

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y
NUCLEAR

UNIVERSIDAD DE SEVILLA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y
NUCLEAR



**Estudio de una fuente de iones de superficie
en el marco del proyecto TRAPSENSOR y
primeros resultados de enfriamiento por
láser (*laser cooling*) de iones de $^{40}\text{Ca}^+$**

Carlos Vivo Vilches
Trabajo Fin de Máster

Julio de 2014

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y
NUCLEAR

UNIVERSIDAD DE SEVILLA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y
NUCLEAR

**Estudio de una fuente de iones de superficie
en el marco del proyecto TRAPSENSOR y
primeros resultados de enfriamiento por
láser (*laser cooling*) de iones de $^{40}\text{Ca}^+$**

Carlos Vivo Vilches
Trabajo Fin de Máster
Julio de 2014

Daniel Rodríguez Rubiales, Profesor Titular de Universidad del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Granada y **José Miguel Arias Carrasco**, Catedrático de Universidad del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Sevilla

CERTIFICAN: Que la presente memoria "Estudio de una fuente de iones de superficie en el marco del proyecto TRAPSENSOR y primeros resultados de enfriamiento por láser (*laser cooling*) de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ " ha sido realiza bajo la dirección de **Daniel Rodríguez Rubiales** en la Universidad de Granada por **Carlos Vivo Vilches** y constituye su Trabajo Fin de Máster del programa Máster Interuniversitario en Física Nuclear.

Y para que así conste, presenta en la Universidad de Sevilla la referida memoria a 3 de julio de 2014.

Índice general

1. Introducción	1
2. Mecanismos de producción de iones y el proceso de enfriamiento por láser	3
2.1. Fuentes de iones del proyecto TRAPSENSOR	3
2.1.1. Fuente atómica de aleación metálica	4
2.1.2. Fuentes de superficie de aluminosilicatos	6
2.1.3. La fuente por desorción láser	6
2.2. Enfriamiento por láser de iones atrapados (<i>laser cooling</i>)	8
3. Estudio de una fuente de iones de superficie	13
3.1. El dispositivo experimental	13
3.1.1. La fuente de iones	15
3.1.2. El campo magnético del sistema de electroimanes	17
3.1.3. El detector de microcanales	18
3.2. Resultados experimentales	23
4. Primeros resultados de enfriamiento en el proyecto TRAPSENSOR	27
4.1. La trampa de radiofrecuencia	27
4.2. Estimación de la temperatura	31
4.3. Forma y dimensiones de la nube iónica con o sin enfriamiento	33
4.4. Tiempo de vida de los iones enfriados	38
5. Conclusiones y perspectivas	41
A. Dibujos técnicos	43
B. Interfaz del programa de adquisición de datos del sistema de electroimanes	55

Índice de figuras

2.1. Imagen y esquema de una fuente atómica de aleación metálica	5
2.2. Esquema e imagen de la fuente de aluminosilicato	7
2.3. Esquema del enfriamiento Doppler	9
2.4. Esquema de niveles del ion $^{40}\text{Ca}^+$	10
2.5. Ensanchamiento de la anchura de línea en función del corrimiento Doppler	11
3.1. Corte transversal del dispositivo experimental para la caracterización de la fuente de iones	14
3.2. Esquema del sistema de electrodos que conforman la fuente de iones	15
3.3. Representación en SIMION® de la fuente de iones	16
3.4. Esquema de los divisores de tensión utilizados para la fuente de iones	17
3.5. Campo magnético generado en el centro de la cámara de vacío en función de la intensidad aplicada a las bobinas	18
3.6. Mini-detector MCP y elementos asociados	19
3.7. Respuesta del mini-detector MCP en función del voltaje aplicado	20
3.8. Relación señal-ruido en función del voltaje umbral V_{th} del discriminador	21
3.9. Desplazamiento de la señal de calcio en función del sentido de variación de I	22
3.10. Espectro de la fuente de calcio en función del diámetro de apertura de los colimadores	22
3.11. Comparativa entre el espectro utilizando una pastilla de calcio y de potasio	24
3.12. Dependencias del espectro de la fuente de calcio con la energía de los iones	25
4.1. Dibujo a escala de la trampa de radiofrecuencia en la Universidad de Granada	28
4.2. Esquema del sistema de lentes para colimar la fluorescencia	30
4.3. Dependencia de la fluorescencia con la frecuencia del láser azul para iones no enfriados	31
4.4. Estimación de la temperatura de los iones enfriados	32
4.5. Imágenes del fondo y de la nube de iones obtenidas con la cámara	34
4.6. Gráficas del número de cuentas en función de la distancia en píxeles	35

4.7. Nuevo sistema de lentes con aumento de 3,9 e imagen de iones enfriados	36
4.8. Distribución espacial de los iones en la trampa	37
4.9. Fluorescencia a frecuencia del láser constante en función del tiempo	38
4.10. Fluorescencia escaneando la frecuencia de láser azul en función del tiempo	39
4.11. Transición de fase en iones atrapados	40
A.1. Parte superior del soporte de plástico peek para el detector.	44
A.2. Parte inferior del soporte de plástico peek para el detector.	45
A.3. Varillas de acero para la separación brida-detector.	46
A.4. Varillas de acero para la separación detector-colimador y entre partes del soporte del detector.	47
A.5. Colimador de acero de 1 mm para ser colocado entre el campo magnético y el detector.	48
A.6. Colimador de acero de 2,5 mm para ser colocado entre el campo magnético y el detector.	49
A.7. Colimador de aluminio de 1 mm para ser colocado entre la fuente y el campo magnético (justo antes de éste).	50
A.8. Colimador de aluminio de 2,5 mm para ser colocado entre la fuente y el campo magnético (justo antes de éste).	51
A.9. Localización de los agujeros de tornillo en la brida de conexión del detector para las varillas de separación.	52
A.10. Localización de los agujeros de tornillo en el adaptador CF16/CF40 para el colimador de aluminio.	53
B.1. Interfaz del programa de adquisición de datos para el sistema de electroimanes	56

Capítulo 1

Introducción

El proyecto TRAPSENSOR del Consejo Europeo de Investigación, tiene como fin construir y poner en funcionamiento un dispositivo novedoso denominado Sensor Cuántico, en adelante QS (acrónimo del inglés *Quantum Sensor*), para poder mejorar las prestaciones actuales en la espectrometría de masas de alta exactitud, en lo que respecta a sensibilidad y precisión, cuando se utiliza un ion atrapado en un campo magnético de varios Tesla [1]. El primer aspecto (sensibilidad) es importante para contribuir, en el seno de una colaboración internacional, a medir las masas de elementos super-pesados ($Z \geq 104$), que se producen en reacciones de fusión-evaporación en tasas que pueden ser tan bajas de hasta uno por semana [2, 3]. El segundo aspecto (precisión) es importante para obtener calores de reacción de desintegraciones que pueden contribuir a la determinación de la masa del neutrino, ya que para ello es necesario que la precisión sea mejor que 0.2 eV (ver por ejemplo [4]). La técnica propuesta (QS), hará uso de los niveles energéticos del electrón más externo de un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ actuando como sensor para sustituir los circuitos electrónicos, que aun siendo sofisticados para poder detectar corrientes inducidas por un solo ion atrapado ($I \sim 10^{-14}$ A), sólo han proporcionado resultados si la relación masa-carga es media o baja.

Entender el concepto del QS es posible a partir de la dinámica de iones en trampas electromagnéticas, interaccionando con uno o varios láseres con el fin de conseguir lo que se conoce como *Doppler cooling* [5]. En este escenario, un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ atrapado se moverá con una amplitud y una velocidad muy reducidas y podrá ser sensible a cualquier cambio en energía introducido por la perturbación que le crearía un ion confinado en una trampa contigua, cuya masa se desea medir. El cambio en el ion $^{40}\text{Ca}^+$ como consecuencia de la perturbación se observará a partir de la señal de fluorescencia emitida por el mismo, que varía en intensidad dependiendo de su energía. Más fotones en la señal de fluorescencia implica menor energía del ion. Para construir el QS en el proyecto TRAPSENSOR en la Universidad de Granada, se han implementado dos líneas en paralelo. Una de ellas gira en torno a un imán superconductor de 7 T, en cuyo campo se instalará el sensor, en una trampa magnética (*Penning trap*). La otra línea

está compuesta por una trampa de radiofrecuencia (*Paul trap*) y un conjunto de láseres para estudiar el enfriamiento Doppler del ion $^{40}\text{Ca}^+$.

Este trabajo puede dividirse en dos partes: una técnica y otra científica. La parte técnica consistía en estudiar la producción de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ a partir del mecanismo conocido como ionización por superficie, utilizando pastillas (*pellets*) comerciales, para su posible uso en la línea de la trampa magnética. Para caracterizar la fuente se utilizará un sistema de electroimanes existente en el laboratorio, construido en el marco de otro trabajo de máster [6]. Actualmente los iones de $^{40}\text{Ca}^+$ se producen por colisión de átomos con electrones en el centro de la trampa de radiofrecuencia, lo que presumiblemente origina otros iones como consecuencia de la ionización del gas residual. El trabajo científico se ha centrado en conseguir la primera señal que indicase enfriamiento Doppler del $^{40}\text{Ca}^+$. Esto es fundamental en el desarrollo del proyecto, dado que para la trampa de radiofrecuencia se eligió una geometría singular en la que posteriormente se ha basado el QS.

El trabajo que aquí se presenta se organiza en 5 capítulos. Además de la Introducción (Cap. I), y de las Conclusiones (Cap. V), en el Capítulo II se presentan las bases para entender la producción de iones a partir de los métodos utilizados en el proyecto TRAPSENSOR y se describe el proceso de enfriamiento Doppler de iones con láseres. En el Capítulo III se presenta el trabajo técnico desarrollado, que comprende el diseño del sistema necesario para las pruebas, y su montaje y puesta a punto. También se presentan los resultados experimentales que dan lugar a la caracterización completa de las fuentes estudiadas. En el Capítulo IV, se presentan los primeros resultados de enfriamiento por láser de una nube de iones de $^{40}\text{Ca}^+$, que constituyen la base para la implementación del QS.

Capítulo 2

Mecanismos de producción de iones y el proceso de enfriamiento por láser

En este capítulo se presentará una descripción básica de las fuentes de iones utilizadas en el proyecto, tanto las que se usan en la actualidad, como la que se ha caracterizado a lo largo de este trabajo. También se presentan las bases de lo que se conoce como enfriamiento Doppler (*Doppler cooling*) de iones atrapados, centrándose fundamentalmente en la trampa de radiofrecuencia y en el ion de $^{40}\text{Ca}^+$, conjunto que ha dado lugar a los primeros resultados de interés científico del proyecto.

2.1. Fuentes de iones del proyecto TRAPSENSOR

Las fuentes de iones que se utilizan en el proyecto TRAPSENSOR se basan en tres mecanismos de producción:

1. Colisión de átomos con un haz de electrones. Un haz de electrones de energía superior al potencial de ionización de la especie atómica (en fase gaseosa) proyecta del átomo su electrón menos ligado.
2. Excitación térmica de los electrones que pasan a una superficie en contacto con la fuente de un material de mayor energía de ionización (o función trabajo). La fuente se calienta por efecto Joule al hacer pasar una corriente eléctrica y el mecanismo se conoce como ionización por superficie.
3. Desorción láser. Radiación láser pulsada con una intensidad relativamente alta incidiendo sobre una muestra metálica y generando un plasma con

electrones e iones de distinta polaridad, que se pone en movimiento por medio de campos electrostáticos.

Los mecanismos de colisión con un haz de electrones y desorción láser se utilizan en la actualidad en la línea de la trampa de radiofrecuencia para la producción de $^{40}\text{Ca}^+$ (Cap. 4), y en línea de la trampa magnética, respectivamente [7]. La desorción láser se utiliza para la producción de iones de otros isótopos de interés en el proyecto. La fuente de superficie es la que se estudiará en detalle en este Trabajo de Fin de Máster (Cap. 3). A continuación se describen brevemente los tres mecanismos de producción.

2.1.1. Fuente atómica de aleación metálica

Este tipo de fuente se utiliza junto a un cañón de electrones comercial para generar los iones por colisión con el haz de electrones. Las fuentes han sido producidas y suministradas por la empresa Alvatec [8]. Consisten en aleaciones del elemento alcalino o alcalinotérreo, cuyos átomos se evaporarán, con metales no tóxicos como el indio, el galio, el estaño o el bismuto. La presión de vapor p (en Torr) depende de la temperatura T siguiendo la relación

$$\log_{10} p = -\frac{10170}{T} + 9,73. \quad (2.1)$$

Para el calcio metálico [9], y presiones entre 10^{-10} y 10^{-9} Torr, la temperatura límite varía de 500 a 550 K. Teniendo presente que la fuente se calienta por efecto Joule haciendo pasar una corriente I , la cantidad de calcio evaporado por unidad de tiempo dm/dt depende de I^2 , relación que se obtiene a partir de combinar las ecuaciones

$$\frac{dE}{dt} = Q_L \frac{dm}{dt} \quad (2.2)$$

y

$$\frac{dE}{dt} = I^2 R, \quad (2.3)$$

siendo dE/dt la cantidad de energía suministrada a la fuente por unidad de tiempo, Q_L el calor latente de evaporación del calcio a la presión de trabajo, y R la resistencia de la fuente. Con el fin de evitar evaporación rápida de la fuente al someterla a intensidades de corriente superiores a 6 A, se utiliza una aleación de compuestos de calcio y los metales no tóxicos antes mencionados. La compañía Alvatec proporciona, por ejemplo, datos para el cesio puro y el compuesto Bi_2Cs , para los que las temperaturas límites a 7×10^{-7} Torr son 295 y 723 K, respectivamente. De esta forma se consigue una evaporación más lenta de la sustancia atómica que se desea ionizar. Además del sellado, también hay argón puro para evitar que el calcio reaccione con el oxígeno del aire cuando no se encuentra en vacío. El argón se libera cuando la fuente se activa (se le aplica corriente por primera vez) en vacío.

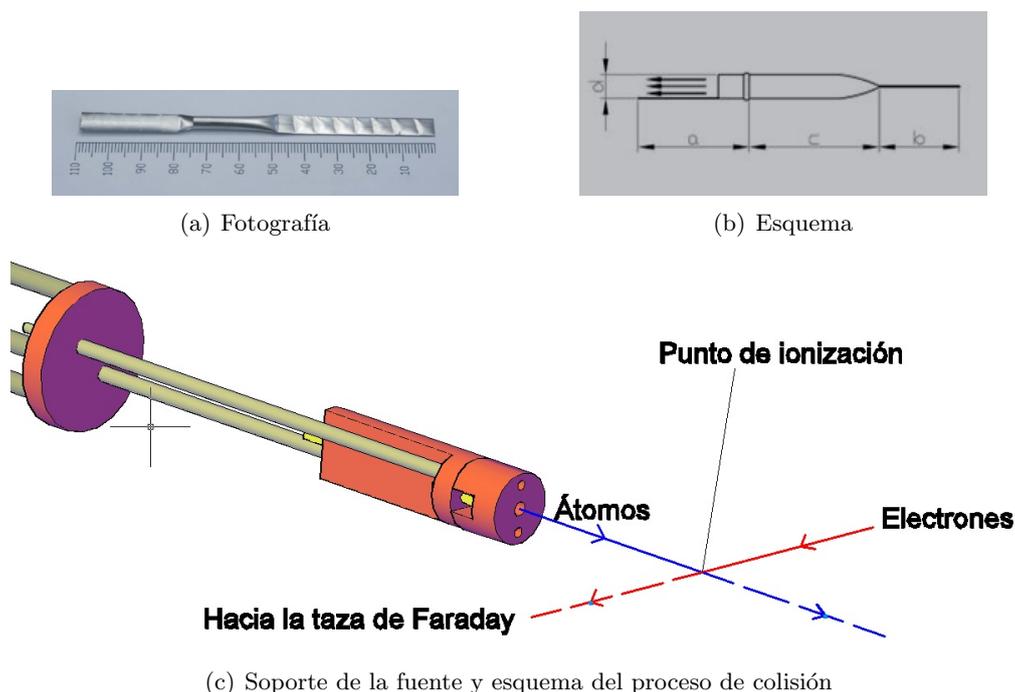


Figura 2.1: Fuente atómica de aleación metálica: imagen (parte superior izquierda) y esquema (parte superior derecha). Las flechas indican la dirección en la que los átomos son emitidos por la fuente. Las dimensiones de las fuentes de esta naturaleza utilizadas en el proyecto son $a = 35$ mm, $b = 30$ mm, $c = 15$ mm, y $d = 2$ mm. En la parte inferior se muestra un dibujo técnico tridimensional realizado con AUTOCAD2012® del sistema que sirve de soporte para la fuente. El color naranja indica que se trata de aislante MACOR® y el color amarillo que se trata de metal (cobre o acero inoxidable). Dicha estructura está montada en una cámara de vacío en posición horizontal de forma que los átomos que se evaporan y salen por el orificio central en la parte frontal se dirijan al centro de la trampa donde interaccionan con un haz de electrones perpendicular.

En la parte superior de la Fig. 2.1 se muestra una imagen (izquierda) y un esquema de la fuente (derecha). En la parte inferior de la Fig. 2.1 se muestra un dibujo tridimensional de la estructura utilizada para montar la fuente en la cámara de vacío, realizado con AUTOCAD2012®.

Los átomos evaporados son ionizados en el centro de la trampa (punto de ionización en la Fig. 2.1) por colisiones con un haz de electrones generado con un sistema de electrodos. La alineación del haz de electrones con respecto al punto de ionización se controla midiendo la corriente generados por éstos en una Taza de Faraday. Aunque el máximo en la sección eficaz de ionización por colisión de electrones para el calcio se encuentra para una energía de los electrones de 20 eV [10], en el experimento se aceleran hasta 500 eV, lo que produce una reducción en la sección eficaz de un factor siete. No obstante, también se reduce la sección eficaz de producción de los iones debido a la presencia del gas residual.

2.1.2. Fuentes de superficie de aluminosilicatos

Las fuentes de aluminosilicato de calcio y potasio que se han caracterizado en este trabajo han sido suministradas por la firma HeatWave Labs, Inc. [11] (modelo 101139). La Figura 2.2 muestra una fotografía de la pastilla (*pellet*) indicando las dimensiones en pulgadas.

Los aluminosilicatos reaccionan menos con el aire que los elementos alcalinos y alcalinotérreos puros. Al igual que la fuente de aleación metálica este tipo de fuentes se calientan por efecto Joule, al paso de corriente. En el caso de alcalinos y alcalinotérreos, para los que las energías de ionización son muy bajas, la excitación térmica a una temperatura T alta, da lugar a un aumento del peso estadístico del estado iónico. La relación entre la población del estado iónico y el neutro se define como

$$\chi = e^{-\frac{\mathcal{E}}{k_B T}}, \quad (2.4)$$

siendo \mathcal{E} la energía de ionización del ion y k_B la constante de Boltzmann ($8,617 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{T}^{-1}$). A temperatura ambiente $\chi = 9,55 \times 10^{-103}$. Para $T = 1200 \text{ K}$, temperatura que alcanza la fuente cuando se aplica una corriente de $\sim 1,8 \text{ A}$, $\chi = 2,18 \times 10^{-26}$, valor todavía muy bajo. Poniendo en contacto la sustancia a ionizar con una superficie de un material de mayor energía de ionización (molibdeno) [12], los electrones pasan a dicha superficie quedando los átomos de calcio ionizados, siendo la eficiencia del proceso

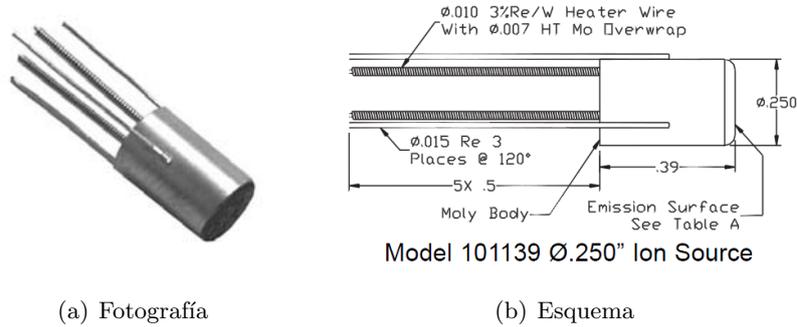
$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{1}{\chi} e^{\frac{\mathcal{E}(\text{Ca}) - \mathcal{E}(\text{Mo})}{k_B T}}} = 2,84 \times 10^{-22}. \quad (2.5)$$

La fuente mostrada en la Fig. 2.2 está preparada para operar a una corriente de $1,8 \text{ A}$, y a una temperatura inferior a 1400 K , por debajo de la temperatura de fusión de los aluminosilicatos ($\sim 1700 \text{ K}$). La resistencia eléctrica a temperatura ambiente es de $0,7 \Omega$, que aumenta al hacer circular corriente, pudiendo llegar a resistencias superiores a 3Ω ($I = 1,8 \text{ A}$). Este crecimiento de la resistencia con la temperatura es propio del molibdeno, metal del que está hecha la coraza que rodea la fuente. La resistencia de los aluminosilicatos se puede considerar infinita, por lo que el calentamiento de éstos se debe al contacto con el molibdeno. En el Capítulo 3 se presentarán todos los elementos necesarios para la prueba de este tipo de fuente así como los resultados obtenidos.

2.1.3. La fuente por desorción láser

Una de las principales desventajas de las fuentes de superficie es que requieren que el elemento ionizado tenga un potencial de ionización muy bajo, lo que lo hace un sistema muy adecuado para producción de iones de elementos alcalinos y alcalinotérreos, pero no permite la producción de iones de otros tipos de elementos.

2.1. Fuentes de iones del proyecto TRAPSENSOR



(a) Fotografía

(b) Esquema

Figura 2.2: Esquema e imagen de la fuente de aluminosilicato: En el experimento, las cuatro patas de molibdeno han sido retiradas para poder adaptar la fuente al sistema de electrodos que se describe en el Cap. 3. La corriente es suministrada a través de dos muelles de wolframio, visibles en la imagen.

La desorción láser sí permite, sin embargo, la producción de iones de cualquier especie atómica, y los iones pueden ser positivos o negativos. La fuente de iones de este tipo en el proyecto TRAPSENSOR es una adaptación de un aparato comercial MALDI-TOF (siglas del inglés *Matrix Assisted Laser Desorption and Ionization - Time of Flight*), integrado en la línea de la trampa magnética [13]. Los primeros resultados de la fuente, previamente a su acoplamiento, se presentaron en la Ref. [7]. El láser utilizado para la desorción es un láser de estado sólido (Nd:YAG) pulsado que emite en una longitud de onda $\lambda = 532$ nm (luz verde), y su potencia es ajustable. Una descripción detallada del sistema se presentó en la Ref. [14].

Las muestras metálicas se fijan en una placa a la que se aplica un potencial U_0 , que define la energía cinética de los iones. Posteriormente a la desorción, que se produce en la escala de tiempo del pulso de radiación láser (~ 4 ns), las partículas cargadas positivas o negativas se extraen aplicando potenciales a un conjunto de electrodos y son transportadas a una región libre de campo hasta el detector o el sistema de trampas magnéticas. La energía de iones de carga q es

$$E = qU_0. \quad (2.6)$$

El tiempo de vuelo de las partículas de masa M viene dado por

$$t = cte \cdot \sqrt{\frac{M}{qU_0}}, \quad (2.7)$$

lo que permite identificar los iones. Aunque inicialmente la máquina estaba diseñada para trabajar a energías de 20 keV, ahora es posible producir iones de interés para el experimento a energías inferiores a 100 eV. Además se ha demostrado la posibilidad de atrapar estos iones y hacer los primeros experimentos con la trampa magnética [13].

2.2. Enfriamiento por láser de iones atrapados (*laser cooling*)

De los diferentes métodos de enfriamiento que se pueden aplicar en trampas de iones, en el proyecto TRAPSENSOR se utiliza enfriamiento por láser, concretamente lo que se conoce como *Doppler cooling*, que permite enfriar los iones a temperaturas de hasta mK [5]. Este método consiste en hacer descender la energía de los iones ejerciendo una presión de radiación con luz de longitudes de onda cercanas a las de las transiciones de estado internas del ion en cuestión [15].

La Fig. 2.3 muestra el esquema de enfriamiento para un ion de masa M y momento \vec{P} . Éste absorbe un fotón de momento $\hbar\vec{k}$ en la misma dirección de movimiento y emite otro con una longitud de onda próxima (igual en el sistema de referencia del ion), pero en una dirección arbitraria. Por conservación del momento, se puede obtener el cambio en la energía del ion

$$\Delta E = \frac{1}{2M}[\hbar^2(\vec{k} - \vec{k}')^2 + \hbar(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{P}] \simeq \frac{\hbar}{2M}(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{P}, \quad (2.8)$$

donde $\hbar\vec{k}'$ es el momento del fotón después de la colisión. El momento del ion es siempre mucho mayor que el del fotón. Por ejemplo, un fotón de unos 400 nm de longitud de onda tiene un momento $\hbar k \simeq 3 \frac{eV}{c}$, frente al mínimo del momento de un ion de calcio de $80 \frac{eV}{c}$, que es cuando está enfriado a temperaturas de milésimas de Kelvin. Cuando la componente de velocidad del ion en la dirección de emisión del láser (eje x) sea en sentido contrario a ésta, en promedio

$$\langle \Delta E \rangle = -\frac{\hbar}{2M}k|P_x|. \quad (2.9)$$

La frecuencia de la radiación láser para un ion en movimiento no es la misma que en el sistema laboratorio debido al efecto Doppler tal y como se esquematiza en la Fig. 2.3. En el caso que aquí nos ocupa, además, el ion se tratará como si fuese una partícula libre dado que la anchura de línea de la transición es mayor que la frecuencia de oscilación del ion en el campo electromagnético de la trampa. Bajo esta consideración, y debido al efecto Doppler, dada una componente de la velocidad del ion en la dirección de emisión del láser v_x , la frecuencia ν' con la que el ion (no relativista) 've' a un fotón de frecuencia ν es

$$\nu' = \nu(1 \pm \frac{v_x}{c}), \quad (2.10)$$

siendo $\nu' > \nu$, si el sentido de emisión del láser es el de v_x , y $\nu' < \nu$ en el caso contrario, condición necesaria para el enfriamiento. Si para una temperatura T de los iones (de masa M) las velocidades de éstos siguen una distribución de Maxwell

$$f(\vec{v}) = A_0 e^{-\frac{Mc^2}{2k_B T} v^2}, \quad (2.11)$$

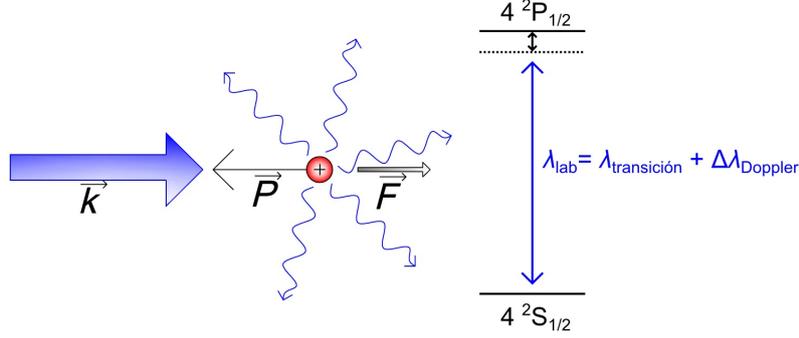


Figura 2.3: Esquema del enfriamiento Doppler. Los iones ven los fotones del láser cuando se mueven en el sentido contrario a ellos siempre que éstos tengan una frecuencia ligeramente inferior a la de la transición dipolar eléctrica del ion.

y dado que los iones absorben sólo los fotones que, en su sistema de referencia, tengan la frecuencia de resonancia, la intensidad de la fluorescencia \mathcal{I} dependerá de la frecuencia de la radiación láser de forma análoga, tal que

$$\mathcal{I} \propto e^{-\frac{Mc^2}{2k_B T} \left| \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \right|^2}, \quad (2.12)$$

donde ν_0 es la frecuencia de resonancia y $\Delta\nu$ es el *detuning*, que se define como la diferencia entre la frecuencia de la radiación láser y la frecuencia de resonancia de la transición. Conociendo dicha distribución, se puede estimar la temperatura de los iones.

La tasa de interacción γ en el proceso depende de la vida media τ del estado excitado, la intensidad de la radiación láser I (siempre que sea menor que la llamada intensidad de saturación), y el *detuning* efectivo del láser

$$\delta = 2\pi(\nu - \nu_0) - \vec{k} \cdot \vec{v}, \quad (2.13)$$

siendo

$$\gamma = \frac{1}{2\tau} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (2.14)$$

donde Γ se define como la tasa de decaimiento ($1/\tau$), y es equivalente a la anchura de línea de la transición multiplicada por 2π . I_s es la intensidad de saturación, que se define como la intensidad de la radiación láser para la cual se puede considerar que la población del estado excitado es la mitad de la del estado fundamental, y viene dada por

$$I_s = \frac{2\pi^2 \hbar \nu^3}{3\tau c^2}. \quad (2.15)$$

Para frecuencias cercanas a la de resonancia e intensidades del láser iguales o mayores a la de saturación, dicha tasa de interacción es aproximadamente $\frac{1}{4\tau}$ [16].

2.2. Enfriamiento por láser de iones atrapados (*laser cooling*)

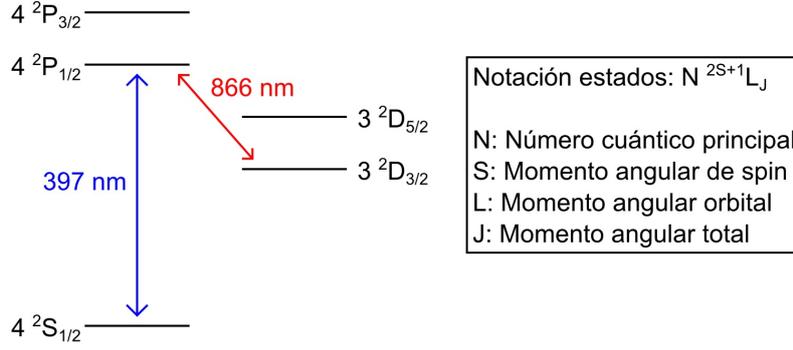


Figura 2.4: Esquema de niveles del ion $^{40}\text{Ca}^+$. Sólo se marcan las transiciones relevantes para poder llevar a cabo *Doppler cooling*. En el texto se dan más detalles.

Tal y como ya se ha comentado, en el proyecto TRAPSENSOR, la especie iónica a enfriar es $^{40}\text{Ca}^+$. La Fig. 2.4 muestra el esquema de niveles indicando las transiciones relevantes y sus longitudes de onda para llevar a cabo *Doppler cooling*. El electrón en el estado fundamental $4^2S_{1/2}$ es excitado al estado $4^2P_{1/2}$, cuyo tiempo de vida natural es 7,1 ns. Si el ion se encuentra atrapado en una trampa de radiofrecuencia (*Paul trap*), en la que no existen campos magnéticos, y por tanto no hay desdoblamiento de niveles debido al efecto Zeemann, la transición $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ se lleva a cabo con luz láser con $\lambda = 397$ nm. Sin embargo, hay una probabilidad de un 7% de que el electrón no vuelva al estado fundamental, sino que decaiga al estado metaestable $3^2D_{3/2}$, cuyo tiempo de vida es 1,1 s. En este caso se interrumpe el proceso de enfriamiento, por lo que es necesario estimular la transición de dicho estado de nuevo al estado $4^2P_{1/2}$. Por esta razón, para el ion de $^{40}\text{Ca}^+$ se necesitan dos láseres: uno para el enfriamiento ($\lambda = 397$ nm), y otro para el bombeo con $\lambda = 866$ nm. La intensidad de saturación de la transición es

$$I_s = 467 \mu\text{W} \cdot \text{mm}^{-2}. \quad (2.16)$$

Si el ion se encuentra en una trampa magnética (*Penning trap*), la variación de energía entre los niveles, debido al efecto Zeeman, viene dada por

$$\Delta E = g_j \mu_B m_j B, \quad (2.17)$$

donde

$$g_j = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (2.18)$$

μ_B es el magnetón de Bohr igual a $5,788 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{T}^{-1}$, y B el campo magnético (en Tesla). m_j es el número cuántico magnético, proyección de J (definido en la Fig. 2.4). El desdoblamiento conlleva a la necesidad de utilizar en el proyecto seis haces de luz láser: dos para cubrir la transición $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$ y cuatro para bombeo ($3^2D_{3/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$). En el caso del proyecto TRAPSENSOR, debido a que $B = 7$ T, es necesario el uso de seis láseres. El desarrollo del sistema de control y regulación de los láseres y elementos asociados ha constituido otro

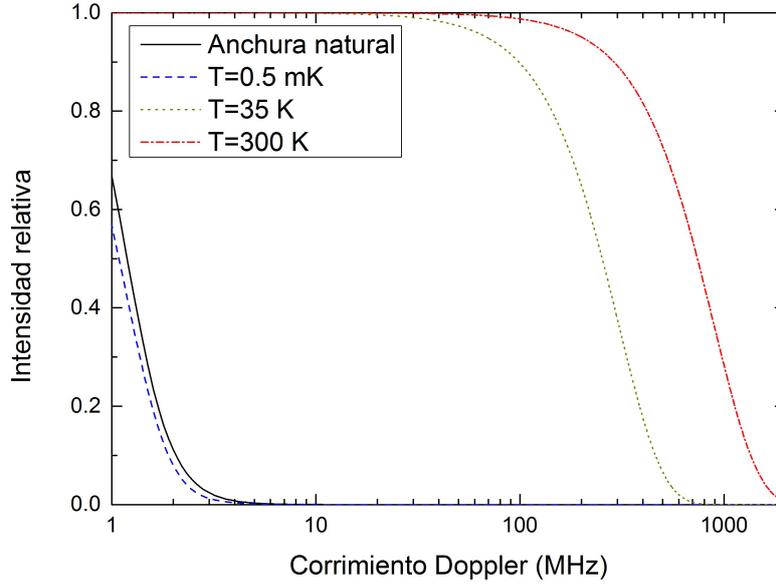


Figura 2.5: Ensanchamiento de la anchura de línea en función del corrimiento Doppler para iones de $^{40}\text{Ca}^+$ para tres temperaturas; 0,5 mK, 35 K, y 1000 K, que caracterizarán la distribución de iones en el límite Doppler, en los resultados experimentales que aquí se presentan, y en el caso en el que no haya enfriamiento, respectivamente. La línea continua muestra el perfil de intensidad natural de la transición del $^{40}\text{Ca}^+$.

trabajo de master paralelo al que aquí se presenta [17], y dado que los primeros resultados experimentales se han obtenido con la trampa de radiofrecuencia, no se profundizará más al respecto.

La tasa de interacción para el ion de $^{40}\text{Ca}^+$ es

$$\gamma = 35 \text{ MHz}, \quad (2.19)$$

siempre que se trabaje en condiciones de saturación y a frecuencias de la radiación láser cercanas a la de resonancia. Esto nos permitirá estimar en función del número de fotones detectados, el número de iones en la distribución de la que provienen.

El enfriamiento del ion por efecto Doppler está limitado, por lo que se conoce como límite Doppler, a una temperatura

$$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar}{2k_B\tau}, \quad (2.20)$$

lo que impide alcanzar la temperatura

$$T_{\text{recoil}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2Mk_B}, \quad (2.21)$$

para la que el momento del ion sería igual al momento de los fotones [18]. En ambas ecuaciones, k_B es la constante de Boltzmann. La anchura natural de la

transición, que para el $^{40}\text{Ca}^+$ es de 22 MHz, hace que la temperatura mínima sea mucho mayor (Ec. (2.20)). En el caso del ion de $^{40}\text{Ca}^+$

$$T_{\text{recoil}} \simeq 1 \mu\text{K}, \quad (2.22)$$

y

$$T_{\text{Doppler}} \simeq 0,5 \text{ mK}. \quad (2.23)$$

La Figura 2.5 muestra la intensidad relativa en función del corrimiento Doppler calculada de acuerdo a la Ec. (2.12) para diferentes temperaturas del ion.

Si el proceso de enfriamiento de los iones no se interrumpe hasta alcanzar el límite Doppler, se puede observar una transición de fase en la que los iones estarían dispuestos como los átomos en una red cristalina formando una estructura ordenada [19]. Este cambio de fase aparece como una discontinuidad en la señal detectada durante el proceso de enfriamiento, y puede depender fundamentalmente del *detuning* de los láseres, de la amplitud de la señal de radiofrecuencia, o de la potencia de los láseres.

La presencia de un número elevado de iones atrapados hace más difícil esta cristalización, ya que las colisiones entre iones, debido a la interacción de Coulomb, dan lugar a lo que se conoce como *RF heating*, fenómeno que se acentúa con el número de iones confinados.

Capítulo 3

Estudio de una fuente de iones de superficie

Este capítulo está dedicado a la parte técnica de este trabajo. Aquí se presentan los elementos necesarios para caracterizar una fuente de iones de superficie. El núcleo de esta fuente es una pastilla (*pellet*) comercial de dimensiones reducidas descrita en el capítulo anterior. Para su caracterización se ha utilizado un sistema de electroimanes que, con una estructura singular, permite crear un campo magnético en vacío. También se han construido los elementos que conforman la fuente de iones completa, el detector y los colimadores para mejorar la resolución del espectrómetro construido. Es muy importante señalar que el tamaño de estos elementos se ha reducido al máximo con el fin de que el sistema final sea lo más compacto posible. Con todo esto, se ha caracterizado este tipo de fuente que ofrece ventajas respecto a las ya utilizadas en el proyecto.

3.1. El dispositivo experimental

El dispositivo experimental para este estudio comprende la fuente de iones, formada por un conjunto de electrodos y aislantes, un sistema de electroimanes en una configuración particularmente singular, en la que los bloques de hierro dulce sirven también para el sellado de la cámara de vacío, y un detector de microcanales de dimensiones reducidas. La Figura 3.1 muestra un corte transversal del sistema indicando en amarillo las trayectorias de aquellos iones con una relación masa-carga tal que su trayectoria se curva en presencia de un determinado campo magnético. También pueden visualizarse en la figura los dos colimadores mecanizados en aluminio (material diamagnético), uno de ellos de forma cilíndrica para su colocación próxima al núcleo de hierro dulce. El diámetro de los colimadores determinará la resolución en energía del sistema.

La cámara de vacío la conforman los núcleos de hierro de los electroimanes

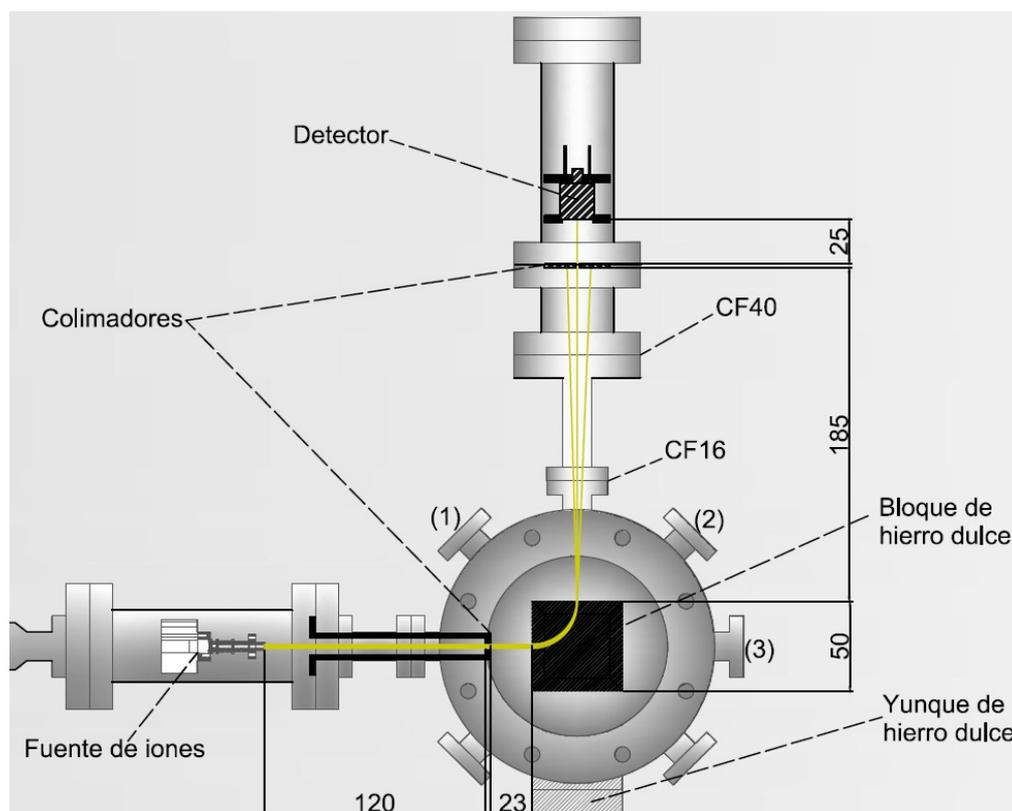
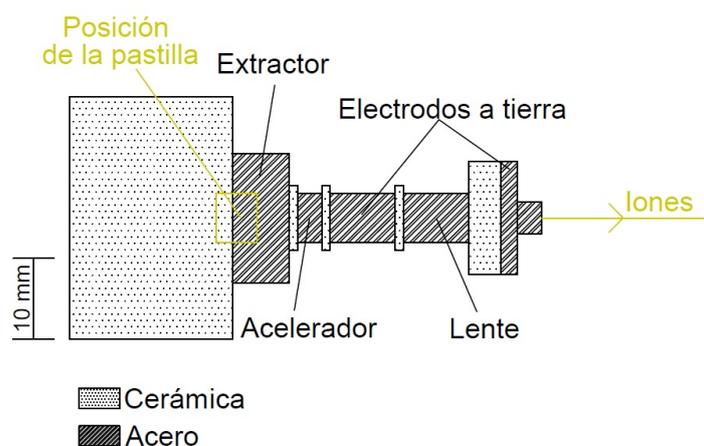


Figura 3.1: Corte transversal del dispositivo experimental para la caracterización de la fuente de iones. Las distancias están expresadas en milímetros. Los puertos CF16 (1) y (2), están unidos a la bomba de vacío, mientras que en el puerto CF16 (3) hay conectado un medidor de presión.

soldados a unas bridas customizadas con diámetro exterior de 152 mm [6] e interior de 100 mm, que están separadas solo 20 mm. Todo el material de la cámara es acero 316LN, no magnético y no magnetizable. El cierre de la cámara tiene forma de disco con 8 agujeros para los tornillos de métrica M8, tiene un espesor de 5 mm, y la junta usada es de VITON® CF100. En la región de los bloques, el espacio libre entre ambos por donde pasan los iones para entrar y salir del campo magnético, es de 4 mm. Las conexiones CF16 tampoco son estándar. El diámetro interior del tubo es de 14 y no de 16 mm. Además de las conexiones a la fuente de iones y al detector de micro-canales, dos puertos están unidas a tubos flexibles KF25 a través de adaptadores CF-KF y éstos a sus vez conectados al adaptador KF25-CF63 de la brida de la bomba de vacío. Un medidor de presión WRG (marca EDWARDS) de rango completo (*Wide Range Gauge*) permite controlar la presión para la utilización apropiada de la fuente. Hay dos puertos que están conectados a bridas ciegas CF16 y que por tanto para estas pruebas no tienen ninguna funcionalidad. La bomba de vacío es de la marca PFEIFFER VACUUM modelo HiCube 80 Eco, y comprende una bomba primaria y una bomba turbomolecular, esta última con una turbina que



(a) Esquema a escala de la fuente de iones



(b) Fotografía de la fuente de iones

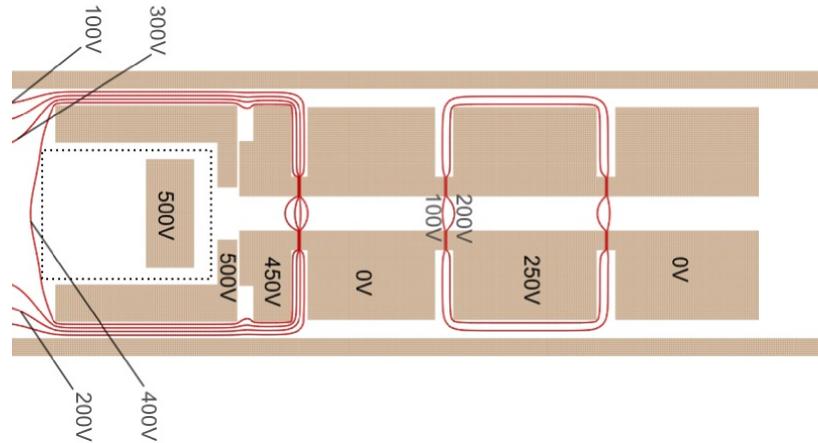
Figura 3.2: Esquema del sistema de electrodos que conforman la fuente de iones. Los electrodos tienen simetría cilíndrica y un diámetro interior de 2 mm.

se mueve a una velocidad de ~ 90000 revoluciones por minuto (rpm), y permite alcanzar una velocidad de bombeo de 63 l/s. La presión de trabajo ha estado comprendida en el rango de $7-9 \times 10^{-7}$ mbar.

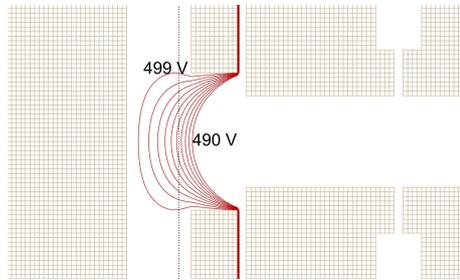
A continuación se describirán en detalle los elementos relevantes para la caracterización de la pastilla de calcio: 1) la fuente de iones, 2) el sistema de electroimanes y 3) el detector de micro-canales.

3.1.1. La fuente de iones

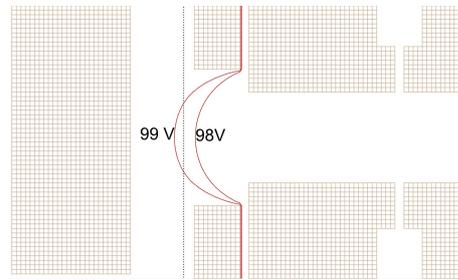
Una proyección longitudinal a escala de la fuente de iones, construida en el curso de este trabajo, se muestra en la parte superior de la Fig. 3.2. La fuente está formada por cinco electrodos de acero inoxidable separados por aislantes de cerámica MACOR®, dispuestos en el siguiente orden: 1) extractor o grid, dentro del cual se encuentra la pastilla de aluminosilicato, y que permite definir la energía de los iones; 2) el acelerador, que direcciona el haz; 3) un electrodo conectado a tierra; 4) la lente, que permite focalizar el haz, en combinación con



(a) Líneas equipotenciales obtenidas con SIMION® para $V_{\text{grid}} = 500 \text{ V}$, $V_{\text{acc}} = 450 \text{ V}$, y $V_{\text{lens}} = 250 \text{ V}$.



(b) Líneas equipotenciales en el grid para $V_{\text{grid}} = 500 \text{ V}$



(c) Líneas equipotenciales en el grid para $V_{\text{grid}} = 100 \text{ V}$

Figura 3.3: Representación en SIMION® del sistema de electrodos que conforman la fuente de iones indicando las líneas equipotenciales. Las líneas punteadas indican el límite de la pastilla.

los electrodos anterior y posterior; y 5) un último electrodo también conectado a tierra que hace las veces de primer colimador (no está marcado en la Fig. 3.1). La parte inferior de la Fig. 3.2 muestra una fotografía de la fuente con sus conexiones.

La Figura 3.3 presenta una proyección longitudinal de los electrodos y las líneas equipotenciales obtenidas con el paquete informático SIMION® de simulación de trayectorias de iones en campos electromagnéticos. En la Fig. 3.3a se muestran todos los electrodos de la fuente y las líneas equipotenciales con un espaciado de 100 V, después de aplicar una tensión al extractor $V_{\text{grid}} = 500 \text{ V}$, una tensión a la lente $V_{\text{lens}} = 250 \text{ V}$ y una tensión al acelerador $V_{\text{acc}} = 450 \text{ V}$. En las Figs. 3.3b y c, sólo se muestra parte del extractor cuando se aplica a éste, 500 y 100 V, respectivamente. Las líneas equipotenciales en la zona de formación de los iones permiten inferir la dispersión en energía de éstos. Esta energía viene dada por el producto de la carga electrónica del ion e y V_{grid} . Tanto las simulaciones como los resultados experimentales han dado resultados óptimos cuando $V_{\text{lens}} = 0,5V_{\text{grid}}$, y $V_{\text{acc}} = 0,9V_{\text{grid}}$. Con el fin de simplificar el número de aparatos y sintonizar

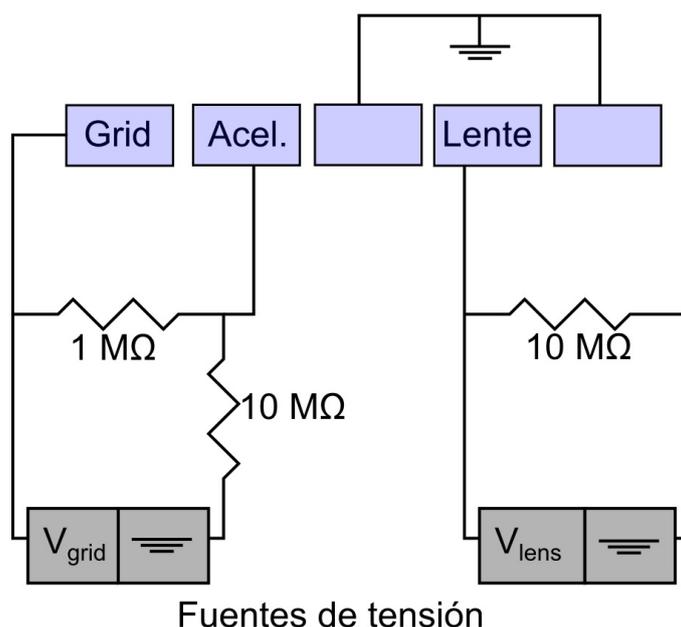


Figura 3.4: Esquema de los divisores de tensión utilizados para la fuente de iones.

para cada valor de la energía, el voltaje al acelerador se aplica a partir del divisor de tensión que se muestra en la Fig. 3.4.

3.1.2. El campo magnético del sistema de electroimanes

El sistema de electroimanes está alimentado por una fuente de corriente (de hasta 10 A). Está formado por dos bobinas, montadas en unas estructuras de cobre sobre los bloques de hierro dulce ($\mu_r = 5000$) de 50 mm de lado. La separación de los bloques en vacío es de 4 mm y el campo magnético generado en dicha región es perpendicular a la superficie de 50 mm x 50 mm de los bloques. El sentido del campo dependerá de la polaridad de la corriente eléctrica aplicada. Un circuito de refrigeración mantiene las bobinas y los bloques de hierro a una temperatura constante cercana a los 10°C. Todos los detalles relativos a las bobinas se presentaron en el Trabajo de Fin de Máster de Juan Manuel Cornejo.

La Figura 3.5 muestra el valor del campo magnético entre los dos bloques medido con una sonda Hall en función de la corriente aplicada a las bobinas (conectadas en paralelo) en el rango de interés para el estudio de la fuente de iones. El valor del campo cambia ligeramente dependiendo si la variación se estudia aumentando la corriente desde 0 A hasta el máximo del gráfico, o disminuyendo la corriente desde el máximo del gráfico hasta cero. Esto puede interpretarse en términos de histéresis, y por tanto debe tenerse en cuenta como un efecto sistemático. La variación del campo B expresado en Tesla en función de I viene dada por

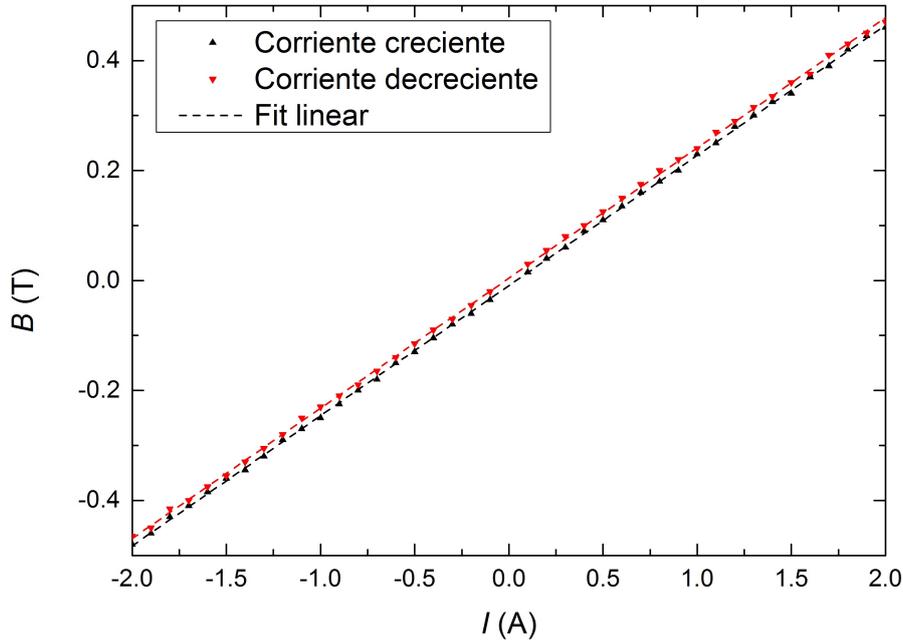


Figura 3.5: Campo magnético generado en el centro de la cámara de vacío en función de la intensidad aplicada a las bobinas. El valor del campo difiere ligeramente dependiendo del sentido de variación de la corriente.

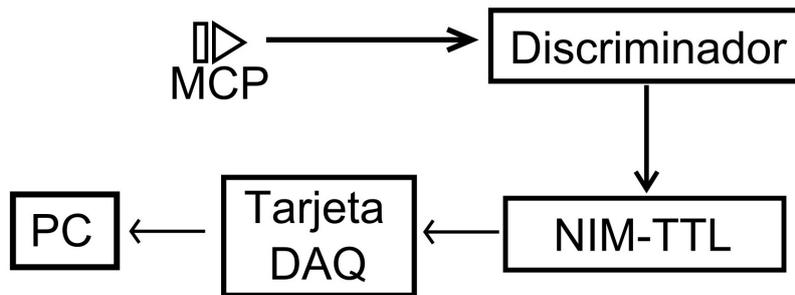
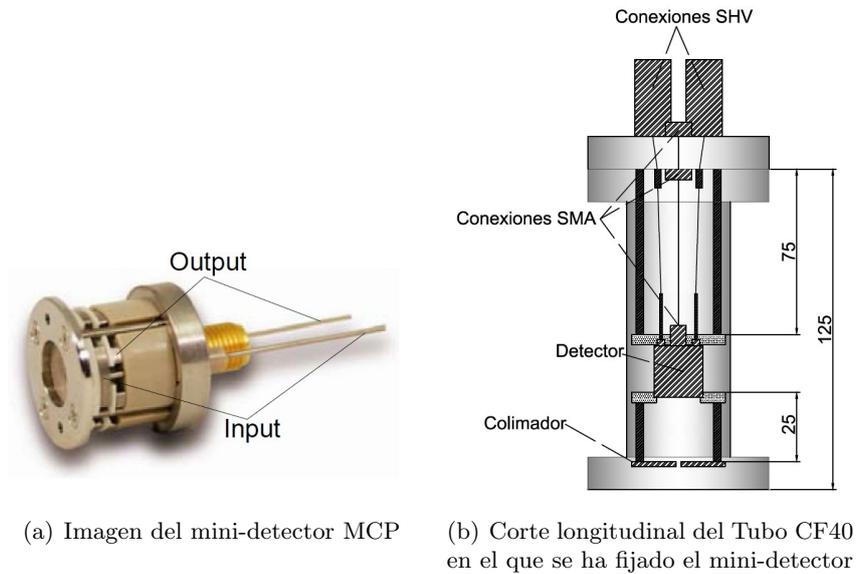
$$\begin{aligned} B &= 0,2367I - 0,00912 & I \text{ creciente} \\ B &= 0,2368I + 0,0045 & I \text{ decreciente,} \end{aligned} \quad (3.1)$$

donde la diferencia fundamental viene en la ordenada del ajuste.

3.1.3. El detector de microcanales

El detector utilizado es un detector de micro-canales MCP (de las siglas en inglés *Micro-Channel Plate detector*) de la marca PHOTONIS, cuya superficie de detección es de sólo 8 mm de diámetro, siendo la superficie más pequeña de los detectores MCP existentes en el mercado. Está formado por dos láminas con poros (micro-canales) de $5 \mu\text{m}$ de diámetro, cubiertos por un material resistivo, que permite generar electrones por colisión con los iones. Cada lámina está en contacto con una placa metálica llamadas *input* y *output*. A la placa *input* se le aplica un potencial que se ha variado entre -2000 V y -2400 V, para caracterizar al detector, manteniendo la placa *output* conectada a tierra. De esta forma, se genera un campo eléctrico que acelera los electrones generados por los iones y crea un fenómeno de avalancha que permite amplificar la señal por un factor $\sim 10^7$. Una imagen del detector se muestra en la Fig. 3.6a.

Para el posicionamiento del detector en un tubo CF40 se diseñó un soporte de plástico PEEK el cual está fijo, mediante dos separadores de acero de 75 mm



(c) Esquema del mini-detector MCP unido a la cadena electrónica

Figura 3.6: Mini-detector MCP y elementos asociados.

de longitud, a la brida de cierre de la cámara de vacío. Dicho soporte también está unido, mediante cuatro separadores de 25 mm de longitud, con el colimador vertical. La brida de cierre es customizada. En el exterior tiene dos conexiones SHV para generar el campo eléctrico, y una SMA para la señal. En el interior tiene dos pines metálicos y una conexión SMA, para hacer llegar la tensión al detector, y poder recoger la señal, respectivamente. Un corte longitudinal del montaje del detector se muestra en la Fig. 3.6b.

La señal directa del detector es llevada hasta un discriminador en una plataforma NIM, para ser después digitalizada con un adaptador NIM-TTL. La señal resultante se registra mediante una tarjeta de adquisición de National Instruments (tarjeta DAQ) que permite recoger el número de iones (en adelante cuentas) en función de la intensidad que se aplica a las bobinas utilizando un programa de LABVIEW realizado para la toma de datos. El esquema del detector, unido a la cadena electrónica se muestra en la Fig. 3.6c.

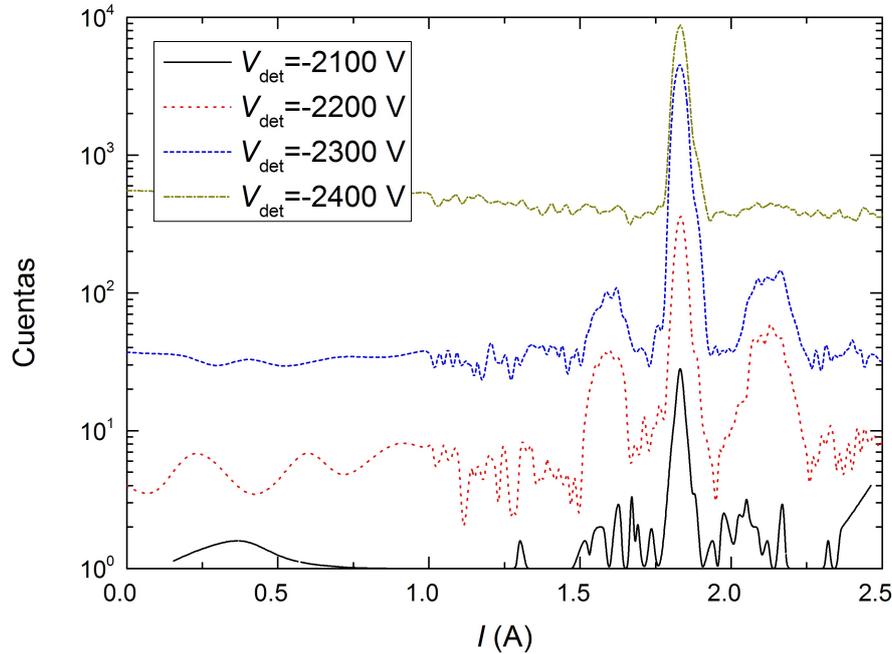
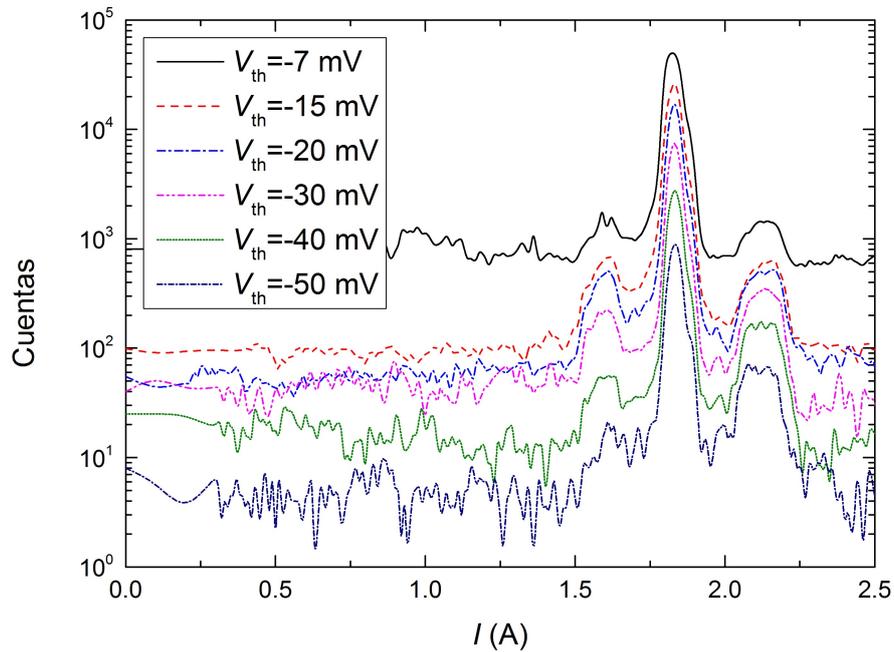


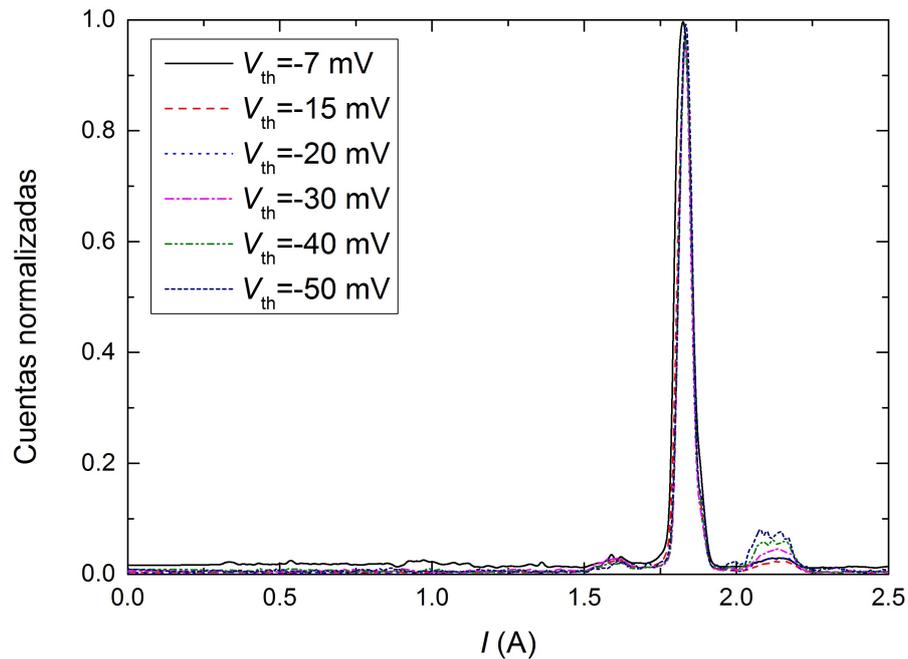
Figura 3.7: Respuesta del mini-detector MCP en función del voltaje aplicado. La eficiencia del detector aumenta considerablemente con la tensión aplicada. el nivel del discriminador se mantuvo constante y muy bajo. Se observa que para un voltaje de -2400 V, la señal de fondo es excesiva. Para las medidas $V_{\text{grid}} = 121,2$ V.

Antes de la toma de datos es importante caracterizar el detector, ya que dependiendo del campo eléctrico aplicado varía la eficiencia de detección, que incluso es diferente dependiendo de la especie iónica [20]. La Figura 3.7 muestra la señal para una fuente de calcio utilizando distintos voltajes aplicados al detector. En la figura se ha variado el campo magnético (intensidad de corriente I) y se ha fijado la energía de los iones. Éstos llegarán al detector cuando el campo magnético haga que sus trayectorias se curven 90 grados, tal como se ha representado con las trayectorias amarillas de la Fig. 3.1. En este caso, el umbral del discriminador se fijó en -7 mV (negativo ya que la señal es de electrones), que es un nivel muy bajo y que provoca un mayor número de cuentas en ausencia de iones. En la Figura 3.8 se representan a escala logarítmica (a) y lineal normalizada (b), el efecto del umbral del discriminador. Tal y como se observa, un segundo pico, probablemente de contaminantes, aumenta a medida que aumenta el voltaje del discriminador.

La diferencia de comportamiento del campo magnético en función de la variación de la corriente aplicada a las bobinas, esto es, si I varía de forma creciente o decreciente, conlleva un desplazamiento de la señal como se puede observar en la Fig. 3.9. Para las Figs. 3.7, 3.8 y 3.9 se utilizaron colimadores (los mostrados en la Fig. 3.1) de 1 mm de diámetro. La Figura 3.10 muestra la diferencia en resolución al utilizar colimadores de diámetro superior. Es posible mejorar aún la resolución utilizando colimadores inferiores a 1 mm lo que se realizará a corto



(a) Cuentas totales (escala logarítmica)



(b) Cuentas normalizadas (escala lineal)

Figura 3.8: Relación señal-ruido en función del voltaje umbral V_{th} del discriminador. Para la gráfica $V_{grid} = 121,2$ V.

plazo. En este caso el número de cuentas decrece, pero la intensidad de la fuente es lo suficientemente alta para permitir las medidas.

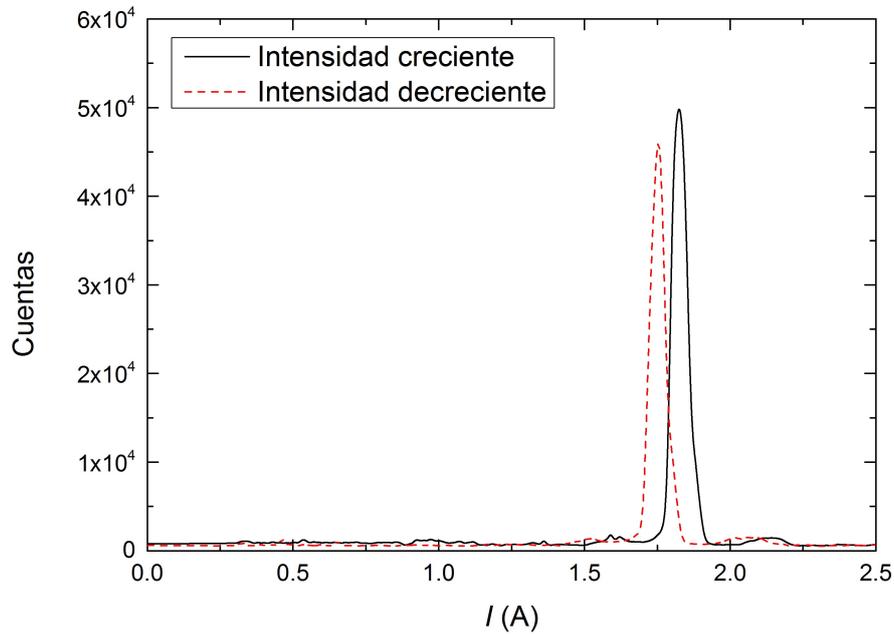


Figura 3.9: Desplazamiento de la señal de calcio en función del sentido de variación de I . Al variar I en sentido creciente, el máximo aparece para $1,82$ A. Si se hace en sentido decreciente se desplaza a $1,75$ A. Para las medidas $V_{\text{grid}} = 121,2$ V.

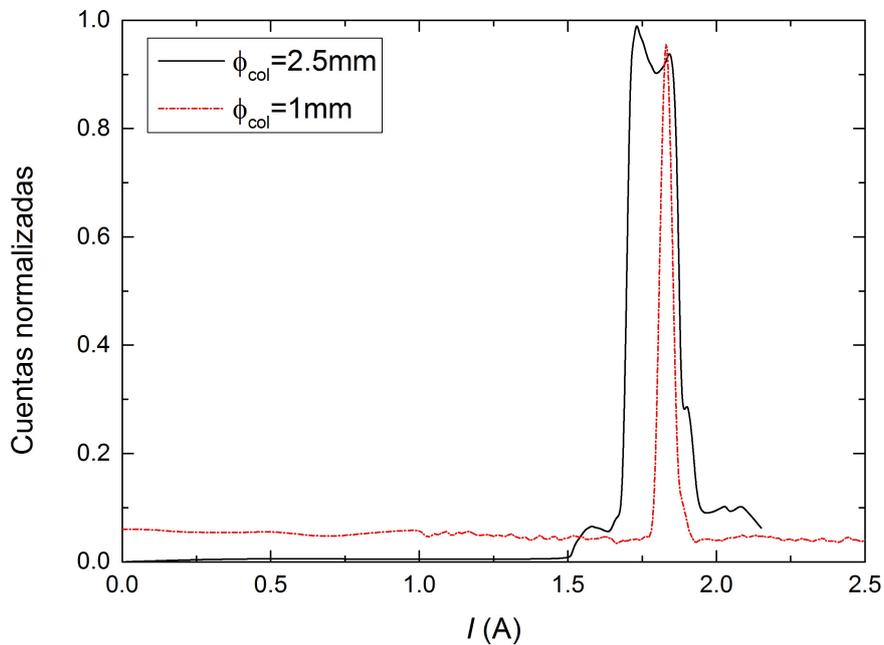


Figura 3.10: Espectro de la fuente de calcio en función del diámetro de apertura de los colimadores. Los ajustes gaussianos resultan en $\sigma = 0,07$ A para colimadores de $2,5$ mm de diámetro, y $\sigma = 0,02$ A para 1 mm de apertura. Para las medidas $V_{\text{grid}} = 121,2$ V.

3.2. Resultados experimentales

En esta sección se ha estudiado las propiedades de la fuente utilizando dos pastillas, una de calcio ($M = 40$) y otra de potasio ($M = 39$). Además se han utilizado distintas energías y por tanto distintos rangos de campo magnético. Lo primero que se estudiará con las pastillas de calcio y potasio es la resolución del dispositivo utilizando los colimadores de 1 mm de diámetro. Para un ion de masa M y carga e el campo magnético en el régimen no relativista necesario para curvar su trayectoria 90 grados es

$$B = \frac{\sqrt{2ME}}{eR}, \quad (3.2)$$

donde R es el radio de curvatura y E la energía del ion. Dado que el campo magnético depende linealmente de la intensidad de corriente para el rango de prueba en este trabajo,

$$M \propto I^2 \Rightarrow \Delta M \propto 2\Delta I \quad (3.3)$$

lo que resulta en una expresión para la resolución en masas

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2\sigma}{I_0} \quad (3.4)$$

si el ajuste gaussiano de la señal recogida tiene una anchura σ y centro en I_0 , para $V_{\text{grid}} = 100$ V, $I_0(^{40}\text{Ca}^+) = 1,666$ A, y $\sigma = 0,02$ A, lo que implica

$$\frac{\Delta M}{M} = 0,024 \quad (3.5)$$

$$\Delta M \simeq 1 \text{ u.m.a.}$$

Esto está en el límite como se observa en la Fig. 3.11.

Para caracterizar las otras dos distribuciones, se ha medido a diferentes energías tal como se muestra en la Fig. 3.12a. Teniendo en cuenta la relación entre masa y energía de los iones, y el campo magnético necesario para desviarlos, para cada distribución, el cuadrado de dicho campo magnético será proporcional a la energía de los iones. Suponiendo que todos los iones formados son de estado de carga 1, se podrá ajustar con una recta para cada especie iónica

$$E = aB^2 + b, \quad (3.6)$$

tal como se observa en la Fig. 3.12b, resultando en los parámetros

Distribución	Pendiente (V · T ⁻²)
1	867,55
2 (Ca ⁺)	633,078
3	507,85

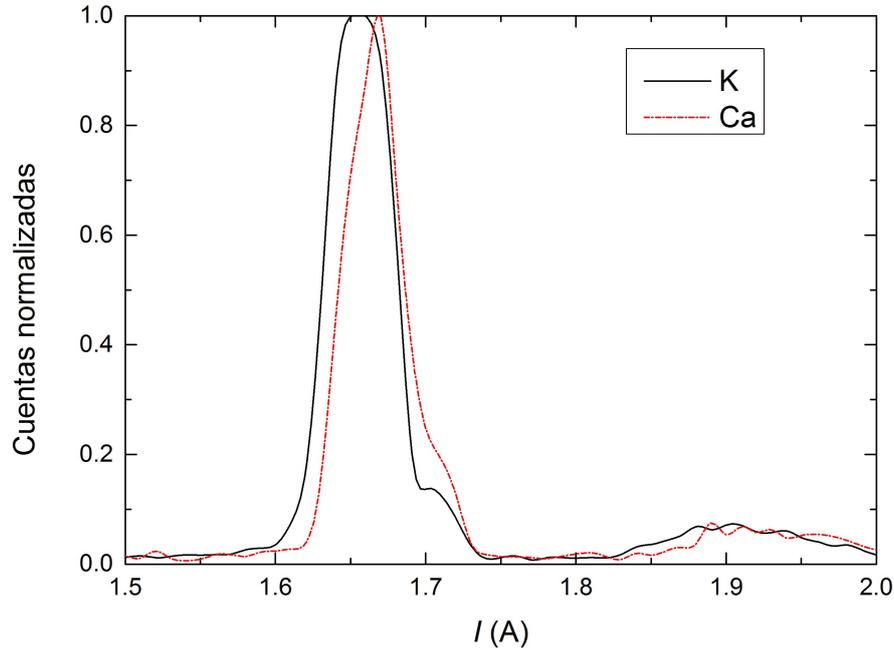


Figura 3.11: Comparativa entre el espectro utilizando una pastilla de calcio y de potasio: $I_0(^{39}\text{K}^+) = 1,656 \text{ A}$ ($\sigma = 0,02 \text{ A}$) e $I_0(^{40}\text{Ca}^+) = 1,666 \text{ A}$ ($\sigma = 0,02 \text{ A}$). $V_{\text{grid}} = 100 \text{ V}$.

Sabiendo que la distribución predominante corresponde al calcio, obtenemos que las masas de las otras dos especies detectadas serían

- 29 u.m.a.: Teniendo en cuenta que se trata de aluminosilicatos, podría deberse al aluminio (27 u.m.a.) o al silicio (28 u.m.a.).
- 50 u.m.a.: Podría ser debido a algún tipo de cluster iónico formado por átomos de oxígeno, silicio y aluminio, por la presencia de óxidos de aluminio y silicio en el aluminosilicato.

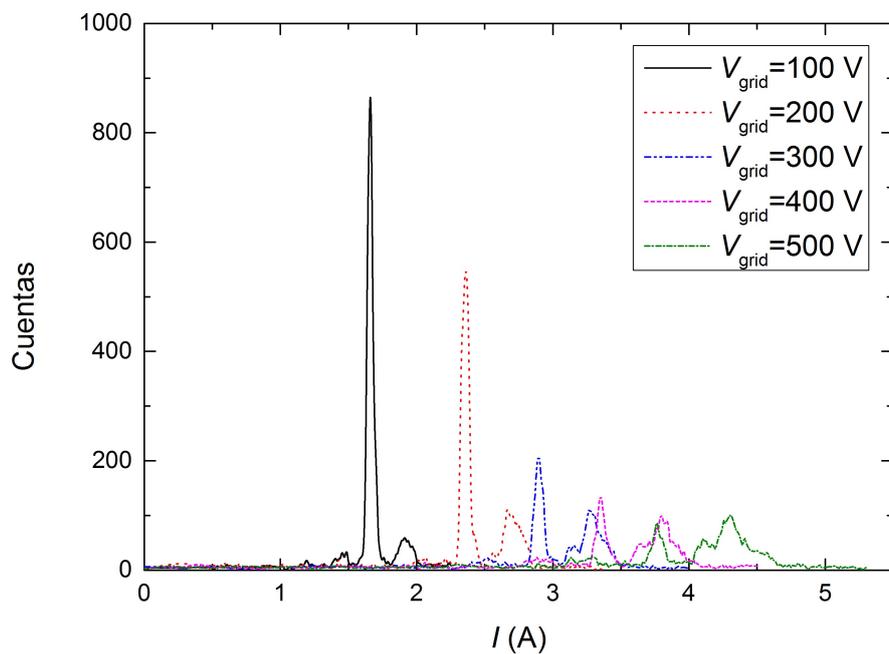
La resolución en energías que nos da el sistema de electrodos de la fuente de iones es bastante buena, pues si no fuese así, la colimación no tendría ningún efecto, ya que

$$\frac{2\Delta B}{B} = \frac{2\Delta I}{I} = 0,024 \geq \frac{\Delta E}{E} \quad (3.7)$$

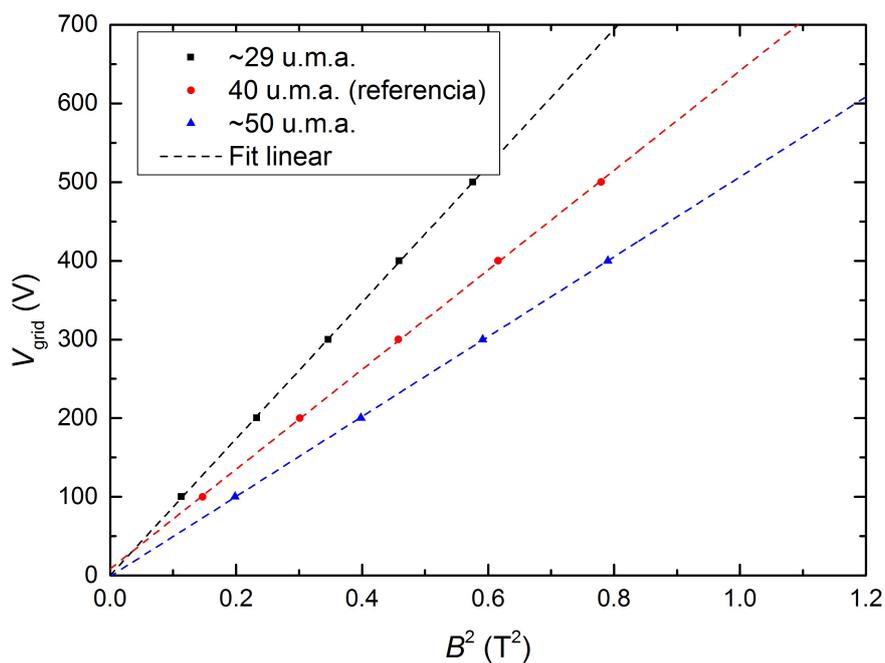
$$\downarrow$$

$$\frac{\Delta E}{E} \leq 0,024.$$

Sin embargo, aún no se han realizado medidas que demuestren que la energía es aproximadamente eV_{grid} . Para ello, en el futuro próximo se llevarán a cabo medidas que permitan determinar la dispersión en energía de la fuente. Además se reducirá el diámetro de los colimadores lo cual es posible dado que la intensidad del haz es lo suficientemente buena como para poder tener un número de iones importante llegando al detector.



(a) Espectros a distintas energías



(b) Energía de los iones en función del cuadrado del campo magnético

Figura 3.12: Dependencias del espectro de la fuente de calcio con la energía de los iones: La pendiente de las rectas es inversamente proporcional a la masa, por lo que a partir de la relación entre la pendiente para cada pico y la de la recta para el pico del calcio podremos obtener la masa de las otras dos especies.

Para el proyecto TRAPSENSOR este tipo de fuente evitará la creación de iones no deseados. Los espectros obtenidos son relativamente limpios, teniendo una presencia mínima de otras especies, que en la inyección en un trampa se pueden filtrar debido a que tiene distinto tiempo de vuelo. Uno de los factores que previsiblemente origina el calentamiento de los iones en la trampa es la posibilidad de generar contaminantes junto a los iones deseados.

Capítulo 4

Primeros resultados de enfriamiento en el proyecto TRAPSENSOR

En este capítulo se presentan los resultados de las primeras medidas de enfriamiento por láser (*Doppler cooling*) de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ confinados en la trampa de radiofrecuencia (*Paul trap*) del proyecto. Es muy importante mencionar que la trampa utilizada tiene una geometría novedosa y los resultados constituyen la base para la construcción del sensor cuántico. Con el fin de explicar los resultados obtenidos se presentan los conceptos básicos a partir de los cuales se puede entender el confinamiento de iones en trampas de radiofrecuencia. Esto servirá para completar la información sobre enfriamiento Doppler presentada en el Cap. II. La parte más importante del capítulo está dedicada a analizar las características de los iones atrapados interaccionando con la radiación láser; su temperatura, el tamaño de la nube, y el tiempo de vida en la trampa.

4.1. La trampa de radiofrecuencia

La trampa de radiofrecuencia está formada por seis electrodos en forma de anillo cuya geometría, que podemos ver a escala en la Fig. 4.1 desde distintas perspectivas, permite generar un potencial en el volumen de la trampa

$$\phi(\vec{r}) = \frac{V}{2d_0^2}(2z^2 - r^2), \quad (4.1)$$

donde V es la tensión que se aplica a los anillos internos de la misma (marcados como 1 y 4 en la Fig. 4.1), conectando el resto de electrodos a tierra. d_0 es un parámetro que depende del tamaño de la trampa, y que se puede calcular haciendo un ajuste parabólico del potencial a lo largo del eje radial de la misma,

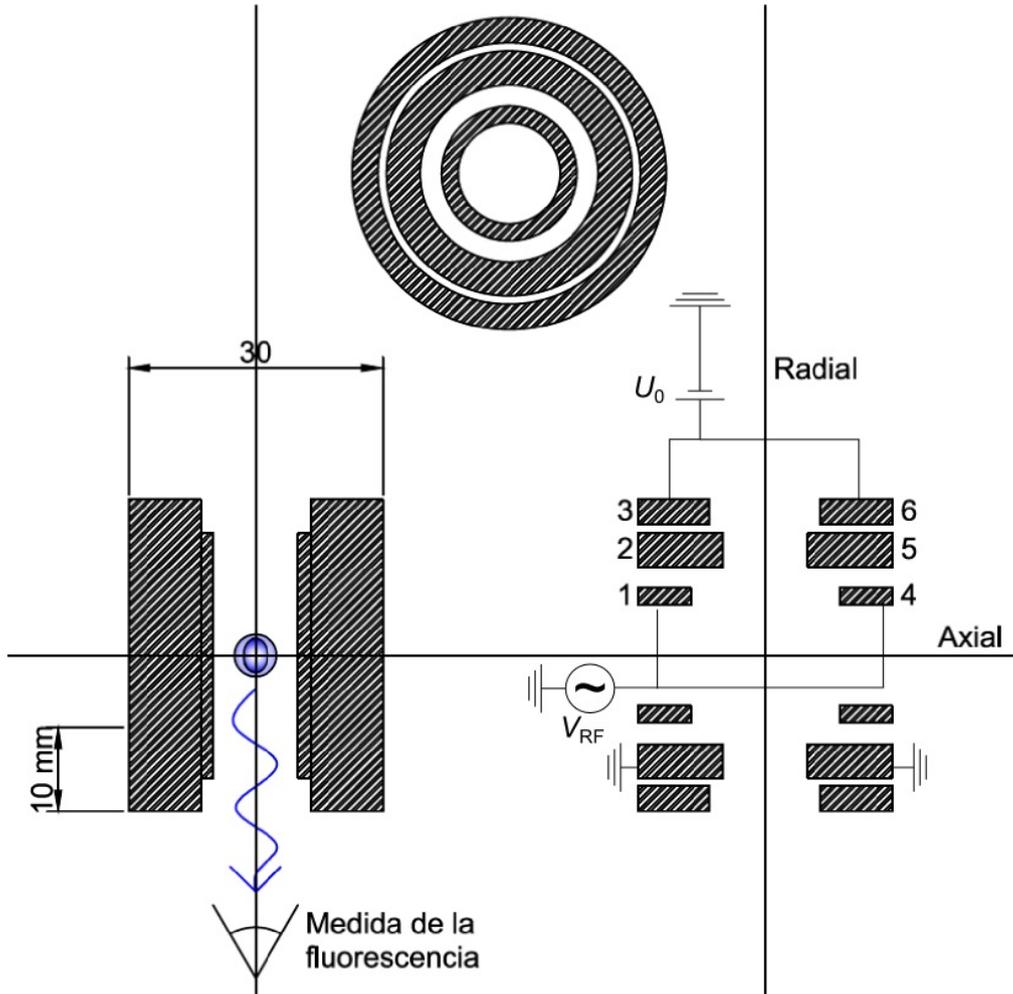


Figura 4.1: Dibujo a escala de la trampa de radiofrecuencia en la Universidad de Granada. Izquierda: vista de la trampa indicando los anillos, la posición de detección de la fluorescencia y la distribución de iones. Centro arriba: proyección en el plano de la base. Derecha: corte transversal/longitudinal indicando los anillos. Existe simetría de revolución respecto al eje z . Los anillos 1 y 4 están conectados a un potencial de radiofrecuencia V_{RF} y los anillos 2 y 5 están conectados a tierra. A los anillos 3 y 6, se aplica un potencial constante U_0 . El diámetro del anillo exterior es de 37 mm.

cuando al anillo interno se le aplica una tensión. Si dicha tensión es de 100 V, se puede aplicar la relación

$$\frac{100}{2d_0^2} = 0,31047 \text{ V} \cdot \text{mm}^{-2}, \quad (4.2)$$

lo que implica $d_0 = 12,69 \text{ mm}$.

A partir de la Ec. (4.1), es claro que si V es constante, sólo es posible confinar los iones en una dirección, lo que se solventa aplicando un potencial variable en el tiempo $V_{RF}(t)$ a una frecuencia suficientemente alta para dirigir los iones

hacia el centro de la trampa en tiempos inferiores a sus períodos de oscilación. El potencial aplicado tiene por tanto la forma $V_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)$ donde Ω_{RF} es la radiofrecuencia, que en el caso de la trampa que aquí se describe es igual a $2\pi \times 650$ kHz. Las ecuaciones del movimiento de un ion de carga e y masa M en el interior de la trampa vienen dadas por [21]

$$\frac{d^2 u_i}{d\tau^2} - 2q_i \cos(2\tau) u_i = 0, \quad i = r, z; \quad (4.3)$$

donde se ha considerado $\tau = \frac{\Omega_{\text{RF}} t}{2}$ y

$$q_r = 2q_z = \frac{2eV_{\text{RF}}}{Md_0^2 \Omega_{\text{RF}}}, \quad (4.4)$$

conocido como parámetro de Mathieu. La amplitud del ion en cualquiera de los ejes viene dada por

$$u_i(t) = A \left[1 - \frac{q_i}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \right] \cos(\omega_i) t, \quad (4.5)$$

siendo

$$\omega_i = \frac{q_i}{2\sqrt{2}} \Omega_{\text{RF}} \quad (4.6)$$

la denominada frecuencia secular, que caracteriza la oscilación del ion en un potencial promedio. Al término

$$u_i(t) \frac{q_i}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t), \quad (4.7)$$

se denomina amplitud del micromovimiento y depende directamente del campo de radiofrecuencia. Dicho término se puede despreciar si $q_z < 0,4$. Para la trampa de anillos se pueden definir las constantes

$$r_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} d_0 = 8,97 \text{ mm} \quad (4.8)$$

y

$$z_0 = \frac{1}{2} d_0 = 6,34 \text{ mm}, \quad (4.9)$$

que representan las distancias características en la direcciones r y z , respectivamente. Los parámetros de Mathieu q (Ec. 4.4) se pueden expresar ahora como

$$q_r = \frac{eV_{\text{RF}}}{Mr_0^2 \Omega_{\text{RF}}} \quad (4.10)$$

y

$$q_z = \frac{eV_{\text{RF}}}{4Mz_0^2 \Omega_{\text{RF}}}. \quad (4.11)$$

En las medidas que se presentan en este trabajo, V_{RF} ha variado entre 75 y 105 V, valores para los que q_z resulta 0,270 y 0,378, respectivamente. Los iones de $^{40}\text{Ca}^+$ se producen por colisión de átomos con electrones en el centro de la trampa. El

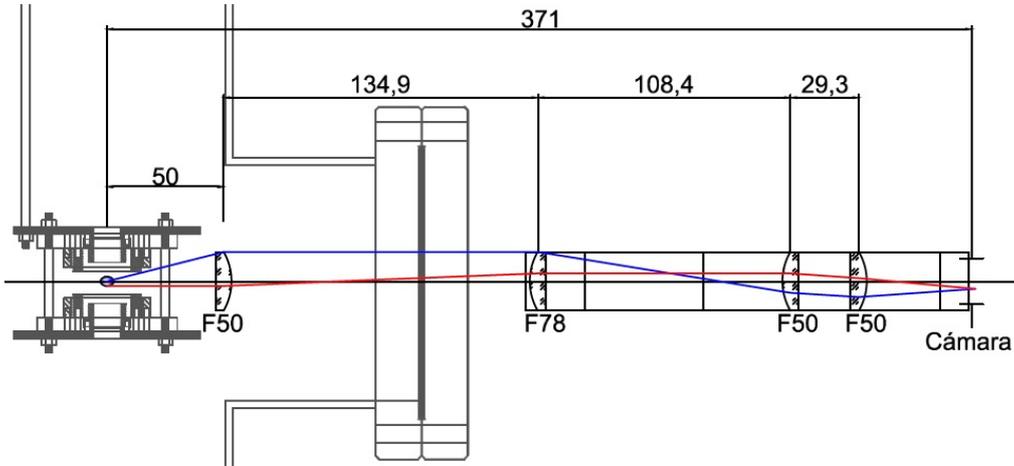


Figura 4.2: Esquema del sistema de lentes utilizado para colimar la fluorescencia desde el centro de la trampa hasta la cámara EMCCD. El sistema no es telescópico ya que la distancia entre las lentes F50 inmediatamente anteriores a la cámara, no es igual a la suma de sus distancias focales. El filtro paso-banda que permite sólo el paso de los fotones con la longitud de onda deseada no se muestra en la figura.

esquema de producción se mostró en la Fig. 2.1. El punto de ionización sería ahora el centro de la trampa. En el Capítulo II, también se explicó el proceso de enfriamiento por láser y se indicó la necesidad de utilizar dos láseres, uno para enfriamiento y otro para bombeo. El dispositivo óptico experimental y de regulación PID de los láseres, se ha descrito en detalle en otro Trabajo de Fin de Máster [17]. En adelante, al láser que emite en la longitud de onda próxima a 397 nm, se llamará 'láser azul' y al que emite con longitud de onda próxima a 866 nm se llamará 'láser rojo'. Los haces de los dos láseres están solapados y su dirección es perpendicular al plano del papel en la Fig. 4.1. Las longitudes de onda y frecuencias correspondientes a las dos transiciones son

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{BLUE}} &= 396,958990 \text{ nm} & \nu_{\text{BLUE}} &= 755,222750 \text{ THz} \\ \lambda_{\text{RED}} &= 866,451415 \text{ nm} & \nu_{\text{RED}} &= 346,000310 \text{ THz.}\end{aligned}\quad (4.12)$$

La fluorescencia es colimada por medio de una lente de 12,7 mm de diámetro colocada a una distancia de 50 mm (su distancia focal de la lente) del centro de la trampa y dentro de la cámara de vacío. La apertura numérica de la lente supone un ángulo sólido

$$\Omega = 4\pi \times 4,03 \times 10^{-3} = \frac{4\pi}{248}.\quad (4.13)$$

La fluorescencia se transporta y amplifica con un sistema de lentes, como se muestra en las Figs. 4.2 y 4.7a. La cámara EMCCD para la visualización es de la marca ANDOR, modelo iXon, y tiene una eficiencia cuántica para 397 nm de $\sim 55\%$. Esta eficiencia, junto a la configuración de ganancias de la cámara, magnifica el número de fotones que llegan a la cámara en un factor 33. Cada píxel (hay un total de 512×512) recoge una área de $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ si el sistema

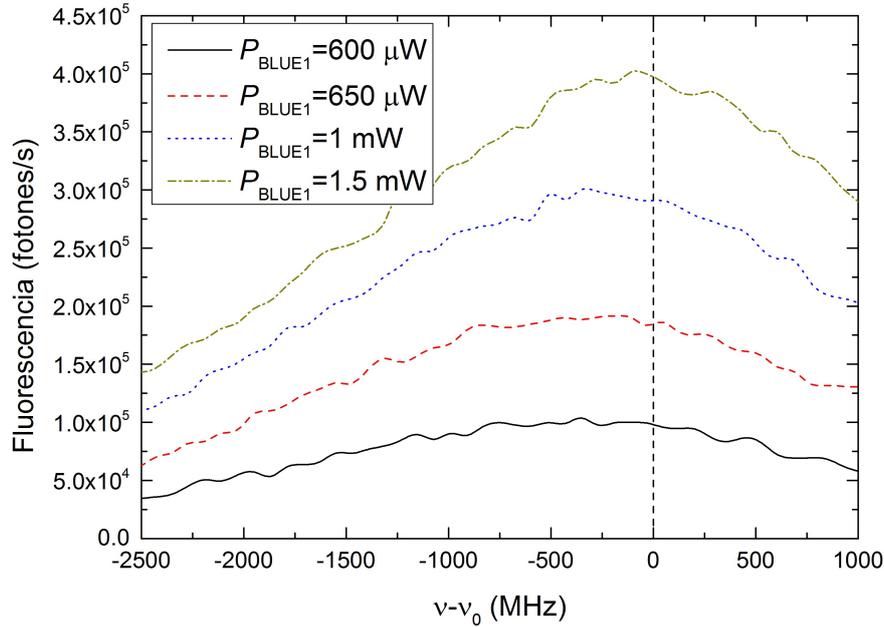
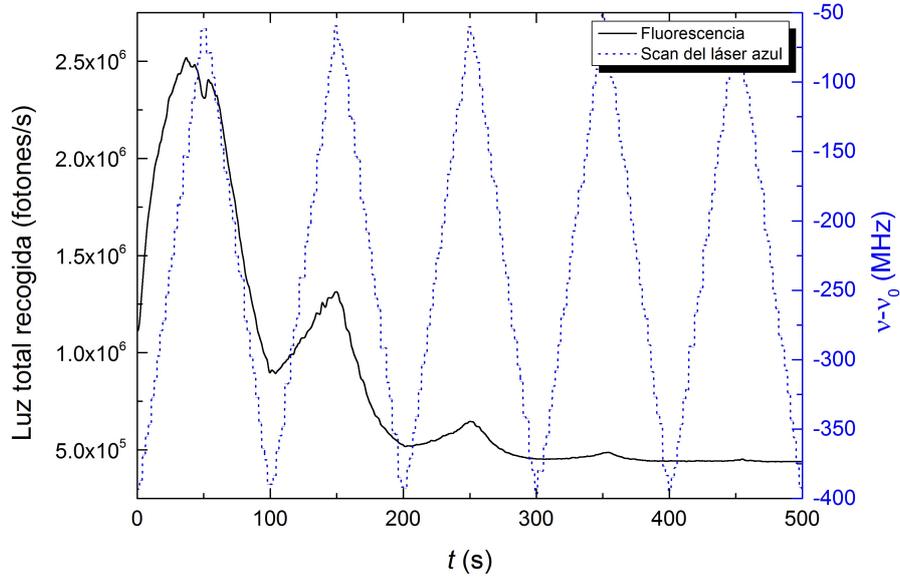


Figura 4.3: Dependencia de la fluorescencia con la frecuencia del láser azul para iones no enfriados. El láser rojo se mantuvo en resonancia. $V_{RF} = 105$ V ($q_z = 0,378$), $U_0 = 40$ V, y al anillo 5 se aplicó $-1,5$ V. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de $6,4$ A y la presión en la cámara durante el tiempo de medida se mantuvo alrededor de $1,3 \times 10^{-9}$ Torr.

óptico no introduce magnificación. La presión es muy relevante en los procesos de enfriamiento. Todas las medidas que se exponen en este capítulo se han realizado con presiones en la cámara de vacío inferiores a 10^{-9} Torr. Esto se consigue con una bomba iónica.

4.2. Estimación de la temperatura

Como se ha explicado en el Cap. II, la dependencia de la fluorescencia con la frecuencia o corrimiento Doppler nos permite estimar la temperatura de la distribución de iones atrapados. En la Fig. 4.3 se grafica la señal de fluorescencia en función de lo que se ha llamado *detuning*, que es la diferencia entre la frecuencia de la radiación láser ν y la frecuencia de la transición si el átomo estuviera en reposo ν_0 (Ec. 4.3). El láser rojo se mantiene a una frecuencia constante. La señal de fluorescencia proviene de una distribución de iones (que se denominará en adelante nube), que no están enfriados. Para la medida, la frecuencia del láser azul se reguló con una función triangular. La luz de este láser introduce una radiación de fondo, consecuencia de la dispersión del haz en las ventanas de la cámara, que además varía en el intervalo de longitudes de onda estudiado. Por ello, la medida presentada en la Fig. 4.3, está corregida de fondo. Esto es, se realiza una medida con iones, otra sin iones y se sustraen. La fluorescencia



(a) Fluorescencia en función del tiempo

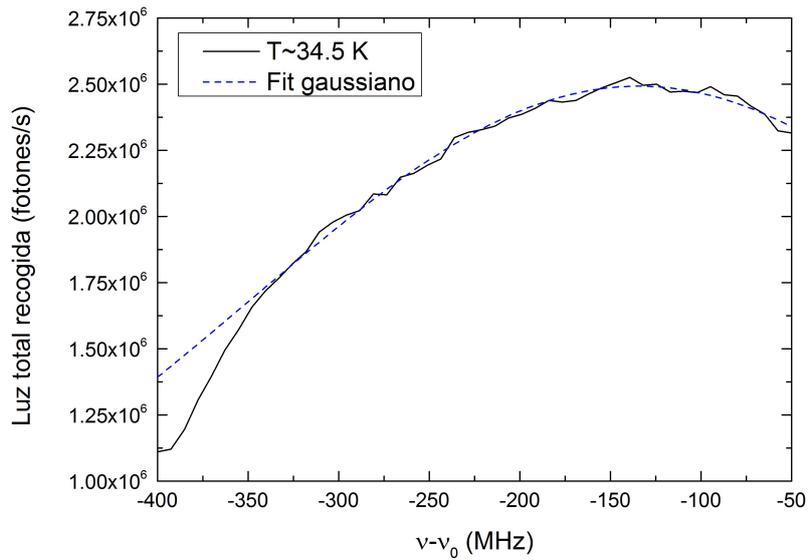
(b) Fluorescencia en función del *detuning*

Figura 4.4: Estimación de la temperatura de los iones enfriados a partir de la variación de la señal de fluorescencia en función de la frecuencia del láser azul. El láser rojo se fijó a una frecuencia de 100 MHz por debajo de la frecuencia de resonancia. $V_{\text{RF}} = 80,2$ V ($q_z = 0,289$), y $U_0 = 21,4$ V. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de 7,77 A y la lectura de presión en la cámara durante el tiempo de medida estaba en $4,6 \times 10^{-10}$ Torr.

toma un valor igual a la mitad de su valor máximo para $\nu - \nu_0 \sim -1500$ MHz.

Seguindo la Ec. (2.12), es posible estimar la temperatura de la nube sin enfriar

$$T = \frac{Mc^2}{2k_B \ln 2} \left| \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \right|^2 \simeq 1200 \text{ K.} \quad (4.14)$$

Cuando los iones se enfrían, situación para la que hay que evitar la creación de nuevos iones, y aumentar la potencia de la radiación del láser azul, la dependencia con la frecuencia es mucho más acusada. Variando ésta con una función triangular con $-400 \text{ MHz} < \nu - \nu_0 < -50 \text{ MHz}$ con un período de 100 s, se obtiene la dependencia que se puede observar en la Fig. 4.4a. Un ajuste gaussiano de la primera subida de la fluorescencia Fig. 4.4b, da como resultado una anchura a mitad de altura (FWHM) igual a 503 MHz. Haciendo $\Delta\nu = -\text{FWHM}/2$, se obtiene

$$T \simeq 34,5 \text{ K.} \quad (4.15)$$

Esta temperatura está muy por encima del límite Doppler. Una razón podría ser que la presión de vacío sea alta para este tipo de experimentos, o que otros iones creados en el proceso de ionización, y que no puedan enfriarse por láser, impidan alcanzar dicho límite. Ésta, es una de las razones por las que se ha estudiado la fuente presentada en el Cap. III.

4.3. Forma y dimensiones de la nube iónica con o sin enfriamiento

En este apartado se estudiará las dimensiones de la nube de iones utilizando dos sistemas ópticos, el presentado en la Fig. 4.2, y el que se muestra en la Fig. 4.7a. Este último, desarrollado en este trabajo y que ha permitido una medida precisa del tamaño de la nube. El programa de adquisición de datos de la cámara permite obtener como salida un archivo ASCII con el número de cuentas en cada píxel para un instante determinado. La Figura 4.5 muestra imágenes del fondo (a), de la nube de iones sin enfriar (b) y de la nube de iones enfriados (c), utilizando el sistema óptico de la Fig. 4.2. La imagen aparece rotada 90° , por lo que el eje vertical se corresponde con el eje radial de la trampa. La suma de todas las cuentas contenidas en una columna de píxeles proporciona el número de cuentas en dicha posición para el eje axial, y de la misma forma, la suma de las cuentas contenidas en una fila de píxeles proporciona el número de cuentas para una posición concreta en el eje radial. La Fig. 4.6 muestra el resultado de este tratamiento de datos para los iones enfriados y no enfriados de la Fig. 4.5. Haciendo el ajuste gaussiano se obtiene un valor estimado del tamaño de los ejes radial y axial del elipsoide que forman los iones. Las dispersiones de los ajustes gaussianos resultan en

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_r = 106,4 \text{ px} \\ \sigma_z = 57,0 \text{ px} \end{array} \right\} \frac{\sigma_r}{\sigma_z} = 1,866, \quad (4.16)$$

4.3. Forma y dimensiones de la nube iónica con o sin enfriamiento

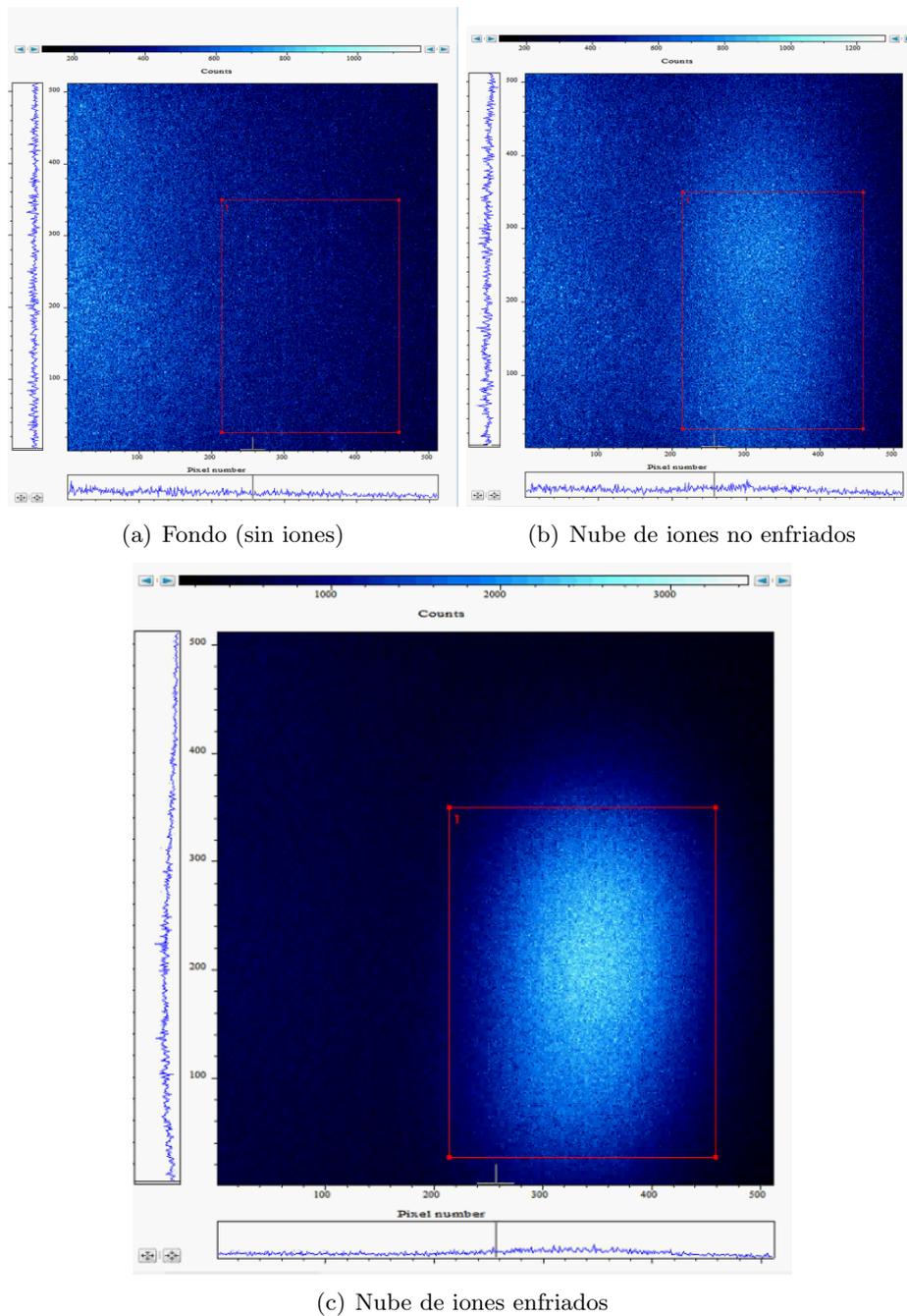
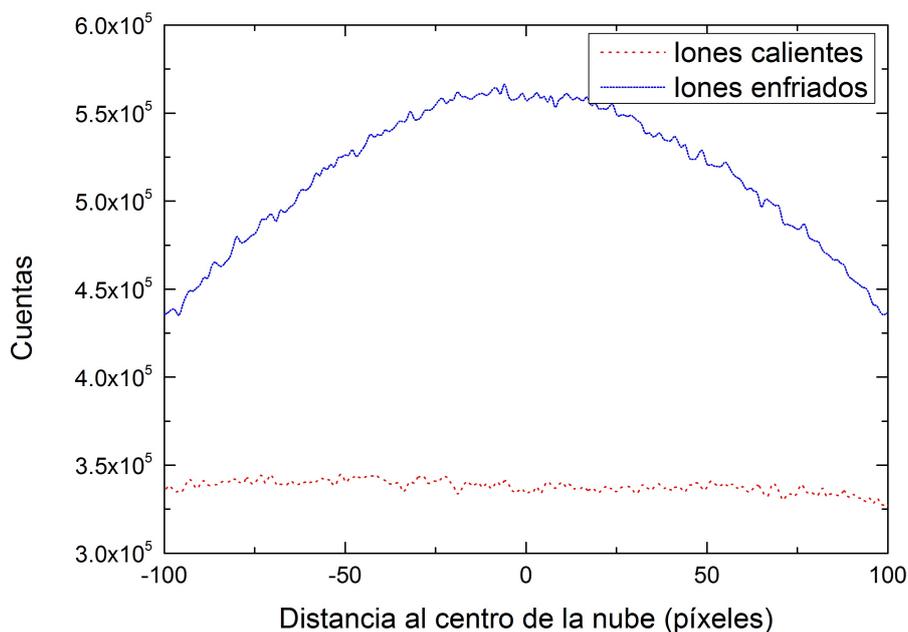
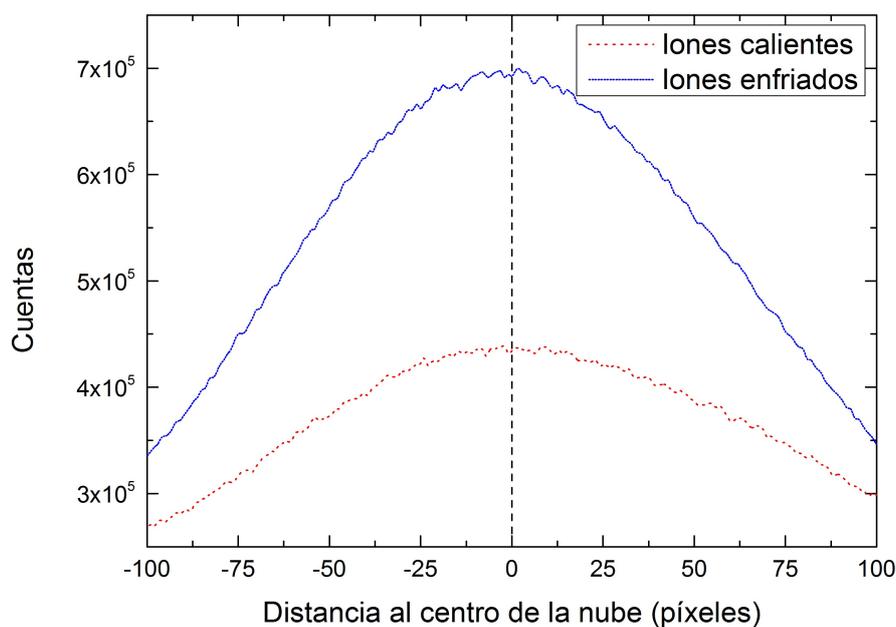


Figura 4.5: Imágenes del fondo y de la nube de iones atrapados obtenidas con la cámara utilizando el sistema óptico de la Fig. 4.2.

cantidad igual a $1,32\sqrt{2}$, frente a la relación de $\sqrt{2}$ que debería existir entre ambos ejes. Esto se debe a que el sistema utilizado (Fig. 4.2) no constituye un sistema telescópico y por tanto pueden originarse aberraciones ópticas, lo que no permite conocer de forma precisa la relación entre la distancia real en la nube y cada píxel en la imagen de la cámara. Para obtener una imagen real y con una



(a) Distribución de la fluorescencia en el eje radial



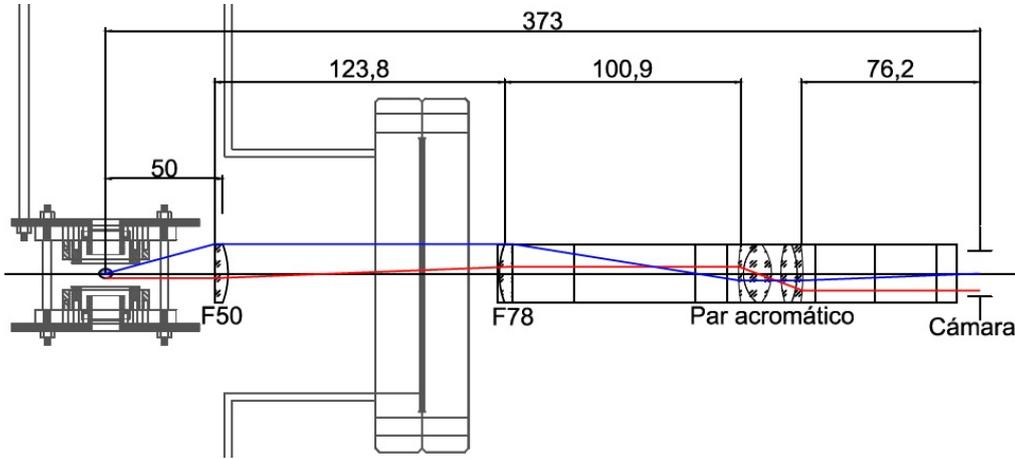
(b) Distribución de la fluorescencia en el eje axial

Figura 4.6: Gráficas del número de cuentas en función de la distancia en píxeles al centro de la cámara con enfriamiento y sin enfriamiento. $V_{RF} = 80,2$ V ($q_z = 0,289$), y $U_0 = 21,4$ V. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de $7,77$ A y la lectura de presión en la cámara durante el tiempo de medida estaba en $4,6 \times 10^{-10}$ Torr.

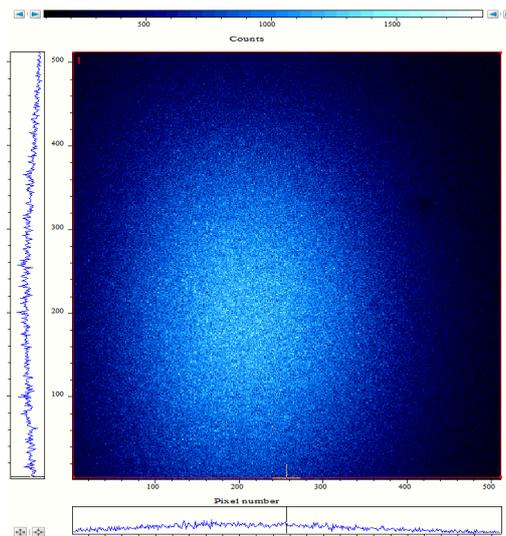
amplificación mayor, esto último, algo que será necesario cuando se estudie un solo ion atrapado y enfriado, se substituyó el sistema de lentes de la Fig. 4.2 por

4.3. Forma y dimensiones de la nube iónica con o sin enfriamiento

el sistema de la Fig. 4.7a, lo que resulta en un aumento de 3,9. De esta forma, cada píxel de la cámara se corresponderá ahora con un área de $4,1 \mu\text{m} \times 4,1 \mu\text{m}$.



(a) Nuevo sistema de lentes



(b) Imagen de los iones enfriados

Figura 4.7: Nuevo sistema de lentes con aumento de 3,9 e imagen de iones enfriados.

La Figura 4.7b, muestra una imagen de la nube de iones enfriados con el sistema óptico de la Fig. 4.7a. Siguiendo el mismo procedimiento, se obtiene la distribución espacial de la Figura 4.8, donde los ejes del elipsoide se obtienen a partir de

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_r = 760 \mu\text{m} \\ \sigma_z = 543 \mu\text{m} \end{array} \right\} \frac{\sigma_r}{\sigma_z} = 1,4 = 0,99\sqrt{2}. \quad (4.17)$$

El potencial promedio en la trampa (*pseudopotencial*) [21] en la dirección radial

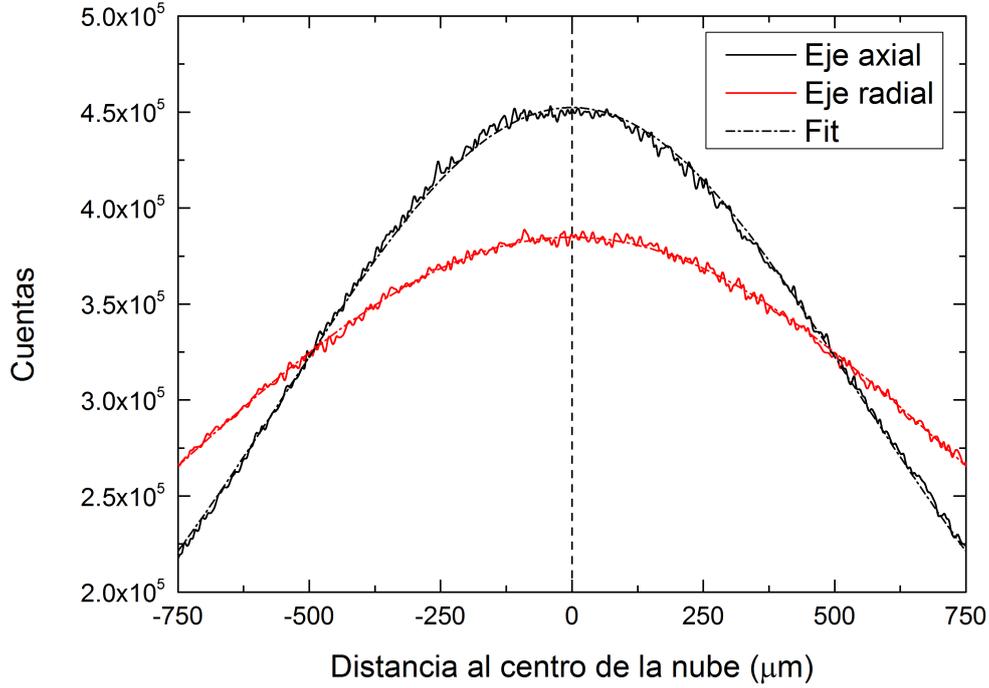


Figura 4.8: Distribución espacial de los iones en la trampa: Las anchuras de las gaussianas son $\sigma_z = 543 \mu\text{m}$ y $\sigma_r = 760 \mu\text{m}$. $V_{\text{RF}} = 77,2 \text{ V}$ ($q_z = 0,278$), y $U_0 = 21,4 \text{ V}$. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de $6,71 \text{ A}$ y la lectura de presión en la cámara durante el tiempo de medida estaba en $4,3 \times 10^{-10} \text{ Torr}$.

se obtiene a partir de

$$\mathcal{V}(r) = \frac{eV_{\text{RF}}^2}{4Mr_0^4\Omega_{\text{RF}}^2}r^2. \quad (4.18)$$

Sabiendo que el valor medio de la energía cinética $k_B T$ es la mitad de la energía total del ion debido al teorema del virial aplicado a un potencial armónico, podemos obtener esta energía cinética media de los iones en la trampa como

$$\langle E_{\text{kin}} \rangle = \frac{1}{2}e\mathcal{V}(A_r), \quad (4.19)$$

y el valor de la temperatura viene dado por

$$T = \frac{e^2V_{\text{RF}}^2c^2}{8k_BMc^2r_0^4\Omega_{\text{RF}}^2}A_r^2, \quad (4.20)$$

donde $A_r = \sigma_r/2$. V_{RF} es la mitad del voltaje pico-pico, que es de $154,4 \text{ V}$ para estas medidas. La temperatura resultante de la nube de iones es $27,9 \text{ K}$, ligeramente diferente de 32 K , que se obtendría utilizando el método descrito en la sección anterior.

El hecho de no usar lentes esféricas puede ocasionar problemas de aberración también pero, debido al tamaño de la nube, que es mucho menor que el de las lentes, el comportamiento de éstas se puede suponer ideal. No obstante sí puede dar lugar a una pérdida de fluorescencia.

4.4. Tiempo de vida de los iones enfriados

Uno de los aspectos todavía sin resolver y que se intenta solventar actualmente es la interrupción del enfriamiento y la consiguiente pérdida de iones en la trampa (Fig. 4.9). Esta sección se ha dedicado a medir el tiempo de almacenamiento de los iones. Como se explica en el Cap. II, para mayor número de iones atrapados, mayor es el calentamiento por efecto de la radiofrecuencia, que provocará colisiones y hará que el tiempo de almacenamiento o supervivencia en la trampa sea menor. Para determinar este tiempo, se utiliza la función exponencial

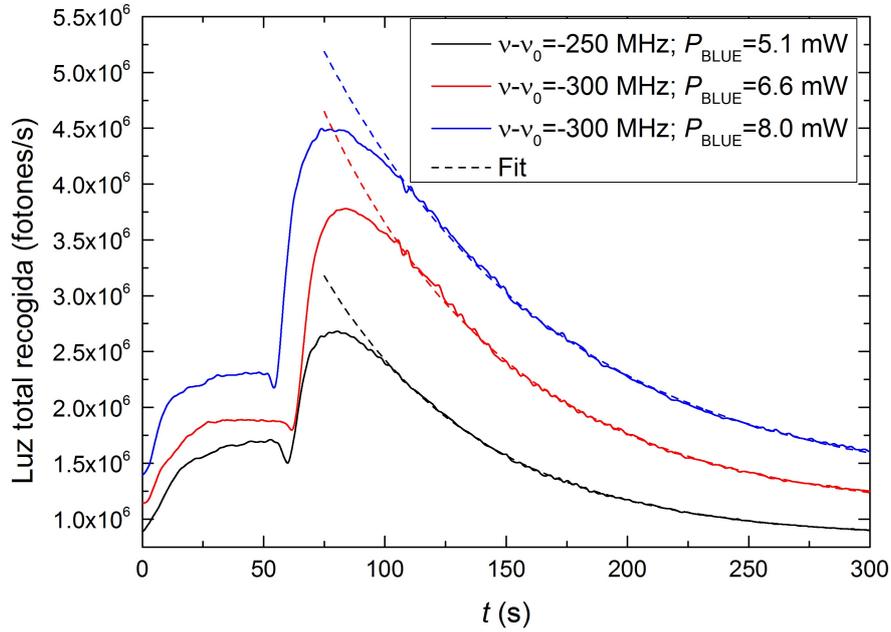


Figura 4.9: Fluorescencia a frecuencia del láser constante en función del tiempo. La primera subida se debe al encendido del cañón de electrones que permite crear iones y detectar la fluorescencia. La segunda subida, más acusada, se debe al cese en la creación de iones, que permite el enfriamiento. $V_{RF} = 79,6$ V ($q_z = 0,286$), $U_0 = 14,9$ V y voltaje del anillo $5 - 1,5$ V. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de $7,48$ A y la lectura de presión en la cámara durante el tiempo de medida estaba en $6,0 \times 10^{-10}$ Torr. El láser rojo se mantuvo en resonancia con una potencia de $2,1$ mW.

$$I(t) = I_{\text{fondo}} + I_0 e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}. \quad (4.21)$$

donde τ es el tiempo de vida media de los iones en la trampa. Dicho tiempo es inferior a 90 s en las tres gráficas de la Fig. 4.9. En estos casos el láser azul se mantiene fijo. Aún así, las medidas realizadas han mostrado evidencias de transiciones de fase a lo que sería un estado cristalino, esto es, que los iones, debido a que alcanzan el límite Doppler, se disponen de una forma ordenada similar a la estructura cristalina de los átomos en una red. No obstante dicha transición se desvanece de forma inmediata (se funde el cristal) como si existiese

un mecanismo que impida la formación de éste. Ya se ha apuntado a que esto pueda deberse a colisiones entre iones o entre iones con átomos del gas residual.

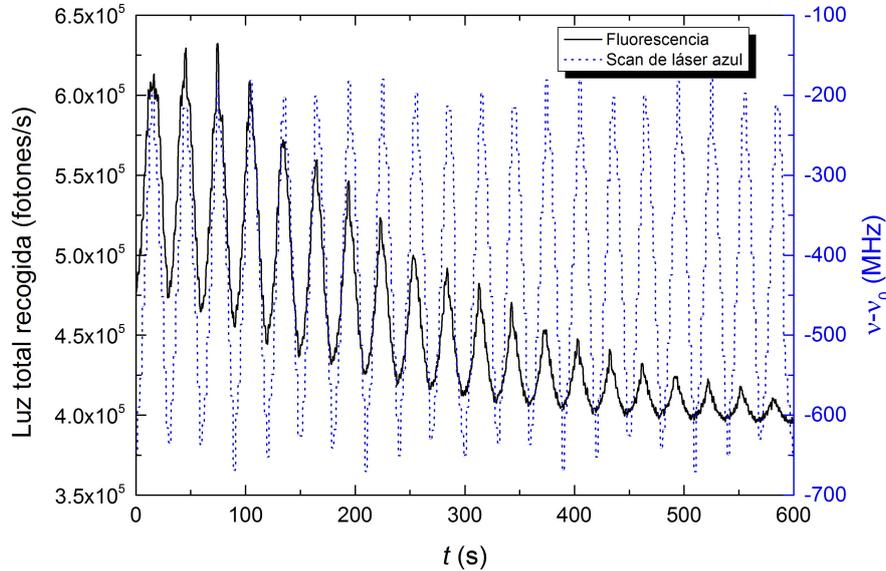
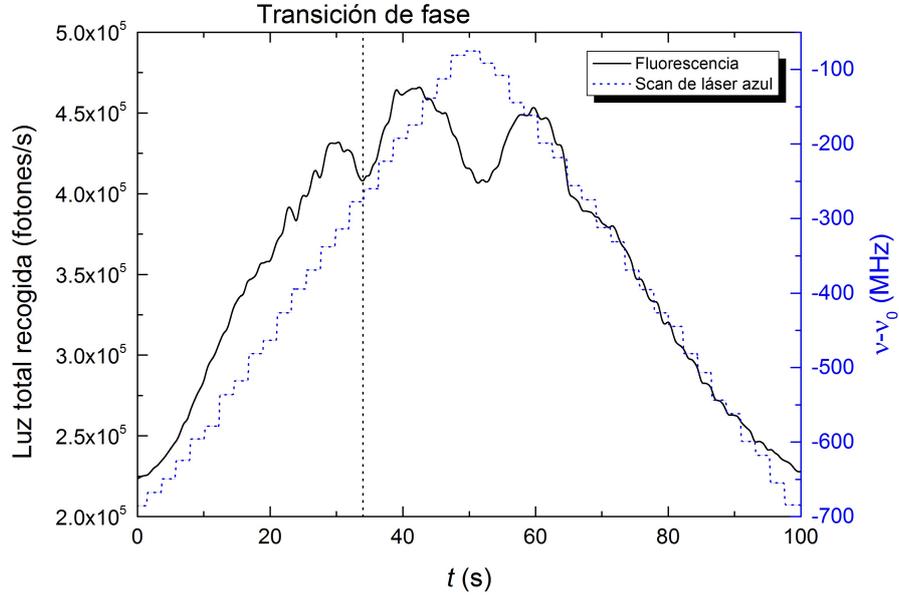


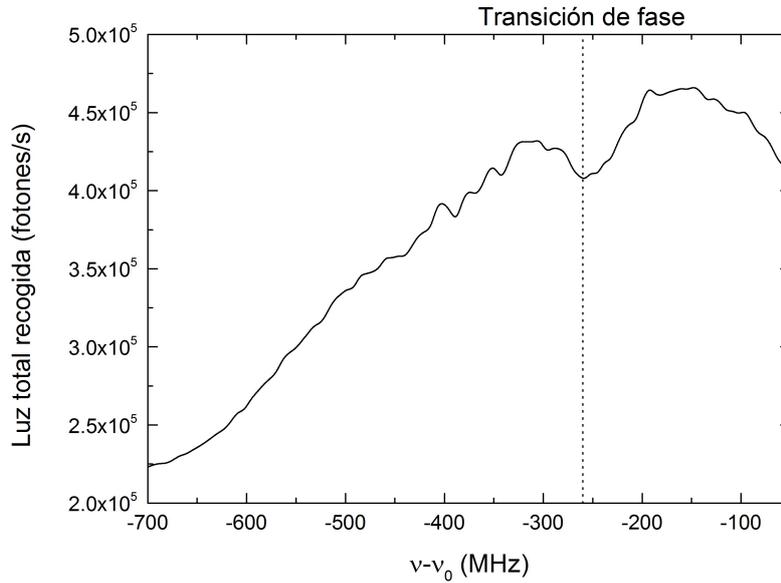
Figura 4.10: Fluorescencia escaneando la frecuencia de láser azul en función del tiempo. $V_{\text{RF}} = 79,6$ V ($q_z = 0,286$), $U_0 = 21,3$ V y voltaje del anillo 5 $-1,0$ V. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de 6,97 A y la lectura de presión en la cámara durante el tiempo de medida estaba en $4,6 \times 10^{-10}$ Torr. El láser rojo se mantuvo 200 MHz por debajo de la frecuencia de resonancia. La potencia del láser azul se fijó en 2,5 mW y la potencia del rojo en 4,2 mW.

La transición de fase se ha visualizado a partir de las medidas en las que la frecuencia del láser azul se ha variado con una función de forma triangular. Un ejemplo significativo de estas medidas se muestra en la Fig. 4.11, donde la variación de $\nu - \nu_0$ se ha realizado en el intervalo que va desde -700 MHz a -50 MHz, con un período de 100 s. La elección de un período tan grande evita discontinuidades de salto en la gráfica originadas debido a que el programa de control de las frecuencias de los láseres no incrementa la frecuencia de manera continua, sino en cantidades discretas que pueden ser demasiado altas para períodos muy cortos. Esto es crucial para poder observar bien la transición de fase, que se llevaría a cabo en un rango relativamente pequeño de frecuencias.

La transición de fase en las medidas realizadas, aparece para un *detuning* entre -200 MHz y -300 MHz. Datos de otros grupos de investigación sugieren que, para poder llevar a cabo esa transición de fase más lejos de la resonancia, el voltaje aplicado a la trampa debe ser menor, aspecto que aún hay que investigar. El estado cristalino se pierde inmediatamente, tal y como se ve en la Fig. 4.11. Esto impide el ajuste de esa segunda gaussiana y por tanto la determinación de la temperatura. De mantenerse el cristal, la fluorescencia aumentaría de forma considerable a partir de la línea discontinua de la Fig. 4.11b.



(a) Fluorescencia en función del tiempo



(b) Fluorescencia en función del detuning

Figura 4.11: Transición de fase en iones atrapados. $V_{RF} = 81,3$ V ($q_z = 0,293$), $U_0 = 21,7$ V y voltaje del anillo 5 $-1,5$ V. El horno de calcio (Alvatec) funcionó con una intensidad de $6,8$ A y la lectura de presión en la cámara durante el tiempo de medida estaba en $3,4 \times 10^{-10}$ Torr. El láser rojo se mantuvo en resonancia.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

En este Trabajo Fin de Máster se ha contribuido de forma sustancial al proyecto TRAPSENSOR desde un punto de vista técnico y científico. Desde un punto de vista técnico, se ha realizado el diseño, la construcción y la caracterización de una fuente de iones por superficie para la emisión de iones de $^{40}\text{Ca}^+$. Desde un punto de vista científico se ha contribuido participando de forma activa en los experimentos de adquisición de datos de fluorescencia de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ confinados en una trampa de radiofrecuencia y enfriados por láseres. Los datos se han analizado y los resultados constituyen la base para construir el dispositivo denominado *Sensor Cuántico* para uso en espectrometría de masas de alta precisión.

Para las medidas realizadas con la fuente de iones, se ha utilizado un sistema de electroimanes existente en el laboratorio, al cual se han acoplado los componentes necesarios para las pruebas: el sistema de vacío capaz de generar presiones en el rango de $10^{-6} - 10^{-7}$ mbar, el detector de micro-canales con la superficie más reducida del mercado, y que se ha puesto a punto en este trabajo, y la fuente en sí misma diseñada y construida en este trabajo. El sistema se ha probado por primera vez con iones y, utilizando colimadores se ha podido comprobar que la resolución del mismo es 1 unidad de masa atómica. Dicha resolución es mejorable. Puede reducirse el diámetro interno de los colimadores utilizados una vez que se ha comprobado la alta intensidad de la fuente. Los espectros medidos muestran una distribución principal y sólo dos pequeñas contribuciones de porcentajes muy inferiores asociadas a iones contaminantes también generados en la fuente. Para la adquisición de la señal se ha montado la cadena electrónica que acaba en una tarjeta comercial, y se ha realizado el programa en LABVIEW que permite registrar los pulsos de iones. Un aspecto importante de las pruebas realizadas es la monitorización por medio de la fuente, de efectos de histéresis en los electroimanes, observados con desplazamientos de las distribuciones de iones.

Desde el punto de vista científico, observar la primera señal de enfriamiento de iones en la trampa de radiofrecuencia (*Paul trap*) es algo de gran importancia, por

la geometría singular de la misma, ya que inicialmente fue concebida para llevar a cabo experimentos de correlación angular beta-neutrino dado la estructura libre de electrodo lateral. Por ejemplo, los resultados de medidas de vida media de iones de masa 40 en dicha trampa estaban cuantificados en torno a 500 ms frente a los resultados obtenidos ahora de 90 segundos. El enfriamiento Doppler muestra la idoneidad de esta trampa, que ha servido de base para la construcción del sensor. Los resultados, en combinación con el trabajo de fin de grado de otro estudiante del grupo, permite dar luz verde para la construcción del dispositivo final que funcionará como trampa magnética (*Penning trap*). El enfriamiento de iones ha permitido también obtener los parámetros característicos de la trampa. Esto último ha sido posible con el nuevo sistema óptico diseñado en este trabajo. También se han realizado pruebas variando otros parámetros relevantes en el proceso de enfriamiento como el voltaje de radiofrecuencia, o la potencia de los láseres.

A pesar de los resultados relevantes por ser los primeros, el límite de enfriamiento Doppler no se ha conseguido, ello implicaría poder llegar a temperaturas de 1 mK. Una de las razones puede ser el mecanismo de producción por colisión de átomos con electrones, ya que no sólo se crean iones de $^{40}\text{Ca}^+$, sino también de otras especies atómicas en el gas residual, para lo cual se ha desarrollado la parte técnica del trabajo. Las dimensiones de los electrodos de la fuente caracterizada son perfectamente compatibles para poderla montar en el sistema de vacío de la trampa de radiofrecuencia. Además, una fuente de este tipo provee los iones desde el exterior de la trampa y por tanto no hay riesgos de producir otras especies iónicas durante la interacción con los láseres. Otros aspectos como una posible anchura espectral del perfil de los láseres se ha descartado una vez que se ha podido “filtrar” el haz espacialmente a través de una fibra óptica. La presión del sistema por debajo de 10^{-9} mbar puede que no sea suficiente para mantener los iones. Todos esos aspectos se tratan actualmente.

Es importante, para finalizar hacer mención al fenómeno de cristalización de la nube de iones, que sí prueba el acercamiento al límite Doppler. No obstante este fenómeno desaparece casi de inmediato en los experimentos realizados posiblemente por las razones expuestas en el párrafo anterior.

Apéndice A

Dibujos técnicos

En este apéndice se muestran los elementos diseñados para el sistema de caracterización de la fuente de iones de aluminosilicato, es decir, las dos partes del soporte del detector, los separadores para mantener la estructura, y colimadores, así como dos dibujos técnicos para el mecanizado de dos piezas comerciales de vacío: una brida con conexiones para el detector a la que van atornillados 2 separadores, y un adaptador CF-16/CF40 al que va atornillado el colimador horizontal.

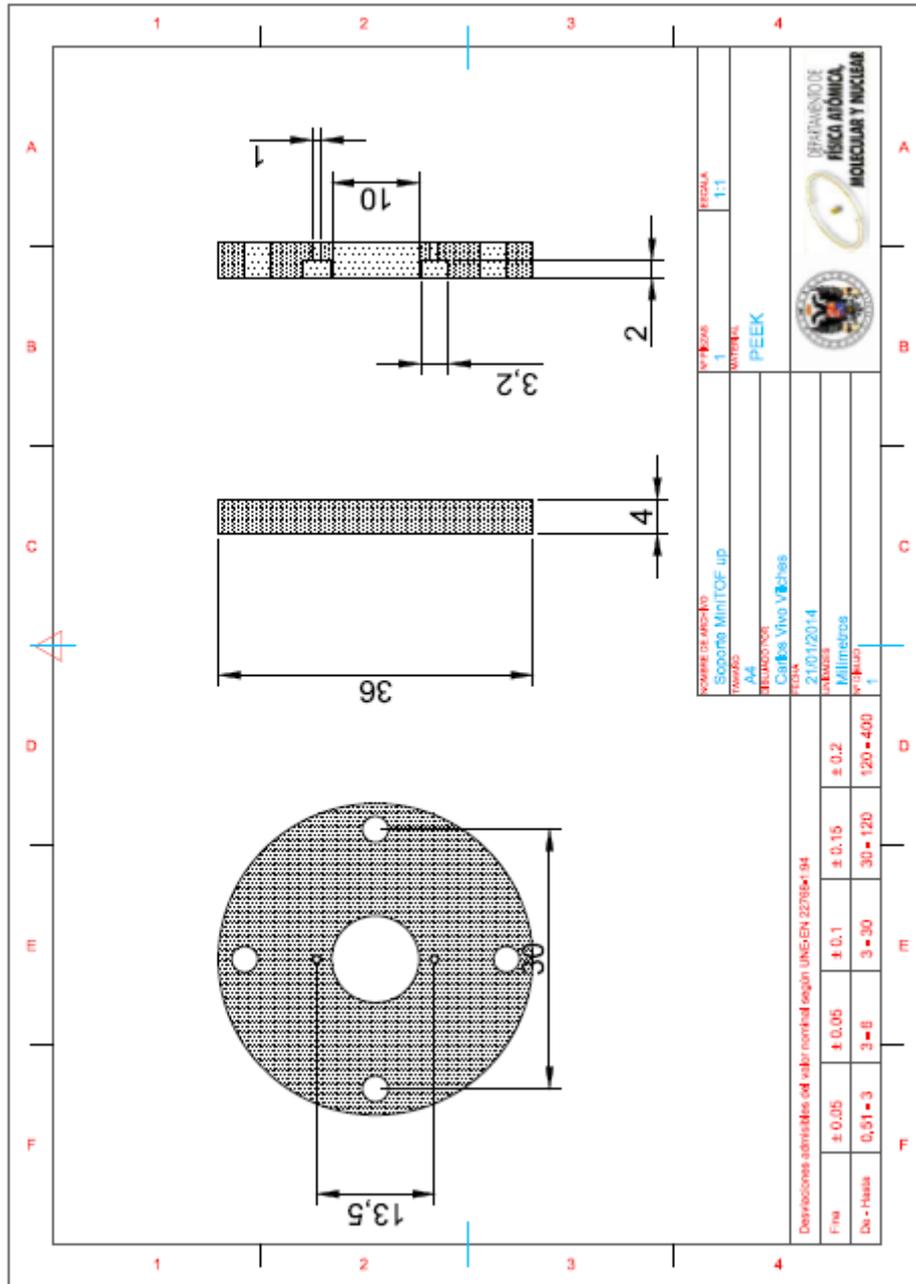


Figura A.1: Parte superior del soporte de plástico peek para el detector.

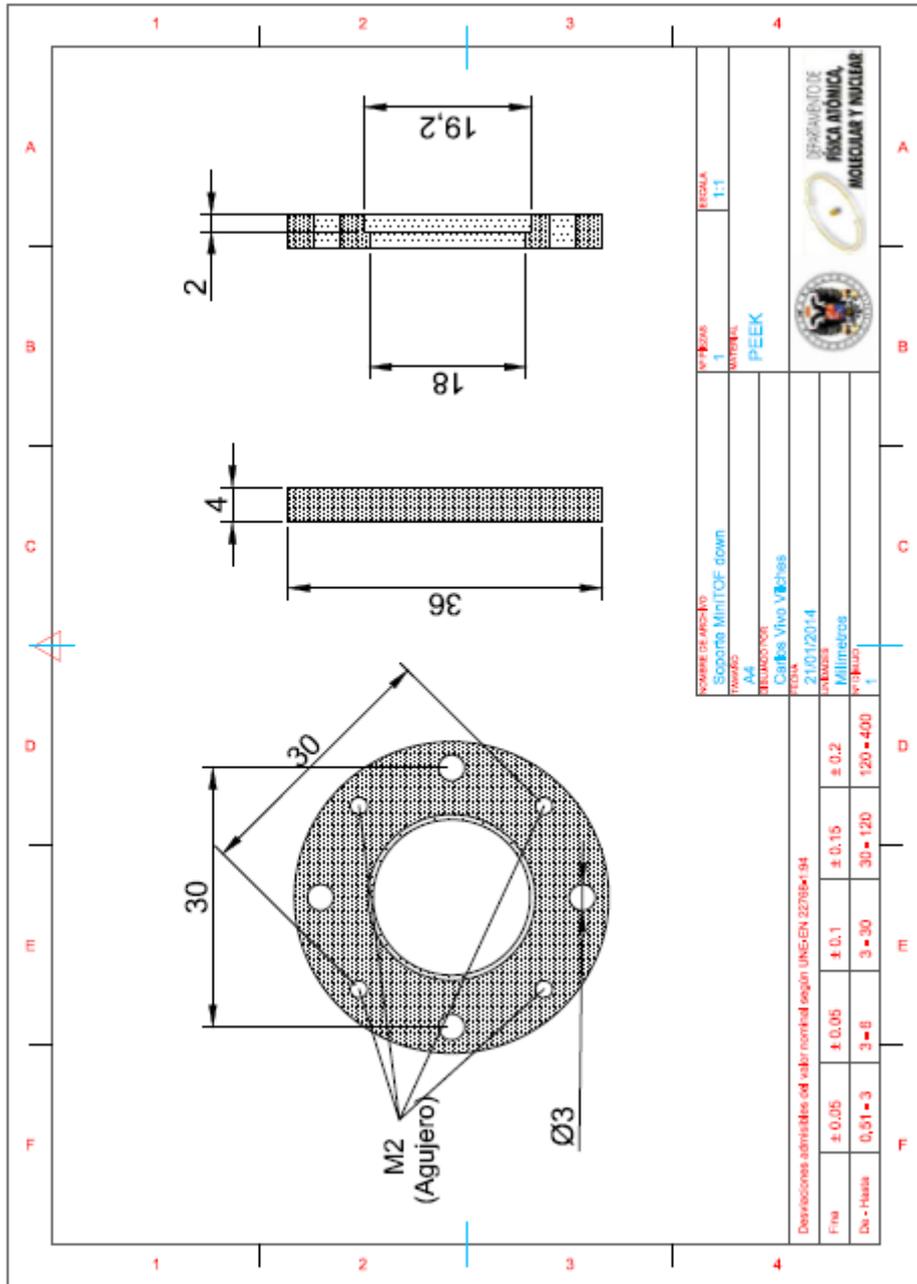


Figura A.2: Parte inferior del soporte de plástico peek para el detector.

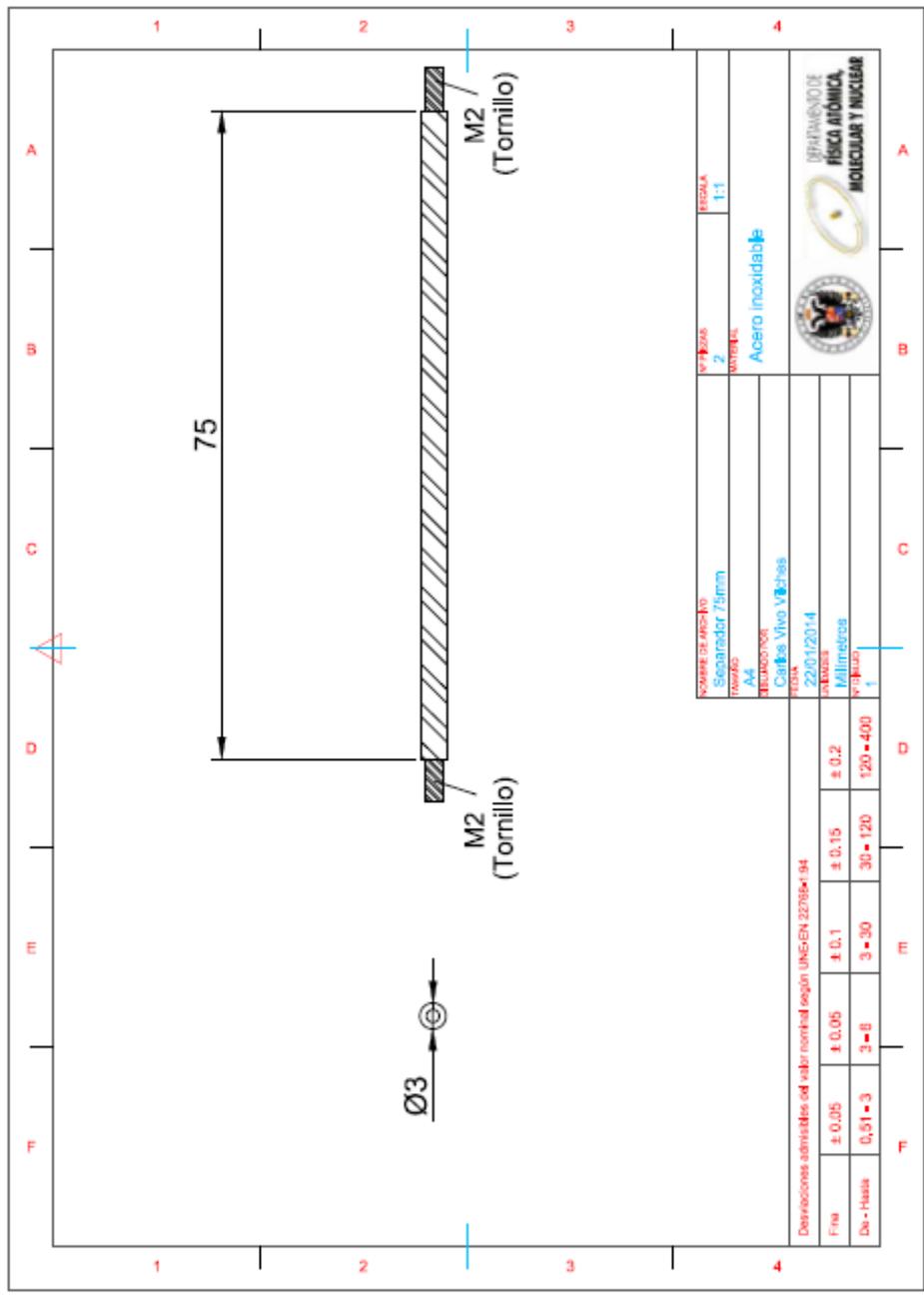


Figura A.3: Varillas de acero para la separación brida-detector.

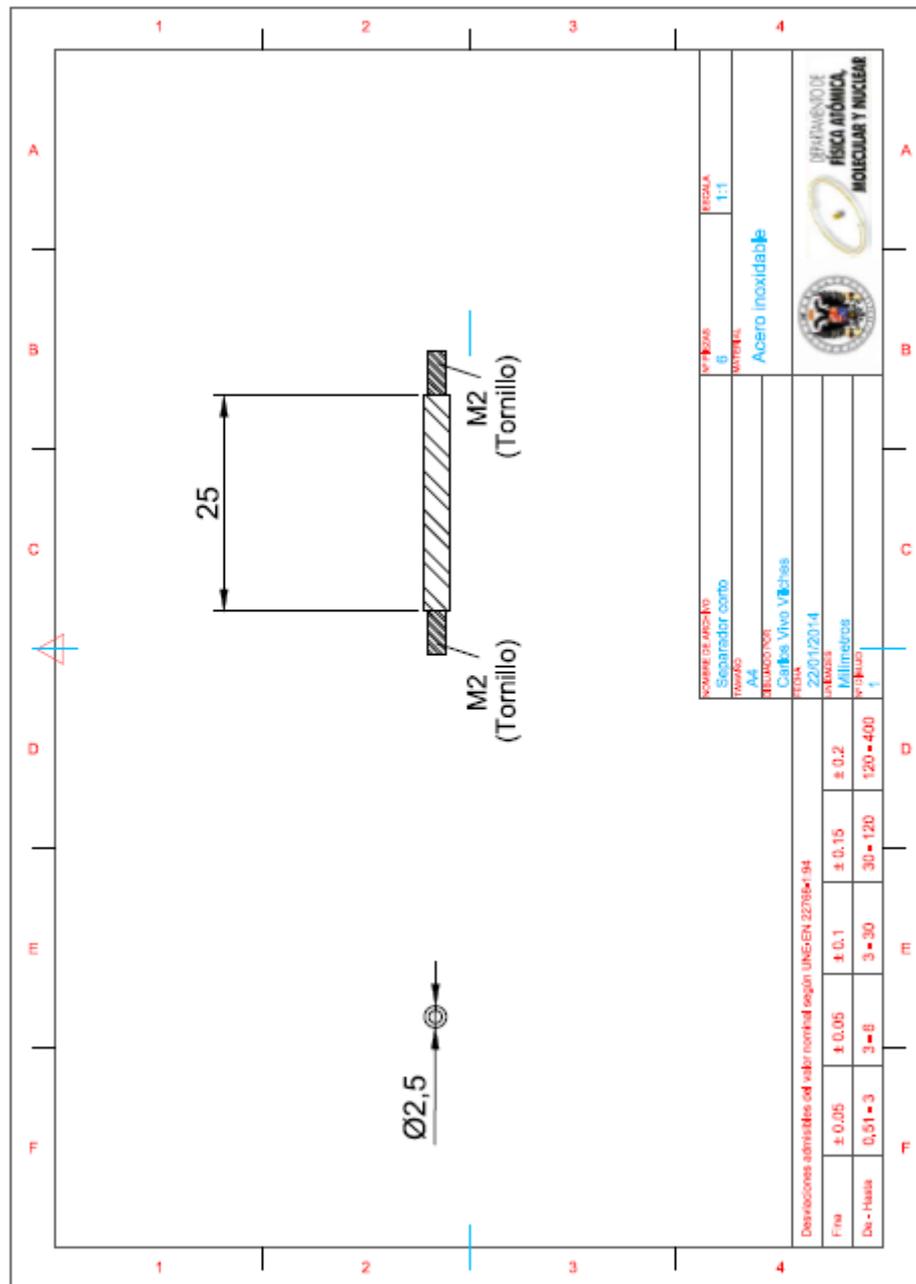


Figura A.4: Varillas de acero para la separación detector-colimador y entre partes del soporte del detector.

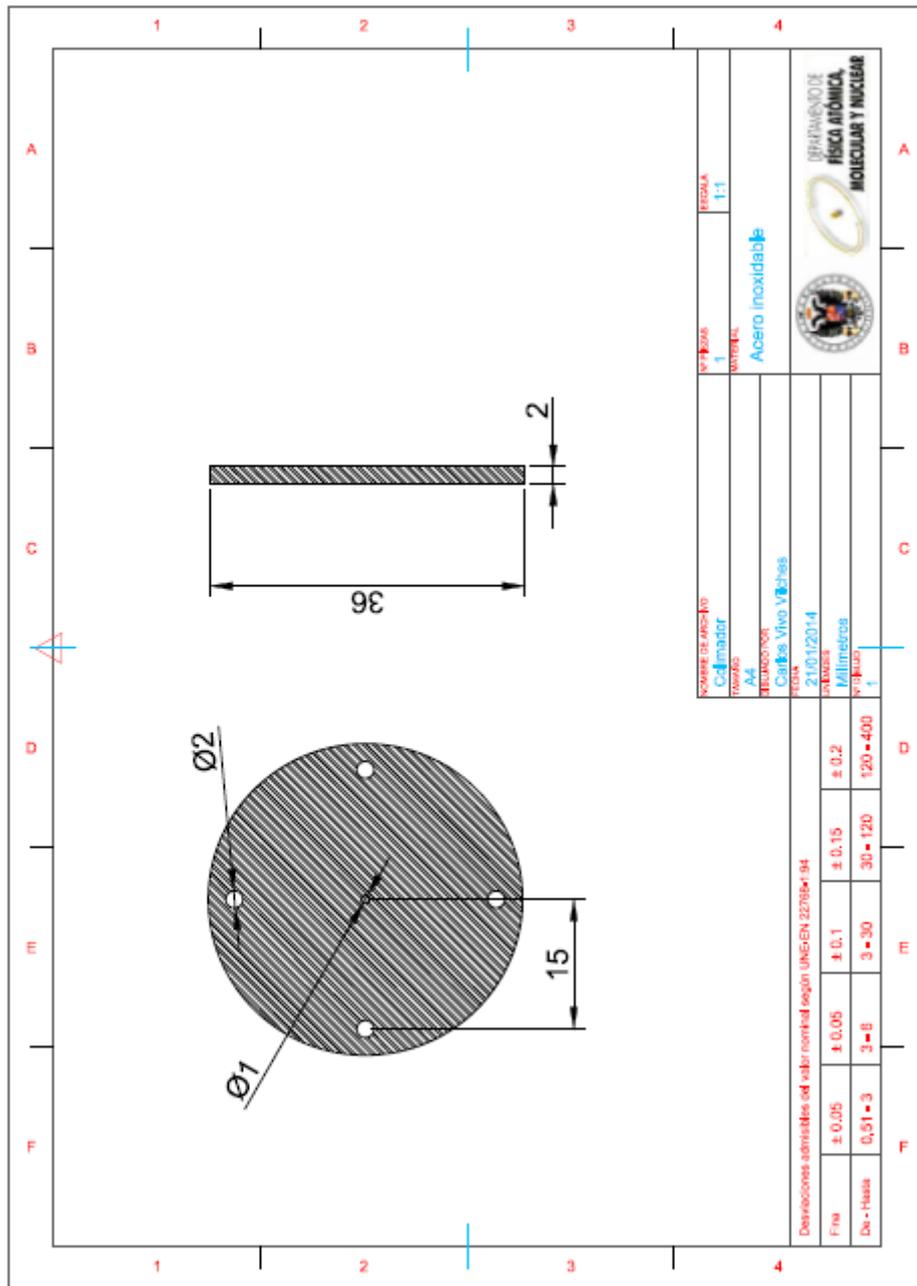


Figura A.5: Colimador de acero de 1 mm para ser colocado entre el campo magnético y el detector.

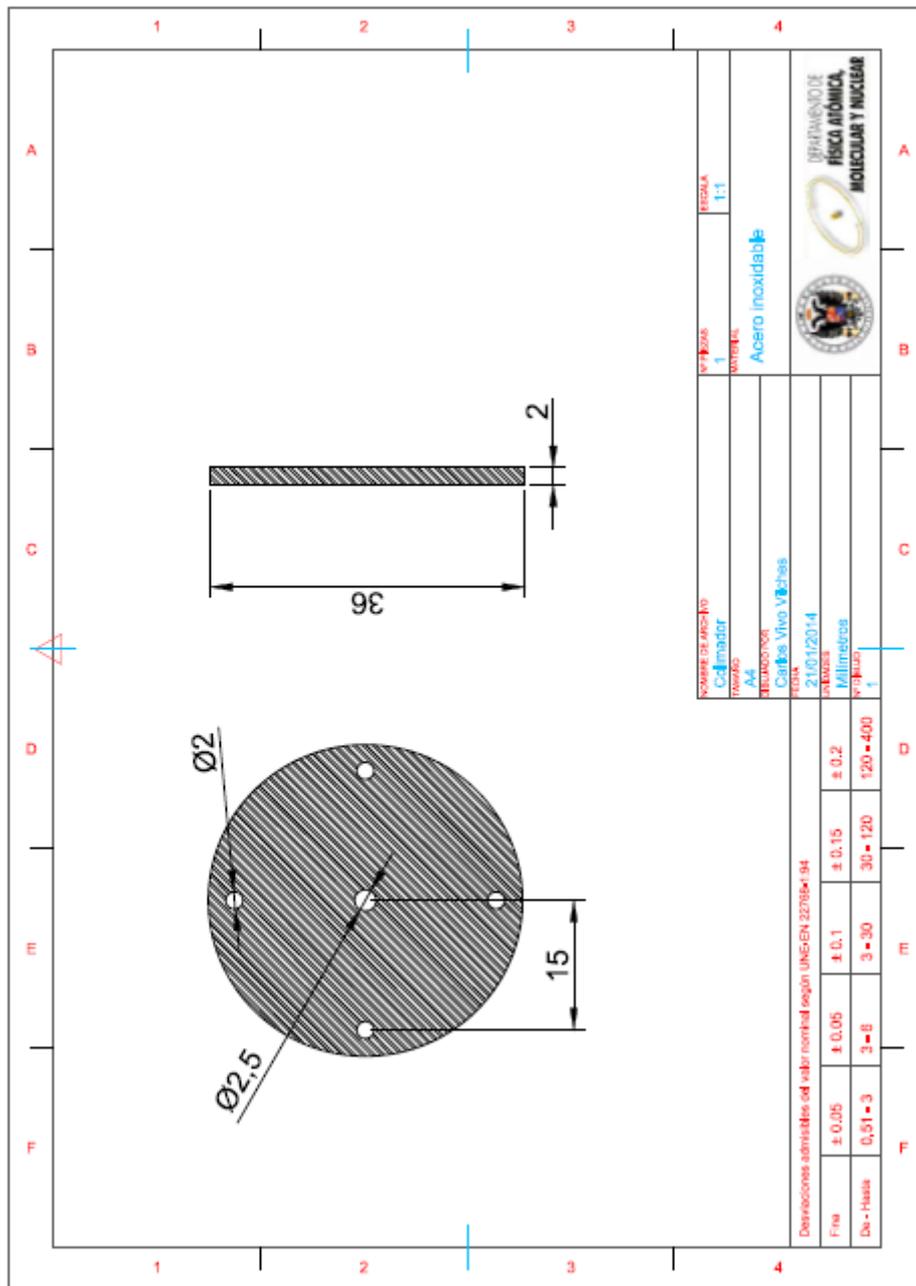


Figura A.6: Colimador de acero de 2,5 mm para ser colocado entre el campo magnético y el detector.

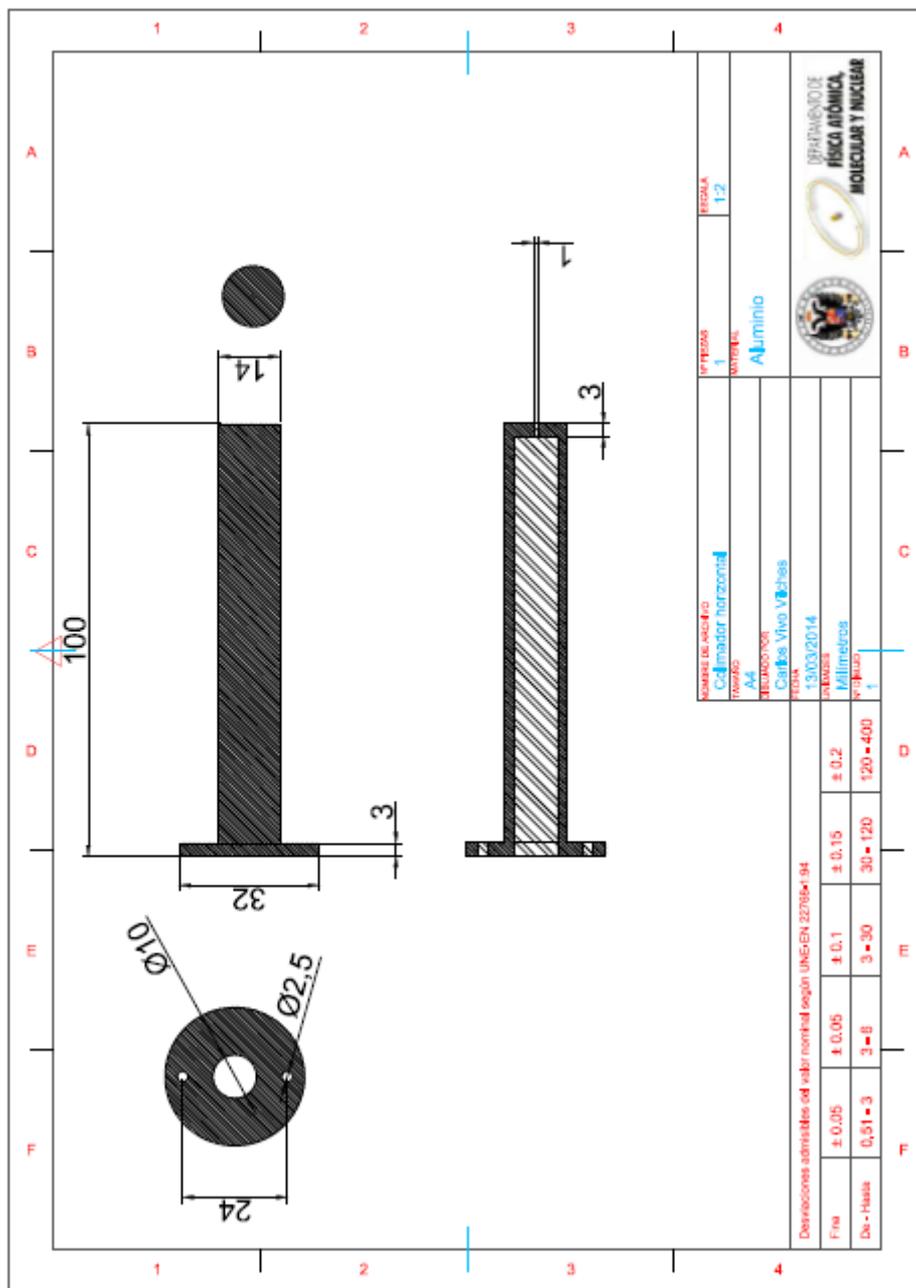


Figura A.7: Colimador de aluminio de 1 mm para ser colocado entre la fuente y el campo magnético (justo antes de éste).

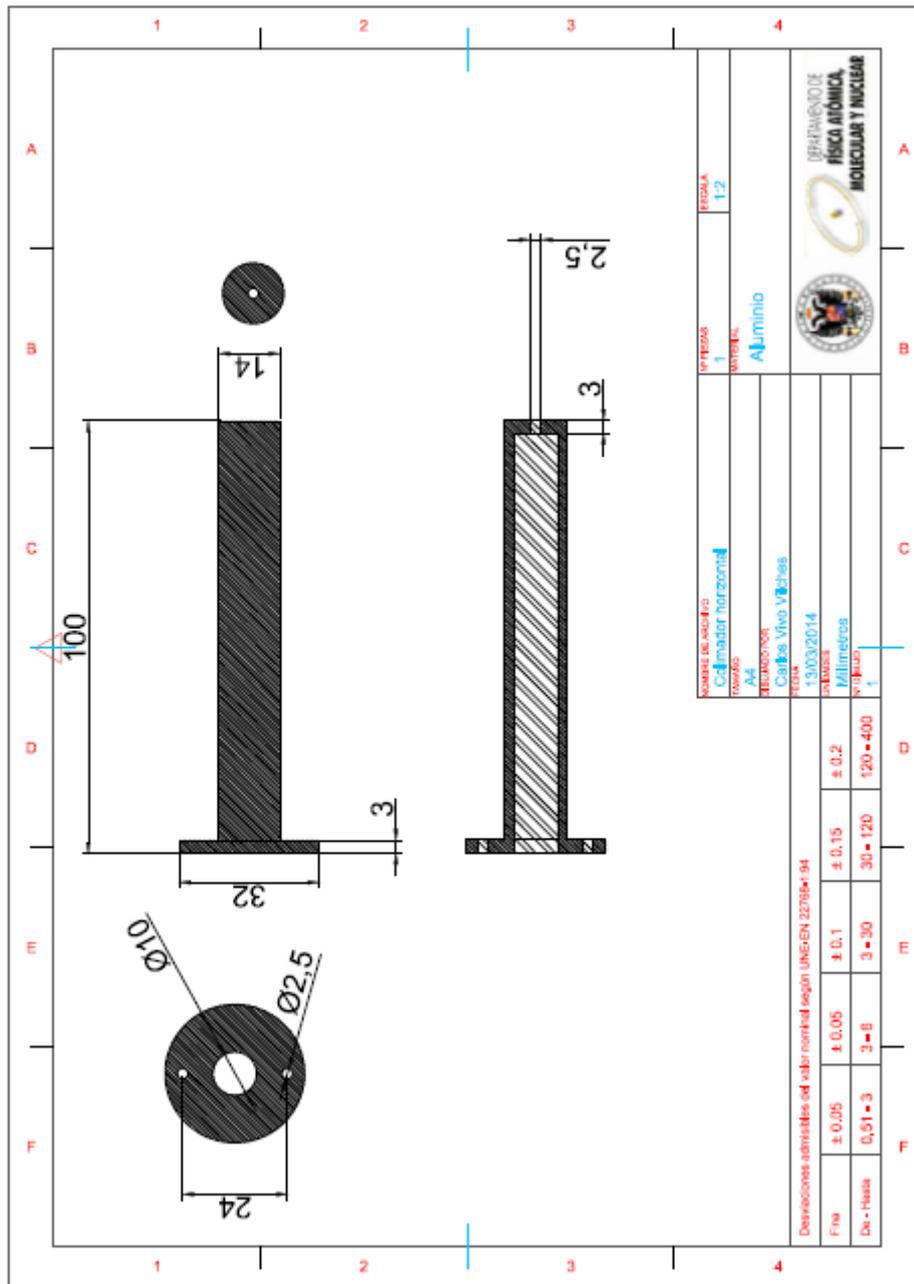


Figura A.8: Colimador de aluminio de 2,5 mm para ser colocado entre la fuente y el campo magnético (justo antes de éste).

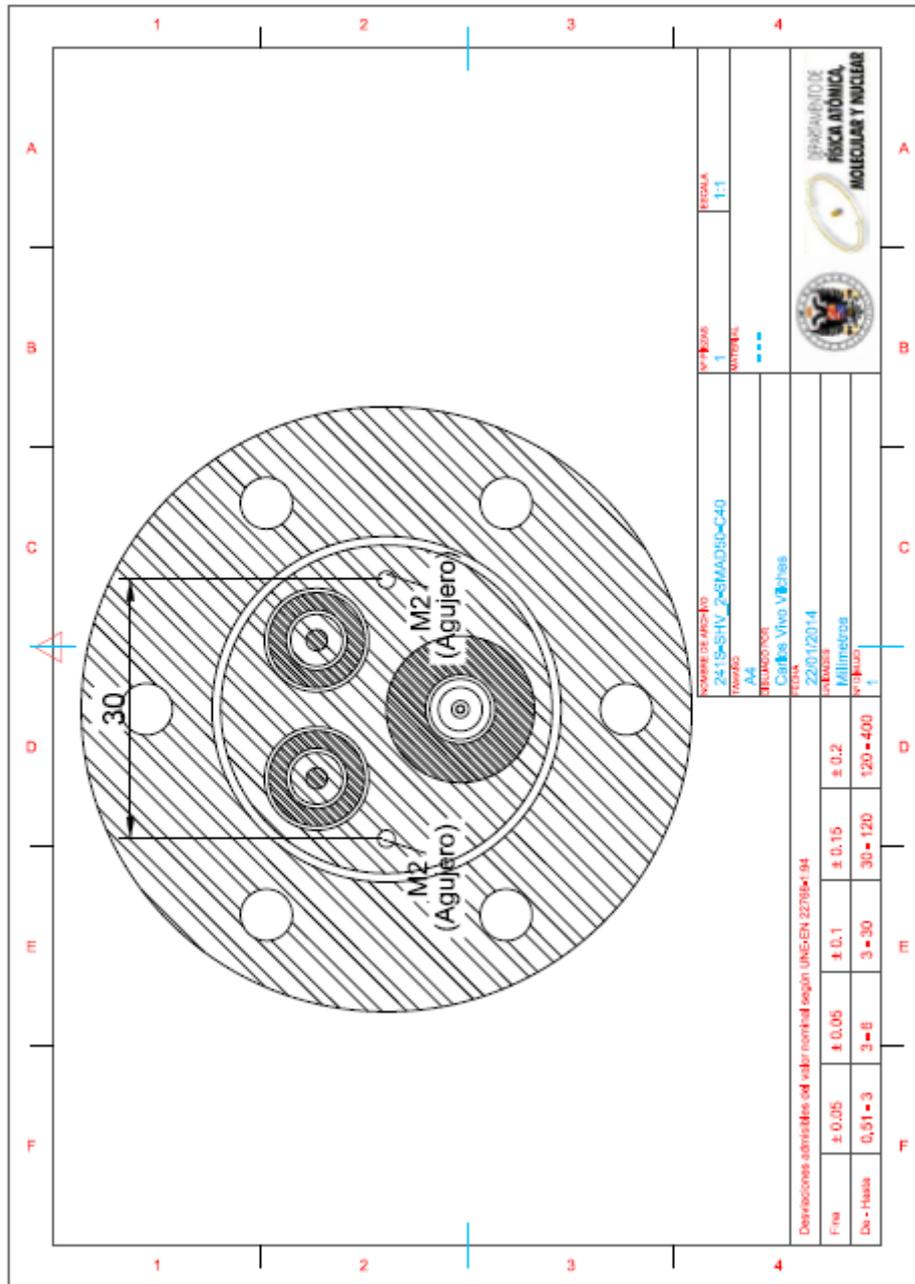


Figura A.9: Localización de los agujeros de tornillo en la brida de conexión del detector para las varillas de separación.

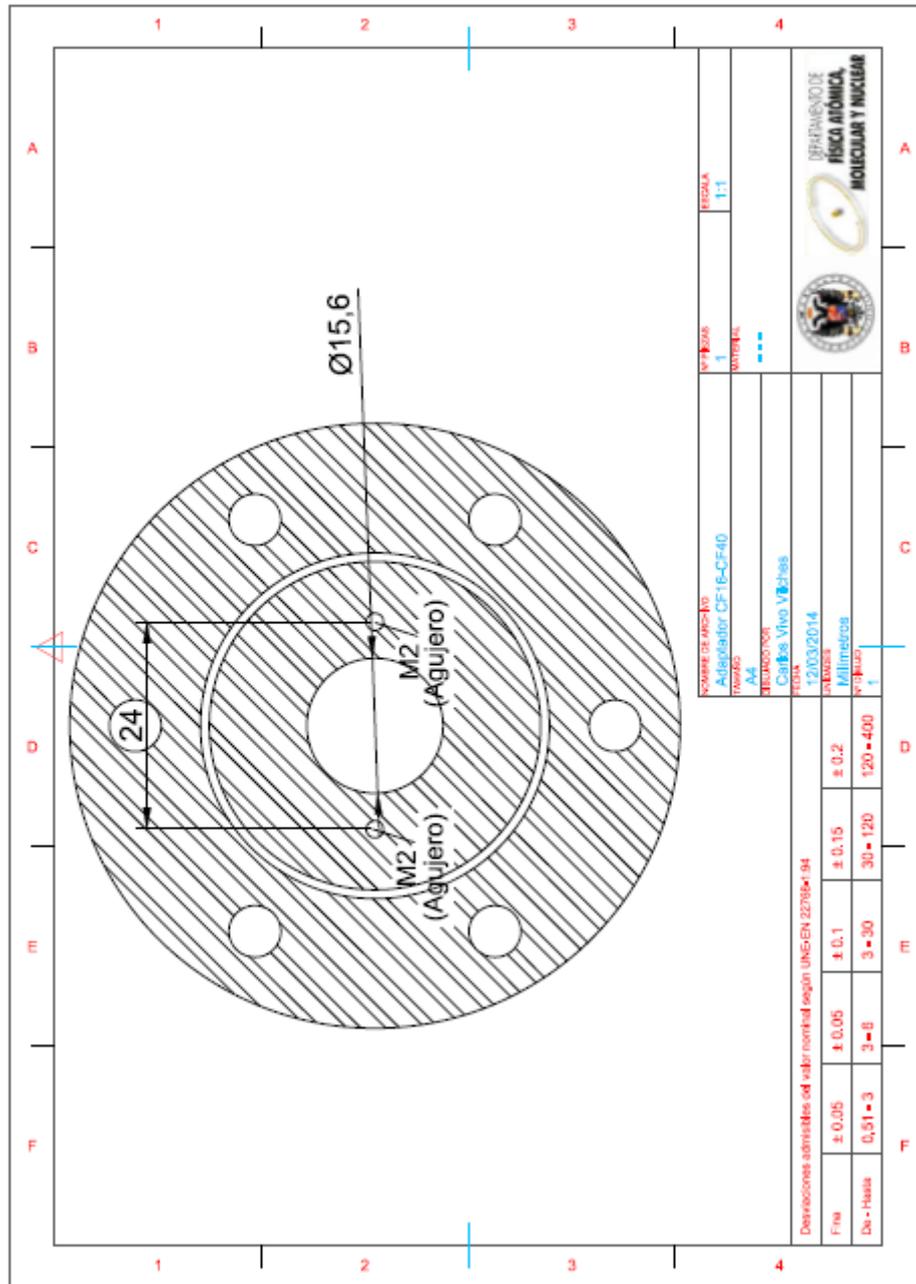


Figura A.10: Localización de los agujeros de tornillo en el adaptador CF16/CF40 para el colimador de aluminio.

Apéndice B

Interfaz del programa de adquisición de datos del sistema de electroimanes

En éste apéndice se presenta la interfaz del programa de LABVIEW, en la Fig. B.1, que se hizo para tomar las medidas mostradas en el Cap. IV. En él se muestra el número de cuentas del detector en función del tiempo, arriba; y en función de la intensidad que se hace pasar por las bobinas, abajo. El programa da como salida un archivo ASCII que nos da el número de cuentas en función de dicha intensidad. Los parámetros a variar en el programa son:

- VISA: En esta pestaña se elige la fuente de intensidad que se va a usar para alimentar las bobinas. Actualmente está conectada via USB al ordenador.
- Time unit (ms): Aquí elegimos cada cuánto tiempo, en milisegundos, deseamos que el programa vaya cambiando la intensidad en las bobinas y grabe el número de cuentas que hemos tenido en dicho intervalo de tiempo. Permite un rango entre 100 ms y 10 s. Las medidas mostradas fueron tomadas con un tiempo de medida de 1 s.
- Voltage Limit: Nos permite elegir un voltaje máximo para evitar que la corriente crezca demasiado.
- Current Step: Aquí se elige cuanto aumenta la corriente en las bobinas cada unidad de tiempo. En nuestras medidas se usó un incremento de 0,01 A.
- File Path: Los datos se guardarán en el archivo que especifiquemos aquí.

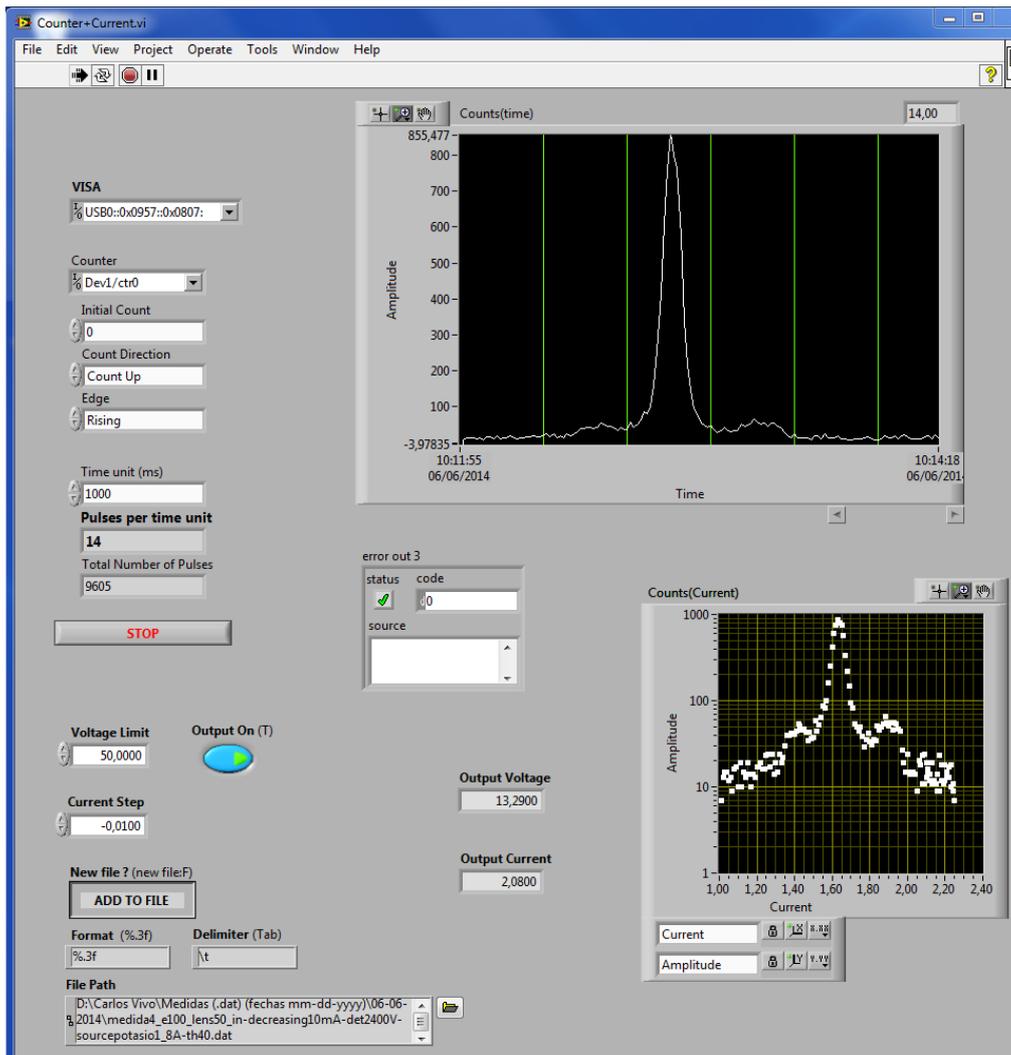


Figura B.1: Interfaz del programa de adquisición de datos para el sistema de electroimanes.

Bibliografía

- [1] D. Rodríguez 2011, *A quantum sensor for high-performance mass spectrometry*, Appl. Phys. B 107, 1031-1042
- [2] M. Block *et al.* 2010, *Direct mass measurements above uranium bridge the gap to the island of stability*, Nature 463, 785
- [3] E. Minaya Ramírez *et al.* 2013, *Recent developments for high-precision mass measurements of the heaviest elements at SHIPTRAP*, Nucl. Instrum. Methods B 317, 501-505
- [4] J.M. Cornejo, D. Rodríguez 2012, *A quantum sensor for neutrino mass measurements*, Adv. High Energy Phys. 2012, 849487
- [5] D. Leibfried *et al.* 2003, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Rev. Mod. Phys. 75, 281-324
- [6] J.M. Cornejo 2011, *Construcción de un sistema de electroimanes para producir haces de electrones monoenergéticos de hasta varios MeV*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada
- [7] J.M. Cornejo, A. Lorenzo, D. Renisch, M. Block, Ch.E. Düllmann, D. Rodríguez 2013, *Status of the project TRAPSENSOR: Performance of the laser-desorption ion source*, Nucl. Instrum. Methods B 317, 522-527
- [8] www.alvatec.com/files/9013/3760/9166/alvasources-web-high.pdf
- [9] N.B. Pilling 1921, *Vapor pressure of metallic calcium*, Phys. Rev. 18, 362
- [10] W. Lotz 1968, *Electron-impact ionization cross-section and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium*, Z. Phys. 216, 241-247
- [11] www.cathode.com/pdf/tb-118.pdf
- [12] R.G. Wilson 1967, *Surface ionization ion sources*, IEEE transactions on nuclear science, NS-14, 72-74
- [13] J.M. Cornejo, Tesis Doctoral, en preparación.

- [14] A. Lorenzo 2012, *Adaptación de una fuente de iones por desorción láser para su acoplamiento a un sistema de trampas magnéticas (Penning traps)*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada y Universidad de Sevilla
- [15] W.M. Itano, D.J. Wineland 1982, *Laser cooling of ions stored in harmonic and Penning traps*, Phys. Rev. A 25, 35
- [16] S. Bharadia 2011, *Towards laser spectroscopy of highly charged ions: dynamics of $^{40}\text{Ca}^+$ ions in a Penning trap*, Tesis Doctoral, Imperial College London
- [17] P. Escobedo 2014, *Desarrollo de un sistema de control para láseres de diodo utilizando moduladores acústico-ópticos*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada
- [18] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji 1989, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2023-2045
- [19] F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, H. Walther 1987, *Observation of a phase transition of stored laser-cooled ions*, Phys. Rev. Lett. 59, 2931
- [20] E. Liénard *et al.* 2005, *Performance of a micro-channel plates position sensitive detector*, Nucl. Instrum. and Methods A 551, 375-386
- [21] G. Werth, V.N. Gheorghe, F.G. Major 2009, *Charged Particle Traps II: Applications*, Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer este trabajo a mi director Daniel, que desde el primer momento comprendió la necesidad de presentarlo en julio a pesar de llevar auestas un ambicioso proyecto con todo el trabajo que ello supone, dirigir otro Trabajo Fin de Máster, un Trabajo Fin de Grado y tener que llevar a cabo la labor docente como Profesor Titular de la Universidad de Granada; todo esto, aun sabiendo desde el principio que mi estancia en el proyecto se limitaría a mis 6 meses de contrato. Siempre le estaré agradecido por ello, así cómo por haberme inculcado una cultura de esfuerzo y superación personal, y haberme permitido iniciarme en la Física Experimental dentro de un proyecto tan interesante y prometedor como es TRAPSENSOR. También a mi co-tutor, Pepe Arias quien, no habiéndome visto en la vida, me ha ayudado con cualquier duda referente a este trabajo y el Máster con una cordialidad envidiable.

También quiero hacer una mención especial a Günter Werth, profesor emérito de la Universidad de Mainz que, durante su estancia de un mes en nuestro laboratorio, nos ayudó a conseguir los logros que expongo en el Cap. III, y nos fascinó con su energía y sus ganas de trabajar, sorprendente para un hombre de su edad.

Cómo no, tengo que agradecer a mis compañeros Juanma y Pablo toda su ayuda y el ambiente de compañerismo que he vivido durante mis 6 meses en el proyecto. Compañeros así hacen que, a pesar del duro trabajo y el esfuerzo que un proyecto así supone, uno tenga ganas de seguir formando parte de él.

Por último, debo agradecer especialmente a mis padres no sólo este trabajo, sino el hecho de que hoy sea quien soy, y por todos mis logros pasados, presentes y futuros, y ya que, como 'es de bien nacido el ser agradecido', qué mayor agradecimiento que el de a aquellos que te hicieron 'biennacer'; a mi hermano Jose, que ha tenido un extra de trabajo doméstico en nuestro piso desde mi incorporación al proyecto, a pesar de tener que llevar para adelante su doctorado en Química; y a todos aquellos amigos míos de cuya compañía no he podido disfrutar todo lo que hubiera deseado durante nuestro último año juntos en Granada debido a que mis fines de semana han tenido que ser dedicados casi en exclusivo al Máster.