

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y
NUCLEAR



TRABAJO FIN DE MÁSTER

**Producción de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ por el método de
fotoionización y estudio de su utilización en el
proyecto TRAPSENSOR**

Jaime Doménech Piles

Granada, septiembre de 2015

TRABAJO FIN DE MÁSTER

**Producción de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ por
el método de fotoionización y
estudio de su utilización en el
proyecto TRAPSENSOR**

REALIZADO POR

Jaime Doménech Piles

DIRIGIDO POR

Daniel Rodríguez Rubiales

DEPARTAMENTO

Física Atómica, Molecular y Nuclear

UNIVERSIDAD DE GRANADA
MÁSTER UNIVERSITARIO EN FÍSICA
RADIACIONES, NANOTECNOLOGÍA, PARTÍCULAS Y ASTROFÍSICA

Granada, 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 “**Producción de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ por el método de fotoionización y estudio de su utilización en el proyecto TRAP-SENSOR**” ha sido realizada bajo su dirección en la Universidad de Granada por **Jaime Doménech Piles** y constituye su Trabajo Fin de Máster del programa Máster Universitario en Física: Radiaciones, Nanotecnología, Partículas y Astrofísica.

Y para que así conste, presenta en la Universidad de Granada la referida memoria a 11 de septiembre de 2015.

Fdo. Daniel Rodríguez Rubiales

Resumen

Dentro de la labor llevada a cabo en este Trabajo Fin de Máster, ha sido posible implementar y poner en marcha un nuevo método de ionización para producir iones $^{40}\text{Ca}^+$, con el fin de llevar a cabo experimentos de enfriamiento Doppler en el marco del proyecto TRAPSENSOR financiado por el Consejo Europeo de Investigación. Este método conocido como fotoionización tiene muchas ventajas en comparación con otras técnicas. La más notable es que es selectivo respecto de la masa, es decir, sólo los átomos de calcio con $A = 40$ son ionizados dentro de la trampa mediante dos haces láser. El sistema comprende un láser Ti:Sa, continuo y sintonizable, bombeado por un láser de estado sólido, un sistema de doblado de frecuencia, y un láser de diodo de frecuencia fija, que proporcionan la longitud de onda para una transición en el átomo de calcio, y la de separación del electrón cuando aquél está en el estado excitado. Se ha demostrado que este esquema de ionización también es más eficiente que el método utilizado anteriormente en el experimento. Es posible observar en la trampa grandes nubes de iones así como uno solo, e incluso crear un sistema de dos iones orientado en la dirección del haz láser. El sistema ha sido caracterizado completamente y se ha demostrado que cumple con los requisitos. Por otra parte, la observación de un solo $^{40}\text{Ca}^+$ enfriado por láser es un gran paso adelante en el proyecto TRAPSENSOR.

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

Índice general

Índice de figuras	III
1. Introducción	1
2. Mecanismos de ionización del proyecto TRAPSENSOR	3
2.1. Ionización mediante ablación láser	3
2.2. Producción de iones por colisión con electrones	6
2.3. Fotoionización	7
2.4. Comparación entre los mecanismos de ionización	11
3. Montaje experimental y resultados	13
3.1. Dispositivo experimental de la trampa de radiofrecuencia	13
3.2. Descripción del sistema de fotoionización	17
3.3. Caracterización de la fluorescencia	21
3.4. Estimación de la temperatura de los átomos de calcio a partir de la fotoionización	29
4. Conclusiones y perspectivas	33
5. Bibliografía	36

Índice de figuras

2.1. Representación del sistema MALDI-TOF	5
2.2. Esquema de la fuente de electrones EKF 300	7
2.3. Esquema de niveles del átomo neutro de ^{40}Ca	8
2.4. Abundancias y desviaciones isotópicas del Ca	12
3.1. Representación del dispositivo experimental para experimentos con la trampa de radiofrecuencia	14
3.2. Imagen a escala de la trampa de radiofrecuencia	15
3.3. Esquema de cuatro niveles del Ti:Sa	17
3.4. Imagen cenital y esquema óptico del láser de titanio-zafiro (Ti:sa)	18
3.5. Señal de fluorescencia de la captura progresiva de iones	21
3.6. Imagen de la captura de un solo ion de $^{40}\text{Ca}^+$	22
3.7. Perfiles axial y radial de la fluorescencia de un solo ion	23
3.8. Comparativa de dos nubes pobladas con diferente número de iones	24
3.9. Análisis de la imagen de una estructura cristalina de dos iones.	25
3.10. Efecto de la repulsión coulombiana en una nube densa de iones	27
3.11. Eficiencia de atrapamiento por colisión frente a fotoionización.	28
3.12. Comparativa de dos nubes de iones producidas por colisión y fotoionización	29
3.13. Perfil de fluorescencia vs desplazamiento en frecuencia	31
4.1. Esquema propuesto para la implantación del sistema de fotoionización en la línea de la trampa magnética	35

Capítulo 1

Introducción

Este trabajo de fin de máster tiene como objetivo la implementación de un método limpio para la producción controlada de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ en el interior de una trampa de radiofrecuencia (*Paul trap*) especial, formada por anillos concéntricos, además de poder conseguir y caracterizar el enfriamiento por láser de uno o varios iones de $^{40}\text{Ca}^+$ que oscila(n) con frecuencias en torno a 100 kHz. El enfriamiento por láser de un solo ion de $^{40}\text{Ca}^+$ es el primer objetivo que se debe conseguir para la consecución del proyecto TRAPSENSOR del Consejo Europeo de Investigación [1].

El proyecto TRAPSENSOR tiene como objetivo final mejorar prestaciones en espectrometría de masas, en lo que respecta a sensibilidad, precisión y exactitud, utilizando trampas Penning. Para ello se pretende sustituir la detección electrónica, que ha permitido medir masas de iones atómicos y moleculares con incertidumbres relativas del orden de varias partes en 10^{-12} , por un sistema basado en la detección de fotones de una transición atómica. El uso de detección electrónica en trampas Penning ha dado lugar a resultados muy relevantes. Particularmente interesantes son por ejemplo las medidas que llevó a cabo el grupo de D. E. Pritchard en el Instituto Tecnológico de Massachusetts sobre iones de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2^+$ y $^{14}\text{N}_2^+$ alojados en la misma órbita en una trampa Penning [2]. En este caso, el cociente de masas se obtiene a partir de las frecuencias de oscilación y éstas a partir de medir la fase del movimiento de cada ion en función del tiempo [3]. La señal física necesaria es la corriente que un ion induce en los electrodos de la trampa. Extender este tipo de medidas a otras especies iónicas no es posible, ya que las masas de los iones a medir deben ser muy próximas ($\Delta M/M \approx 5 \times 10^{-4}$) y porque si la relación masa-carga supera un cierto valor, entonces la señal generada por el ion no superará el nivel de ruido.

El método que se está desarrollando en la Universidad de Granada también se basa en el uso de dos iones pero alojados en trampas distintas. Uno de ellos puede ser cualquier ion

independientemente de su carga, masa o polaridad y el otro es un ion de $^{40}\text{Ca}^+$, que tiene un esquema de niveles que permite su enfriamiento por láser en el pozo de potencial de la trampa hasta reducir su energía cinética a unos $100 \mu\text{eV}$. Con esta energía, la fluorescencia emitida por el ion $^{40}\text{Ca}^+$, permitiría observar los cambios de energía inducidos sobre el ion al que se acopla, después de aplicar sobre este último campos externos resonantes con su movimiento. El mecanismo de acoplamiento es similar al propuesto en 1990 por D. J. Heinzen y D. J. Wineland [4].

En un trabajo académico anterior se decidió la geometría y dimensiones del sistema de trampas [5], tomando como punto de partida la trampa utilizada en el trabajo que aquí se presenta. En el transcurso de otro trabajo se obtuvieron los primeros resultados de enfriamiento de una nube formada por más de un millar de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ [6]. Llegar a observar un sólo ion enfriado hasta el límite Doppler [7] requería mejoras, entre ellas, la implementación del nuevo método de producción de iones que aquí se presenta. Este método es resonante, es decir, sólo se ioniza la especie atómica que se desea, evitando la ionización de átomos del gas residual que se confinarían igualmente en la trampa, si presentan relaciones masa-carga cercanas a la del ión $^{40}\text{Ca}^+$. Producir los iones de esta forma es equivalente a las condiciones en el experimento final.

La exposición del trabajo se ha organizado en cuatro capítulos. Además de la Introducción y las Conclusiones, el Capítulo II está dedicado a presentar los métodos que se utilizan en el proyecto TRAPSENSOR para producir iones: ablación por láser, ionización por colisión con electrones, utilizado con anterioridad en el proyecto, y el método de ionización resonante, que se lleva a cabo con dos láseres. La luz de uno de ellos excita una transición en el átomo de calcio y la del otro permite llevar el electrón al continuo. En el Capítulo III se describirá de forma detallada el dispositivo experimental construido y utilizado para llevar a cabo la fotoionización consistente en un láser sintonizable de Ti:Sa bombeado con otro láser de estado sólido, un doblador de frecuencias y un láser de diodo de frecuencia fija. Se presentan los resultados que dejan patentes las ventajas de este método para los experimentos de enfriamiento Doppler utilizando un solo ion confinado en la trampa, y un número discreto de éstos. Un resultado relevante es la observación de acoplamiento entre dos iones en la trampa, dispuestos en la dirección radial, de forma parecida a lo que ocurre en trampas lineales en la dirección de confinamiento donde el potencial es constante [8].

Capítulo 2

Mecanismos de ionización del proyecto TRAPSENSOR

En este capítulo se realiza una descripción de los tres sistemas de producción de iones que se emplean en el proyecto TRAPSENSOR: ablación láser, colisión con electrones y fotoionización. Ésta última es la técnica que se ha desarrollado e implementado en este trabajo y por tanto se describirá de forma más detallada. También se señalarán algunas ventajas e inconvenientes de los tres métodos con una mención especial a la fotoionización selectiva de isótopos.

2.1. Ionización mediante ablación láser

La ablación láser es el proceso en el que un láser incide sobre la superficie de un material condensado y arranca o vaporiza parte de ese material. La intensa radiación interacciona óptica, mecánica y térmicamente con los átomos de la superficie provocando su erosión y la emisión de un plasma compuesto por electrones, átomos, moléculas y fragmentos en estado neutro o ionizado [9].

El análisis por tiempo de vuelo de las partículas producidas, así como la posibilidad de adaptar su energía cinética, hacen este proceso muy interesante en numerosas áreas tecnológicas. En el proyecto TRAPSENSOR el interés se centra en la producción de iones de algunas especies metálicas [10] como osmio, renio o especialmente ^{40}Ca , para su transporte (ya como $^{40}\text{Ca}^+$) e inyección en una trampa de iones tipo Penning [11]. Para que la captura sea eficiente, los iones deben ser producidos en paquetes, y esto se consigue mediante el empleo de pulsos láser con una anchura temporal de varios nanosegundos y

energías de 20 a 30 mJ ($\lambda = 532$ nm).

Un tratamiento teórico completo de la ablación láser está más allá del alcance de este documento. Sin embargo, en el contexto de la producción de iones para su posterior atrapamiento, nos resultará útil separar el proceso en dos regímenes definidos principalmente por la fluencia del láser (energía depositada por unidad de área).

En el llamado régimen de vaporización normal, pulsos de baja fluencia con una duración mucho menor que la escala de tiempo para los procesos de conducción térmica, logran que la región irradiada alcance temperaturas localmente muy elevadas. Los procesos térmicos son entonces dominantes y prevalece la sublimación o desorción de átomos neutros en su estado electrónico fundamental [12].

A medida que aumenta la fluencia del láser, se hace más importante el efecto fotoeléctrico multifotónico. Los electrones emitidos se aceleran por radiación bremsstrahlung inversa y producen nuevas ionizaciones por colisión con otros átomos e iones. De esta forma se genera una elevada densidad de carga positiva en el metal. La repulsión de Coulomb tiende entonces a romper los enlaces de red en el metal y a expulsar plasma fuertemente ionizado. Éste régimen de alta fluencia ya era utilizado en 1981 para cargar trampas [13] y es el empleado actualmente en el proyecto TRAPSENSOR.

La actual línea de trampas Penning del proyecto TRAPSENSOR en la Universidad de Granada, dispone de un aparato MALDI-TOF (del inglés *Matrix Assisted Laser Desorption and Ionization - Time Of Flight*), marca Bruker Analytical Systems, modelo Reflex III, diseñado inicialmente para el análisis por tiempo de vuelo de muestras químicas complejas. Este aparato ha sido cedido por la Universidad de Mainz a la Universidad de Granada, donde se ha adaptado y se utiliza como fuente de iones en la línea de trampas Penning [11]. La Fig. 2.1 muestra un esquema de este aparato en el que se señalan sus principales elementos.

Sobre una placa a la que se aplica un potencial determinado, que definiría la energía cinética de los iones, se coloca la muestra y, sobre ella, se hace incidir el haz láser pulsado a través de un sistema óptico de espejos y lentes. Dos servomotores posibilitan el desplazamiento horizontal y vertical de la placa y con ello el correcto posicionamiento del material frente al láser. Por su parte, el sistema óptico cuenta con dos lentes colimadoras a modo de telescopio que permiten variar el área iluminada de la muestra. Un divisor de haz alimenta el fotodiodo que suministra la señal que hace de trigger de la adquisición. Un conjunto de electrodos se encarga de crear el campo eléctrico necesario para la extracción de los iones y su focalización hasta la zona de transferencia. Al final de ésta, y justo antes de la unión con el resto de la línea magnética, se sitúa un segundo grupo de electrodos anulares para la colimación del haz. Toda la cámara está en vacío y cuenta con una válvula de guillotina

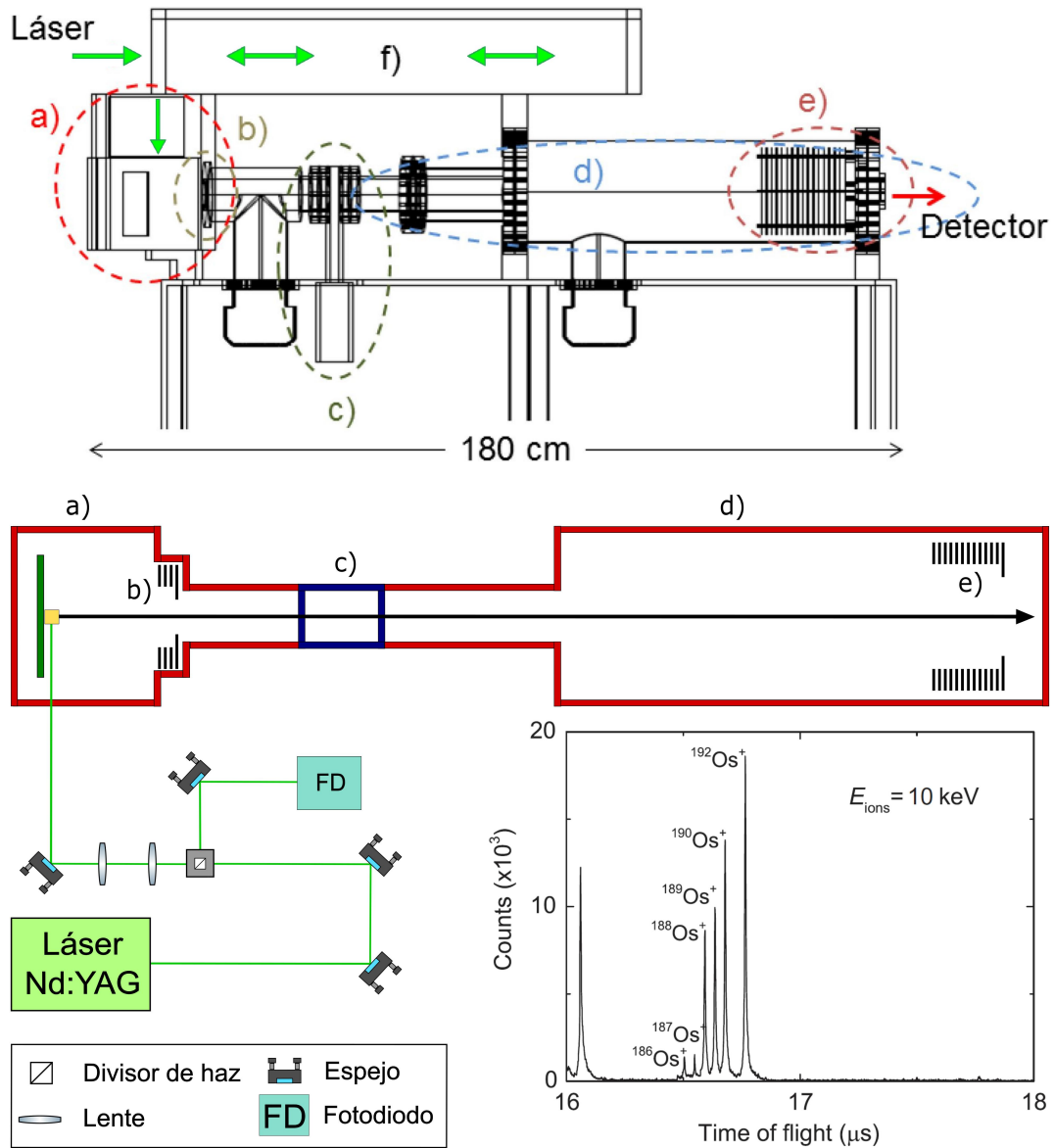


Figura 2.1: Dibujo técnico y esquema del sistema MALDI-TOF en el que se señalan sus principales elementos estructurales: a) zona de colocación de la muestra, b) lentes extractoras, c) válvula de guillotina, d) zona de vuelo, e) lentes colimadoras y f) sistema óptico. La gráfica en la parte inferior derecha es un ejemplo de medida de tiempo de vuelo obtenida con el sistema MALDI-TOF en la Universidad de Granada utilizando una muestra de osmio natural [14].

para separar la zona de producción de los iones de la de transferencia. Esto permite la manipulación de las muestras sin la pérdida del vacío de toda la cámara [15].

El láser empleado es un Nd-YAG (*Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*), marca Quantel, modelo Brilliant. Se trata de un láser de estado sólido cuyo cristal emite en

el infrarrojo a una longitud de onda característica de 1064 nm. Lleva acoplado un sistema doblador de frecuencia por lo que finalmente se incide sobre la muestra con luz verde correspondiente al segundo armónico con $\lambda = 532$ nm. La producción de iones se suele realizar mediante haces pulsados en lo que se conoce como modo *Q-switch* y en intervalos de 2 a 5 nanosegundos. Un polarizador, una lámina de cuarto de onda y un modulador electro óptico, se encargan de bloquear la salida del haz temporalmente mientras éste se refleja repetidamente en la cavidad láser con el fin de acumular la energía deseada. De esta forma, el retraso aplicado en el modo *Q-switch* determina la potencia del haz incidente en la muestra y permite modificar la energía de los iones producidos.

2.2. Producción de iones por colisión con electrones

El segundo método de producción de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ empleado en el proyecto TRAP-SENSOR consiste en hacer colisionar en el interior de la trampa de radiofrecuencia o trampa Paul, un haz de electrones a una energía de unos 500 eV con una nube de átomos de calcio. Esta energía es bastante superior al potencial de ionización del átomo de calcio, pero es necesaria para que la trayectoria de los electrones no se vea afectada por los campos de radiofrecuencia. De esta forma, los electrones no se desvían del centro y los iones así producidos quedan atrapados en el potencial creado en el centro de la trampa Paul. Si bien la eficiencia de ionización para el calcio es menor, también lo es para los átomos del gas residual.

Los átomos neutros de calcio se evaporan de un horno que se calienta al paso de una corriente por efecto Joule. La fuente, fabricada por la empresa Alvatec, consiste en un pequeño tubo de acero inoxidable relleno de calcio natural sellado a presión con indio. Entre el sello de indio y el calcio, un determinado volumen se llena con argón para prevenir la oxidación del calcio antes de primer uso en vacío. Al pasar corriente por la fuente en la primera utilización, el indio se funde y el argón es liberado dejando el camino expedito para los átomos de calcio [16].

Para producir el haz de electrones que ha de colisionar con los átomos de calcio, se emplea una pistola de electrones modelo EKF 300 de la marca Omicron Nanotechnology. La Fig. 2.2 muestra un esquema de esta fuente y sus elementos principales [17]. La corriente eléctrica aplicada al filamento metálico, provoca su calentamiento y la consiguiente termo-emisión de electrones. La energía inicial de estos electrones es modulada por la diferencia de potencial aplicada entre el cátodo y una rejilla (*grid* en la Fig. 2.2), y son acelerados y focalizados mediante un sistema de tres lentes en el que la lente intermedia está a potencial cero. Finalmente un deflector y un colimador se encargan de dirigir y seleccionar el haz

resultante. Para posibilitar el alineamiento y control del haz, los electrones son registrados en una taza de Faraday.

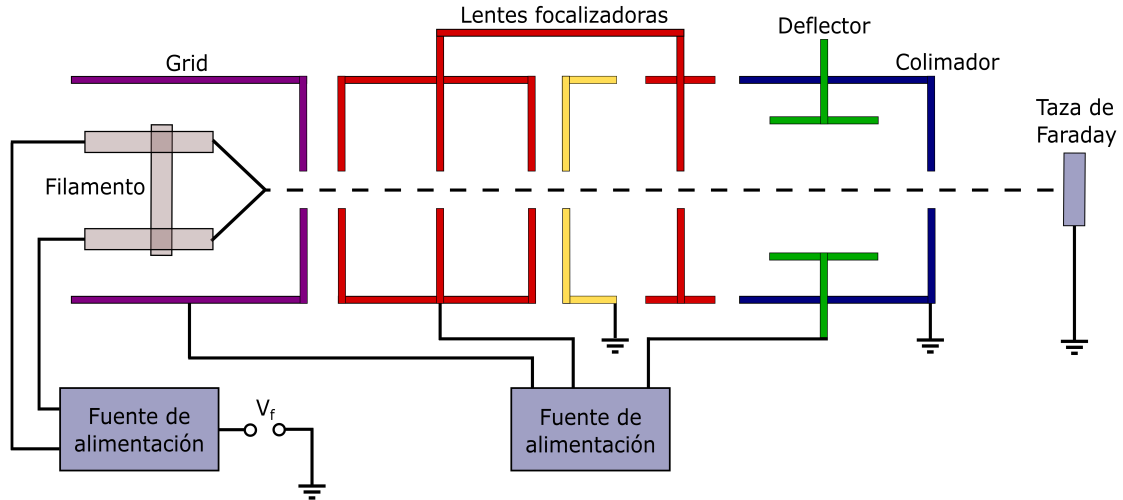


Figura 2.2: Esquema de la fuente de electrones EKF 300 de Omicron Nanotechnology. La diferencia de potencial entre el filamento y una rejilla (*grid* en el esquema), permite modular la energía de los electrones generados. Un sistema de tres lentes se encarga de su aceleración y focalización y dos deflectores, uno en el plano vertical y otro en el plano horizontal (no visible en el esquema), permiten dirigir los electrones hacia una taza de Faraday.

2.3. Fotoionización

La fotoionización es el proceso por el que un átomo neutro es ionizado tras absorber uno o más fotones. Dada su elevada eficiencia y factible control, durante los últimos años se ha convertido en uno de los métodos más empleados para la carga de trampas de iones. En el proyecto TRAPSENSOR, se hacen incidir dos láseres de determinada longitud de onda sobre la nube de átomos de calcio producida por el horno en el centro de la trampa de radiofrecuencia. Como en el caso de la colisión por electrones, algunos de los iones producidos son capturados en el potencial creado por la trampa.

Como muestra la Fig. 2.3, el esquema de niveles del átomo de ^{40}Ca permite varios sistemas de fotoionización. El más simple, pero menos efectivo, se consigue con la absorción simultánea de dos fotones de 405 nm producidos por un láser de diodo violeta similar a los empleados en el sistema Blue-ray. El doblado de la frecuencia de este láser, mediante la obtención de su segundo armónico, posibilita la fotoionización con la absorción de un único fotón de 202,5 nm. Mucho más habituales son los métodos de ionización resonante

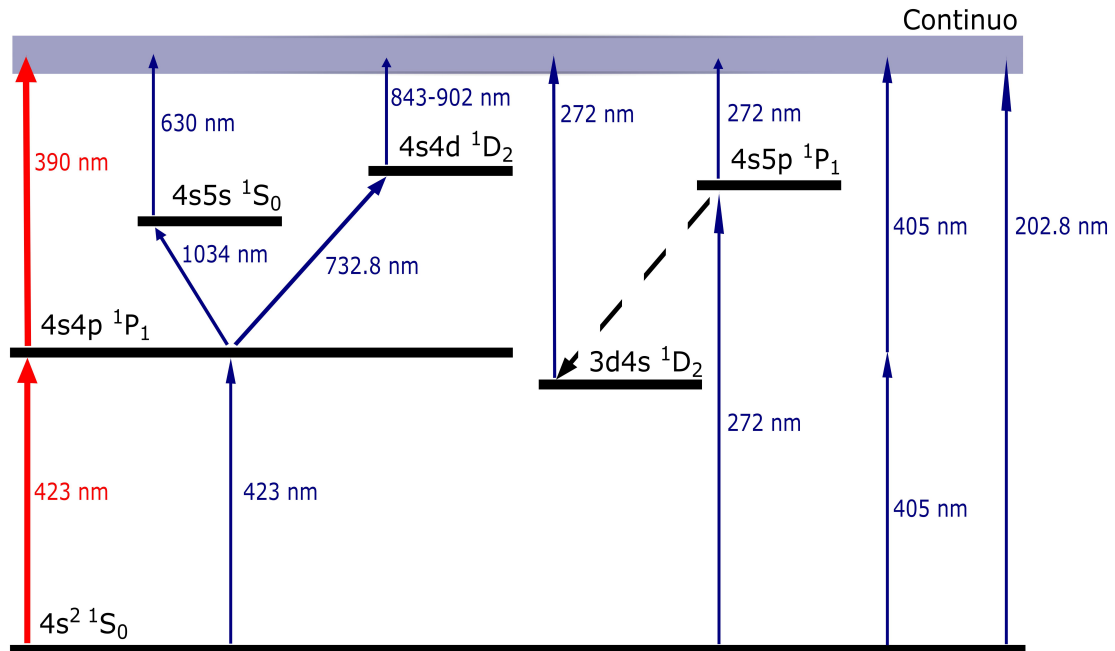


Figura 2.3: Esquema de niveles del átomo neutro de ^{40}Ca . Las flechas rojas indican el método de excitación resonante de dos pasos empleado en este trabajo. El átomo neutro de calcio se excita mediante un fotón resonante de 423 nm y posteriormente se ioniza mediante otro cuya longitud de onda ha de ser menor de 389.89 nm. Las flechas azules indican métodos alternativos para la fotoionización del ^{40}Ca .

de dos y tres pasos que emplean las transiciones desde el estado fundamental $4s^2\ ^1S_0$ a los estados $4s4p\ ^1P_1$ y $4s5p\ ^1P_1$. Éste último nivel se alcanza mediante un fotón de 272 nm. El átomo decae al estado metaestable $4s3d\ ^1D_2$ y con la absorción de un nuevo fotón de igual energía, el electrón es finalmente separado del átomo. Este esquema fue el empleado por primera vez para el atrapamiento de iones de Calcio en una trampa Paul por Kjærgaard et al. en el año 2000 [18]. En el proyecto TRAPSENSOR el sistema implantado es el propuesto por Gulde et al. en 2001 [19]. En él, un láser de 423 nm es el responsable de la excitación resonante del átomo de ^{40}Ca hasta el estado $4s4p\ ^1P_1$. En un paso posterior, un segundo láser de longitud de onda menor de 389.89 nm (375 nm en Granada) se encarga de enviar el electrón al continuo.

Descripción matemática del proceso

La eficiencia en un proceso de fotoionización depende fundamentalmente de los coeficientes de Einstein de la transición atómica que se emplee. Para obtener dichos coeficientes, se describirá primero la interacción atómica con la luz, realizando algunas aproximaciones. Se afrontará el problema desde un punto de vista semiclásico, donde el átomo se considera

como un sistema cuántico y la luz como un campo electromagnético no cuantizado. Esta aproximación es apropiada en tanto en cuanto el número de fotones presentes en los haces láseres empleados es muy elevado. De esta forma se pueden despreciar los efectos de absorción y emisión fotónica sobre el propio campo electromagnético. Además se considera un modelo ideal de átomo conformado únicamente por dos niveles: el fundamental, $|g\rangle$, y un solo estado excitado, $|e\rangle$, separados una diferencia de energía

$$\hbar\omega_t = \hbar(\omega_e - \omega_g), \quad (2.1)$$

donde ω_t es similar a la frecuencia del campo ω_l .

El problema se puede describir entonces por la teoría de perturbaciones dependiente del tiempo de forma que todo estado del sistema debe obedecer la ecuación de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = \mathbf{H} |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle \quad (2.2)$$

con el Hamiltoniano $\mathbf{H} = H_0 + H_i$, donde

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V(r), \quad (2.3)$$

representa la energía cinética del electrón unido al núcleo por el potencial $V(r)$, y el Hamiltoniano de interacción

$$H_i = q\mathbf{r}\mathbf{E}_0 \cos(\omega_l t) \quad (2.4)$$

da cuenta de la perturbación dependiente del tiempo introducida por el campo electromagnético incidente.

Partimos de la función de onda del estado inicial del sistema como superposición de soluciones dependientes del tiempo del Hamiltoniano no perturbado H_0 ,

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_g(t) |g\rangle e^{iE_g t/\hbar} + c_e(t) |e\rangle e^{iE_e t/\hbar} \quad (2.5)$$

que una vez sustituida en la Ec. (2.2) nos lleva a un sistema de dos ecuaciones diferenciales acopladas para los coeficientes c_g y c_e tal que

$$\dot{c}_g = -i\Omega_R \cos(\omega_l t) e^{-i\omega_l t} c_e = -i\frac{\Omega_R}{2} \left(e^{+i(\omega_l - \omega_l)t} + e^{-i(\omega_l + \omega_l)t} \right) c_e \quad (2.6)$$

$$\dot{c}_e = -i\Omega_R \cos(\omega_l t) e^{+i\omega_l t} c_g = -i\frac{\Omega_R}{2} \left(e^{+i(\omega_l + \omega_l)t} + e^{-i(\omega_l - \omega_l)t} \right) c_g \quad (2.7)$$

donde se ha introducido la llamada Frecuencia de Rabi de la transición dipolar eléctrica

$$\Omega_R = \frac{1}{\hbar} \mathbf{d}_{g,e} \cdot \mathbf{E}_0, \quad (2.8)$$

donde $\mathbf{d}_{g,e} = q \langle g | \mathbf{r} | e \rangle$ es el elemento de matriz correspondiente al momento dipolar inducido $q\mathbf{r}$, y \mathbf{E}_0 el vector amplitud del campo electromagnético. Dada la similitud entre las frecuencias ω_l y ω_t , utilizando la aproximación de onda giratoria (RWA) se pueden despreciar aquellos términos cuya oscilación es de mayor frecuencia, $\omega_l + \omega_t$ [20], de forma que

$$\dot{c}_g = -i \frac{\Omega_R}{2} e^{+i(\omega_l - \omega_t)t} c_e \quad (2.9)$$

$$\dot{c}_e = -i \frac{\Omega_R}{2} e^{-i(\omega_l - \omega_t)t} c_g \quad (2.10)$$

cuya solución, en términos de los parámetros iniciales del sistema $c_g(0)$ $c_e(0)$, la diferencia en frecuencias $\Delta = \omega_l - \omega_t$ y la frecuencia generalizada de Rabi $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \Delta^2}$, viene dada por

$$c_g(t) = \left[\left\{ \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - \frac{i\Delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right\} c_g(0) + i \frac{\Omega_R}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) c_e(0) \right] e^{+i\Delta t/2} \quad (2.11)$$

$$c_e(t) = \left[\left\{ \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) + \frac{i\Delta}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right\} c_e(0) + i \frac{\Omega_R}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) c_g(0) \right] e^{-i\Delta t/2} \quad (2.12)$$

Para analizar la transferencia de población al estado excitado se toma la probabilidad de dicha transición $P_{eg}(t) = |\langle e | \Psi(\mathbf{r}t) \rangle|^2$ y, en el proceso de fotoionización se considera el átomo inicialmente en el estado fundamental. Así los coeficientes en $t = 0$ son $c_g(0) = 1$ y $c_e(0) = 0$ y la probabilidad de encontrar el átomo en el estado excitado después de un tiempo t , es

$$P_{eg}(t) = |c_e(t)|^2 = \left(\frac{\Omega_R}{\Omega} \right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right). \quad (2.13)$$

En el caso de luz incidente monocromática totalmente resonante con la transición se cumple que $\omega_l = \omega_t$, $\Delta = 0$ y, por tanto, $\Omega = \Omega_R$. Con ello la probabilidad se reduce a $P_{eg}(t) = \sin^2(\Omega_R t/2)$. Esta función vale cero en $t = 0$ dadas las condiciones iniciales elegidas y toma valores oscilando cíclicamente entre 0 y 1 con periodo $\tau = 2\pi/\Omega_R$.

Se consideran ahora los procesos responsables de este fenómeno introducidos por Einstein: emisión espontánea y estimulada, y absorción de fotones [21]. Así, para un átomo de dos niveles, la ecuación que relaciona la variación de poblaciones en función de los procesos implicados es

$$\frac{dN_g}{dt} = -\frac{dN_e}{dt} = N_e A_{eg} - N_g B_{ge} \rho(\omega) + N_e B_{eg} \rho(\omega) \quad (2.14)$$

donde N_g y N_e son las poblaciones de los estados fundamental y excitado respectivamente, A_{eg} es el llamado coeficiente de Einstein de emisión espontánea de un fotón en la transición de $|e\rangle$ a $|g\rangle$, B_{ge} el de absorción de un fotón y B_{eg} el de emisión estimulada. Si la densidad de energía $\rho(\omega)$, es suficientemente elevada, la transición puede saturarse, se igualan las

tasas de emisión estimulada y espontánea y la población se divide por igual en ambos niveles [20].

$$B_{ge}\rho(\omega)B_{eg} = A_{eg} \quad (2.15)$$

De esta forma si la intensidad del láser es suficiente para saturar la transición $S \rightarrow P$, el tiempo de evolución de la misma puede ser despreciado en la asunción de que el 50 % de los átomos se encuentran en el nivel excitado 1P_1 . Con ello el problema se reduce a la transición final desde este estado a uno desligado del espectro continuo. Así, el átomo es ionizado si absorbe un fotón de energía mayor que la mínima necesaria para dicha transición, correspondiente a un ancho de banda de 389 nm. La probabilidad de este proceso se relaciona con la sección eficaz de fotoionización del calcio y es inversamente proporcional a la energía implicada en el proceso. Por ello, cuanto más cercana sea la longitud de onda del láser a la límite de la transición, más eficaz será la producción de iones. Lucas et al. calcularon un límite inferior de la sección eficaz absoluta de fotoionización del ^{40}Ca para un láser de 389 nm en 170(60) Mbarn [22].

2.4. Comparación entre los mecanismos de ionización

La colisión con electrones es el mecanismo de ionización más económico y sencillo de implementar. No obstante el bombardeo con electrones implica la ionización de átomos o moléculas del gas residual en la cámara de vacío, al tratarse de un proceso no resonante. Si la relación masa-carga de estos iones es cercana a la del ion deseado, los iones creados quedarán también confinados en la trampa. La deposición de átomos provenientes del horno sobre los electrodos de la trampa puede alterar el potencial de éstos, generando lo que se conoce como exceso de micro-movimiento [19, 22], que además contribuye al aumento de la tasa de calentamiento de los iones atrapados [23].

La ablación por láser evita gran parte de estos problemas. Los iones se producen fuera de la trampa y son incorporados a la misma posteriormente. De esta forma se evitan los contaminantes y las distribuciones de carga indeseados en la trampa. Por otro lado, la duración e intensidad de los pulsos del láser de ablación ofrecen cierto control sobre la cantidad de iones producidos y su energía. La separación por tiempo de vuelo permite confinar sólo un determinado rango de masas, aunque para atrapar los iones, los electrodos deben de pulsarse, lo que hace que según la geometría de la trampa la captura pueda no ser eficiente.

La fotoionización comparte con la colisión electrónica la producción de los iones dentro de la trampa y la consiguiente contaminación de los electrodos por parte de las partículas provenientes del horno. No obstante, una eficiencia superior en varios órdenes de magnitud

de este proceso¹, hace que, para una misma tasa de producción de iones, el flujo de átomos necesario proveniente del horno pueda ser mucho menor. Esto reduce considerablemente la contaminación de los electrodos y reduce o elimina el impacto sobre la tasa de calentamiento de los iones atrapados [22]. Una propiedad importante de la fotoionización es que permite el máximo control sobre la producción de iones tanto en número como en especies ionizadas permitiendo ionizar distintas especies isotópicas de manera selectiva. Esto es de especial relevancia en algunos campos de estudio como la computación cuántica y el uso, como qubits, de isótopos con estructura hiperfina como el $^{43}\text{Ca}^+$ [24]. La diferente densidad de los isótopos, desplaza la frecuencia resonante de las transiciones entre sus niveles energéticos. Si esta diferencia es mayor que la anchura natural en frecuencia del estado excitado, se hace posible la ionización de un isótopo individual con la apropiada sintonización del láser resonante. La tabla de la Fig. 2.4 muestra los diferentes isótopos del Ca, sus abundancias relativas naturales y la desviación de la transición $4s^2\ ^1S_0 - 4s4p\ ^1P_1$ respecto al ^{40}Ca en frecuencia (MHz) y longitud de onda (nm). Cada isótopo de calcio está separado unos pocos de cientos de MHz, cantidad mucho mayor que los 35.4 MHz del ancho de banda de la transición [25] por lo que teóricamente es posible la selección isotópica. Diferentes aspectos del montaje experimental pueden ampliar el ancho de banda de la transición medido e impedir la diferenciación entre isótopos. Un aspecto muy importante es el ensanchamiento Doppler debido a la energía cinética de los átomos de calcio provenientes del horno. Para tratar de minimizarlo es muy importante posicionar el láser resonante perpendicular al flujo de átomos.

Isótopo	Masa atómica	Abundancia natural	Desviación isotópica Ca S-P	
			709078236 MHz	422.791792 nm
^{40}Ca	39,963	96,941(18)%	0	0
^{42}Ca	41,959	0,647(9)%	394	0,00023
^{43}Ca	42,959	0,135(6)%	612	0,00036
^{44}Ca	43,955	2,086(12)%	774	0,00046
^{46}Ca	45,953	0,004(3)%	1160	0,00069
^{48}Ca	47,952	0,187(4)%	1513	0,0009

Figura 2.4: Abundancias naturales y desviaciones isotópicas del Ca [22, 26].

¹La mayor eficiencia en la producción de iones por parte de la fotoionización frente a la colisión con electrones, se pondrá de manifiesto en el capítulo siguiente y ha sido evidenciada en diferentes estudios como el de Gulde et al [19].

Capítulo 3

Montaje experimental y resultados

El presente capítulo comienza con una descripción general del dispositivo experimental necesario para llevar a cabo enfriamiento Doppler en la trampa de radiofrecuencia del proyecto TRAPSENSOR. Se seguirá con una explicación detallada del sistema de láseres utilizado para la fotoionización deteniéndonos en los elementos del láser Ti:Sa que procuran la selección de frecuencias. Tras esto se presentarán los resultados alcanzados con este dispositivo, caracterizando y analizando las distintas señales de fluorescencia obtenidas. Por último se utilizarán esas señales para obtener, a partir de la frecuencia de resonancia de la transición $4s^2\ ^1S_0 \rightarrow 4s4p\ ^1P_1$ del ^{40}Ca , la temperatura de los átomos al ser emitidos por el horno.

3.1. Dispositivo experimental de la trampa de radiofrecuencia

La trampa de radiofrecuencia del proyecto TRAPSENSOR se sitúa en el centro de una cruz de vacío de seis puertos CF100 como se muestra en el esquema cenital de la Fig. 3.1. La cruz está fijada en la misma mesa óptica en la que se encuentran los láseres utilizados para enfriamiento Doppler y sus correspondientes componentes ópticos. Sin embargo, por simplicidad, éstos han sido omitidos del esquema. Únicamente se indica la doble entrada, radial (en el plano de la mesa óptica) y axial (perpendicular a aquella), de los dos haces láser de enfriamiento. Otro de los puertos radiales de la cruz recibe los láseres de fotoionización y un tercero procura la imagen al sistema de captación de fluorescencia. El vacío en la cámara se obtiene, en primera instancia, de una bomba turbo-molecular y, posteriormente, activando una bomba iónica de 300 l/s. Ambas se conectan a través del puerto inferior de la cruz permitiendo alcanzar una presión de 1.5×10^{-10} Torr (medidos

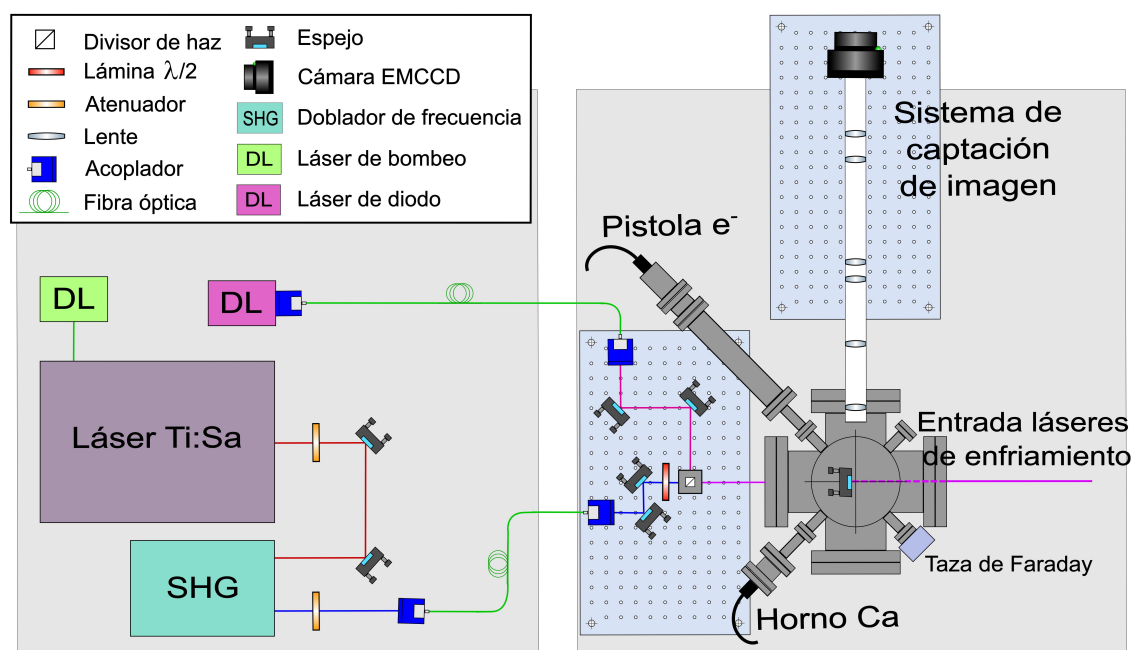


Figura 3.1: Esquema cenital del dispositivo experimental para experimentos con la trampa de radiofrecuencia. En la mesa principal se sitúan la cámara de vacío que contiene la propia trampa, el sistema de adquisición de imágenes, la fuente de calcio, el cañón de electrones y los elementos ópticos que introducen los haces láser de fotoionización. También se representa la entrada de los láseres de enfriamiento aunque, por simplicidad, se ha omitido todo el sistema óptico para su producción. En una segunda mesa se muestran el láser de diodo, el láser de titanio zafiro (Ti:Sa), con su propio láser de bombeo, y el doblador de frecuencias empleados para generar las dos longitudes de onda necesarias para la fotoionización; 375 y 423 nm respectivamente. La figura no está a escala y cada mesa óptica tiene dimensiones de 1,5 m×2,5 m.

en la posición de la bomba iónica). La cruz de vacío presenta cuatro puertos más CF16, en el plano radial a 45 grados de los puertos CF100. En uno de ellos se fija la fuente de electrones y en su opuesto la taza de Faraday que los registra. Un tercero, perpendicular a estos dos, permite fijar el horno de calcio apuntando al centro de la trampa. Estos tres últimos elementos fueron tratados en el Cap. 2.

En una segunda mesa óptica se encuentran los últimos componentes incorporados a la línea de la trampa de radiofrecuencia: un láser de titanio-zafiro (Ti:Sa) con su propio láser de bombeo, un doblador de frecuencias y un segundo láser de diodo. Estos elementos, responsables de producir las dos longitudes de onda necesarias para la fotoionización, serán tratados con más detenimiento en la Sec. 3.2. Por último, en un pequeño tablero, se disponen los elementos ópticos (acopladores, espejos, lámina de $\lambda/2$ y cubo divisor de haz) que recogen y dirigen estos últimos haces láser desde sus respectivas fibras ópticas hasta el centro de la trampa.

La trampa de radiofrecuencia

La trampa de Paul, del tipo llamado de “anillo abierto” (*open-ring trap*), presenta simetría cilíndrica y está configurada de manera idéntica a la instalada en GANIL¹ [27]. Su eje de simetría axial es perpendicular a la superficie de la mesa óptica y su plano radial, paralelo a ésta. Como muestra la Fig. 3.2 [7] consta de tres pares de electrodos anulares enfrentados y concéntricos. Para las medidas presentadas en este trabajo, los dos anillos exteriores (números 3 y 6) estaban conectados a tierra y los intermedios (números 2 y 5) a una fuente de potencial continuo con una estabilidad de 25 ppm. Un voltaje de radiofrecuencia aplicado a los anillos interiores (números 1 y 4) es el responsable de generar el potencial cuadrupolar de confinamiento en el centro.

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{U_0 + V_{RF} \cos(2\pi\nu_{RF}t)}{d_0^2} (r^2 - 2z^2) \quad (3.1)$$

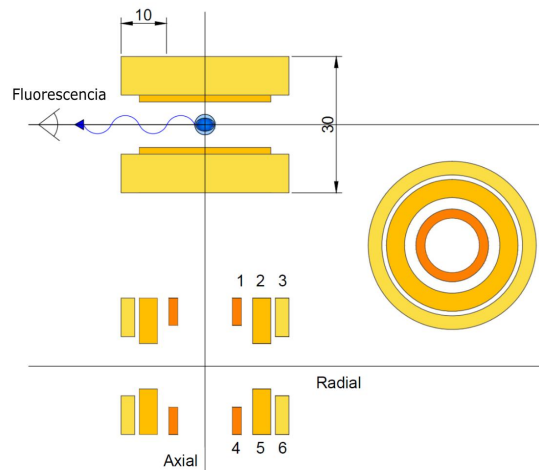


Figura 3.2: Imágenes a escala, desde distintos puntos de vista, de la trampa de radiofrecuencia. En ellas se pueden apreciar los tres pares de electrodos anulares y su distribución espacial. Los más exteriores, 3 y 6, están derivados a tierra. Los intermedios, 2 y 5, se conectan a una fuente de potencial constante. Sobre los interiores, 1 y 4, se aplica la radiofrecuencia. Las dimensiones están expresadas en mm.

En esta expresión, d_0 es un parámetro que depende del tamaño de la trampa y cuyo valor es 12,69(8) mm [6], ν_{RF} es la radiofrecuencia del potencial oscilante de amplitud V_{RF} y U_0 el continuo. Estas variables determinan los llamados parámetros de Mathieu característicos de la trampa, q_r y q_z , que permiten definir regiones en las que el movimiento de los iones es estable.

$$q_z = \frac{eV_{RF}}{4\pi^2 m \nu_{RF}^2 z_0^2} \quad q_z = 2q_r \quad (3.2)$$

¹GANIL: Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

La totalidad de las medidas presentadas en este trabajo se han realizado aplicando una radiofrecuencia de 650 kHz y una amplitud de 111.5 V, que determinan unos valores para los parámetros de Mathieu de $q_r = 0,205$ mm y $q_z = 0,410$ mm [7].

El sistema de captación de la fluorescencia

Una vez atrapados los iones, deben ser enfriados. La técnica empleada para ello en el proyecto TRAPSENSOR es el llamado enfriamiento Doppler. En tipo de procesos, la energía de los iones se reduce mediante la presión de radiación producida por láseres cuyas longitudes de onda se corresponden con transiciones internas del ión. Sin entrar en detalles que exceden el objeto de este trabajo², es necesario indicar que este proceso implica la absorción y posterior emisión espontánea de fotones de 397 nm provenientes de la transición $4s^2P_{1/2} \rightarrow 4s^2S_{1/2}$ de los iones de $^{40}\text{Ca}^+$. De esta forma, este método de enfriamiento ofrece además una valiosa información sobre los iones capturados a partir de los fotones emitidos.

La fluorescencia se colima desde el centro de la trampa a través de un sistema óptico cuyo eje está situado en el plano radial de la trampa y es perpendicular a los haces de los láseres que originan el enfriamiento (Fig. 3.1). Está formado por dos lentes de igual distancia focal ($f = 100$ mm) seguidos de dos dobletes acoplados de 30-100 mm y 30-75 mm cada uno (Thorlabs MAP1030100-A y MAP103075-A respectivamente). El sistema total aporta una magnificación de $\approx 8,3$ [11]. Tras ellos, un filtro dicróico centrado en 400 nm y $FWHM$ de 10 nm limita el paso de fotones de longitud de onda no deseada. La captura final de esta fluorescencia se realiza en una cámara EMCCD (*Electron Multiplier Charged Coupled Device*) de la marca ANDOR, modelo IXON3 897. Su sensor de 512 x 512 píxeles presenta para $\lambda = 397$ nm una sensibilidad cuántica de $\approx 55\%$ [29]. Dado que cada píxel recoge un área de $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$, el aumento proporcionado por el sistema de lentes supone una distancia entre pixel y pixel de $\approx 1.9 \mu\text{m}$ y la captura total de un área algo inferior a 1 mm^2 .

La gestión informática de la cámara se realiza mediante el software ANDOR Solis del propio fabricante. Además, la plataforma informática de control de la línea de la trampa de radiofrecuencia (creada ex profeso en el marco de otro Trabajo de Fin de Máster [30]) permite también su monitorización y el registro simultáneo de la fluorescencia detectada y la frecuencia de los láseres. Esto último facilita el estudio de la respuesta de los iones ante los cambios de sintonización de los láseres.

²Para obtener una información detallada del enfriamiento Doppler y su actual implantación experimental en el proyecto TRAPSENSOR, remítase el lector a otros Trabajos de Fin de Máster [6, 28].

3.2. Descripción del sistema de fotoionización

Como se vio en la Sec. 2.3, el procedimiento para la ionización por láser elegido en el proyecto TRAPSENSOR implica dos pasos. En el primero, un láser de 423 nm correspondiente a la transición $4s^2 \ ^1S_0 \rightarrow 4s4p \ ^1P_1$, se encarga de excitar de forma resonante el átomo y posteriormente, otro haz de 375 nm aporta la energía necesaria para arrancar el electrón. El primer haz es producido por un láser de titanio-zafiro (Ti:Sa), modelo *Matisse TX* del fabricante Sirah, bombeado por otro láser de estado sólido modelo *Millennia eV 15W* de Spectra-Physics. La luz emitida por el Ti:Sa, sintonizado a 854,5820 nm, se dobla en frecuencia mediante la generación de su segundo armónico en un sistema comercial de Tóptica, modelo *SHG Pro*. El proceso de ionización se completa con la luz de un láser de diodo, compacto y de frecuencia fija, también de Toptica, modelo *iBeam smart*.

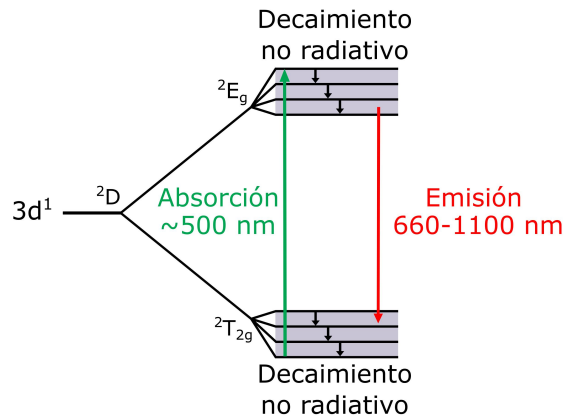


Figura 3.3: Esquema de cuatro niveles del Ti:Sa. En el entorno cristalino del zafiro, el nivel $3d^1$ del ión de Ti^{3+} se desdobra posibilitando la emisión láser en un amplio rango de longitudes de onda.

El Ti:Sa es un láser de estado sólido cuyo medio activo lo constituye un cristal transparente de zafiro (Al_2O_3) dopado con iones de titanio Ti^{3+} en un 0.1 % aproximadamente. Éstos son, en última instancia, los responsables de la emisión láser. El entorno cristalino divide el nivel $3d^1 \ ^2D$ del ión en dos: 2E_g y $^2T_{2g}$. Éstos a su vez se subdividen por la interacción espín-órbita y sufren un ensanchamiento correspondiente a las vibraciones de la red [31]. La Fig. 3.3 muestra el esquema correspondiente a estos cuatro niveles responsables de la emisión láser del Ti:Sa. El láser de bombeo (≈ 500 nm) logra la inversión de población aumentando el número de electrones excitados en los modos de vibración más energéticos del nivel 2E_g . El electrón decae entonces muy rápidamente a otro modo vibracional de menor energía mediante interacción fonónica sin emisión de fotones. A continuación se produce una transición radiativa a un modo del nivel $^2T_{2g}$ y, por último, otro rápido decaimiento no radiativo lleva al electrón a su nivel de menor energía. De esta forma, la emisión puede producirse en toda aquellas líneas en las que la ganancia del medio

sea mayor que sus pérdidas. Esto resulta en un espectro de emisión que abarca desde los 660 nm hasta los 1100 nm aproximadamente.

La Fig. 3.4 muestra en su parte superior, una imagen cenital del modelo de Ti:Sa empleado con sus distintos elementos señalados en rojo [32]. Debajo, un esquema muestra en violeta el camino óptico recorrido por la luz dentro de la cavidad del láser así como el punto de salida. También se indica en verde el recorrido del láser de bombeo que, a través de los espejos PM1 y PM2 se dirige y enfoca sobre el cristal de zafiro dopado (TiSa) para provocar la necesaria inversión de población. Éste último es refrigerado por agua para mantener una temperatura adecuada de emisión y evitar el prematuro deterioro. El espejo FM2 redirige el haz resonante sobre el cristal para su amplificación y el FM1 lo recoge una vez amplificado para devolverlo de nuevo al circuito en la cavidad. Un modulador electro-óptico (EOM) permite modificar el camino óptico del láser y con ello realizar amplios desplazamientos en la longitud de onda de la emisión. Dos espejos montados en sendos motores piezoeléctricos (M3 y TM), permiten modificar la longitud del camino óptico de forma automatizada para nuevas correcciones en la frecuencia de emisión.

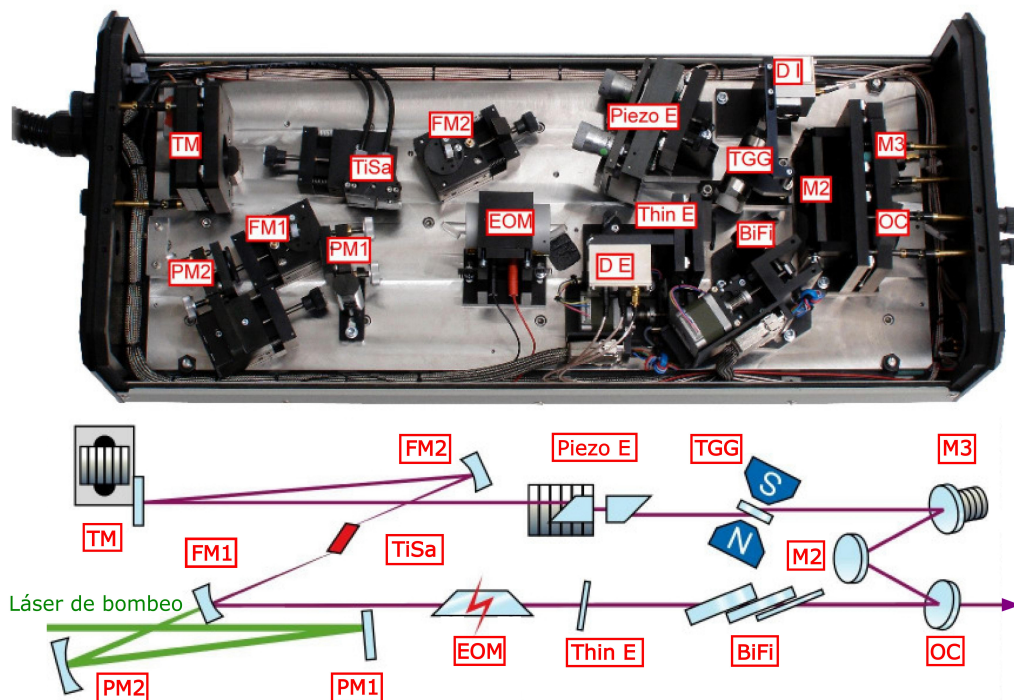


Figura 3.4: Imagen cenital y esquema óptico del láser de titanio-zafiro, modelo *Matisse TX* de Sirah, cuyos elementos se identifican en rojo: M como espejos, PM espejos de bombeo, FM espejos abatibles, TM espejo sintonizable, TiSa cristal de zafiro dopado con titanio, EOM modulador electro-óptico, Thin E etalón delgado, Piezo E piezo etalón, BiFi filtro birrefringente, DE fotodiodo del etalón delgado, DI fotodiodo del piezo etalón, TGG plato polarizador de granate-galio-terbio y OC acoplador de salida.

Dado el amplio rango de emisión del Ti:Sa y la alta densidad de modos de resonancia, el primer reto en el empleo de este láser es lograr el funcionamiento en modo de resonancia único. Dada la configuración de anillo de la cavidad, puede ocurrir que coexistan dos modos resonantes de igual frecuencia pero distinto sentido de propagación. Para evitarlo se añade un diodo óptico que logra la unidireccionalidad en la cavidad [33]. Está compuesto por un plato rotador de terbio-galio-granate (TGG) que, por efecto Faraday, altera la polarización de la luz en presencia de un campo magnético en función de la dirección de éste y no de la de propagación de la onda. Se combina con el espejo M2, llamado de “*fuera de plano*”, que introduce una nueva rotación en la polarización del haz pero, esta vez sí, dependiente del sentido de propagación de las ondas. Así, el efecto de ambos elementos puede anularse o sumarse. En este último caso, la luz rotada se verá atenuada en las diferentes superficies de Brewster de la cavidad.

Por otro lado, un filtro birrefringente (BiFi) realiza la primera selección de frecuencias y la de mayor amplitud de rango, reduciéndolo a aproximadamente 50 GHz [32]. Establece así una primera aproximación a la longitud de onda en la que opera el láser. El filtro se compone de tres placas de cuarzo industrial orientadas en ángulo de Brewster con la luz incidente. Las propiedades birrefringentes del cuarzo, hacen que la luz que atraviesa una de las placas se resuelve en dos componentes ortogonales, llamadas rayo ordinario y extraordinario, que se desplazan a diferentes velocidades en el cristal. Esto produce una rotación en la polarización tal que,

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{l}{\lambda} \Delta n \quad (3.3)$$

donde l es el espesor de la placa y Δn la diferencia en el índice de refracción para los rayos ordinario y extraordinario. Solo aquella luz en la que ambos rayos presentan una longitud de camino óptico igual a un múltiplo entero de su longitud de onda, permanece inalterada. La cara de salida de la placa se encuentra en ángulo de Brewster por lo que la luz rotada experimenta fuertes pérdidas. En el láser se emplean tres placas consecutivas para multiplicar la atenuación de la luz rotada. La sintonización del filtro se hace cambiando ligeramente el ángulo entre las placas y con ello, las longitudes efectivas y el pico de máxima transmisión.

El siguiente elemento responsable de filtrar las frecuencias de emisión es el etalón delgado (Thin E). Se trata de un etalón de Fabry-Perot de estado sólido cuya inclinación respecto al haz del láser se controla con una montura motorizada. Posee un rango espectral libre (FSR) de ≈ 250 GHz y una fineza relativamente pequeña. Está constituido por una placa de vidrio de un espesor determinado l , inclinada respecto al haz incidente. De esta forma presenta máximos de transmisión para aquellas longitudes de onda que satisfacen

la expresión [34],

$$m\lambda_m = 2nl \cos \theta \quad (3.4)$$

donde n es el índice de refracción, θ el ángulo de incidencia, m un número entero y λ_m la longitud de onda asociada al máximo de transmisión m . Así la función de transferencia tiene una estructura de peine cuyos máximos dependen del ángulo de la placa y de su espesor. Dado que la longitud de onda del haz se establece en la cavidad resonante, la posición del etalón debe ser tal que su pico de transmisión coincida con un modo propio del resonador. Para ello, un diodo asociado al etalón (DE) registra la luz reflejada en una de las caras del etalón y la compara con la intensidad total del láser. Un bucle de control ajusta la inclinación del etalón para mantener constante dicha relación. Si L es la longitud del resonador ($\approx 1,7$ m) y q otro número entero, se tiene que

$$m\lambda_m = \frac{L}{q} \quad \longrightarrow \quad \cos \theta = \frac{m}{2q} \frac{L}{nl} \quad (3.5)$$

Un último elemento más es el que finalmente logra seleccionar un único modo del amplio rango espectral inicial. Se trata del piezo-etalón (Piezo E). Está constituido por dos prismas de bases paralelas sobre una montura que se desplaza por accionamiento piezoeléctrico. De esta forma, las dos caras paralelas de ambos prismas responden como un etalón de Fabry Perot en aire y con espesor sintonizable. Variando la distancia entre los prismas, se modifica el espesor del espaciado en aire y se logra seleccionar aquel único modo cuya incidencia ocurre en ángulo de Brewster. El resto de modos sufren una fuerte atenuación. El *FSR* es de 20 Ghz y la fineza de alrededor de 3. Al igual que en el caso del etalón delgado, la frecuencia del modo seleccionado debe coincidir con la de un modo propio de la cavidad resonante. De nuevo, un bucle controla las variaciones de intensidad y rectifica la distancia entre los prismas para mantener constante la relación de intensidades. La medida de control la realiza el llamado diodo integral (DI) sobre la luz transmitida en el espejo plano M2. Además de conseguirse la potencia máxima del láser, esto permite escanear en frecuencias el láser pues posibilita el seguimiento de la frecuencia por parte del piezo etalón.

Pero no solo es necesario trabajar en modo único. Igual de relevante es conseguir la estabilidad de la frecuencia elegida. Para ello la frecuencia de emisión del Ti:Sa se bloquea a una cavidad resonante externa de referencia, mediante un esquema de estabilización *Pound-Drever-Hall*. Por último, un sistema comercial para la generación del segundo armónico (*SHG Second Harmonic Generation*), aprovecha las propiedades de un cristal no lineal para obtener un haz estabilizado cuya frecuencia corresponde al doble de la emitida por el Ti:Sa.

3.3. Caracterización de la fluorescencia

Como se indicó al final de la Sec. 3.1, la información acerca de los iones confinados en la trampa, es recogida por la cámara EMCCD a través de los fotones de emisión espontánea provenientes de los iones en el proceso de enfriamiento Doppler. El estudio y caracterización de dicha fluorescencia es fundamental para realizar experimentos más complejos con la trampa y además sirve como herramienta de diagnóstico para caracterizar el proceso de fotoionización. Este mecanismo ha aportado un mayor dominio sobre el proceso de producción y carga de iones en su interior. El fácil control del tiempo de exposición de los láseres y la posibilidad de usar corrientes de menor intensidad en el horno de Ca, simplifican el atrapamiento de un número discreto de iones. Para la producción se aplica una corriente baja al horno y se cierra el paso de los láseres de ionización cuando se alcanza el número deseado, lo que se deduce observando la fluorescencia en la cámara EMCCD. La Fig. 3.5 recoge la evolución de la señal de una nube de pocos iones durante el proceso de su captura progresiva. En la parte superior se ha añadido una cadena de imágenes de fluorescencia obtenidas tras la incorporación de cada ion. La figura permite

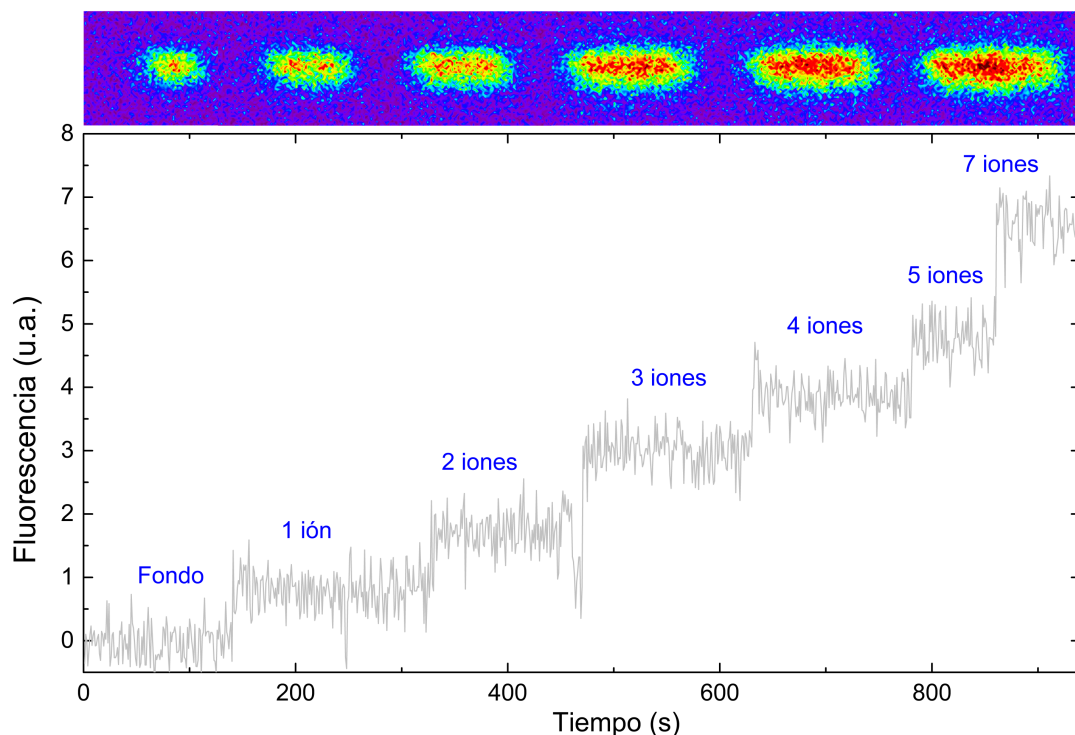


Figura 3.5: Aumento proporcional de la señal de fluorescencia tras la captura progresiva de iones. En la parte superior, una serie de imágenes ilustran los distintas configuraciones en la trampa desde un solo ion hasta siete. Ver texto para más detalles.

visualizar claramente el aumento proporcional de señal. En la figura se puede observar un salto producido en $t \approx 450$ s. Éste es similar al observado en la Fig. 3.6 para un sólo ion. En esta figura se observa la imagen de un único ion de $^{40}\text{Ca}^+$ capturado y enfriado en la trampa, tomada con un tiempo de exposición de 5 s. Se ha incluido la escala longitudinal para ofrecer una primera aproximación de la amplitud del movimiento del ion. El panel derecho muestra la señal de fluorescencia del ion durante el proceso de captura y durante los primeros tres minutos en la trampa. La señal que se observa en el primer intervalo de 50 s corresponde al fondo en ausencia de iones generado por la dispersión de la luz de los láseres de 397 nm en la cámara de vacío. En el lado derecho de la Fig. 3.6 se puede

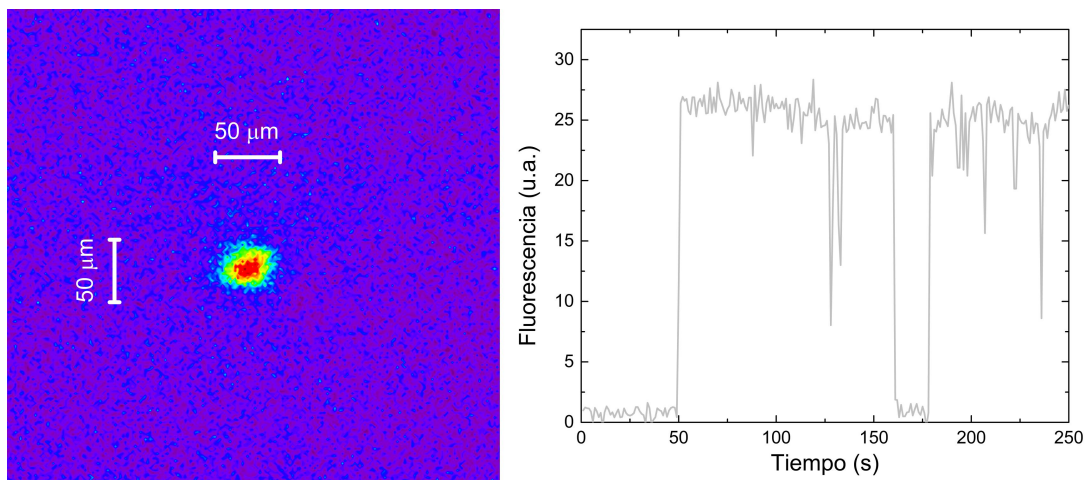


Figura 3.6: Izquierda: imagen de un solo ion capturado y enfriado en la trampa de radiofrecuencia, recogida por la cámara EMCCD. Corresponde a un tiempo de exposición de 5 s. La escala longitudinal ofrece una idea aproximada de la amplitud del movimiento del ion confinado. Derecha: señal de fluorescencia del ión en función del tiempo. Ver texto para más detalles.

observar que la señal de fluorescencia se mantiene en general constante salvo en $t \approx 160$ s, cuando ésta disminuye bruscamente hasta la señal de fondo y no vuelve a aparecer hasta pasados unos 20 segundos. Aunque similar a las señales producidas por los llamados saltos cuánticos [8], no debe atribuirse a este fenómeno. Los saltos cuánticos, en el caso del ion $^{40}\text{Ca}^+$, corresponden a la promoción del electrón más externo al estado $D_{5/2}$, bien por la acción de un láser, bien porque exista una probabilidad remota de la transición del estado $P_{1/2}$ al $D_{5/2}$ inducida por un campo magnético u otra causa. Sin embargo, en los experimentos aquí presentados se utilizan también láseres que emiten a 854 nm y bombean los iones del estado $D_{5/2}$ al $P_{3/2}$, desde donde decaen al estado fundamental [28]. Por ello es poco probable que se genere por dicho mecanismo sino más bien por una colisión con un átomo o molécula del gas residual que le transfiere energía cinética. El ion se mantiene confinado en la trampa pero la energía adquirida reduce la probabilidad de absorber la radiación láser a una frecuencia fija y retrasa la fluorescencia algunos segundos.

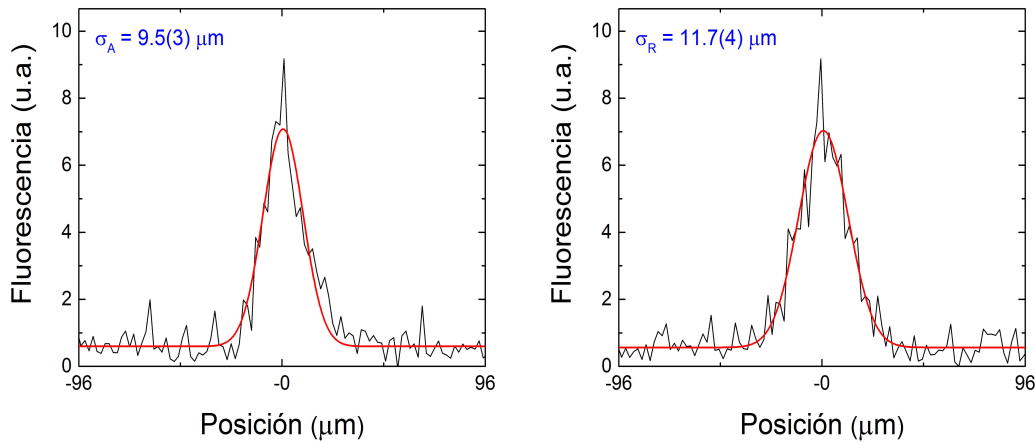


Figura 3.7: Proyecciones axial (izquierda) y radial (derecha) de la fluorescencia de un solo ion capturado y enfriado en la trampa de radiofrecuencia. Ambos perfiles se han ajustado a sendas distribuciones gaussianas. La imagen analizada se corresponde con la mostrada en la Fig. 3.6.

En el marco del presente trabajo, se han realizado varios programas informáticos en C++ para el análisis sistemático de las matrices de cada imagen generada por el control de la cámara EMCCD. En concreto, uno de ellos ofrece las proyecciones radial y axial de la imagen, trazadas sobre el máximo ponderado de fluorescencia y realiza ajustes gaussianos a dichas proyecciones. El programa devuelve los cálculos en archivos de texto y, simultáneamente, los representa gráficamente para su comprobación visual. Sin embargo, para mayor coherencia y homogeneidad en todas las figuras de este trabajo, las imágenes mostradas no son las producidas por el programa sino por otro software comercial. En el lado izquierdo de la Fig. 3.7 se muestra el perfil axial (vertical según el dispositivo experimental) y su ajuste a una distribución gaussiana, de la misma imagen representada en la Fig. 3.6. Por su parte, en el lado derecho, la proyección radial (horizontal). La pequeña pero significativa diferencia en el ancho de ambas distribuciones no es particular de esta imagen, más bien es una constante en la señal de fluorescencia de las imágenes observadas de un solo ion. Esta asimetría puede deberse a alguna aberración óptica introducida por el sistema de lentes. En el caso de nubes de mayor tamaño y dado que el potencial en la dirección radial es menos profundo que en la dirección axial, sí se justifica que el semieje de la elipse en esta dirección sea menor en todas las imágenes.

En la Fig. 3.8 se muestra una comparativa entre dos nubes de iones de diferente tamaño. En la parte superior de la figura se muestra la imagen de ambas nubes capturadas por la cámara con un tiempo de exposición de 1 s. En el lado izquierdo, la de menor tamaño A. En el panel inferior se presentan las proyecciones axial (izquierda) y radial (derecha) con sus respectivos ajustes gaussianos. Se han superpuesto para facilitar la comparación de sus

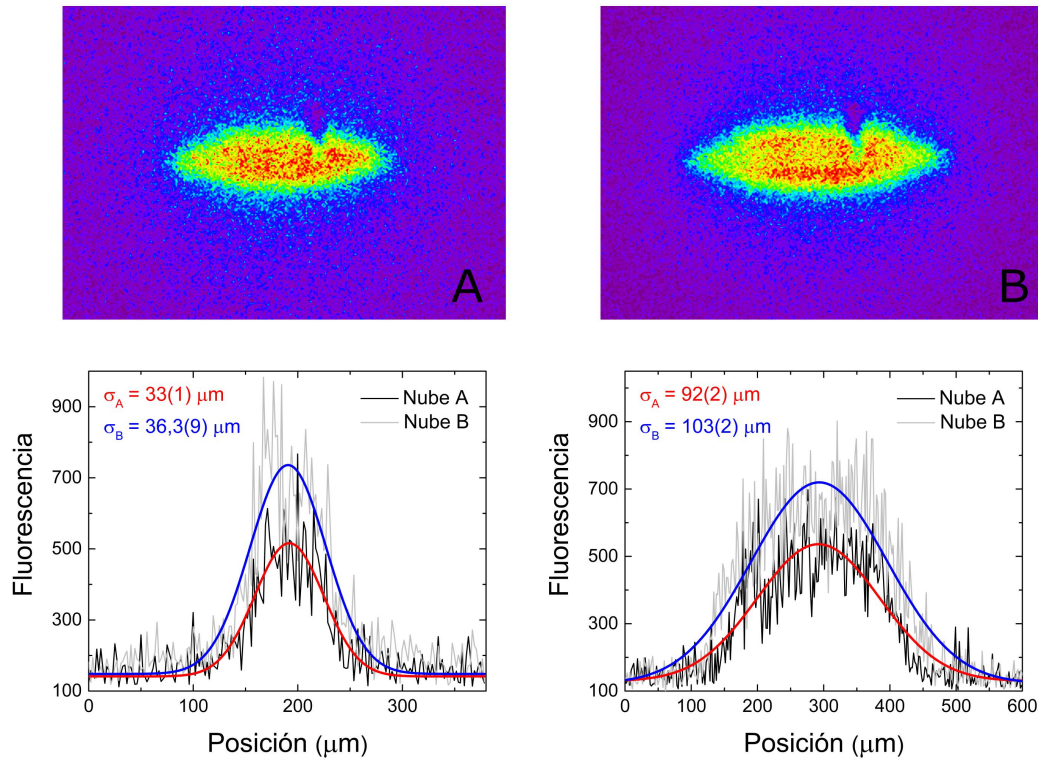


Figura 3.8: Comparativa de dos nubes pobladas con diferente número de iones. Arriba: Imágenes de las dos nubes. En el lado izquierdo la nube A de menor tamaño que la B, a su derecha. En ambas imágenes se puede apreciar un defecto en el sensor de la cámara. Abajo: Superposición de las proyecciones axial (izquierda) y radial (derecha) con sus respectivos ajustes gaussianos.

parámetros característicos: posición central, anchura y área. Éstos, al igual que en el caso de un solo ion, dan cuenta de la disposición de los iones en la trampa y de su movimiento. Con su estudio se pueden realizar estimaciones de sus propiedades más relevantes y de caracterizar su respuesta ante estímulos externos. Véase por ejemplo las recientes medidas realizadas en el proyecto, en torno a la energía y temperatura de los iones, sensibilidad ante las variaciones de intensidad y frecuencia de los láseres de enfriamiento y disposición en la trampa en función de la radiofrecuencia aplicada [7].

Cristales iónicos de Coulomb

Los iones, capturados y enfriados a bajas temperaturas, tienden a agruparse en el centro de la trampa formando un plasma cargado. Sin embargo, la fuerza repulsiva de Coulomb, establece un límite a la distancia de aproximación entre ellos. De esta forma, se establece ocasionalmente un equilibrio entre las fuerzas de repulsión y la fuerza derivada

del potencial de atrapamiento. Es entonces cuando los iones forman estructuras de tipo cristalino llamadas cristales iónicos de Coulomb [35, 36]. Como en un cristal convencional, los iones ocupan posiciones fijas relativas entre ellos. La Fig. 3.9 muestra la estructura cristalina más simple posible: una cadena lineal de solo dos iones. La imagen corresponde a la superposición de cinco tomas consecutivas de 1 s de exposición cada una. El panel superior derecho recoge el perfil radial de los iones. Ambas distribuciones presentan un ancho y un área muy parecidas lo que indica su ubicación en un mismo plano radial. La parte inferior de la imagen presenta las proyecciones axiales de uno y otro ion. De nuevo, la similitud de las curvas apunta a un posicionamiento de ambos iones en un plano perpendicular al eje óptico de la cámara. Para comprobarlo se ha evaluado teóricamente la distancia entre los iones, Δr .

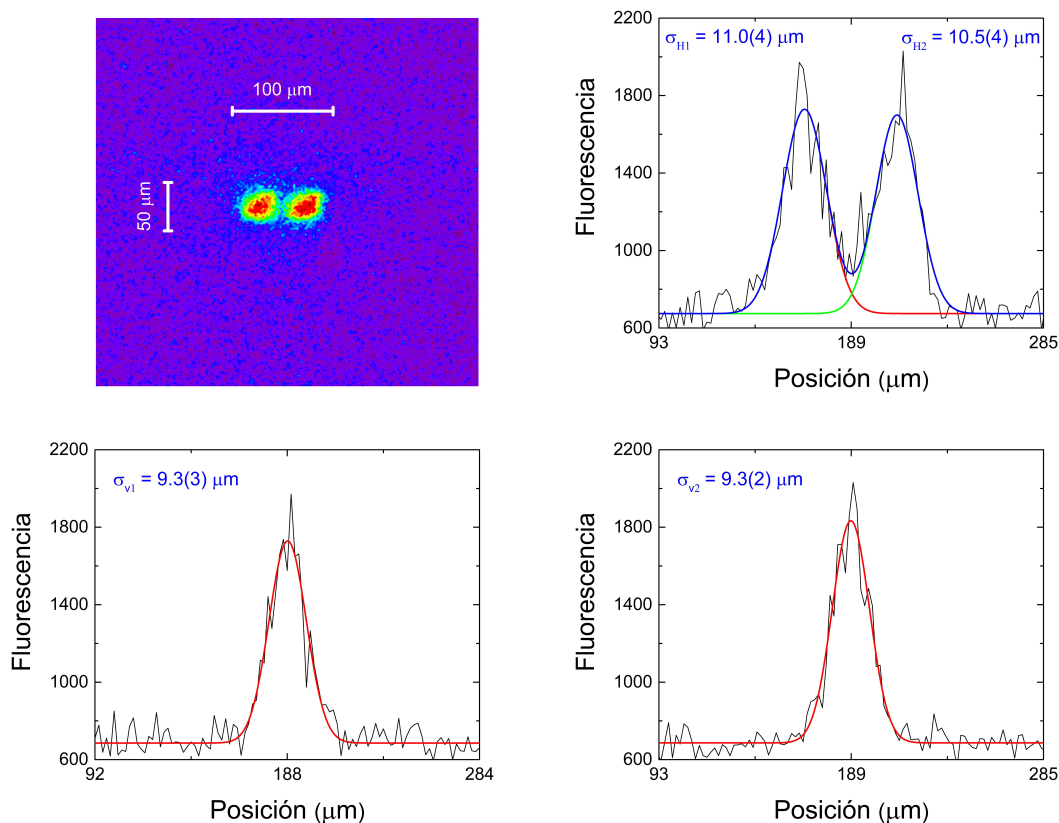


Figura 3.9: Imagen de una estructura cristalina lineal de dos iones. La imagen corresponde a la suma de cinco tomas consecutivas de 1 s de exposición cada una. Los iones están en el plano radial como así muestra la proyección en ese plano sita en el panel superior derecho. Los paneles inferiores representan las proyecciones axiales de cada uno de los iones. La similitud en los perfiles de ambos iones parece indicar que se encuentran posicionados en un plano perpendicular al eje óptico de la cámara.

La energía potencial de los dos iones viene dada por la expresión

$$V(t) = \frac{1}{2}m\omega_r^2 (r_1^2(t) + r_2^2(t)) + \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|r_2(t) - r_1(t)|} \quad (3.6)$$

donde r_1 y r_2 se refieren a las posiciones de los dos iones en el plano radial, m y e su masa y carga electrónica, ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío y ω_r la frecuencia angular secular radial, dada por la expresión

$$\omega_r = \frac{q_r}{2\sqrt{2}}\omega_{RF}, \quad (3.7)$$

con ω_{RF} la radiofrecuencia angular aplicada ($= 2\pi\nu_{RF}$) y q_r el parámetro de Mathieu definido en la Ec. (3.2). En la posición de equilibrio, la fuerza de repulsión se iguala a la de confinamiento de forma que se cumple

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r^i} \right|_{r^i=r_o^i} = 0 \quad i = 1, 2 \quad (3.8)$$

siendo r_o^i la posición de equilibrio de cada ion. La resolución de este sistema de ecuaciones nos da la expresión para la distancia mínima entre ambos iones [37].

$$(\Delta r)^3 = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 m\omega_r^2}. \quad (3.9)$$

Una vez sustituidos los valores, la distancia mínima entre ambos iones resulta en $43,7(3) \mu\text{m}$. Por su parte, la distancia medida experimentalmente, situando la posición de equilibrio de los iones en el centro de las distribuciones gaussianas de ajuste de la proyección radial es $46,2(3) \mu\text{m}$, muy próxima al valor teórico.

La configuración actual de la trampa también permite observar fenómenos de cristalización en nubes densas de iones. El potencial de confinamiento actúa como una densidad uniforme de partículas con carga negativa que compensa la carga del plasma de iones [38]. Los grandes cristales iónicos presentan una forma esferoidal cuya relación de aspecto está relacionada con el potencial y las frecuencias axial y radial de oscilación en la trampa. En la Fig. 3.10 se muestran dos imágenes de una misma nube de iones. Ambas son capturas consecutivas de 1 s de duración y con menos de 3 s de diferencia entre cada una. Por tanto, se puede afirmar que el número de iones no ha variado entre una y otra. Tanto visualmente como en el análisis de las proyecciones axial y radial del panel inferior, se observa claramente una dilatación del espacio ocupado por los iones debido a la repulsión coulombiana. Este proceso de dilatación en muchos casos es reversible a los pocos segundos y la nube vuelve a un estado cristalizado más compacto. Esto ocurre eventualmente cuando la nube se sitúa en una posición de equilibrio inestable dado por los parámetros de

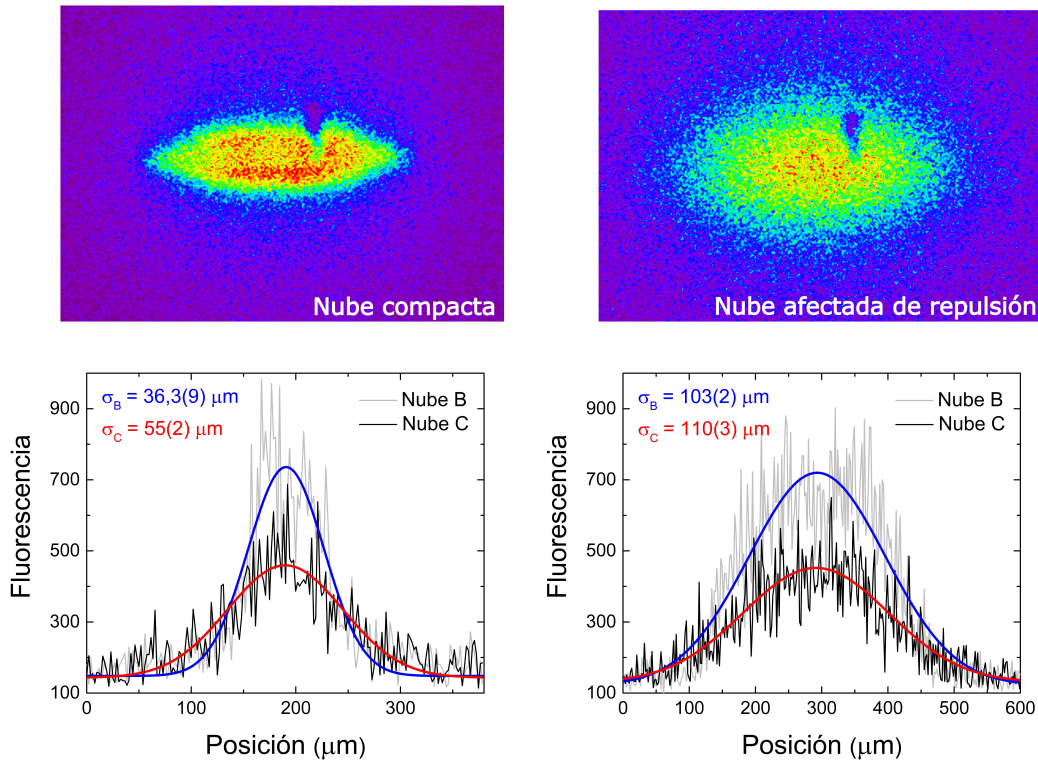


Figura 3.10: Efecto de la repulsión coulombiana en una nube densa de iones. Imágenes de una misma nube pero en dos momentos diferentes con apenas unos segundos de diferencia. La imagen superior derecha muestra claros efectos de repulsión entre los iones debido a su carga eléctrica. Abajo se comparan las proyecciones radial y axial de la nube en cada uno de los momentos.

potencial, temperatura y número de iones. En este caso se ha observado durante la carga controlada de la trampa mediante fotoionización con corrientes bajas en la fuente de Ca. De esta forma, el número de iones aumenta progresivamente y la nube se va condensando durante el proceso. Al alcanzar cierto número de iones, la repulsión entre estos iguala la fuerza de confinamiento y, si la producción de iones es suficientemente lenta, la nube puede oscilar alrededor de esa posición de equilibrio expulsando y atrapando iones.

Fotoionización frente a colisión con electrones

En la Sec. 2.4 se mencionaron ventajas de la fotoionización frente a la colisión electrónica como mecanismo de producción de iones. En este apartado se presentará alguna de ellas. En primer lugar se ha medido la señal de fluorescencia producida por ambos métodos en las mismas condiciones: corriente de 6 A en el horno, tiempo de exposición, sintonización y potencia de los láseres de enfriamiento, y potencial en la trampa. Previamente ambos sis-

temas habían sido optimizados en lo que respecta a potencia y sintonización de los láseres de ionización por un lado, y por el otro, a los voltajes aplicados a la fuente de electrones para lograr maximizar la corriente en la taza de Faraday (≈ 175 nA). En el panel derecho de la Fig. 3.11 se muestran superpuestos los perfiles obtenidos junto a la señal de ruido de la cámara, igual en ambos casos. La diferencia en ambas curvas deja clara evidencia de la mayor eficiencia de la fotoionización en la producción de iones. El panel izquierdo muestra las medidas de fluorescencia producida por colisión con electrones en función de la corriente del horno tomada en intervalos de 1 A. Para lograr niveles similares a los conseguidos mediante fotoionización, la corriente en el horno debe ser muy superior (entre 8 y 9 A). Esto constituye la primera desventaja de la colisión electrónica; corrientes mayores en el horno implican un mayor número de átomos residuales contaminantes.

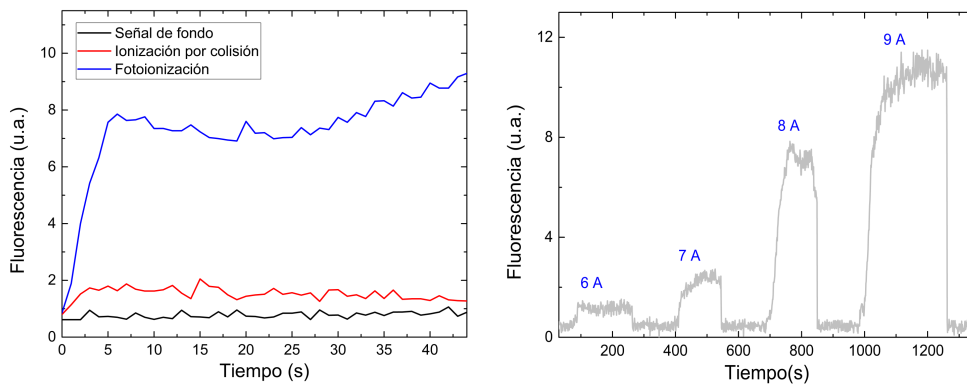


Figura 3.11: Izquierda: Superposición de dos perfiles de fluorescencia emitida durante el proceso de producción y captura de iones con una corriente de 6 A en el horno de Ca. En azul la señal producida mediante fotoionización y en rojo, mucho menos eficiente, la correspondiente a la colisión con electrones. En negro se refleja el ruido de fondo. Derecha: Producción de iones por colisión electrónica en función de la corriente del horno. Este mecanismo requiere corrientes mucho más elevadas para conseguir igualar los niveles de captura de la fotoionización.

El principal problema para comparar ambos mecanismos con intensidades mayores de 6 A, es el veloz crecimiento de la nube creada a partir de la fotoionización que rápidamente sobrepasa el área observada por la cámara. La observación de nubes de mayor tamaño requeriría la modificación del sistema de lentes que recoge la imagen para reducir su aumento. Por otro lado, con intensidades menores en la fuente de Ca (entre 4 y 5 A), la producción por colisión es demasiado reducida mientras que la fotoionización se hace mucho más controlable (hasta permitir incluso la captura de iones uno a uno como ya se ha visto). Este mayor control de la ionización por láser, tiene su impacto en el posterior proceso de enfriamiento. Así, en la Fig. 3.12 se comparan dos nubes de iones con similar nivel de fluorescencia, si se considera el total de cuentas recibidas en el sensor de la cámara. En la parte superior izquierda, la nube de fotoionización y a su deracha la producida por

colisión con electrones. Ésta última se aprecia mucho menos compactada y, por tanto, más caliente. En el panel inferior, las proyecciones axiales de ambas nubes y su ajuste, atestiguan la diferencia.

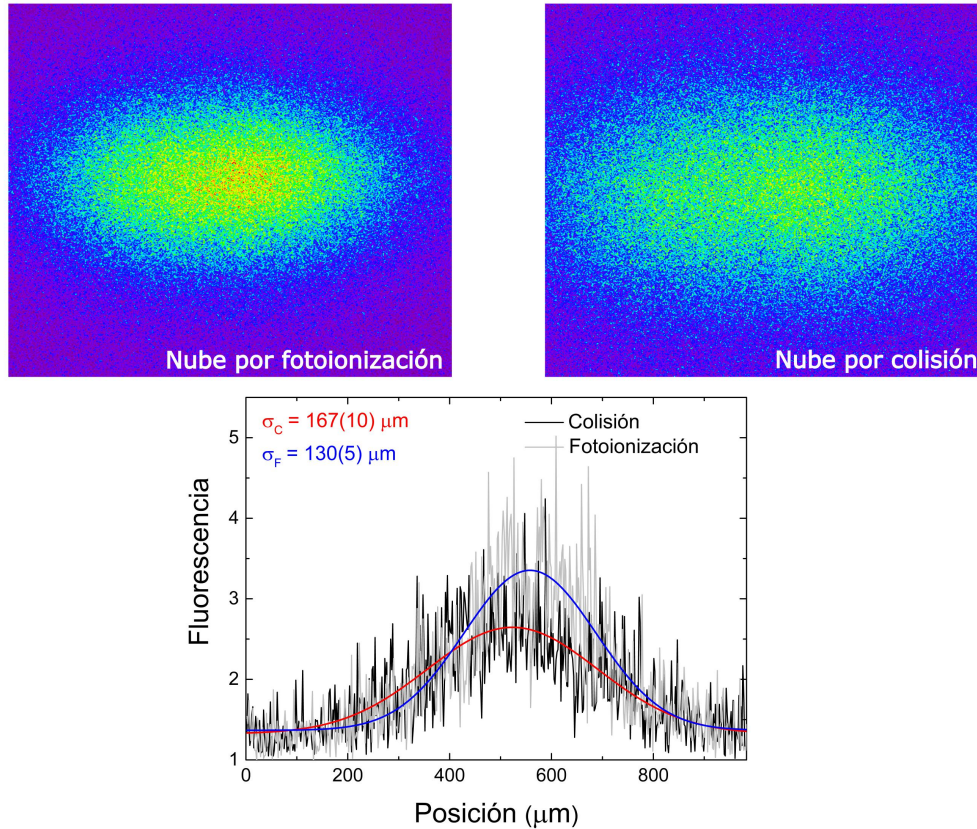


Figura 3.12: Comparativa de dos nubes de iones con un mismo nivel total de fluorescencia. La producida mediante fotoionización (izquierda) se muestra más condensada y menos afectada de repulsión que la producida por colisión electrónica (derecha). En el panel inferior se superponen las proyecciones axiales de ambas imágenes.

3.4. Estimación de la temperatura de los átomos de calcio a partir de la fotoionización

En este apartado se muestran las medidas y cálculos realizados para estimar la velocidad de los átomos del haz de Ca y con ello, la temperatura del horno que los produce con una corriente aplicada de 5 A. La estimación se ha realizado a partir de la distribución de fluorescencia obtenida en función de la frecuencia del láser resonante de fotoionización.

En el equilibrio, un gas de átomos en una cámara a temperatura T , presenta una

probabilidad para las velocidades de las partículas, $v = |\vec{v}|$, según una distribución de Maxwell-Boltzmann

$$P(v) = Cv^2 \exp(-v^2/\alpha^2) \quad \text{con} \quad \alpha = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.10)$$

donde m es la masa de los átomos, k_B es la constante de Boltzmann y C un factor de normalización. Sin embargo, si consideramos el horno de Ca como una cámara con una abertura por la que pueden emerger los átomos que componen el haz, la probabilidad de que un átomo escape de la cámara por la apertura es proporcional a su velocidad [39],

$$P'(v) = C' AN(v)v \quad (3.11)$$

donde A es el área de la apertura, $N(v)$ es la densidad de átomos y C' un factor de normalización. Así, los átomos más veloces presentan una mayor probabilidad de escapar de la cámara. Consecuentemente, la distribución de velocidades del haz atómico mostrará su máximo a una velocidad algo mayor que el gas de la cámara. La probabilidad de escapar se añade a la distribución de velocidades del haz como un factor de v añadido a la Ec. 3.10 [39],

$$P''(v) = C'' v^3 \exp(-v^2/\alpha^2) \quad (3.12)$$

El máximo de esta distribución, correspondiente a la velocidad más probable, viene dado por α para el gas en la cámara y para el haz de átomos por

$$v_{mp} = \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \quad (3.13)$$

La distribución de velocidades se mide a partir de la fluorescencia generada por los iones creados, atrapados y posteriormente enfriados en la trampa de radiofrecuencia. El número de cuentas registradas en la cámara EMCCD durante un tiempo determinado, es proporcional al número de iones atrapados en la trampa y, por ende, al de iones creados. Para poder ser ionizados, los átomos del haz deben interactuar con el láser de fotoionización resonante en las proximidades del centro de la trampa. Dada la velocidad de los átomos, la transición inducida por el láser se producirá a una frecuencia desplazada de aquella de la transición debido al efecto Doppler. El tratamiento no relativista de este efecto nos da la expresión de la frecuencia observada,

$$\nu = \nu_0 + \frac{\vec{k}\vec{v}}{2\pi} = \nu_0 \left(1 + \frac{\sqrt{2} v}{2 c} \right), \quad (3.14)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, ν_0 la frecuencia de emisión del láser, \vec{k} el vector de onda de dicha emisión y \vec{v} la velocidad del átomo. Se ha añadido que la componente de la velocidad del átomo en la dirección de propagación del láser es $v_k = v \cos(\pi/4)$ pues, por

construcción, la línea de emisión del horno y el láser forman un ángulo de $\pi/4$ (Sec. 3.1). Si introducimos el desplazamiento Doppler, $\Delta\nu = \nu - \nu_0$, y despejamos, se obtiene la expresión final para la velocidad

$$v = \sqrt{2}c \frac{\Delta\nu}{\nu_0}. \quad (3.15)$$

Fijados todos los parámetros del dispositivo experimental (incluida la corriente de 5 A en la fuente de Ca), se registraron los niveles de fluorescencia obtenidos para diferentes valores de la frecuencia de emisión del láser resonante de fotoionización alrededor de la frecuencia de resonancia. La Fig. 3.13 muestra las cuentas alcanzadas en función del desplazamiento entre la frecuencia de emisión y la de resonancia. Como cabía esperar, el perfil resultante se asemeja a una distribución de Maxwell-Boltzmann dada la relación entre el desplazamiento Doppler y la velocidad de los átomos del haz. El ajuste (en azul), realizado con una expresión similar a la Ec. (3.12), presenta un máximo para un desplazamiento de 987(11) MHz. Dicho máximo se corresponde con la velocidad más probable de los átomos del haz, por lo que al sustituir en la Ec. (3.15) se obtiene $v_{mp} = 590(7)$ m/s. Este valor se sustituye en la Ec. (3.13), y se obtiene una temperatura del horno de 559(13) K. Este valor está próximo al facilitado por la empresa fabricante de la fuente empleada, Alvatec, que señala $T \approx 500$ K en sus fuentes de 2 mm de diámetro con 5 A de corriente [16].

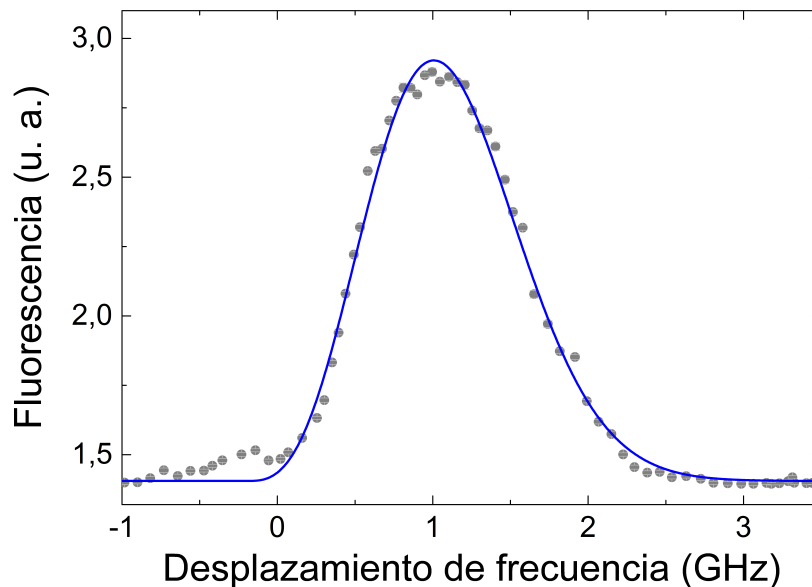


Figura 3.13: Perfil de fluorescencia en función del desplazamiento entre la frecuencia de emisión del láser resonante y la de resonancia de la transición $4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^1P_1$. En azul, el ajuste realizado a una distribución de Maxwell-Boltzmann modificada (para más detalles ver el texto). La diferencia de frecuencias que presenta la máxima fluorescencia, corresponde al desplazamiento Doppler observado por los átomos de Ca cuya velocidad es más probable dentro del haz emitido desde el horno.

Capítulo 4

Conclusiones y perspectivas

Durante el desarrollo del presente Trabajo de Fin de Máster se ha implementado con éxito un sistema de fotoionización por láser como nuevo mecanismo de producción de iones para la trampa de radiofrecuencia. El dispositivo experimental se ha construido y puesto en marcha. Posteriormente se ha caracterizado su funcionamiento y analizado los primeros resultados. Desde un primer momento han sido evidentes las ventajas que ofrece con respecto al anterior sistema de ionización mediante colisión con electrones. Por un lado se ha demostrado la mayor eficiencia de la fotoionización que conlleva menores corrientes en el horno y, por consiguiente, menor contaminación residual. Por otro, las nubes de iones producidos con láser se muestran más compactas y con signos de una menor temperatura. De hecho mediante fotoionización se han podido observar los primeros indicios de cristalización en nubes densas de elevado número de iones así como pruebas del efecto de la repulsión coulombiana entre ellos.

La fotoionización ha posibilitado un control exhaustivo del proceso de producción de iones hasta el punto de poder llenar la trampa de iones introducidos de uno en uno. Esto ha permitido también un resultado especialmente interesante: la consecución de la estructura cristalina de dos iones situados en el plano radial y en la dirección de los láseres de enfriamiento. La singularidad de esta estructura, consecuencia del equilibrio entre las fuerza de confinamiento y las de repulsión coulombiana, permite calcular experimentalmente una distancia entre los iones de $46,2(3) \mu\text{m}$, valor muy cercano a los $43,7(3) \mu\text{m}$ establecidos como separación mínima entre ellos.

Finalmente se ha logrado el objetivo fundamental de capturar un único ion y enfriarlo hasta el límite Doppler. Esto, sin duda, ha supuesto un importante paso en el proyecto TRAPSENSOR al poder reproducir en la trampa de radiofrecuencia unas condiciones de captura y enfriamiento similares a las que en el futuro se tendrán en el sensor cuántico [1].

A partir de ahora cuando se abre un enorme abanico de posibilidades experimentales de interés para el proyecto.

Por otro lado y a partir de la capacidad de sintonización del láser Ti:Sa alrededor de la frecuencia de resonancia de la transición $4s^2\ ^1S_0 \rightarrow 4s4p\ ^1P_1$, se ha calculado la temperatura de los átomos emitidos por el horno en un valor de 559(13) K para una corriente de 5 A. Medidas de este tipo permitirían, si fuera necesario, caracterizar en profundidad la fuente de Ca. Pero sobre todo, ponen de manifiesto las grandes posibilidades experimentales de un láser sintonizable como el Ti:Sa, máxime cuando es el que mayor rango de frecuencias ofrece. Complementado con los sistemas de amarre y doblado en frecuencias, constituyen en sí mismo un dispositivo experimental muy notable y versátil.

Por último, se propone un cálculo similar para estimar la temperatura de los átomos evaporados por ablación láser en la línea de la trampa Penning. En la Sec. 2.1 se anticipó un régimen ablativo con pulsos láser de baja fluencia, llamado de vaporización normal, en el que los procesos térmicos son dominantes y prevalece la producción de átomos neutros en su estado fundamental. Esos átomos pueden ser fotoionizados con haces que incidan con un ángulo determinado, De esta forma el proceso se ve afectado de desplazamiento Doppler y se puede proceder de forma similar a la llevada a cabo con el horno de Ca. Es más, la combinación de ambos mecanismos (ablación y fotoionización) permite también la la producción y captura de iones de otros isótopos de Ca en la línea magnética. Como se vio al final de la Sec. 2.4 el desplazamiento de la frecuencia de resonancia para cada isótopo permite su ionización selectiva bajo ciertas condiciones y la adecuada sintonización del láser resonante. La Fig. 4.1 esquematiza la incorporación sobre el MALDI-TOF, de los elementos ópticos necesarios para la fotoionización. El sistema ideal debería permitir la incidencia del láser resonante con diferentes ángulos incluido el recto carente de efecto Doppler.

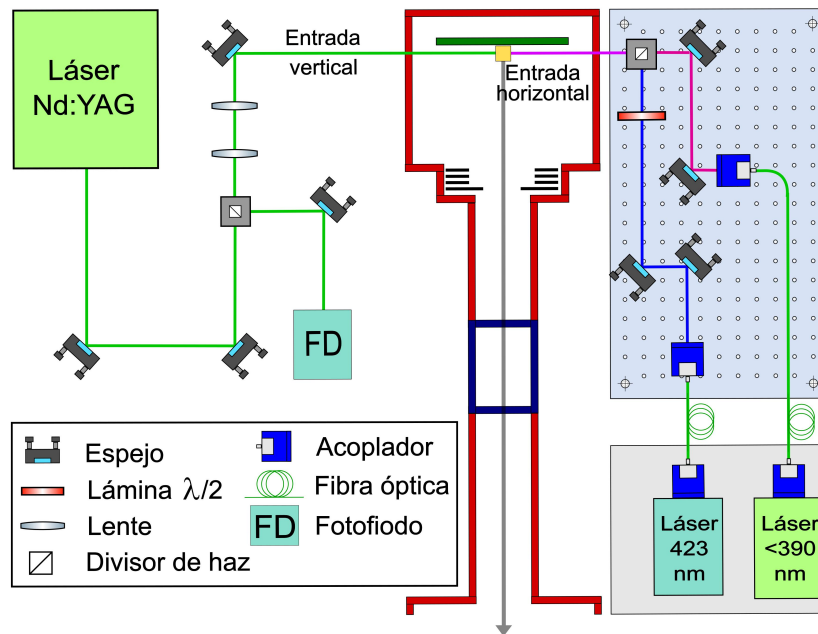


Figura 4.1: Esquema propuesto para la implantación del sistema de fotoionización en la línea de la trampa magnética. Sin modificar el actual sistema empleado para la ablación laser, una nueva mesa óptica elevada sobre el MALDI-TOF sustenta los acopladores, lámina de $\lambda/2$ y divisor de haz necesarios. Los láseres permanecen en su actual ubicación y se transportan los haces a través de por fibra óptica.

Capítulo 5

Bibliografía

- [1] D. Rodríguez, *A quantum sensor for high-performance mass spectrometry*, Appl. Phys. B: Lasers O. 107, p. 1031 (2012).
- [2] S. Rainville, J. K. Thompson y D. E. Pritchard, *An Ion Balance for Ultra-High-Precision Atomic Mass Measurements*, Science 303, p. 334 (2004).
- [3] E. A. Cornell, R. M. Weisskoff, K. R. Boyce, R. W. Flanagan, Jr., G. P. Lafyatis y D. E. Pritchard, *Single-ion cyclotron resonance measurement of $M(CO^+)/M(N)$* , Phys. Rev. Lett. 63, p. 1674 (1989).
- [4] D. J. Heinzen y D. J. Wineland, *Quantum-limited cooling and detection of radio-frequency oscillations by laser-cooled ions*, Phys. Rev. A 42, p. 2977 (1990).
- [5] E. Ruiz, *Desarrollo de una microtrampa para experimentos de precisión con iones de ^{40}Ca* , Trabajo de Fin de Grado, Universidad de Granada (2014).
- [6] C. Vivo, *Estudio de una fuente de iones de superficie en el marco del proyecto TRAP-SENSOR y primeros resultados de enfriamiento por láser (laser cooling) de iones de $^{40}\text{Ca}^+$* , Trabajo Fin de Master, Universidad de Granada y Universidad de Sevilla (2014).
- [7] 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.
- [8] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe y D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Rev. Mod. Phys. 75, p. 281 (2003)
- [9] C. R. Phipps, editor, *Laser Ablation and its Applications*, Springer (2007).

-
- [10] D. Rodríguez, V. Sonnenschein, K. Blaum, M. Block, H. J. Kluge, A. M. Lallena, S. Raeder y K. Wendt, *Production of negative osmium ions by laser desorption and ionization*, Rev. Sci. Instrum. 81, 013301 (2010)
- [11] J. M. Cornejo, *Tesis Doctoral en proceso de preparación*.
- [12] R. Hendricks, D. Grant, P. Herskind, A. Dante y M. Drewson, *An all-optical ion-loading technique for scalable microtrap architectures*, Appl. Phys. B 88, p. 507 (2007).
- [13] R. D. Knight, *Storage of ions from laser-produced plasmas*, Appl. Phys. Lett. 38, p. 221 (1981).
- [14] J. M. Cornejo, A. Lorenzo, D. Renisch, M. Block, Ch. E. Düllmann y D. Rodríguez, *Status of the project TRAPSENSOR: Performance of the laser-desorption ion source*, Nucl. Instrum. Methods B 317, p. 522 (2013).
- [15] A. Lorenzo, *Adaptación de una fuente de iones por desorción láser para su acoplamiento a un sistema de trampas magnéticas*, Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Granada y Universidad de Sevilla (2012).
- [16] www.alvatec.com/files/9614/3869/3717/alvasources_20150804_web150DPI.pdf
- [17] Omicron Nanotechnology, *EKF 300 0.1 to 5 keV Electron Source*, Technical Reference Manual, v. 1.3 (2012).
- [18] N. Kjærgaard, L. Hornekaer, A.M. Thommesen, Z. Videsen y M. Drewsen, *Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionization*, Appl. Phys. B 71, p. 207 (2000).
- [19] S. Gulde, D. Rotter, P. Barton, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt y W. Hogervorst, *Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments*, Appl. Phys. B 73, p. 861 (2001).
- [20] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford University Press, 3^a ed. (2000).
- [21] A. Einstein, *On the quantum theory of light*, Phy. Z. 18, p. 121 (1917).
- [22] D. M. Lucas, A. Ramos, J. Home, M. McDonnell, S. Nakayama, J. P. Stacey, S. Webster, D. Stacey y A. Steane, *Isotope-selective photoionization for calcium ion trapping*, Phys. Rev. A 69, 012711 (2004).
- [23] Q. A. Turchette, Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe y D. J. Wineland, *Heating of trapped ions from the quantum ground state*, Phys. Rev. A 61, 063418 (2000). Citado en [19, 22].

-
- [24] B. Keitch, *A quantum memory qubit in calcium-43*, Thesis for Doctor of Philosophy, Wolfson College, University of Oxford (2007).
- [25] J. Mitroy, *Energy levels and oscillator strengths for neutral calcium*, J. Phy. B, vol. 26, p. 3703 (1993). Citado en [22].
- [26] J. Sugar y C. Corliss, *Atomic energy levels of the iron-period elements: potassium through nickel*, J. Phys. Chem. 14, suppl. 2 (1985).
- [27] D. Rodríguez, A. Méry, G. Ban, J. Brégeault, G. Darius, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, E. Liénard, F. Mauger, Y. Merrer, O. Naviliat-Cuncic, J. C. Thomas y C. Vandamme, *The LPCTrap facility: A novel transparent Paul trap for high-precision experiments*, Nucl. Instrum. Methods A 565, p. 876 (2006).
- [28] M. Colombano, *Implementación y puesta a punto de un modulador electro-óptico y mejora de las prestaciones del sistema de detección en el proyecto TRAPSENSOR*, Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Granada (2015).
- [29] <http://www.andor.com/scientific-cameras/ixon-emccd-camera-series/ixon3-897>
- [30] P. Escobedo, *Desarrollo de un sistema de control para láseres de diodo utilizando moduladores acústico-ópticos*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada (2014).
- [31] W. T. Silfvast, *Laser fundamentals*, Cambridge University Press (2004).
- [32] Sirah Lasertechnik, *Matisse user's guide*, User Guide, v. 1.10 (2014).
- [33] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic Press (2003).
- [34] W. Demtröder, *Laser spectroscopy*, Vol. 1: Basic principles, Fourth edition, Springer (2008).
- [35] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, W. M. Itano, J. J. Bollinger y C. H. Manney, *Atomic-ion Coulomb clusters in an ion trap*, Phys. Rev. Lett. 59, p. 2935 (1987).
- [36] R. C. Thompson, *Ion Coulomb crystals*, Contemp. Phys. 56, p.63 (2015).
- [37] D. F. V. James, *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, Appl. Phys. B 66, p. 181 (1998).
- [38] J. J. Bollinger, D. J. Heinzen, F. L. Moore, W. M. Itano, D. J. Wineland y D. H. E. Dubin, *Electrostatic modes of ion-trap plasmas*, Phys. Rev. A 48, p. 525 (1993). Citado en [36].
- [39] N. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press (1986).