R = 37\%$. Sin embargo sí presenta cambios en el estado de polarización al salir del EOM. La luz entra circularmente polarizada (tal y como sale del cubo) y sale en un estado más similar al elípticamente polarizado $R = 80\%$. A pesar de presentar cambios en la polarización circular, es posible trabajar con esta polarización cuasi-circular ya que la potencia necesaria para el bombeo es muy inferior al resto.

3.2. Descripción técnica y caracterización del modulador electro-óptico

En la Tab. (3.1) se puede observar una comparación de una serie de moduladores que se encuentran en el mercado. Los EOM presentados operan a diferentes frecuencias. Una característica a destacar es que aquellos moduladores con voltaje V_π más alto como OM-01-20-V (Photonics Technologies), 4002/4851 (Newport) y EO-PM-NR-C1 (Thorlabs) son aquellos moduladores que no trabajan con fibras ópticas integrada sino que la luz viaja libre por el espacio.

Tabla 3.1: Comparativa entre diferentes Moduladores electro-ópticos comerciales.

Modelo	Compañía	Frecuencia de trabajo (GHz)	voltaje V_π (V)
LN27S	Thorlabs	40	5,5
NIR-MPX800-LN10	Photline	10	5
MPZ-LN-40	Photline	40	6
MPZ-LN-20	Photline	20	7
PM 830	Jenoptik	1	6
PM 1064	Jenoptik	1	6
OM-01-20-V	Photonics Tech.	0.25	17
4002	Newport	0,1	105
4851	Newport	9,2	79
EO-PM-NR-C1	Thorlabs	0,1	180
WPM-P85P85-ALO	ADVR	6	7
Short-Lambda	EOSPACE	10	4
PM-AV5-40-PFA-900	EOSPACE	40	2,8

De acuerdo con la Ec. (2.7), el factor de Landé para el nivel $D_{5/2}$ es $6/5$ lo que nos da una anchura de $\Delta\nu=588$ GHz en seis niveles equiespaciados. La frecuencia de modulación a alcanzar es

$$\delta\nu_{modulacion} = \frac{588}{5} \text{ GHz} = 118 \text{ GHz} \quad (3.1)$$

Esta frecuencia de modulación no se consigue con ningún EOM del mercado por lo que se necesita acceder al tercer armónico de un modulador operando a 39 GHz. Concretamente el EOM de EOSPACE tiene una frecuencia de modulación máxima de 40 GHz. Por esta razón se eligió un modulador de esta marca EOSPACE modelo PM-AV5-40-PFA-PFA-900.

La Fig. 3.6 muestra la respuesta electro-óptica del modulador provista por el fabricante EOSPACE. Se trata de la relación entre la potencia del haz de entrada y la de salida representada en decibelios de potencia (dBm) en función de la frecuencia (GHz)

$$x_{dBm} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{out}}{1mW} \right). \quad (3.2)$$

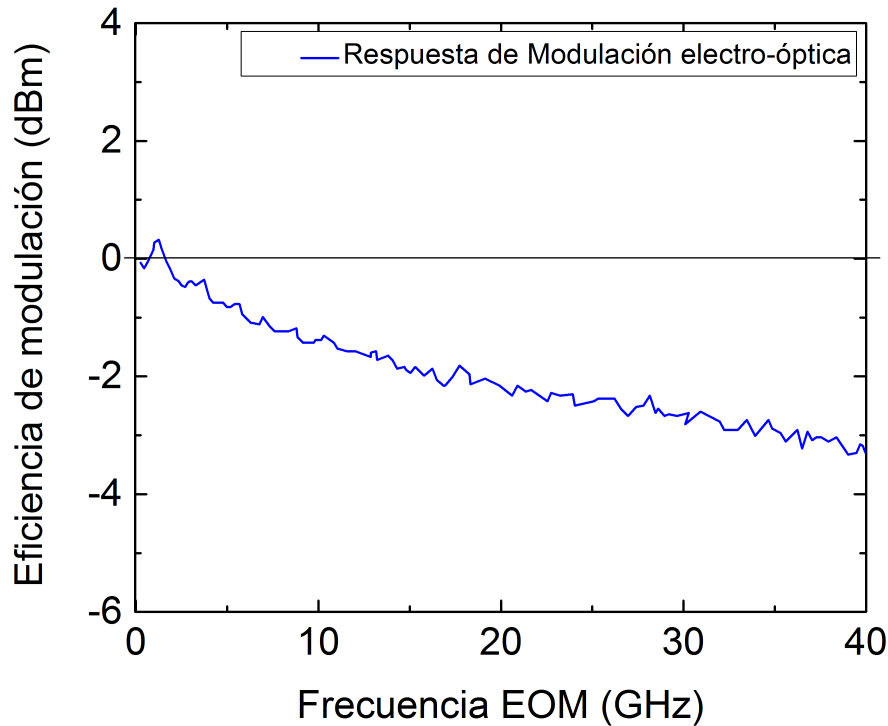


Figura 3.6: Curva de eficiencia del modulador en función de la frecuencia, proporcionada por el fabricante EOSPACE. La eficiencia disminuye progresivamente con la frecuencia.

Se aprecia que la eficiencia decrece a medida que aumenta la frecuencia hasta llegar a al mínimo en 40 GHz. Por ejemplo en la frecuencia necesaria de operación 39 GHz se tiene una eficiencia de ~ -3 dBm. Esta pérdida de eficiencia se debe principalmente a que en el cristal de LiNbO_3 se producen interferencias no controlables y efectos de temperatura [25].

La Fig. 3.7 muestra la potencia de salida, expresada en milivatios (mW) del modulador para diferentes voltajes aplicados en el generador de microondas para la máxima frecuencia de operación del modulador (40 GHz). Se hace visible que a 0 V se obtiene toda la potencia de entrada cae en la banda central de operación. A medida que los voltajes aumentan van apareciendo bandas secundarias múltiplos de la frecuencia de operación

$$\omega_L \pm n \cdot 40. \quad (3.3)$$

La imagen de la Fig. 3.7 se obtuvo utilizando un analizador de espectros ópticos Anitsu MS9740A. Este analizador ofrece una alta resolución óptica ± 20 pm a temperatura ambiente. El rango de longitudes de onda de operación es 600 a 1750 nm. Las medidas realizadas se guardan en un fichero ASCII con la potencia expresada en dBm y la longitud de onda medida.

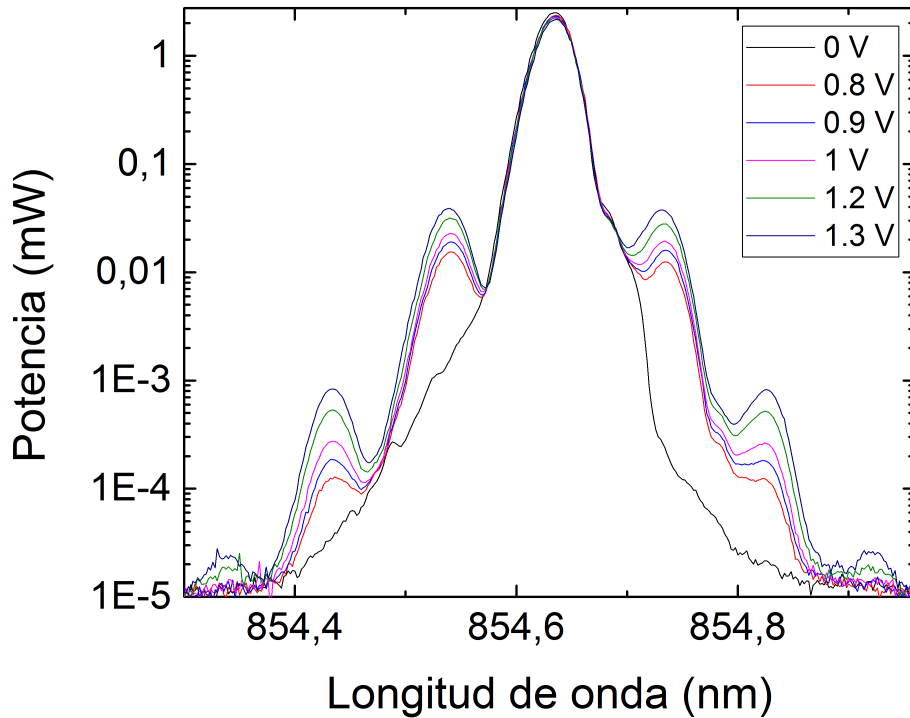


Figura 3.7: Bandas laterales del modulador de 40 GHz. La potencia presenta estructura de bandas según se aumenta el voltaje de la fuente de radiofrecuencia o microondas.

La banda correspondiente al tercer armónico se empieza a observar a partir de 1,2 V de amplitud en el generador de microondas. La potencia es muy baja como para considerar su utilización en el experimento ($2,7 \cdot 10^{-5}$ mW). Es de esperar que la potencia en el tercer armónico aumente para voltajes mayores. En el momento de realizar las medidas no se dispuso de un generador de microondas de 40 GHz que opere a voltajes mayores a 1,4 V, o en su defecto, de un amplificador para estas amplitudes, por este motivo no se pudo comprobar el aumento de potencia en la tercera banda.

La Fig. 3.8 muestra la intensidad en las bandas producidas por el EOM en función de la amplitud de la radiofrecuencia aplicada por el generador de microondas. Los máximos de cada banda vienen dados de acuerdo con la Ec. (2.26) por los polinomios de Bessel. En la gráfica se observa también un ajuste según la siguiente función

$$P = 2,497 \cdot J_n^2(\alpha V) \quad (3.4)$$

La necesidad de mayor potencia en el tercer armónico para el experimento ($\sim 100 \mu W$) puede determinarse con el ajuste de la Fig. 3.8. La tercera banda (color verde) alcanza los $100 \mu W$ a los 6,5 V. Para ello es necesario acoplar un amplificador al generador de microondas.

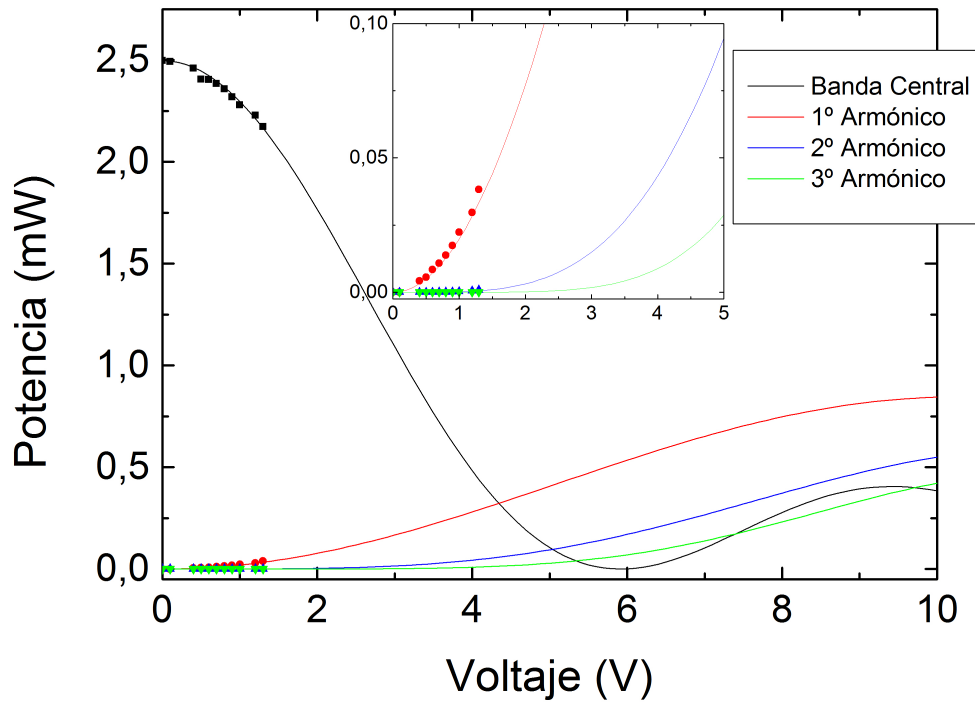


Figura 3.8: Gráfica de potencia máxima en cada banda generada por el EOM en función del voltaje. A los datos experimentales se le añaden también un fit a los polinomios de Bessel de la forma $I_0 \cdot J_n^2(\alpha \cdot V)$. Los valores obtenidos para el parámetro α son $0,407 \pm 0,004$, $0,179 \pm 0,003$, $0,269 \pm 0,005$ y $0,37 \pm 0,02$ para la banda central, primer, segundo y tercer armónico.

La anchura del desdoblamiento en cuatro niveles del estado $3D_{3/2}$ es 235 GHz en el campo magnéticos de 7 Teslas. Cada nivel tendría una separación de 80 GHz, lo que se permitiría alcanzar los cuatro niveles utilizando los primeros armónicos del EOM trabajando a 40 GHz. Otras configuraciones podrían darse para estructuras de niveles de iones distintos o para campos magnéticos de diferente intensidad. El comportamiento del EOM a diferentes frecuencias de operación se puede comprobar en la Fig 3.9.

Otro uso posible en el experimento es la utilización de dos EOM en cadena para aprovechar la frecuencia requerida para bombear llegando solamente a la segunda banda lateral del EOM_2 , una vez establecido el EOM_1 en el primer armónico. De esta manera sería posible obtener mayor potencia a la salida del EOM. Esta posibilidad se intentará explotar en el proyecto cuando se disponga de un segundo EOM en el futuro.

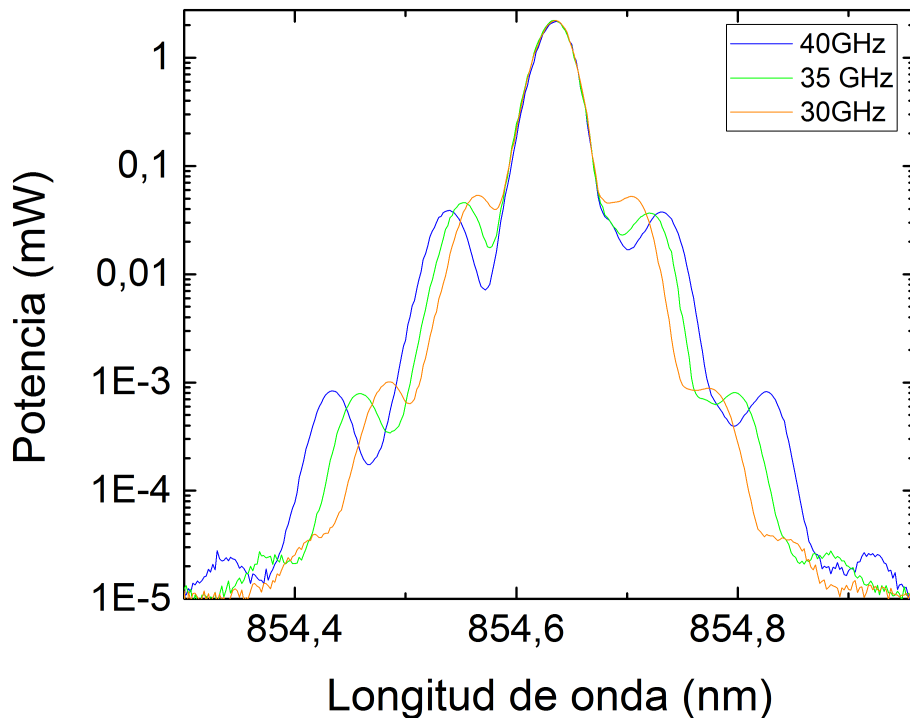


Figura 3.9: Potencia en función de la longitud de onda para distintas frecuencias de modulación. El Voltaje utilizado es 1,3 V el máximo permitido por el generador. La separación entre los máximos en cada banda es de 5 GHz.

3.3. Detección de fluorescencia en el proyecto TRAPSENSOR: EMCCD y PMT

Las medidas de fluorescencia con la cámara iXon 397 ofrecen una serie de ventajas que la hacen un instrumento capital en el proyecto. Por una lado permiten observar ópticamente el enfriamiento de los iones de manera individual [20]. Técnicamente, esto facilita el alineamiento de láseres y óptica sin más que observar la imagen en tiempo real de la pantalla de ordenador. Esto es más complicado de conseguir con un tubo fotomultiplicador y por esta razón no se han obtenido medidas de fluorescencia con PMT en este trabajo. Sin embargo en las medidas con PMT ofrecen mejor resolución temporal [26]. Por eso se plantearán sistemas de detección simultánea de ambos (ver sección 3.4).

La principal desventaja de la cámara es la resolución temporal para tiempos de adquisición menores a 100 ms [16]. Esta limitación es importante por ejemplo si se desea medir la tasa de calentamiento del ion de $^{40}\text{Ca}^+$ [28]. Sin embargo, la cámara permite adquirir imágenes mediante un sistema de disparo (*trigger*) externo que puede ser controlado en el laboratorio por pulsos TTL de un generador de funciones de cuatro canales (Arb Studio (1104)) [27]. Un canal controla el *trigger* externo de la cámara y otros dos el encendido y apagado de los

láseres infrarrojo radial (a través de un AOM) y vertical (a través de un *shutter* mecánico). La Fig. 3.10 describe la secuencia temporal utilizado para la adquisición de imágenes con la cámara EMCCD.

La Fig. 3.11 muestra imágenes de un ion acumuladas durante 5 segundos para diferentes tiempos de adquisición y ciclos (100 ms-50 ciclos, 50 ms-100 ciclos y 20 ms-250 ciclos). En la imagen se aprecia además el fondo tomado en cada uno de los casos y con el mismo número de ciclos. A pesar de ser el tiempo total el mismo en todas ellas (5 segundos), es evidente que el ion tiene mayor energía a medida que el tiempo de exposición baja. Esto es así porque en 20 ms, no se ha podido enfriar el ión lo suficiente después del desbloqueo de los láseres. Si se hace la comparación entre 50 y 100 ms, se observaría que las proyecciones son similares.

El calentamiento de los iones también queda patente haciendo las proyecciones en las dos direcciones (axial y radial) de los píxeles cercanos a la zona que rodea a los iones. La Fig. 3.12 muestra esta situación. Se pueden observar diferencias en la fluorescencia (número de cuentas) para tiempos de adquisición de 20 ms y 50 .ms Además las distribuciones para 20 ms son mas anchas como consecuencia del menor enfriamiento de los iones.

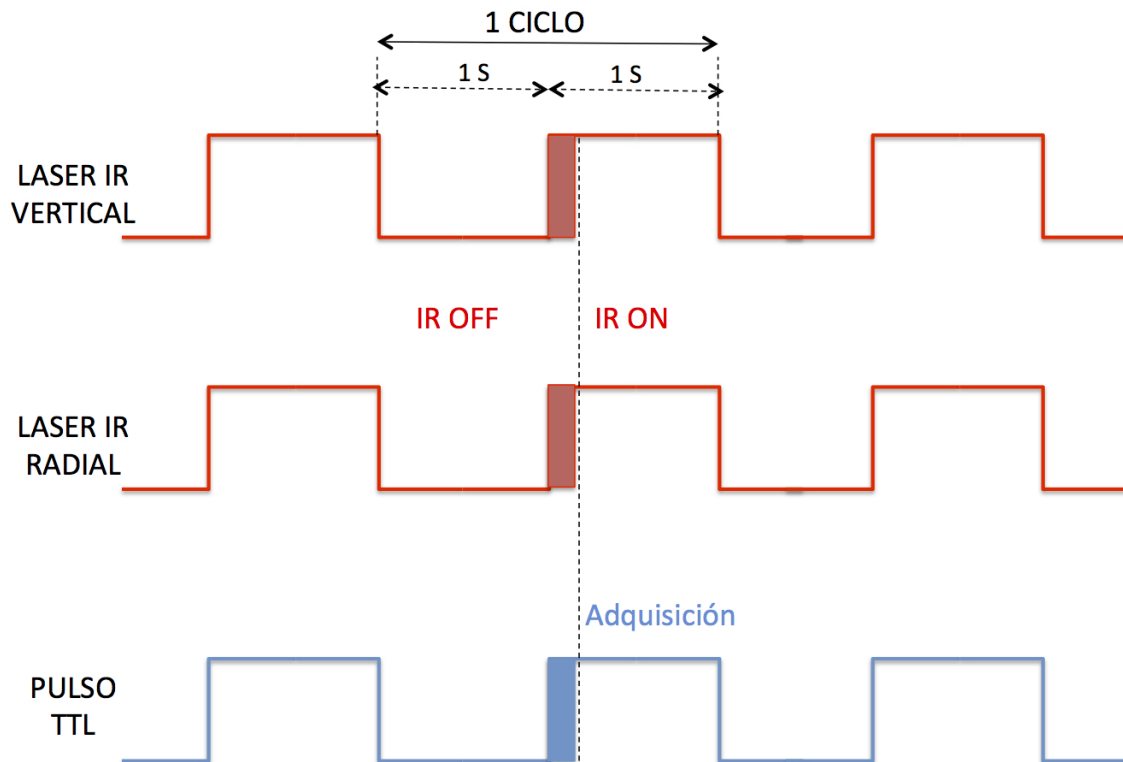


Figura 3.10: Esquema del sistema de pulsos para la secuencia de bloqueo y desbloqueo de los láseres y el *trigger* de la cámara EMCCD. Los láseres de 854 y 866 nm se bloquean durante 1 s y por tanto no hay enfriamiento durante ese tiempo.

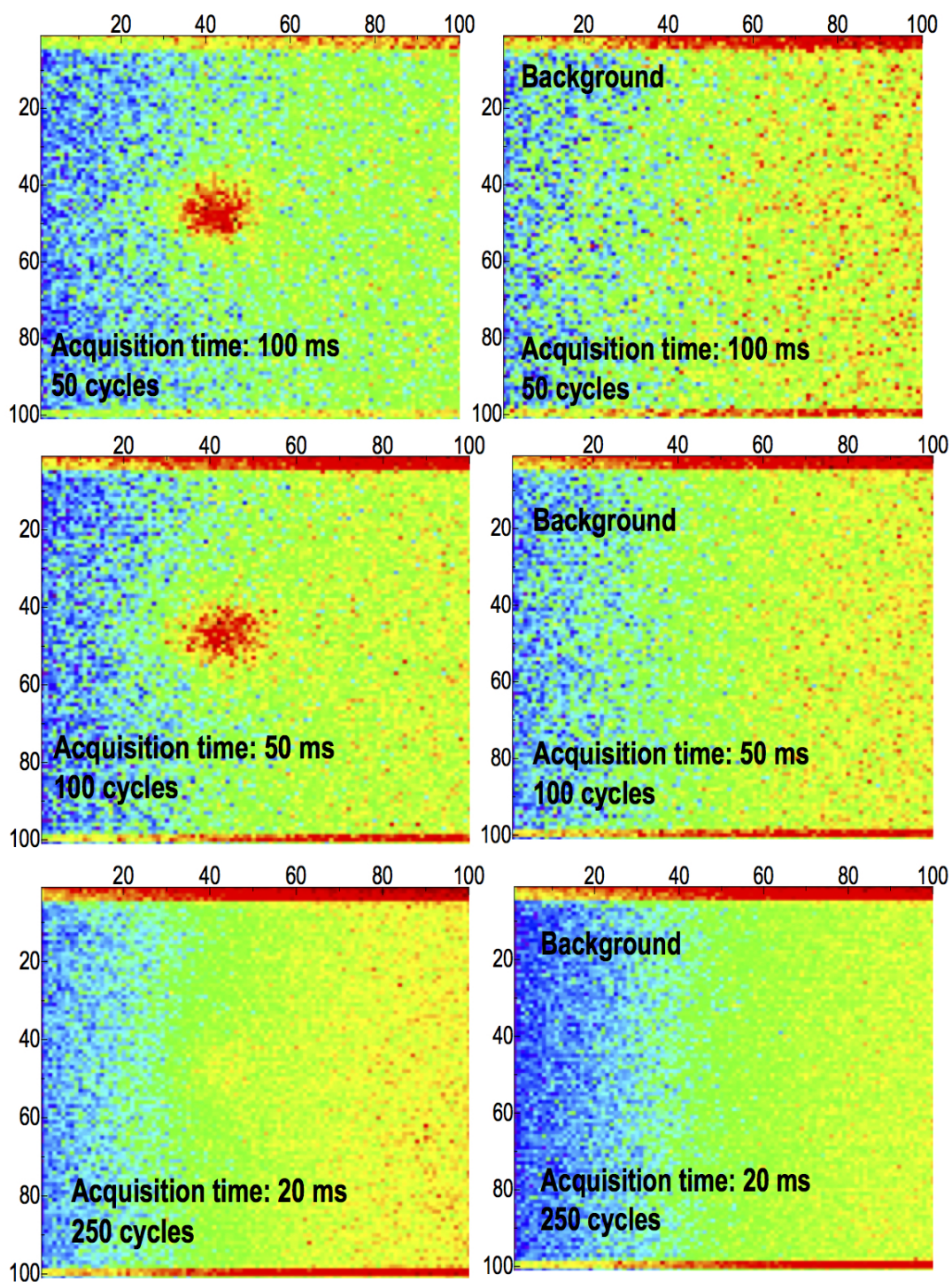


Figura 3.11: Imágenes tomadas con la cámara EMCCD para diferentes tiempos de exposición cortos. Izquierda: imagen de un ión enfriado por láser. Derecha: señal de fondo. La distancia en el dirección radial y en la dirección axial es de $\sim 190 \mu\text{m}$.

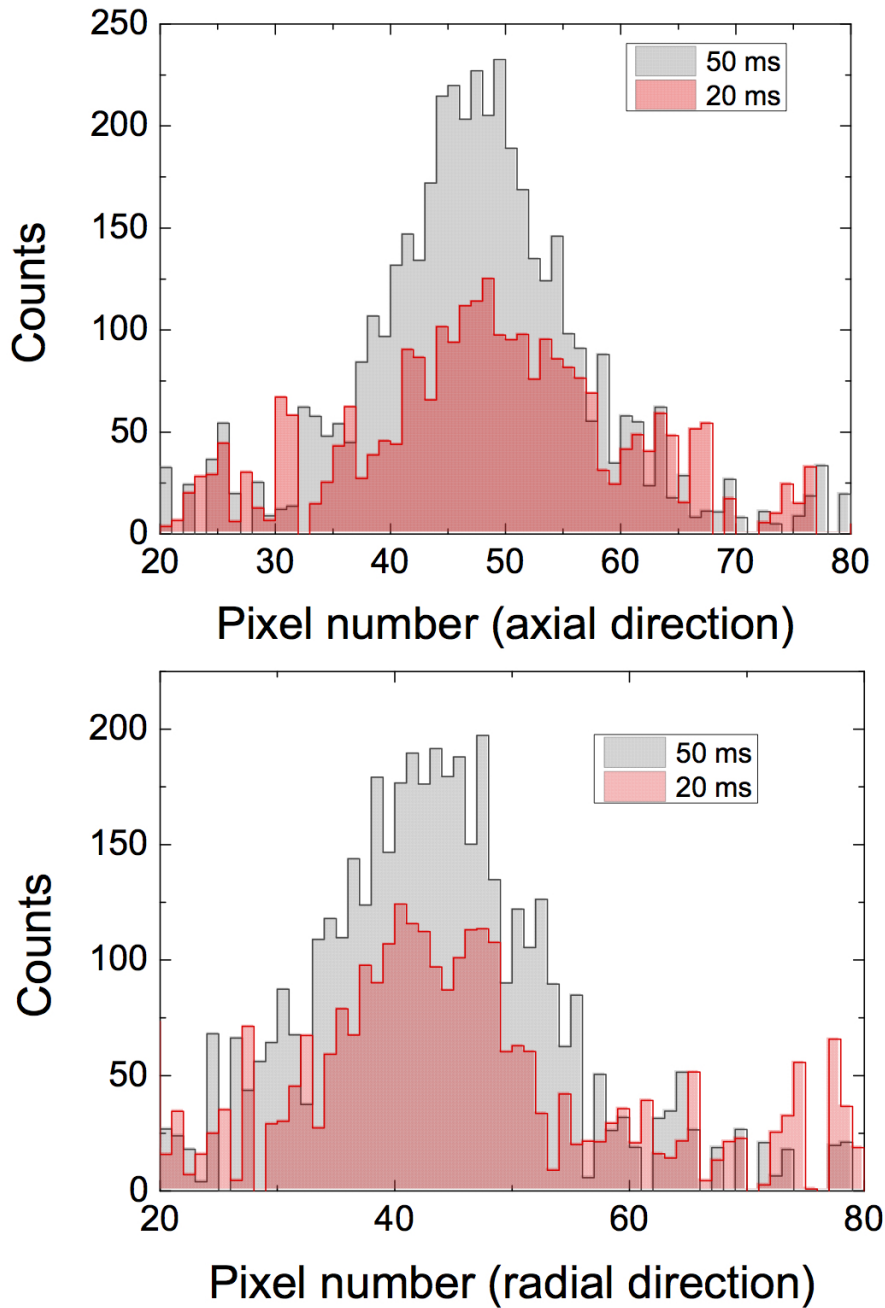


Figura 3.12: Proyecciones de las imágenes tomadas con la cámara EMCCD mostradas en la Fig. 3.11 para 20 y 50 ms de tiempo de exposición. El fondo se ha substraído. Con tiempo de exposición de 20 ms es posible ver el efecto de calentamiento de los iones dado que no se alcanza la fluorescencia máxima. Cada pixel corresponde a $\sim 1,9 \mu\text{m}$.

3.4. Uso simultáneo de PMT y EMCCD

El dispositivo óptico que se utilizará para recoger y amplificar la fluorescencia viene recogido en la Fig. 3.13. En la parte izquierda se observa la disposición actual de la línea de trampa Paul del proyecto, utilizado para las medidas presentadas. En ella solo se utiliza la cámara EMCCD (iXon 397). Se dispone de un par de lentes plano-convexas de distancia focal $f = 100$ mm dispuestas de forma que las focales de ambas estén enfrentadas. Este sistema focaliza en el centro de la trampa colimando la fluorescencia y la concentra en el punto focal de la segunda lente. A continuación se usan par de dobles acromáticos de $f_1 = 30$ mm, $f_2 = 75$ mm (Thorlabs) y $f_1 = 30$ mm, $f_2 = 100$ mm (Thorlabs). Esta configuración de lentes permite obtener un factor 8.25 de magnificación. Esta disposición permite obtener imágenes de los iones como las vistas en la sección 3.3 y tiene las ventajas de facilidad de alineamiento. Sin embargo, sus limitaciones son aquellas relacionadas con las medidas a baja resolución temporal. El uso de un fotomultiplicador de manera simultánea permitiría la monitorización de la fluorescencia del ion atrapado recogida en la cámara EMCCD y la obtención de medidas con tiempos de adquisición más bajos.

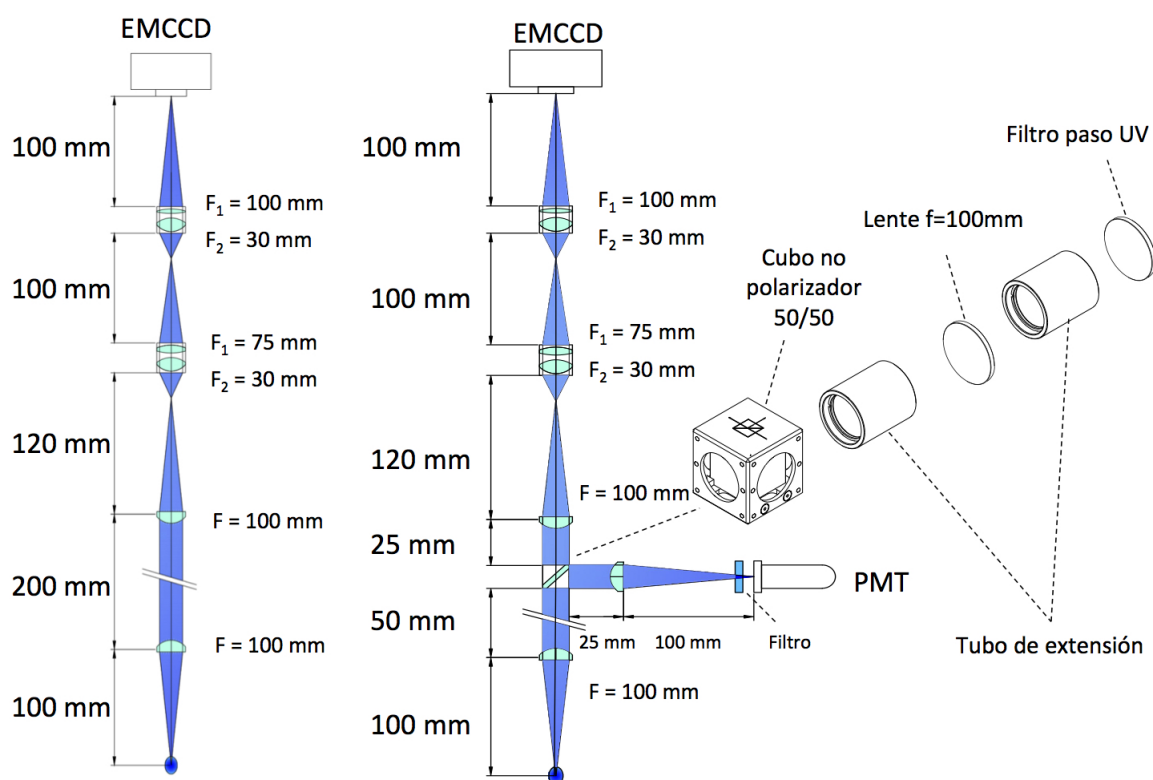


Figura 3.13: Sistema de detección de fluorescencia utilizando cámara y fotomultiplicador. Izquierda: disposición actual del sistema óptico. Con este sistema se han tomado las gráficas de las Figs. 3.11 y 3.12. Derecha: esquema propuesto donde se muestra la disposición de elementos ópticos que permitirá utilizar la cámara EMCCD y PMT simultáneamente.

La Fig. 3.13 muestra también un dibujo alternativo en el cual se modifica la óptica para el

uso simultáneo de la cámara EMCCD y el tubo fotomultiplicador PMT. La modificación consiste en añadir un cubo divisor de haz no polarizador de la marca Thorlabs (CCM1-BS013/M), dos tubos de extensión de 25 mm y 100 mm, una lente convergente de $f = 100$ mm y además un filtro de paso para la región del ultravioleta FB380-10 (Thorlabs). Este sistema permite añadir la misma configuración de lentes que hay para la cámara consiguiendo la misma magnificación.

El cubo divisor de haz está compuesto de dos prismas de ángulo recto que es capaz de transmitir y reflejar una porción de la luz incidente en una proporción 50:50. Este cubo evita las imágenes de tipo fantasmas que pueden crearse con divisores de lámina ya que solo tienen una superficie reflejante. Las caras exteriores del cubo están cubiertas de un recubrimiento dieléctrico que evitan las retrorreflexiones.

Capítulo 4

Conclusiones y perspectivas

Este Trabajo Fin de Máster ha supuesto una contribución importante al proyecto TRAP-SENSOR desde un punto de vista técnico. Se ha estudiado la idoneidad de distintos moduladores electro-ópticos existentes en el mercado y se ha adquirido e implementado un modulador electro-óptico que tiene un ancho de banda de 40 GHz para conseguir a partir de dos láseres que emiten en la longitud de onda de 854 nm, la luz necesaria para bombear seis estados del ion de $^{40}\text{Ca}^+$ en el campo magnético de 7 Teslas. Esto reduce el coste económico de forma considerable y la complejidad del experimento ya que sólo es necesario regular ocho láseres (ya demostrado [19]) en lugar de doce. En un campo de esta intensidad, las seis frecuencias están separadas entre sí por aproximadamente 117 GHz, por lo que es necesario utilizar el tercer armónico en los experimentos en Granada. Se ha podido observar que esto es factible a partir de las medidas realizadas. Dichas medidas también han permitido determinar la amplificación necesaria que hay que aplicar a la salida del generador de microondas para obtener la potencia suficiente de los láseres necesaria en el experimento. Los resultados han permitido fijar el equipamiento necesario para tal fin y dicho equipamiento estará en disponible en el laboratorio en noviembre de 2015¹.

Un segundo punto también relacionado con los láseres, y muy relevante para el proyecto es el estudio del transporte de los doce haces de luz necesarios para el enfriamiento Doppler hasta el punto donde se encontraría el ion confinado en la trampa Penning. Hay dos alternativas; una haciendo pasar la luz a través de mirillas fijadas en una brida de vacío situada a 1,25 m, con el consiguiente problema de optimizar el alineamiento, dado que los haces llegan a espejos inclinados 45 grados y sólo tienen una superficie de media pulgada, y la segunda alternativa es utilizar fibras ópticas que transmitan en modo simple (perfil gaussiano del haz, modo TEM00) en el vacío y en la medida de lo posible que mantengan la polarización particularmente importante en el caso de los láseres de bombeo donde se necesita luz circularmente polarizada. Éste último punto se ha estudiado concluyendo que la luz circular, en su paso a través de fibras u otros dispositivos como el modulador electroóptico o cubos polarizadores, varía su estado de polarización llegando a ser elíptica. Existen compañías que suministran fibras para vacío y acopladores para colimar el haz compatibles con las condiciones en la trampa Penning. Sin embargo, un problema que aún

¹La licitación se ha resuelto en septiembre de 2015.

se discute es el acoplamiento desde el exterior (presión atmosférica) al interior (vacío del orden de 10^{-9} - 10^{-10} mbar).

Por último también se han tratado aspectos relativos al sistema de adquisición. Hay experimentos que necesitan de una mayor resolución temporal que la que puede proporcionar la cámara EMCCD en el sistema de adquisición, funcionando de forma continuada. Se ha observado que para tiempos de exposición inferiores a 100 ms, el número de registros que sostiene la cámara es inferior a diez por segundo, por lo que no se pueden estudiar aspectos como por ejemplo el calentamiento cuando se bloquea el enfriamiento después de que el ion de $^{40}\text{Ca}^+$ haya alcanzado $T \sim 1$ mK. Aunque en principio se pensó en utilizar un tubo fotomultiplicador para poder llegar a tiempos inferiores, recoger la imágenes muy difícil dado el tamaño de la imagen de fluorescencia en el sensor, cuyas proyecciones tienen una desviación estándar de aproximadamente $10 \mu\text{m}$. En el caso de la cámara esto es posible porque para obtener un cociente señal-ruido detectable utilizando un sólo ion, se considera un área de interés, cuyo tamaño viene a ser próximo al área de fluorescencia del ión. Por ello la decisión más apropiada es la indicada en la Fig. 3.13, conectando el fotomultiplicador a un amplificador con bloqueo en frecuencia (*lock-in amplifier*) utilizando la señal de pulso de forma similar a la mostrada en la Fig. 3.10.

Capítulo 5

Bibliografía

- [1] D. Rodríguez, "A quantum sensor for high-performance mass spectrometry" *Appl. Phys. B* **107**, 1031 (2012).
- [2] M. Block *et al*, "Direct mass measurements above uranium bridge the gap to the island of stability" *Nature* **463**, 785 (2010).
- [3] J.M. Cornejo, D. Rodríguez, "A quantum sensor for neutrino mass measurements", *Adv. High Energy Phys.* **849487**, 1 (2012).
- [4] K. Blaum, J. Dilling y W. Nörtershäuser, "Precision atomic physics techniques for nuclear physics with radioactive beams" *Phys. Scr.* **T152**, 014017 (2013).
- [5] S. Sturm, F. Köhler, J. Zatorski, A. Wagner, Z. Harman, G. Werth, W. Quint, C.H. Keitel, K. Blaum, *Nature* **506**, 467(2014).
- [6] R.S. Van Dyck Jr., D.B. Pinegar, S.V. Liew y S.L. Zafonte, "The UW-PTMS: Systematic studies, measurement progress, and future improvements" *Int. J. Mass Spectrom.* **251**, 231 (2006).
- [7] M. König, G. Bollen, H.J. Kluge, T. Otto y J. Szerypo, "Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron frequency" *Int. J. Mass Spectrom.* **142**, 95 (1995).
- [8] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, C. Droese, M. Goncharov, E. Minaya-Ramirez, D.A. Nesterenko, Yu.N. Novikov, L. Schweikhard, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 082501 (2013).
- [9] E. Minaya Ramirez, D. Ackermann, K. Blaum, M. Block, C. Droese, Ch. E. Düllmann, M. Dworschak, M. Eibach, S. Eliseev, E. Haettner, F. Herfurth, F. P. Heßberger, S. Hofmann, J. Ketelaer, G. Marx, M. Mazzocco, D. Nesterenko, Yu. N. Novikov, W. R. Plass, D. Rodríguez, C. Scheidenberger, L. Schweikhard, P. G. Thirolf, C. Weber, *Science* **337**, 1207 (2012).
- [10] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe y D. Wineland, "Quantum dynamics of single trapped ions" *Rev. Mod. Phys.* **75**, 281 (2003).

-
- [11] D.J. Heinzen y D.J. Wineland, "Quantum-limited cooling and detection of radio-frequency oscillations by laser-cooled ions" *Phys. Rev. A* **42**, 2977 (1990).
- [12] T.B. Mitchell, J.J. Bollinger, D.H.E. Dubin, X.-P. Huang, W.M. Itano, y R. H. Baughman, *Science* **282**, 1290 (1998).
- [13] S. Madavia, J.F. Goddwin, G. Stutter, S. Bharadia, D.M. Segal, y R.C. Thompson, *Nature Communications* **4**, 2571 (2013).
- [14] Z. Andelkovic, R. Cazan, W. Nörtershäuser, S. Bharadia, D.M. Segal, R.C. Thompson, R. Jöhren, J. Vollbrecht, V. Hannen, y M. Vogel, *Phys. Rev. A* **87**, 033423 (2013).
- [15] D.R. Crick, S. Donnellan, D.M. Segal, R.C. Thompson, "Magnetically induced electron shelving in a trapped Ca^+ ion", *Phys. Rev. A* **81**, 052503 (2010).
- [16] J.M. Cornejo, M. Colombano, J. Doménech, M. Block, P. Delahaye, y D. Rodríguez, "Extending the applicability of an open-ring trap to perform experiments on a single laser-cooled ion", ArXiv.1507.02040v1.
- [17] B.H. Bransden, C.J. Joachim, "Physics of atoms and molecules", Addison-Wesley, (2003).
- [18] L.S. Brown, G. Gabrielse, "Geonium theory: Single electrons and ions in a Penning Trap", *Rev. Mod. Phys.* **58(1)**, 233(1986).
- [19] P. Escobedo, "Desarrollo de un sistema de control para láseres de diodo utilizando moduladores acústico-ópticos" Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Granada (2014).
- [20] J. Domenech, "Producción de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ por el método de fotoionización y estudio de su utilización en el proyecto TRAPSENSOR", Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Granada, en preparación.
- [21] J.M. Cornejo, "The Preparation Penning trap and recent developments on high-performance ion detection for the project TRAPSENSOR", Tesis Doctoral, Universidad de Granada, en preparación.
- [22] S. Mavadia, "Motional Sideband Spectra and Coulomb Crystals in a Penning Trap", Tesis Doctoral, Imperial College London (2013).
- [23] S. Donnellan, "Towards Sideband Cooling of a Single $^{40}\text{Ca}^+$ Ion in a Penning Trap", Tesis Doctoral, Imperial College London (2011).
- [24] F. Träger (Ed.), "Handbook of Lasers and Optics", 2a ed. (Wiley, 2012).
- [25] A. Yariv, P. Yeh, "Optical Waves in Crystals", 1a ed. (Wiley, 1983).
- [26] Hamamatsu Photonics K.K., "Photomultiplier Tubes: Basics and Applications", Word Technical Writing Inc., 3a ed. (2006)
- [27] ANDOR Technology, "iXon3", Hardware Guide, (2011)
- [28] M.J. Gutiérrez, "Experimentos de precisión con un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ confinado en una trampa electromagnética". Trabajo de Fin de Grado, Universidad de Granada (2015).

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer este Trabajo Fin de Master a mi director Daniel, quien me dio la oportunidad de formar parte de este proyecto. Ha dedicado mucho tiempo personal y profesional a este trabajo a pesar de coordinar también otro Trabajo Fin de Master, un Trabajo fin de Grado, una Tesis Doctoral, además de su carga docente en Master y Grado como profesor Titular de la Universidad de Granada. Su pasión e implicación con su trabajo contagian e inspiran. Los conocimientos adquiridos así como la demostración de que hay pocas cosas imposibles que la dedicación y el estudio no puedan doblegar, son algo que me dejarán siempre en deuda.

También quiero agradecer a Juanma y Jaime. Por todos vuestros consejos, apoyo y buen ambiente de trabajo.

Tengo que recordar también a Maribel, Renzo, Flavia y Micaela, por ser mi apoyo constante. Por último quisiera agradecer a mis padres Luis y Mónica. A quien les agradezco todo lo que la dignidad de un hijo puede deber. Ellos también son responsables de este trabajo.