

UNIVERSIDAD DE GRANADA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y  
NUCLEAR



TRABAJO FIN DE MÁSTER

# **Implementación de una trampa lineal para simulaciones del modelo cuántico de Rabi**

Joaquín Berrocal Sánchez

Director: Daniel Rodríguez Rubiales

Junio de 2018



UNIVERSIDAD DE GRANADA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y  
NUCLEAR

Título: Implementación de una trampa lineal para simulaciones  
del modelo cuántico de Rabi

Autor: Joaquín Berrocal Sánchez

Centro: Facultad de Ciencias, Universidad de Granada

Departamento: Física Atómica, Molecular y Nuclear

Director: Daniel Rodríguez Rubiales

EL DIRECTOR DEL TRABAJO



Fdo. D. DANIEL RODRÍGUEZ RUBIALES



## Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mi director del Trabajo Fin de Máster, Daniel Rodríguez Rubiales, su ayuda y dedicación en todo momento. Su capacidad de esfuerzo y perseverancia han sido un valioso ejemplo para mí.

I also would like to thank Philip Holz, from the Ion Trap Group at Innsbruck led by Prof. R. Blatt, for his help with the many questions I asked him.

Como no podía ser de otra forma, quiero agradecer a Fran y Manu su inestimable ayuda y paciencia ante la infinidad de preguntas que les he planteado a lo largo del año. Las discusiones con ellos fueron siempre fructíferas, y han contribuido en gran parte a la consecución de este trabajo. Merecen así mismo una mención Javi, Jesús y Raúl, cuya ayuda en diferentes ámbitos ha sido importante. También quisiera nombrar aquí a Pablo, responsable del Centro de Mecanizado, por su paciencia y habilidad.

Por último, quiero agradecer a mi familia su apoyo constante y la educación que me han proporcionado.



## Resumen

En este Trabajo de Fin de Máster se ha estudiado en detalle una trampa lineal partiendo de una geometría específica y adaptándola para su utilización con una cámara de vacío, un sistema de láseres de diodo y elementos ópticos que han conformado parte de un dispositivo experimental dedicado a experimentos de enfriamiento Doppler con un ion de  $^{40}\text{Ca}^+$  en una trampa de anillos. Una trampa lineal con las características que se presentan en este trabajo permitirá realizar experimentos de simulación cuántica con al menos un *qubit*, en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada. En este caso particular, el *qubit* ( $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ ) se implementará con dos niveles de energía del electrón más externo del ion  $^{40}\text{Ca}^+$ , concretamente los estados  $4s^2S_{1/2}$  y  $3d^2D_{5/2}$ , que representan el  $|0\rangle$  y el  $|1\rangle$ , respectivamente. Esta transición tiene una longitud de onda de 729 nm.

Con este fin, en el transcurso de este trabajo se ha estudiado el desdoblamiento de los niveles  $4s^2S_{1/2}$  y  $3d^2D_{5/2}$  en un campo magnético débil, para identificar la transición óptima en lo que respecta a la creación, manipulación y lectura del *qubit*, de entre los estados no degenerados, lo que condiciona la dirección de los haces con  $\lambda = 729$  nm, respecto a los ejes de la trampa. Se han realizado simulaciones a ordenador para extraer las frecuencias de oscilación de los iones en la dirección axial y en el plano radial de la misma, lo que ha permitido decidir la geometría, diseñar los planos técnicos y mecanizar los electrodos y elementos auxiliares. También se han estudiado, construido y caracterizado otros elementos necesarios para el funcionamiento de la trampa lineal, como la fuente que suministra el voltaje de radiofrecuencia, las bobinas para la producción de los campos magnéticos en las tres direcciones de movimiento del ion, y el sistema de recolección de la imagen, además de añadir al sistema de láseres de diodo (que permitía creación de iones por fotoionización y enfriamiento Doppler), dos moduladores acústico-ópticos para condicionar la frecuencia de la radiación generada por un láser de Ti:Sa, cuya emisión se ajustará a la longitud de onda de 729 nm una vez reducida su anchura de línea, para acceder a la transición  $4s^2S_{1/2} \rightarrow 3d^2D_{5/2}$ .



# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Diseño de la trampa lineal</b>	<b>3</b>
2.1	Consideraciones generales . . . . .	3
2.1.1	Aspectos fundamentales del sistema . . . . .	3
2.1.2	Consideraciones geométricas . . . . .	6
2.2	Simulaciones a ordenador del modelo . . . . .	10
2.2.1	Planteamiento teórico . . . . .	10
2.2.2	Resultados de las simulaciones . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Construcción del dispositivo experimental</b>	<b>19</b>
3.1	Sistema de vacío . . . . .	19
3.2	Elección de materiales . . . . .	21
3.3	Alimentación eléctrica . . . . .	22
3.4	Campo magnético . . . . .	28
3.5	Creación de iones . . . . .	31
3.6	Sistema de láseres . . . . .	32
3.6.1	Láseres de fotoionización . . . . .	34
3.6.2	Láseres para la transición $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ . . . . .	34
3.6.3	Láseres para la transición $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ . . . . .	35
3.7	Detección de fluorescencia . . . . .	36
<b>4</b>	<b>Conclusiones y perspectivas</b>	<b>43</b>
	<b>Referencias</b>	<b>45</b>



# 1

## Introducción

La plataforma de iones atrapados, mucho más desarrollada con campos eléctricos oscilantes en el régimen de radiofrecuencia [1], permite extender la tecnología a una escala donde los observables requieren de una descripción cuántica y donde existen fenómenos puramente cuánticos como son la superposición o el entrelazamiento [2]. El confinamiento por campos electromagnéticos unido al enfriamiento utilizando láseres, hacen que el ion esté bien localizado en una región del espacio, permitiendo generar un bit cuántico, que se puede manipular y leer con haces de luz láser. Esto ha dado lugar a desarrollos muy notables en las últimas décadas en lo que respecta a computación y relojes ópticos [3].

Con el bit cuántico (o *qubit*) generado a partir de un ion, es posible realizar simulaciones cuánticas, que expliquen la evolución de un Hamiltoniano construido por ejemplo, para describir un proceso de interacción o incluso para probar aspectos relacionados con interacciones fundamentales (ver por ejemplo [4, 5]). La realización de estos experimentos está sujeta a un control muy preciso de los parámetros de los láseres utilizados.

Este trabajo de máster tiene su origen en los desarrollos y propuestas teóricas del modelo cuántico de Rabi realizadas por investigadores del grupo QUTIS [6, 7]. Una vez se han llevado a cabo determinados experimentos en la Universidad de Shanghái [5], en la Universidad de Granada se podrían realizar en un entorno disipativo [8], siempre que se tengan las condiciones de anchura de línea del láser requeridas para la transición interna con la que se genera y se manipula el *qubit* en el ion de  $^{40}\text{Ca}^+$  ( $4s^2S_{1/2} \rightarrow 3d^2D_{5/2}$ ). En este tipo de experimento se observaría la evolución del *qubit* desde el régimen de acoplamiento débil a los regímenes de acoplamiento ultra fuerte USC (del inglés *Ultra-Strong Coupling*) y DSC (del inglés *Deep-Strong Coupling*), manipulando éste con láseres regulados a frecuencias desfasadas respecto a la frecuencia portadora. Variando la llamada constante de acoplamiento, que depende del parámetro de Lamb-Dicke y de la frecuencia de Rabi [1], se observa la evolución del sistema.

En este Trabajo Fin de Máster se ha diseñado una trampa lineal de radiofre-

cuencia partiendo de un modelo específico desarrollado en el grupo del Prof. Rainer Blatt de la Universidad de Innsbruck, para llevar a cabo experimentos de simulación cuántica que involucren un ion o incluso una cadena de varios iones. Para la implementación del sistema se ha utilizado como base la infraestructura de vacío, láseres y elementos ópticos existentes en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada. Se ha realizado un estudio muy detallado de los aspectos científicos y técnicos y se han mecanizado los electrodos que conforman dicha trampa, estando a la espera de recibir los soportes cerámicos para su montaje final.

Este Trabajo Fin de Máster consta de 2 capítulos, además de la Introducción y de las Conclusiones. En el Capítulo 2 se presentan algunas consideraciones generales respecto al movimiento del ion en una trampa de radiofrecuencia, y los niveles de energía del ion  $^{40}\text{Ca}^+$  para llevar a cabo enfriamiento *Doppler*, enfriamiento hasta el estado cero de energía (*sideband*) y la manipulación del *qubit*. Se ha hecho un estudio riguroso para optimizar el acceso con los haces de luz láser a los iones, y elegir la transición más apropiada de las seis que resultan del estado  $3d^2D_{5/2}$  no degenerado del ion  $^{40}\text{Ca}^+$  al aplicar un campo magnético con una intensidad de varios Gauss. Una vez elegida la transición y la disposición, se han realizado simulaciones a ordenador con un software comercial para extraer las frecuencias de oscilación del ion en las tres direcciones del espacio en las condiciones experimentales esperadas, y cuantificar el efecto de los llamados electrodos de compensación en la reducción del micromovimiento. En el Capítulo 3, se presenta el dispositivo experimental que incluye el sistema de vacío, los láseres con los moduladores acústico-ópticos para la manipulación de la radiación a 729 nm (*qubit*), y los elementos ópticos se presentan los resultados de los estudios realizados que han dado lugar a: i) la construcción del sistema para la alimentación del campo de radiofrecuencia basado en la amplificación resonante, ii) la producción de los campos magnéticos para provocar la no degeneración del estado  $3d^2D_{5/2}$  y iii) la óptica para obtener la magnificación, resolución y una apertura numérica necesarias para la visualización de la fluorescencia. Una vez montada la trampa lineal se realizarán experimentos de enfriamiento *Doppler*, que constituirán el punto de partida para realizar experimentos de simulación cuántica a partir de propuestas de grupos teóricos españoles.

## 2

# Diseño de la trampa lineal

En este capítulo se exponen los estudios llevados a cabo para optimizar los diferentes parámetros de la trampa lineal, adaptando el modelo general a las particularidades de nuestro sistema experimental, considerando fundamentalmente los aspectos geométricos y realizando las simulaciones que permiten predecir en detalle el funcionamiento del sistema.

## 2.1 Consideraciones generales

### 2.1.1 Aspectos fundamentales del sistema

El objetivo general de una trampa de iones es crear una región en el espacio con un mínimo de potencial para confinar los iones de forma localizada y realizar sobre ellos experimentos de manera controlada. De acuerdo con la ecuación de Laplace, es imposible crear un mínimo absoluto de potencial eléctrico usando solamente campos eléctricos estacionarios, por lo que el confinamiento de iones se logra aplicando campos eléctricos variables en el tiempo (trampas Paul) [9] o combinando un campo eléctrico estático con uno magnético (trampas Penning) [10].

En las trampas Paul se aplican potenciales de tipo cuadrupolar que varían de forma sinusoidal con el tiempo, para generar pozos de tipo armónico. Existen diferentes configuraciones geométricas, que dan lugar a varios tipos de trampas Paul [1]. El caso particular que se ha desarrollado en este trabajo es la trampa lineal, que se esquematiza en la Fig. 2.1. El confinamiento en el plano radial se consigue mediante la aplicación de los ya mencionados potenciales cuadrupolares sinusoidales en el tiempo; en el eje perpendicular a este plano, denominado eje axial, el confinamiento se logra con un potencial armónico estacionario. El

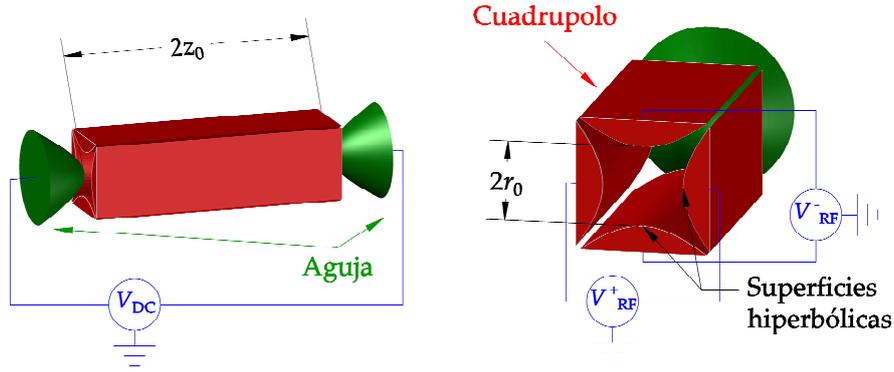


Figura 2.1: Esquema de una trampa lineal.

potencial se puede escribir como

$$V(x, y, z) = \frac{V_{RF}}{2r_0^2} (x^2 - y^2) \cos(\Omega_{RF}t + \varphi) + \frac{V_{DC}}{z_0^2} z^2, \quad (2.1.1)$$

donde  $r_0$  y  $z_0$  son distancias características del plano radial y el eje axial, como se describe en la Fig. 2.1. La frecuencia  $\Omega_{RF}$  está generalmente en el rango de radiofrecuencias ( $[1, 1000]$  MHz); los potenciales  $V_{DC}$  pueden variar según el caso, desde unos pocos hasta miles de voltios.

El movimiento del ion en la dirección axial es armónico, con frecuencia

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2eV_{DC}}{mz_0^2}}, \quad (2.1.2)$$

donde  $m$  es la masa del ion y  $e$  es la unidad de carga fundamental. En el plano radial, la ecuación diferencial que rige el movimiento del ion se engloba dentro de las llamadas ecuaciones de Mathieu [1],

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} + [a - 2q \cos(2\tau)] u = 0, \quad (2.1.3)$$

cuyos parámetros se relacionan con las cantidades experimentales de la forma:

$$u \equiv \{x, y\}, \quad (2.1.4)$$

$$2\tau \equiv \Omega_{RF}t, \quad (2.1.5)$$

$$a \equiv \frac{4eU_r}{mr_0^2\Omega_{RF}^2}, \quad (2.1.6)$$

$$q \equiv \frac{2eV_{RF}}{mr_0^2\Omega_{RF}^2}, \quad (2.1.7)$$

donde  $U_r$  representa un potencial estacionario superpuesto al sinusoidal sobre el cuadrupolo. En el caso  $a, q \ll 1$ , la ecuación de Mathieu posee soluciones estables que se aproximan bastante a la de un oscilador armónico. Concretamente [1],

$$u = u_0 \left( 1 + \frac{q}{2} \text{sen}(\Omega_{\text{RF}} t) \right) \cos(\omega_{\text{sec}} t), \quad (2.1.8)$$

donde

$$\omega_{\text{sec}} = q\Omega_{\text{RF}}/\sqrt{8} \quad (2.1.9)$$

es la denominada frecuencia secular, que es la frecuencia fundamental del movimiento y permite aproximarlo por el movimiento en un pozo armónico. Las componentes en frecuencias  $\{\Omega_{\text{RF}} + \omega_{\text{sec}}, \Omega_{\text{RF}} - \omega_{\text{sec}}\}$  constituyen lo que se conoce como micromovimiento. Las amplitudes asociadas a estas frecuencias altas han de reducirse todo lo posible ya que distorsionan el movimiento armónico. La amplitud del micromovimiento es cero cuando el ion se encuentra en el centro del cuadrupolo, lo que hace que en las trampas lineales esta situación se dé a lo largo de todo un eje, el eje axial, lo que las hace idóneas para alojar cadenas de iones.

En el régimen cuántico, el Hamiltoniano que describe el ion tiene una componente relativa al movimiento en el pozo de potencial y otra que describe la estructura electrónica interna. La primera ya ha sido tratada clásicamente. La descripción cuántica se puede encontrar en [1], y en el límite en el que la amplitud de oscilación es pequeña, la expresión se reduce a la descripción en un pozo de potencial armónico. Los niveles internos más importantes del ion  $^{40}\text{Ca}^+$ , que es el que se utiliza en los experimentos en la Universidad de Granada, se muestran en la Fig. 2.2. La estructura de estos niveles se ve ligeramente alterada debido a la aplicación de un campo magnético, que rompe la degeneración en el número cuántico magnético. Además el Hamiltoniano de movimiento hace que todos los niveles electrónicos se desdoblen de acuerdo a energías múltiples de  $\hbar\omega$ , con  $\omega$  cualquiera de las frecuencias de oscilación del ion en la trampa.

Las dos transiciones más utilizadas de este ion son  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  y  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ . La primera es dipolar eléctrica, con una anchura de línea  $\Gamma = 2\pi \times 21,58$  MHz [11] y la segunda cuadrupolar eléctrica, con anchura de línea  $\Gamma = 2\pi \times 136$  mHz [12]. La aplicación de radiación láser hace posible excitar el electrón desde el estado fundamental a los estados excitados, según se representa en la Fig. 2.2.

Un requerimiento para poder realizar experimentos en el marco de las simulaciones cuánticas es enfriar los iones, esto es, reducir su número de fonones en el pozo de potencial hasta llegar al estado cero de energía. Para ello se utilizan dos técnicas: enfriamiento *Doppler* [13, 14] y enfriamiento *sideband* [15]. En los experimentos con  $^{40}\text{Ca}^+$ , se usa para la primera técnica la transición  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  [16] (además de  $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$ , que rescata al átomo de un posible decaimiento al estado metaestable), pero empleando una frecuencia igual a la frecuencia de

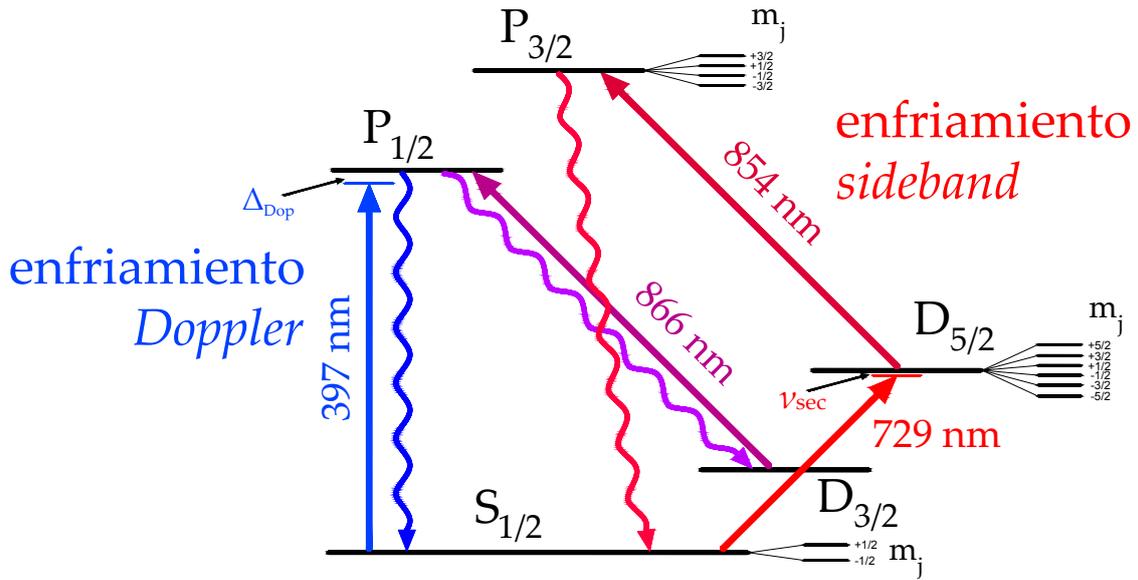


Figura 2.2: Esquema de niveles del átomo de  $^{40}\text{Ca}^+$ . Se indican los niveles utilizados para los dos procesos de enfriamientos, *Doppler* y *sideband*.

transición  $- \Delta_{\text{Dop}}$  para que, debido al efecto Doppler, los iones solo absorban fotones cuando se mueven en sentido opuesto al momento de éstos. De esta forma pierden energía en esa dirección de movimiento, ya que en la absorción se transfiere momento y la posterior emisión espontánea es isotrópica. Esta técnica, basada en un proceso clásico, permite alcanzar el límite *Doppler*, a partir del cual los fenómenos cuánticos son relevantes. En el enfriamiento *sideband* se utiliza la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  [12, 17], desintonizando la frecuencia un valor igual a la frecuencia de movimiento del ion en la trampa  $\nu_{\text{sec}} = \omega_{\text{sec}}/2\pi$  que permite reducir el número de fonones en uno. En el decaimiento subsiguiente se conserva el número de fonones, por lo que el ion disminuye en uno su número de cuantos en el pozo de potencial. La transición  $D_{5/2} \rightarrow P_{3/2}$  se utiliza para acelerar el proceso, dada la larga vida media del estado  $D_{5/2}$  [17].

### 2.1.2 Consideraciones geométricas

Además de los campos eléctricos, en una trampa lineal también se aplican campos magnéticos con el fin de crear un eje de cuantización bien definido, de forma que las transiciones entre estados con diferente número cuántico magnético  $m_j$  se puedan llevar a cabo de forma coherente. Los campos magnéticos aplicados suelen ser del orden de varios Gauss, lo que da lugar a desdoblamientos en  $m_j$  de varios MHz, suficientes en la mayoría de los casos para diferenciar bien las diferentes transiciones. En el caso de la transición  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ , el desdoblamiento

(a) Ángulos  $\phi$  y  $\gamma$  de los que depende la frecuencia de Rabi.

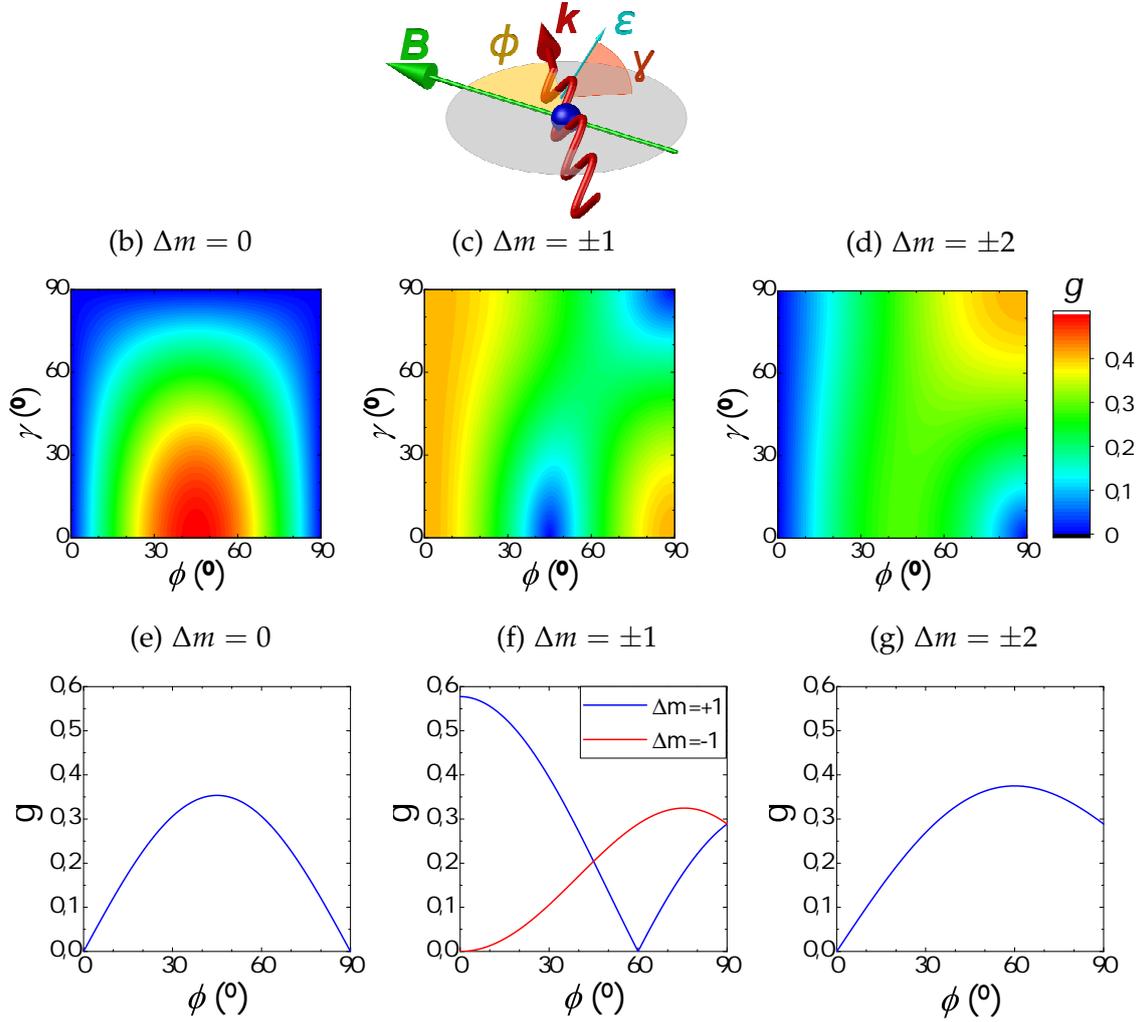


Figura 2.3: Coeficiente geométrico de la frecuencia de Rabi.

no supera la anchura de línea, de forma que un solo haz láser es suficiente. Para la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  los desdoblamientos sí son importantes, y permiten precisamente realizar operaciones entre estados con determinados  $m_j$  o excitaciones *sideband* de forma coherente. Por lo tanto, es necesario estudiar las reglas de selección de esta última transición, y determinar qué condiciones experimentales pueden adaptarse mejor dependiendo del tipo de proceso que se quiera llevar a cabo.

La frecuencia de Rabi,  $\Omega$ , es el parámetro que cuantifica el acoplamiento radiación – ion cuando sobre este último se aplica luz láser para excitar una transición [1]. El hecho de que esta cantidad se mida en unidades de frecuencia responde a la idea de que cuanto mayor sea el acoplamiento, más rápidamente (con mayor frecuencia) se intercambia la población entre los estados involucra-

dos. Para el caso de la transición cuadrupolar eléctrica  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  [18]

$$\Omega \propto \Lambda(m, m') g_{\Delta m}(\phi, \gamma). \quad (2.1.10)$$

El primer término representa los coeficientes de Clebsch-Gordan de la transición,  $\Lambda(m, m') = \langle S_{1/2}, m_j | D_{5/2}, m'_j \rangle$ , que determinan la amplitud de acoplamiento en función de los números cuánticos magnéticos. El segundo término contiene la dependencia de la frecuencia de Rabi con la geometría del sistema. Los ángulos  $\phi$  y  $\gamma$  se definen en la Fig. 2.3a:  $\phi$  es el formado por el campo magnético y el vector de onda, y  $\gamma$  el que subtiende el plano definido por el campo magnético y el vector de onda, con la dirección de polarización del campo eléctrico.

Las reglas de selección para transiciones cuadrupolares eléctricas indican que cuando  $\Delta m_j = 0, \pm 1, \pm 2$ , las transiciones están permitidas. Para el caso  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  es posible excitar hasta diez transiciones distintas. No obstante, esto puede ser una fuente de decoherencia dada su proximidad en frecuencias, y puede dar lugar a excitaciones fuera de resonancia. Por ello, se estudia el coeficiente  $g_{\Delta m}(\phi, \gamma)$ , en función de la geometría específica del problema, lo que permite centrarse en aquella transición con mayor frecuencia de Rabi.

La expresión analítica de los coeficientes  $g_{\Delta m}(\phi, \gamma)$  se puede encontrar en la Ref. [19]. Su representación gráfica para el caso de luz linealmente polarizada y luz circularmente polarizada se muestra en la Fig. 2.3. Los coeficientes de Clebsch-Gordan de las distintas transiciones se muestran en la Fig. 2.4a, en función de la frecuencia de la transición expresada en unidades de  $\mu_B B / \hbar$ . Las geometrías más favorables para realizar operaciones que sean coherentes se muestran en la Fig. 2.4.

El caso representado en la Fig. 2.4b resulta apropiado para llevar a cabo operaciones coherentes una vez alcanzado el estado cero, ya que la transición que más se excita es la que menos depende del campo magnético, de las mostradas en el espectro de la Fig. 2.4a. Esto hace que posibles fluctuaciones del campo sean menos apreciables que en el resto de casos. La situación de la Fig. 2.4e también resulta igualmente interesante, en este caso porque se logra excitar únicamente una transición. El uso de luz circularmente polarizada junto con la selección geométrica constituye un doble filtro: a partir de uno de los dos niveles del estado  $S_{1/2}$ , por cuestiones geométricas sólo son posibles las transiciones con  $\Delta m = \pm 1$ , lo que unido a que según la luz circularmente polarizada sea dextrógira o levógira, lo reduce a  $\Delta m = +1$  o  $\Delta m = -1$ . Además, esta situación es la que mayor frecuencia de Rabi presenta. En la Fig. 2.4c se presenta un caso en el que también se eliminan ciertas transiciones, si bien con menos ventajas que en los casos anteriores. Por último, la situación de la Fig. 2.4d es la que mejor se adapta para llevar a cabo la técnica de enfriamiento *sideband*. Esto es debido a que de todos los casos, éste es el único que permite cerrar el ciclo completo de enfriamiento por un solo canal,  $S_{1/2}, m_j = \pm 1/2 \rightarrow D_{5/2}, m_j = \pm 5/2 \rightarrow D_{3/2}, m_j = \pm 3/2$ , lo

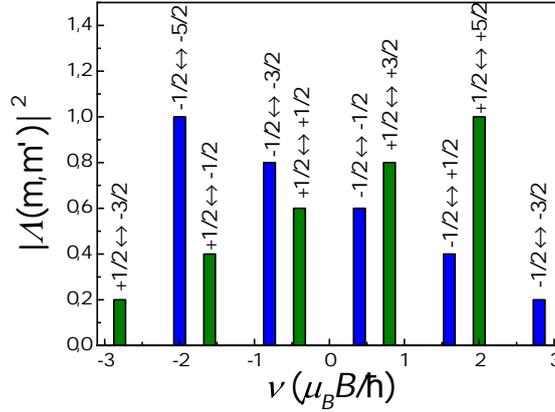
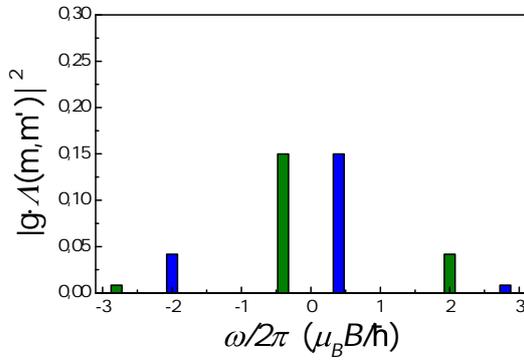
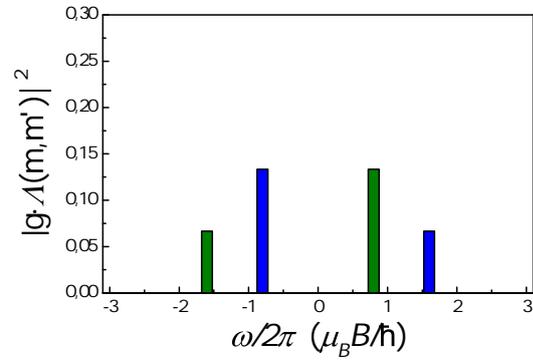
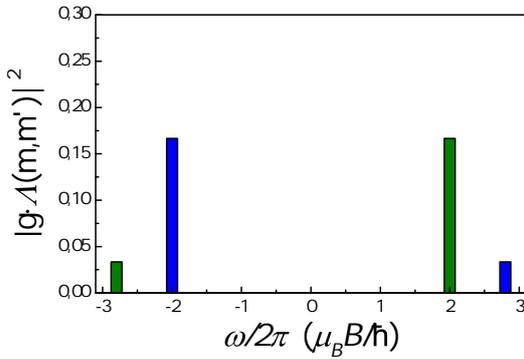
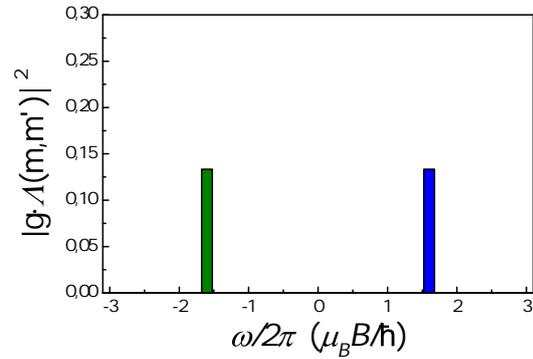
(a) Coeficientes de Clebsch-Gordan para la transición  $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$ .(b) L. P.  $\phi = 45^\circ$ ,  $\gamma = 0^\circ$ (c) L. P.  $\phi = 90^\circ$ ,  $\gamma = 0^\circ$ (d) L. P.  $\phi = 90^\circ$ ,  $\gamma = 90^\circ$ (e) C. P.  $\phi = 0^\circ$ 

Figura 2.4: Valor de la parte variable de la frecuencia de Rabi, Ec. (2.1.10), para excitaciones de la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  con diferentes geometrías. El color de las barras es distinto para diferenciar si el estado inicial de  $S_{1/2}$  tiene número cuántico magnético  $+1/2$  ó  $-1/2$ .

cual optimiza el tiempo de enfriamiento (ver Fig. 2.2).

La construcción de esta trampa tiene como objetivo simular en un futuro el modelo cuántico de Rabi [6], para lo que se utilizaría un haz bicromático desin-

tonizado ligeramente respecto de las bandas laterales azul y roja, esto es, con frecuencias  $\{\nu_0 - \nu_{\text{sec}} + \delta_{\text{roja}}, \nu_0 + \nu_{\text{sec}} + \delta_{\text{azul}}\}$ , donde  $\nu_0$  es la frecuencia de la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ . La geometría del doble haz sería preferiblemente a  $0^\circ$  respecto al campo magnético, dadas las ventajas de esta situación.

## 2.2 Simulaciones a ordenador del modelo

### 2.2.1 Planteamiento teórico

El diseño de una trampa lineal debe satisfacer dos condiciones principales para poder llevar a cabo la mayor parte de experimentos en el campo de las tecnologías cuánticas. La primera es poder acceder con los haces de luz láser orientados con diferentes ángulos sobre la zona donde están los iones, y colimar el mayor número de fotones emitidos por los iones en el proceso de interacción [20]. Por ejemplo, los dos mecanismos de enfriamiento mencionados en el punto anterior necesitan que la radiación utilizada tenga proyecciones en todas las direcciones del movimiento del ion. Para llevar a cabo operaciones coherentes en la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  es necesario disponer de diferentes ángulos de incidencia, de acuerdo con lo expuesto en la parte final de la última sección.

La segunda condición es que las frecuencias del movimiento secular del ion sean de 1 a 2 MHz en la dirección axial y en torno a 3-4 MHz en la radial. Esto es debido a que al trabajar con frecuencias de este orden y llevar a cabo enfriamiento *Doppler* es posible llegar a un número medio de fonones en torno a una decena, lo cual aporta dos ventajas. La primera es que se alcanza plenamente el régimen cuántico, de forma que las posibles excitaciones fuera de resonancia a la hora de realizar enfriamiento *sideband* disminuyen, por lo que la eficiencia de esta técnica aumenta. Esto implica que sólo es necesario emplear esta última técnica de enfriamiento hasta el estado fundamental en el modo del movimiento, axial o radial, en el que se vayan a implementar las operaciones cuánticas, sin que ello implique una menor coherencia de los procesos [20]. La segunda razón por la que es preferible trabajar con frecuencias altas, en este caso solo en el modo radial, es porque ello permite alojar cadenas con mayor número de iones. Así, para que la cadena se mantenga alineada en el eje de la trampa y por tanto sobre el único eje donde no hay micromovimiento, o es mínimo, es necesario que el pozo de potencial en la dirección radial sea más profundo que en la dirección axial.

El caso ideal mostrado en la Fig. 2.1 presenta varios inconvenientes para cumplir las condiciones anteriores. Uno de ellos es su construcción, dada la dificultad de realizar en la práctica un electrodo con superficies hiperbólicas. Para facilitar la construcción, se aproximan las superficies hiperbólicas por superficies circulares. El caso óptimo, donde los términos del desarrollo multipolar del campo

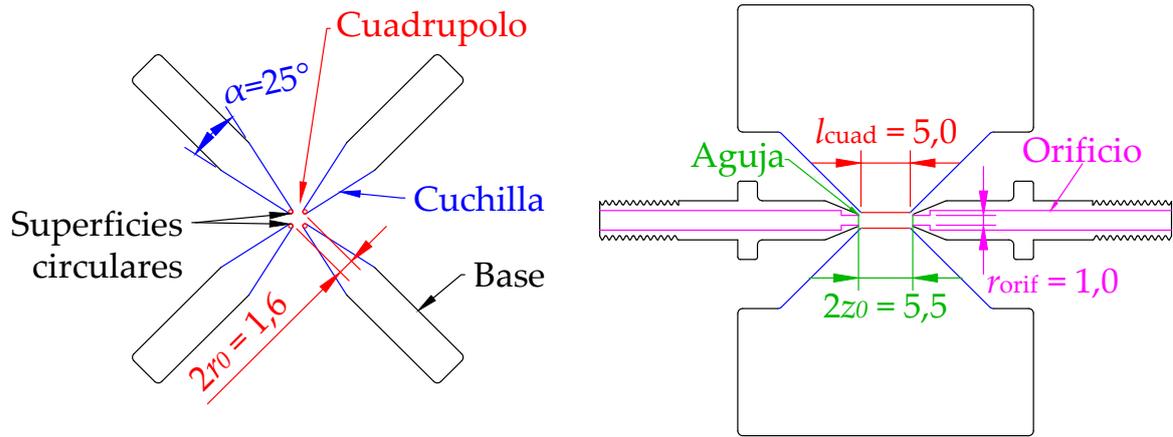


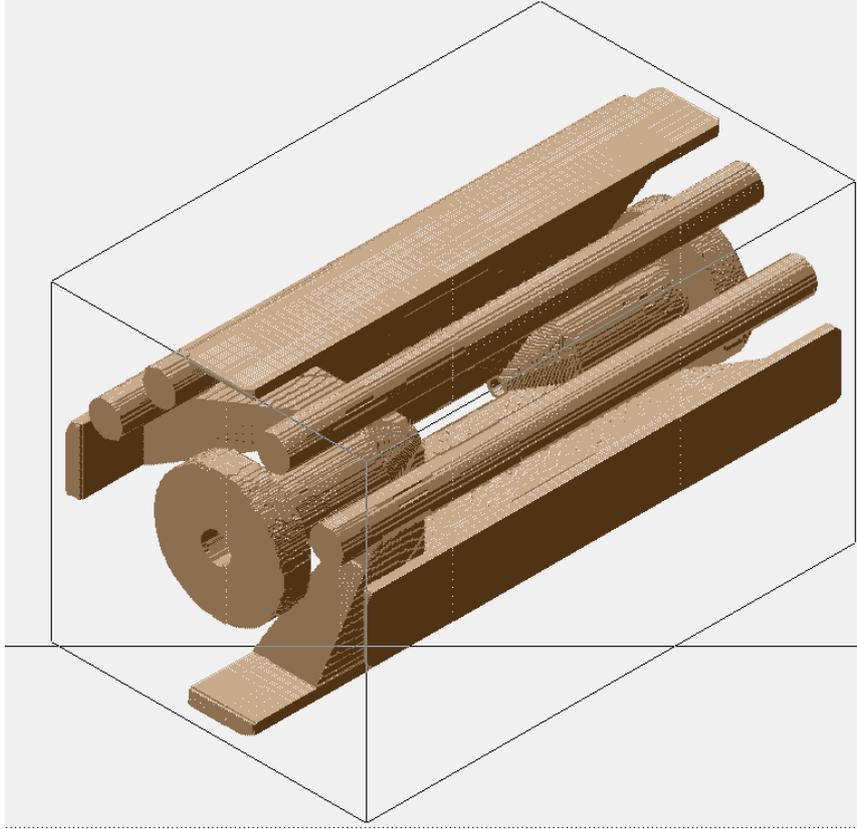
Figura 2.5: Modelo de Innsbruck de la trampa lineal. Vistas transversales y longitudinales.

eléctrico a partir de orden cuatro se minimizan, es cuando el radio de la superficie del electrodo,  $r_{\text{elect}} \approx 1,15r_0$  [21]. Sin embargo, esta situación entra en conflicto con los requerimientos del espacio de acceso de los haces de luz láser y un mayor ángulo sólido para la recolección de fluorescencia.

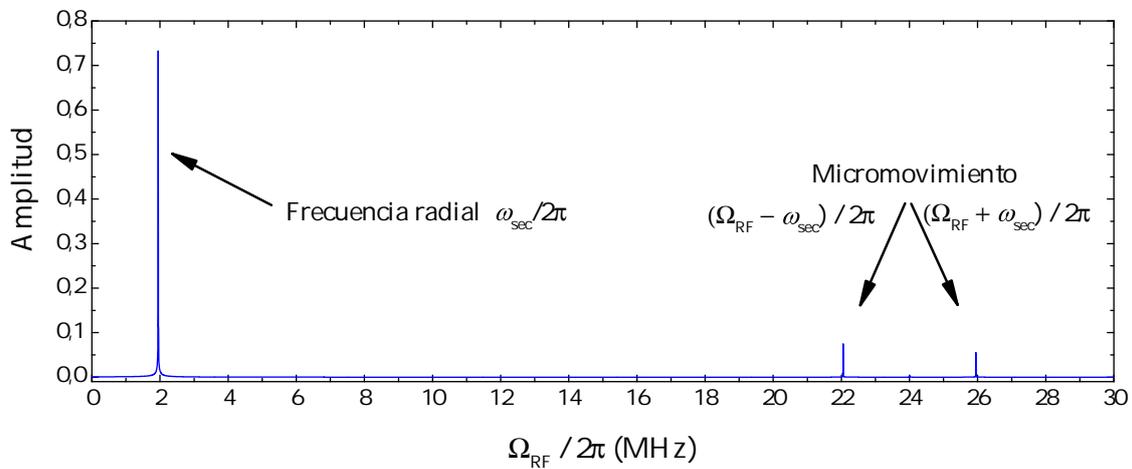
De acuerdo con la Ec. (2.1.9), distancias entre electrodos más pequeñas implican frecuencias más altas. Al disminuir esta distancia entran en juego tres factores: i) el hecho en sí de alcanzar una frecuencia alta, ii) el mecanizado de unos electrodos cada vez más pequeños, y iii) la aparición de calentamiento en los iones. Los dos últimos imponen limitaciones al primero. Para que estos tres factores encuentran un equilibrio apropiado que permita satisfacer todas las necesidades impuestas  $r_0 \approx 1$  mm. Sin embargo, el mecanizado de electrodos circulares de radios menores de 1 mm es de gran complejidad técnica.

Para solventar este problema, el grupo de trampas de iones de la Universidad de Innsbruck [22], dirigido por el Prof. Blatt, desarrolló a principios del 2000 el modelo de trampa lineal de cuchillas. Unos dibujos esquemáticos se muestran en la Fig. 2.5. La idea consiste en utilizar electrodos con forma triangular o de cuchilla, para generar el campo cuadrupolar en la dirección radial pero dando forma circular a la única parte del electrodo que afecta al ion. De esta forma, se consigue un modelo compacto y de precisión que cumple con las condiciones impuestas en cuanto a distancias y accesos ópticos. Trabajando así con distancias de  $r_0 \approx 1$  mm y utilizando radiofrecuencias de  $\sim 20$  MHz y voltajes de cientos de voltios (en el orden de magnitud de los experimentos que se realizan habitualmente con iones) se obtienen frecuencias radiales en el rango de 3-4 MHz y parámetros de estabilidad  $q \approx 0,30-0,40$ , con tasas de calentamiento bajas ( $\sim 5$  fonones/s) [20].

Para crear el pozo de potencial en la dirección axial se emplean los denominados electrodos de aguja, Fig. 2.5. La superficie de estos electrodos no es tan crítica



(a) Modelo discretizado de los electrodos de la trampa con el que trabaja el simulador SIMION®.



(b) Ejemplo de FFT del movimiento radial del ion.

Figura 2.6: Diferentes pasos del proceso de simulación con ordenador de la trampa lineal.

como en el caso del cuadrupolo, ya que sobre ellos se aplica un potencial constante. Es habitual incorporar un orificio central de  $r_{orif} \sim 1$  mm de diámetro, tal y como se muestra en la Fig. 2.5, para permitir acceso óptico con un solo haz sobre todos los iones de la cadena. La distancia  $z_0$  entre los dos electrodos de aguja está limitada por la longitud de la zona cuadrupolar, que suele ser del orden de

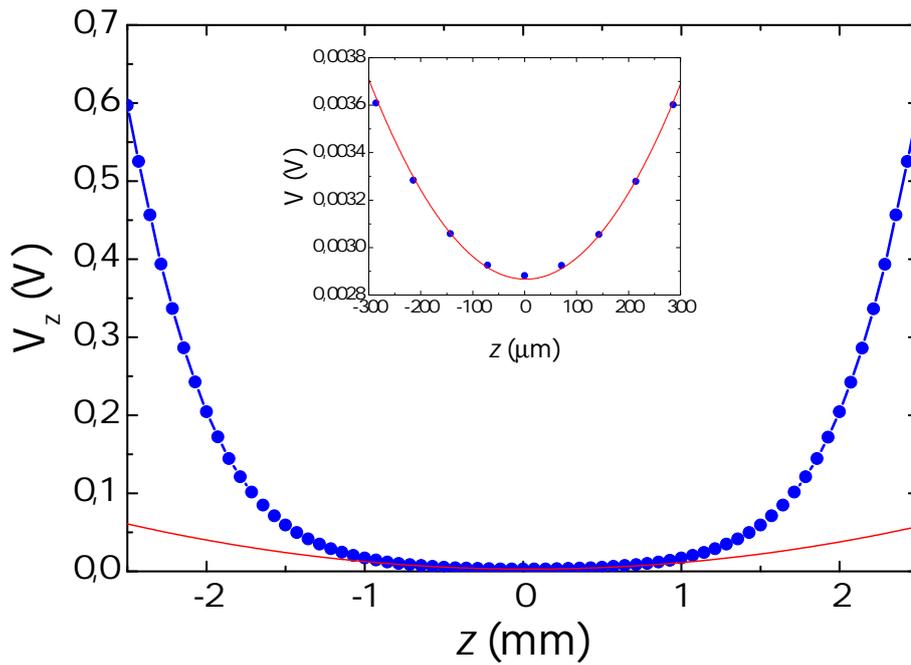
$l_{\text{cuad}} \sim 5$  mm para que el campo sea realmente cuadrupolar en la zona central de  $\pm 200$   $\mu\text{m}$  en la que se encuentran los iones. De acuerdo con la Ec. (2.1.2), para trabajar con  $\omega_z$  altas es deseable reducir esta distancia al máximo. El límite de separación entre los electrodos de aguja y los de cuchilla lo podemos establecer en  $\sim 200\text{-}300$   $\mu\text{m}$ , el cual es del orden de la tolerancia de mecanizado, y es un régimen donde son bastante improbables las descargas entre electrodos en condiciones de alto vacío ( $p \approx 10^{-10}$  mbar) [23].

## 2.2.2 Resultados de las simulaciones

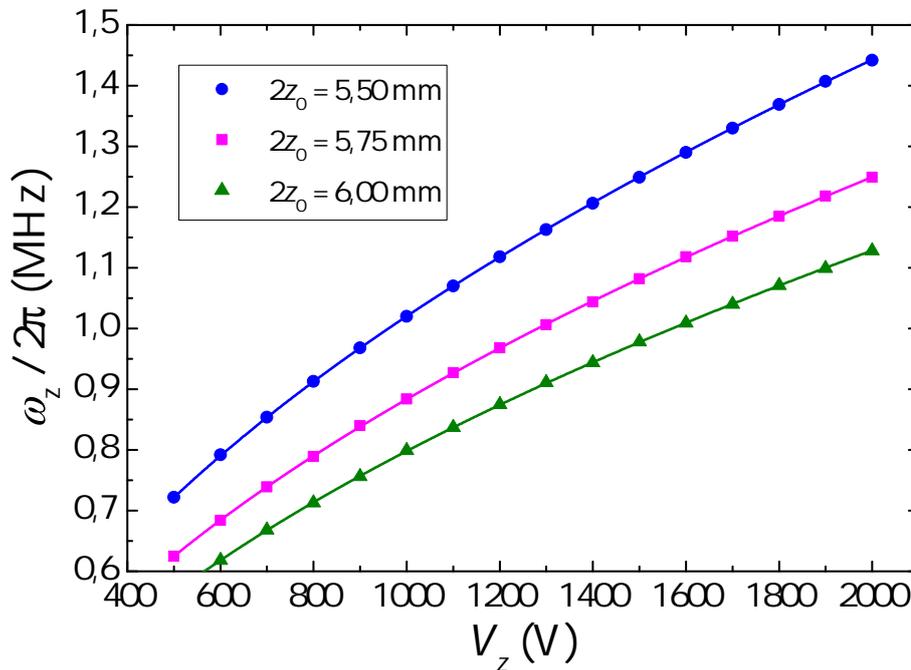
Se han llevado a cabo simulaciones con ordenador del modelo de trampa descrita, para optimizar las diferentes distancias que se han mencionado y para determinar las regiones de potenciales y radiofrecuencia en los que la trampa funcionaría en las mejores condiciones. Para ello, se ha utilizado el programa SIMION®, que permite simular trayectorias de partículas cargadas en campos eléctricos y/o magnéticos, utilizando la técnica de las diferencias finitas [24].

En primer lugar, el programa calcula el potencial eléctrico en todo punto del espacio, para los electrodos dispuestos en la geometría que se desea estudiar. El proceso se denomina *refinamiento*, y el resultado es la generación de una serie de ficheros, uno para cada electrodo, con extensión .PA- donde - denota el número asignado al electrodo. A la hora de definir la geometría existen diferentes posibilidades. Una primera opción es hacerlo de forma manual, esto es, definiendo la geometría dentro de un fichero con extensión .GEM y de acuerdo a las normas de programación establecidas por SIMION®. A continuación, este fichero se compila desde la interfaz y se genera un fichero con extensión .PA#, a partir del cual se lleva a cabo el *refinamiento*, igualmente por medio de la interfaz del programa. Una segunda opción, que es la utilizada en este trabajo, hace uso de la aplicación *sltools.exe*, incluida en el paquete del programa, para crear directamente el fichero .PA# a partir de ficheros con extensión .stl de cada uno de los electrodos, exportados directamente desde el dibujo 3D del diseño realizado con AutoCAD.

En la Fig. 2.6a se muestra una imagen de la discretización de los electrodos con la que el programa trabaja. Como se puede observar, sólo se han considerado las zonas de los electrodos más cercanas a la región de confinamiento de los iones, con el objetivo de obtener mayor resolución. La discretización espacial se ha realizado con pasos de  $\frac{1}{14} \approx 0,0714$  mm. La discretización temporal es de  $0,0004$   $\mu\text{s}$ . Las frecuencias de los modos fundamentales en los que se descompone el movimiento del ion se obtienen al aplicar la Transformada de Fourier a los datos de las trayectorias, de la cual se muestra un ejemplo en la Fig. 2.6b. La transformada de Fourier hace uso de  $2^{20}$  datos de posición del ion en función del tiempo con el paso temporal indicado anteriormente, lo que permite trabajar con una resolución de  $\sim 0,001$  MHz y recoger varios cientos de oscilaciones. El

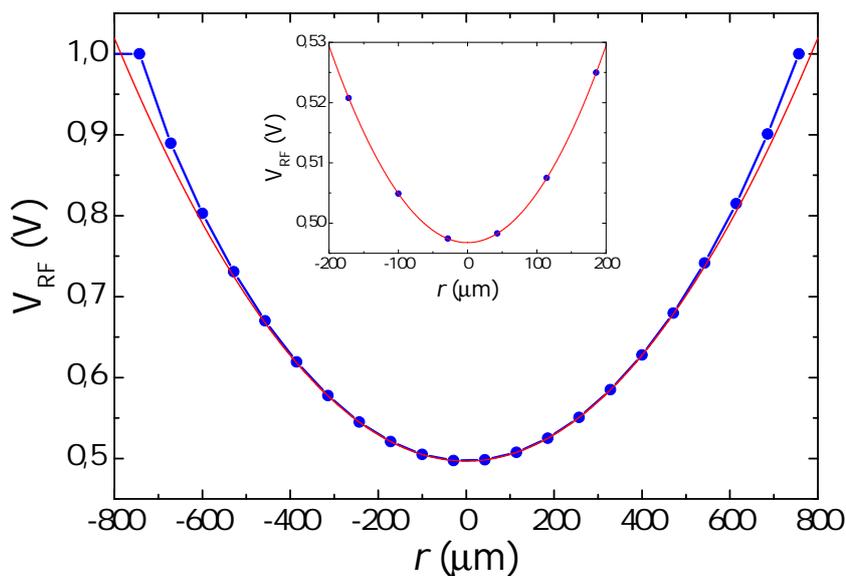


(a) Potencial axial a lo largo del eje. En el recuadro se muestra el detalle para la zona de atrapamiento.

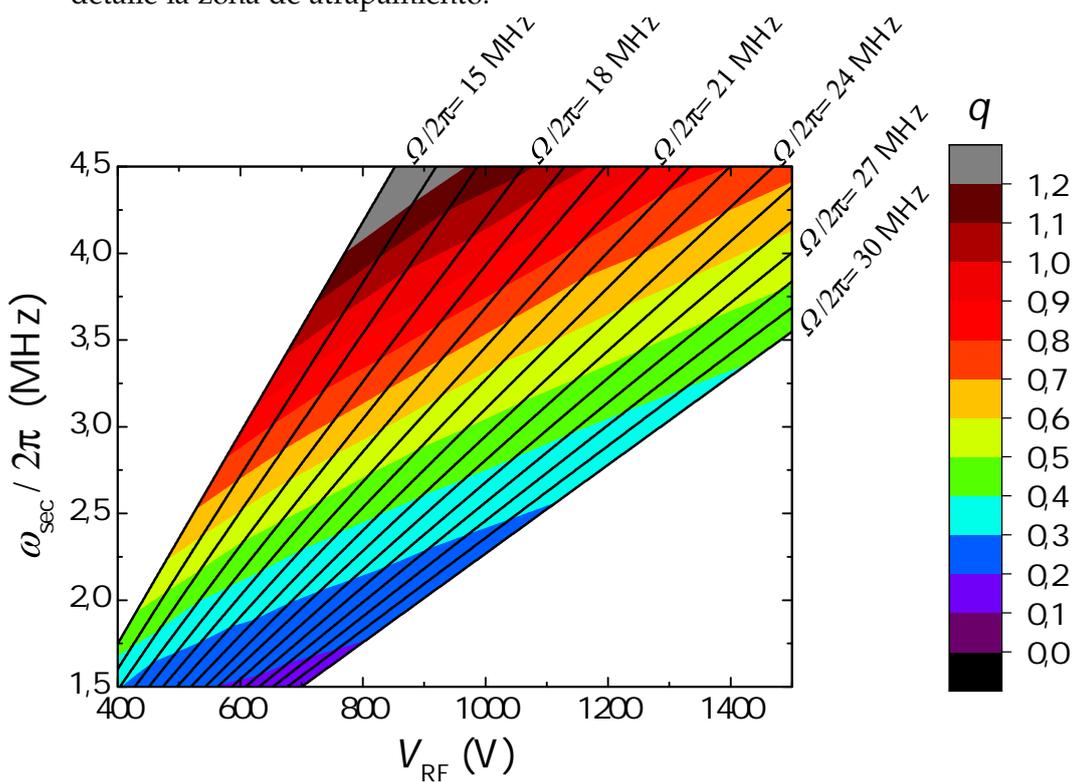


(b) Frecuencia axial en función del voltaje aplicado sobre los electrodos de aguja, para diferentes separaciones entre estos.

Figura 2.7: Potencial y frecuencias de oscilación en la dirección axial, obtenidas a partir de las simulaciones.



(a) Potencial axial a lo largo del eje  $z$ . En el recuadro se muestra en detalle la zona de atrapamiento.



(b) Frecuencia radial en función del voltaje aplicado a los electrodos de cuchilla, para diferentes valores de radiofrecuencia; la escala de colores muestra el valor del parámetro  $q$ .

Figura 2.8: Potencial y frecuencias de oscilación en el plano radial, obtenidas a partir de las simulaciones.

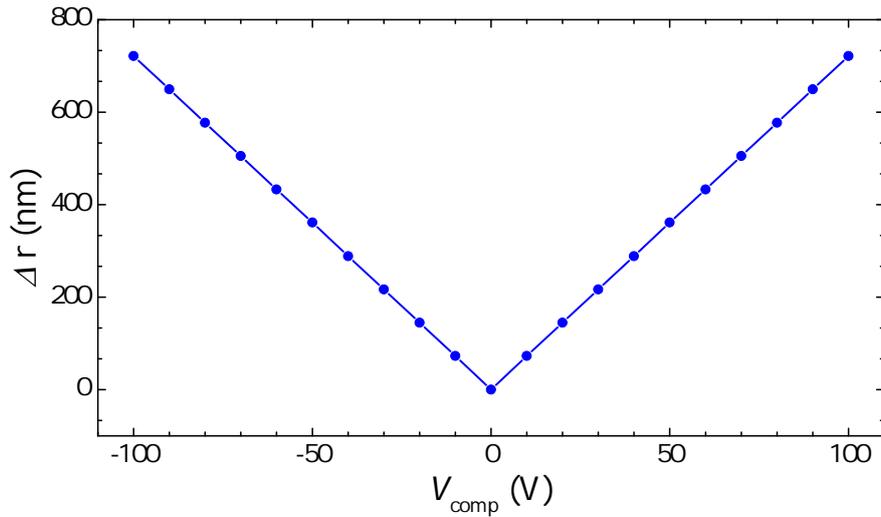


Figura 2.9: Variación de la posición en dos direcciones perpendiculares del plano radial en función del voltaje aplicado a los electrodos de compensación.

programa permite construir un fichero *.job* en el que se guardan los parámetros referentes al ion (masa, carga, posición inicial, energía...), al proceso de almacenamiento de datos (se pueden almacenar posición, velocidad, potenciales ... en función del tiempo para diferentes configuraciones) y aquellos relacionados con la aplicación de potencial a los electrodos (se pueden crear pequeños ficheros donde se indica su valor con respecto al tiempo).

En la Fig. 2.7a se muestra el potencial a lo largo de la coordenada axial, para un potencial sobre los electrodos de aguja de 1 V, y la frecuencia de oscilación para diferentes separaciones entre los electrodos. Tal y como se muestra en la figura, en la región de  $\pm 200 \mu\text{m}$  en torno al centro el potencial, mostrada en la ventana pequeña, el potencial es armónico. En la Fig. 2.7b se representa la frecuencia axial del ion  $\omega_z$  en función del voltaje aplicado sobre los electrodos  $V_z$ , para las distintas distancias de separación estudiadas. En este caso se aprecia que para el caso más favorable de  $z_0 = 5,5 \text{ mm}$ , la separación mínima de los electrodos de aguja respecto a los de cuchilla es  $340 \mu\text{m}$ .

En la Fig. 2.8a se muestra el potencial a lo largo del eje radial que pasa por el centro de dos cuchillas. La separación utilizada entre cuchillas se ha fijado a  $2r_0 = 1,6 \text{ mm}$ , utilizado en los modelos de la Universidad de Innsbruck [20]. En modelos desarrollados con posterioridad en lo que se ha disminuido esta distancia [25], ha conllevado un incremento de fonones por unidad de tiempo mucho mayor que en el modelo inicial, por lo que la ganancia experimentada en frecuencia radial no compensa la pérdida en el tiempo de coherencia observado (a menos que se utilicen materiales con mayor disipación, como se hace en modelos más avanzados que superan el objetivo de este trabajo [26]). En la Fig. 2.8b se representa la frecuencia secular  $\omega_{\text{sec}}$  en función del voltaje aplicado

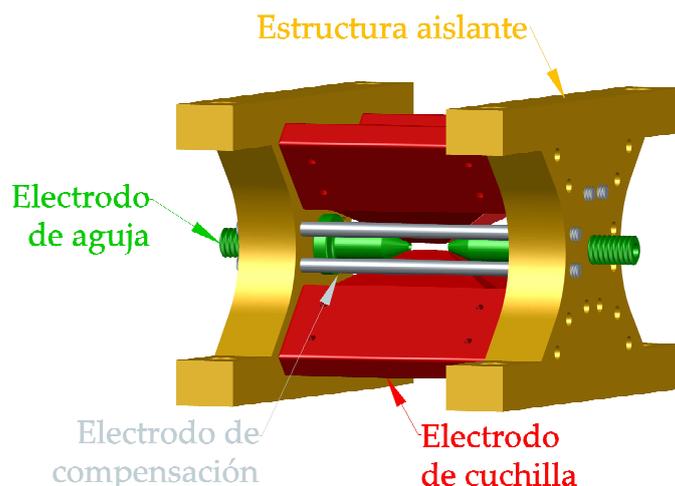


Figura 2.10: Dibujo CAD que muestra una perspectiva del resultado final de los electrodos montados en la estructura de aislante.

sobre los electrodos  $V_{RF}$ , para distintos valores de la radiofrecuencia  $\Omega_{RF}$ , que toma un valor fijo en el experimento una vez se construye el correspondiente circuito resonante. En código de colores se representa el parámetro de estabilidad  $q$ , que controla la amplitud del micromovimiento. Se puede apreciar que el valor óptimo de radiofrecuencia es  $\sim 23$ - $24$  MHz, ya que permite operar a frecuencias de movimiento  $\sim 3$  MHz con parámetros  $q$  aceptables, y voltajes que se pueden alcanzar en el laboratorio con fuentes habituales.

En la Fig. 2.9 se representa la variación de posición del ion,  $\Delta r$ , como consecuencia de la aplicación de diferentes voltajes  $V_{comp}$  sobre uno de los pares de los electrodos de compensación. La aplicación del mismo voltaje sobre el otro par de electrodos tiene las mismas consecuencias sobre el ion, pero provocando un desplazamiento perpendicular. Los electrodos de compensación pueden ser utilizados para corregir exceso de micromovimiento causado por la presencia de campos eléctricos externos [27]. Estos campos externos desplazan la línea de campo eléctrico nulo respecto del eje axial de la trampa, de forma que el ion adquiere automáticamente el exceso de micromovimiento mencionado. En trampas lineales, el proceso de corrección de micromovimiento se suele dividir en dos etapas aplicando dos técnicas de forma secuencial [25]

- La primera técnica consiste en desplazar el ion hacia el centro de la trampa, registrando sus cambios de posición a través de la imagen de fluorescencia que se recoge en la cámara. El centro de la trampa se halla aplicando potenciales altos a los electrodos de cuchilla en comparación con el valor del potencial residual que origina el exceso de micromovimiento. Esto hace que el mínimo de potencial del sistema se desplace hacia el centro de la trampa, lo que se registra en un movimiento del ion en la imagen de fluorescencia. A continuación, se aplica sobre los electrodos de compensación un potencial que traslade el ion hacia esa región. El proceso se aplica de

Parámetro	Valor
$2r_0$	0,8 mm
$2z_0$	1,6 mm
$r_{\text{elect}}$	221 $\mu\text{m}$
$l_{\text{cuad}}$	5,0 mm
$d_{\text{orif}}$	1,0 mm
$\alpha$	25 °

Tabla 2.1: Parámetros finales característicos de la trampa lineal construida en este trabajo.

forma iterativa, hasta que las variaciones de potencial sobre los electrodos de cuchilla no supongan cambios de posición del ion.

- Una segunda técnica, más precisa, se basa en la observación del efecto *Doppler* que sufren los iones como consecuencia de poseer micromovimiento. El efecto *Doppler* provoca una asimetría en la frecuencia de Rabi de las transiciones resonantes y de bandas laterales que puede ser aprovechada para cuantificar el micromovimiento [27].

A modo de resumen, y como resultado de las simulaciones realizadas en esta sección, en la Tab. 2.1 se presentan las dimensiones de la trampa lineal construida. En la Fig. 2.10 se muestra un dibujo tridimensional, incluyendo las estructuras aislantes que se utilizan para el montaje y en la Fig. 2.11 se muestran los electrodos de la trampa, ya fabricados por una empresa española.



Figura 2.11: Fotografía de los electrodos de cuchilla y de aguja de la trampa.

# 3

## Construcción del dispositivo experimental

En este capítulo se describen todos los elementos necesarios para el funcionamiento del dispositivo. En algunos casos, como son el sistema de vacío, la creación de iones o el sistema de láseres, puestos a punto para el experimento anterior [28, 29], se describen brevemente indicando los cambios introducidos. En otros casos, como la elección de materiales para la trampa, las conexiones eléctricas o el sistema de detección de fluorescencia, se ha partido desde cero, por lo que se expone una explicación más detallada de los pasos seguidos.

### 3.1 Sistema de vacío

Un esquema en CAD del sistema de vacío utilizado en la trampa lineal se muestra en la Fig. 3.1. La trampa se encuentra dentro de la cámara de vacío, fabricada en acero 316L, el cual dispone de cuatro accesos radiales CF100 y de otros cuatro CF16, colocados de forma alternada. Dos de los accesos CF100 son puertos ópticos en todo su diámetro, uno tiene un puerto óptico de CF40, y otro uno invertido de  $\sim 35$  mm de diámetro provisto de recubrimiento anti-reflejante para la longitud de onda  $\lambda = 397$  nm. Los accesos CF16 son puertos ópticos comunes. En el eje vertical, el puerto superior está provisto de una brida con tres accesos CF16: uno de ellos está actualmente en desuso, otro se utiliza para introducir las conexiones eléctricas, y el tercero, centrado en la brida se utiliza como puerto óptico.

El puerto óptico invertido horizontal se utiliza para la recolección de fluorescencia; los restantes se usan para introducir los haces de luz láser en la cámara de vacío. Para introducir las conexiones eléctricas en la región de vacío se utiliza un pasamuros de 8 pines que soporta hasta 5000 V. El dispositivo consiste en una serie de cables bien espaciados de acero que se encuentran sellados por un material aislante de cerámica que también sella sobre el acero del puerto óptico

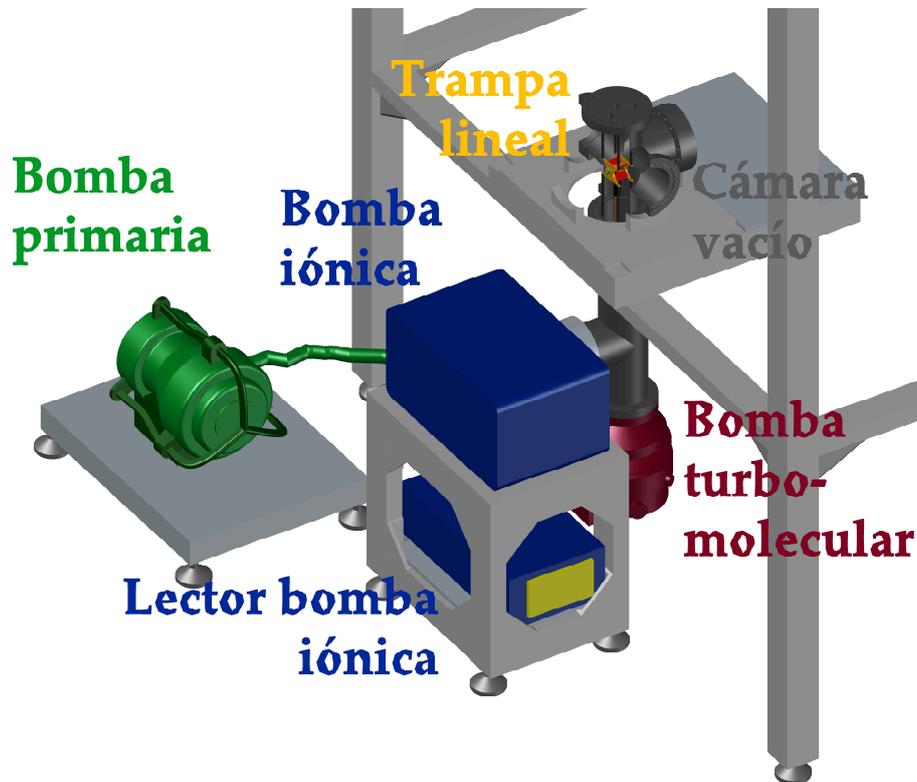


Figura 3.1: Sistema de vacío en el que se encuentra alojada la trampa.

en el que va montado.

Para crear el vacío se utilizan tres tipos de bombas: una bomba primaria modelo *nXDS 15i* de la marca *Edwards*, una bomba turbomolecular modelo *Hi Pace 400* de la marca *Pfeiffer Vacuum*, y una bomba iónica modelo *Titan* de la marca *Gamma Vacuum*.

- La bomba primaria es de tipo espiral. Su principio de funcionamiento se basa en hacer girar de forma excéntrica una cinta espiral con respecto a otra cinta idéntica que se encuentra fija: el resultado es que el movimiento es capaz de transportar un volumen de fluido desde la parte exterior de las espiras, conectado al sistema de vacío, hacia la parte interior, que está a presión atmosférica. Su velocidad de bombeo es de  $15,1 \text{ m}^3/\text{h}$ , y permite alcanzar presiones del orden de  $10^{-3} \text{ mbar}$ . Esta bomba se controla con un interruptor.
- La bomba turbomolecular empieza a actuar una vez alcanzadas estas presiones y para su control se usa una unidad modelo *DCU 400* de *Pfeiffer Vacuum*. Está compuesta por un rotor con múltiples palas que extraen las

moléculas de gas en sucesivas estaciones al transferirles momento en la dirección deseada. El rotor gira a unas 49200 rpm, su velocidad de bombeo oscila entre 320 y 470 l/s, según el gas, y permite alcanzar presiones del orden de  $10^{-8}$  mbar.

- La bomba iónica se utiliza una vez las presiones están estabilizadas en torno a este último valor. Se controla mediante una unidad *Digital Vacuum Pump Power Supply* del mismo fabricante. Su funcionamiento se basa en ionizar el gas residual y aplicar campos eléctricos, que dirigen los iones hacia un cátodo químicamente activo. Su velocidad de bombeo oscila entre 240 y 300 l/s, y permite alcanzar presiones del orden de  $10^{-10}$ - $10^{-11}$  mbar. El uso de esta bomba requiere el calentamiento previo de la cámara de vacío.

## 3.2 Elección de materiales

La construcción de los electrodos plantea dos cuestiones referentes al material a utilizar que ha llevado a considerar varias opciones. En primer lugar, el material debe tener buenas propiedades de mecanizado, de manera que sea posible realizar las superficies con gran precisión, sobre todo en el caso de los bordes que forman el cuadrupolo en electrodos de cuchilla (ver Fig. 2.5). En segundo lugar, el material no debe alterar el campo magnético utilizado para crear el eje de cuantización, lo que requiere que su magnetización sea baja, comparada con los valores de campo magnético de varios Gauss que se generan en la región de confinamiento. Los materiales que se han considerado son cobre, acero 316L y acero 316LN.

El acero posee buenas propiedades de mecanizado, mientras que en el caso del cobre es necesario recubrir las piezas de una capa de oro de varias micras de espesor que logra un acabado mucho más preciso. En cuanto a las propiedades magnéticas, en la Tab. 3.1 se muestran los valores de la susceptibilidad magnética y de la magnetización de saturación para los tres casos considerados. Para campos aplicados del orden de varios Gauss, la perturbación generada en el campo magnético es mínima, del orden de  $10^{-6}$ , por lo que en principio cualquiera de los materiales sería válido. La decisión final ha sido fabricar los electrodos en acero 316LN, que presenta las mejores características y existía disponibilidad.

	Cobre	Acero 316L	Acero 316LN
$\chi \cdot 10^6$ (S.I.)	9,5	41	5,9
$M_0$ (Gauss)	0,5	0,07	0,008

Tabla 3.1: Desgasificación de los materiales candidatos para la construcción de los soportes aislantes.

Para la construcción de la estructura de soporte de los electrodos se han considerado así mismo tres posibilidades: PEEK, alúmina y MACOR. El primero es un polímero y los dos restantes son cerámicas, y tienen en común que son materiales aislantes ampliamente usados en experimentos de alto vacío debido principalmente a su baja desgasificación. En la Tab. 3.2 se presenta la tasa de desgasificación para cada uno de los materiales considerados. Esta cantidad, da cuenta por tanto de la velocidad a la que se incrementa la presión por unidad de superficie del material. Los soportes se han construido en MACOR.

	PEEK	Alúmina	MACOR
Tasa de desgasificación ( $\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ )	$6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$

Tabla 3.2: Propiedades magnéticas de los materiales candidatos para la construcción de los electrodos.

### 3.3 Alimentación eléctrica

El sistema de alimentación eléctrica continua, para los electrodos de aguja y los electrodos de compensación, consiste en la propia fuente, modelo *N1470* de la marca *CAEN*, que suministra hasta 9 W. Esta fuente dispone de varios canales independientes que se conectan a cada uno de los electrodos. En las conexiones dentro de la cámara de vacío se utilizan cables coaxiales para evitar que la señal continua se contamine con la señal de radiofrecuencia.

La aplicación del voltaje de radiofrecuencia sobre los electrodos de cuchilla requiere de un circuito más elaborado que en el caso continuo. En la Fig. 3.2 se muestra un esquema detallado. Los principales bloques son la fuente de alimentación, el amplificador, el resonador helicoidal y la propia trampa. El objetivo de utilizar esta serie de elementos es comunicar una señal de radiofrecuencia con frecuencia previamente fijada, de valor bien definido y de gran amplitud.

La fuente de alimentación utilizada es el modelo *33250A* de la marca *Agilent* que permite suministrar hasta  $10 V_{pp}$  con frecuencias de hasta 80 MHz. El amplificador es el modelo *LZY-22+* de la marca *MiniCircuits*. Sus características principales son la ganancia  $G$ , definida como el cociente entre la potencia de salida y la potencia de entrada en régimen lineal, y la potencia de saturación, límite del régimen de ganancia lineal. En la Fig. 3.3 se muestra la caracterización del amplificador para un rango de frecuencias alrededor del valor teórico al que operará el sistema. Las ganancias obtenidas se encuentran en el intervalo [45, 47] dB, de acuerdo con las especificaciones del fabricante. La saturación aparece por encima de los 600 mV en la señal de entrada para todos los casos. Se observa que para frecuencias mayores, el comportamiento es mejor, tanto en ganancia como

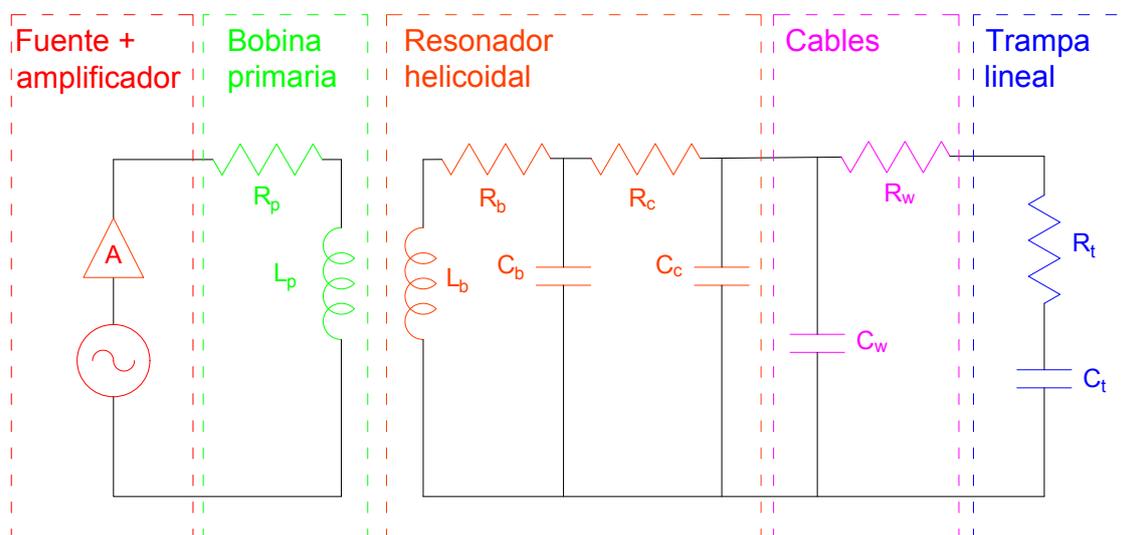


Figura 3.2: Esquema circuitual de la alimentación de los electrodos de cuchilla.

en saturación. Es interesante notar que una vez se alcanza la saturación el dispositivo comienza a bajar automáticamente la potencia de alimentación consumida respecto del valor nominal, poniéndose de manifiesto el mecanismo de protección del que el sistema está provisto.

La señal proveniente de la fuente + amplificador se transmite al circuito resonante mediante acoplamiento inductivo (ver Fig. 3.2). Esta configuración permite desacoplar las impedancias de la fuente y de carga, lo que repercute positivamente en dos aspectos del circuito. En primer lugar, evita la propagación directa de cualquier ruido de la fuente o el amplificador sobre el sistema resonante, optimizando el funcionamiento de este último. Además, la existencia de un elemento flexible como es la bobina primaria (ver Fig. 3.4a) permite igualar las impedancias fuente y de carga, para lograr así una transmisión máxima de la señal, evitando reflexiones [31].

El elemento principal del sistema de alimentación de radiofrecuencia es el resonador helicoidal, esquematizado en las Figs. 3.2 y 3.4a. Se compone de una bobina central y del cilindro en el que esta se emplaza, cerrado por dos tapas. La bobina se conecta por un extremo a la carga, en este caso los electrodos de cuchilla, y por el otro se cortocircuita con el cilindro, a tierra. Se caracteriza por su inducción  $L_b$ , de un valor alto en el circuito, su resistencia  $R_b$ , que modela las pérdidas y su capacidad  $C_b$ , originada por los espacios entre espiras. El espacio entre la bobina y el cilindro origina una capacidad  $C_c$ . La resistencia  $R_c$  tiene en cuenta las pérdidas en este último elemento. La trampa se puede modelar como

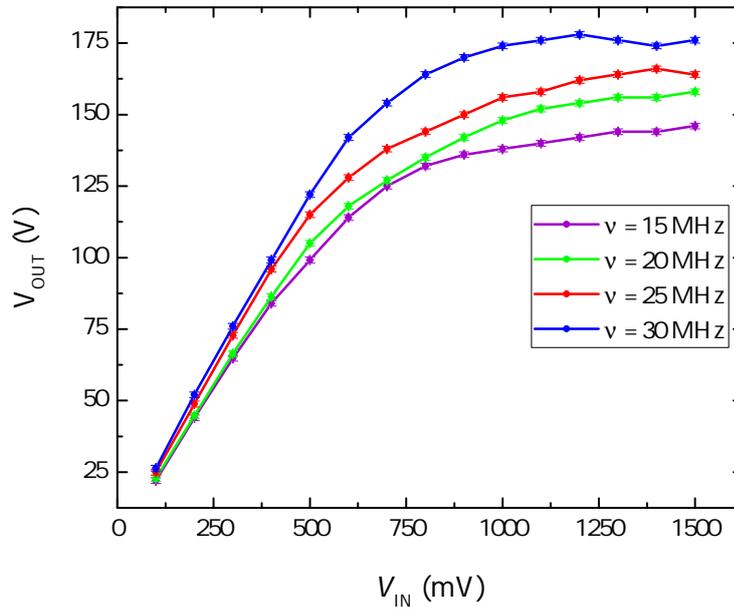


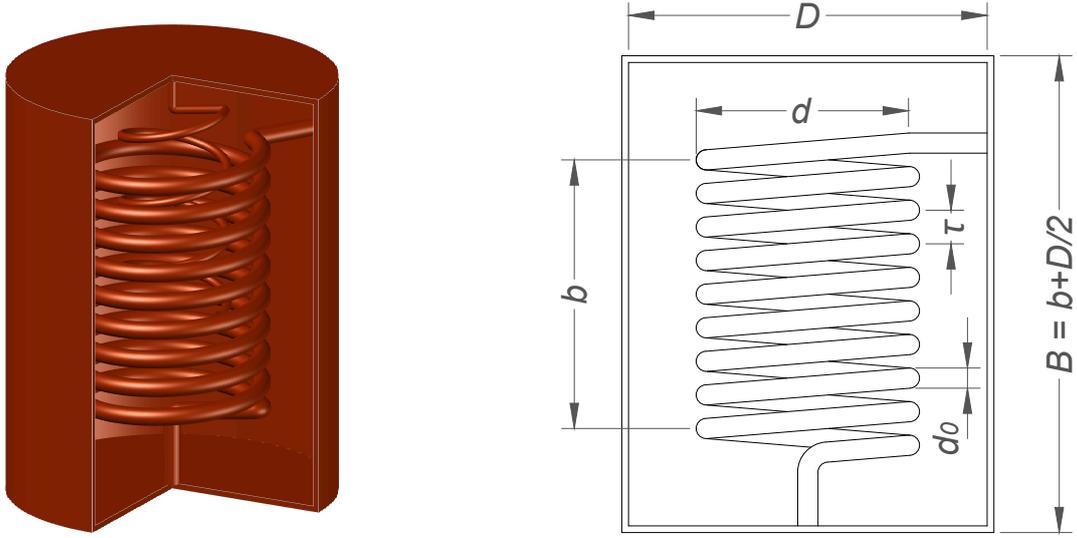
Figura 3.3: Curvas de amplificación para el amplificador *MiniCircuits LZY-22+* para diferentes radiofrecuencias.

una capacidad  $C_t$  con una resistencia  $R_t$  que tiene en cuenta las pérdidas en los electrodos. También es necesario tener en cuenta el uso de cables en el transporte de la señal, en este caso mediante  $C_w$  y  $R_w$ .

Los principales parámetros a tener en cuenta en el diseño de un resonador helicoidal se muestran en la Fig. 3.4b. Las primeras caracterizaciones experimentales de este tipo de resonadores se llevaron a cabo en la Ref. [30]. Su uso está indicado para frecuencias en el rango de [1, 1000] MHz, y puede considerarse algo intermedio entre los resonadores de cuarto de longitud de onda, utilizados en el rango de las microondas, y los elementos discretos de un circuito convencional [30]. Si se consideran como un subtipo de los primeros, la condición de resonancia viene determinada por

$$b = \frac{\lambda}{4} = \frac{v}{4\nu_{\text{res}}} = \frac{1}{4\nu_{\text{res}}}\sqrt{LC}, \quad (3.3.1)$$

donde  $\nu_{\text{res}}$  es la frecuencia de resonancia,  $v = \nu_{\text{res}}\lambda$  es la velocidad de fase,  $L$  es la inductancia y  $C$  la capacitancia. La inductancia  $L$  y la capacitancia  $C$  dependen de los parámetros geométricos del resonador:  $L = L(d, D, N)$  y  $C = C(d, D)$ , con  $d$  el diámetro de la bobina interna,  $N$  el número de vueltas y  $D$  el diámetro del cilindro exterior. Las expresiones analíticas son las de una bobina y un condensador cilíndrico, respectivamente, pero ligeramente modificadas debido a la presencia de ambos elementos en una misma región espacial. Los desarrollos pueden encontrarse en las Refs. [30, 31].



(a) Dibujo CAD tridimensional de un resonador helicoidal.

(b) Esquema de un resonador helicoidal con sus dimensiones características.

Figura 3.4: Resonador helicoidal

Además de la Ec. (3.3.1), que impone una condición sobre un sistema de cinco variables geométricas,  $\{d, N, b, D, B\}$ , se establecen seis condiciones experimentales más que acotan su región de uso y proveen al resonador de un factor de calidad óptimo definido por  $Q = \Delta\nu_{res}/\nu_{res}$ , siendo  $\Delta\nu_{res}$  la anchura a mitad de altura en la distribución en torno a la frecuencia de potencia máxima del resonador. Las tres primeras condiciones son [30]

$$b/d \geq 1,0, \quad B = b + D/2, \quad 0,45 \leq d/D \leq 0,6. \quad (3.3.2)$$

Estas condiciones garantizan la construcción de un resonador de dimensiones razonables, del orden de decenas de centímetros y con forma compacta. Una elección común, que es la utilizada en la construcción de nuestro modelo, es  $b/d = 1,5$  y  $d/D = 0,55$  [30], que hacen funcionar el sistema en una región de equilibrio con factor de calidad  $Q$  alto. La Ec. (3.3.1) junto con las condiciones presentadas en la Ec. (3.3.2) permiten establecer una relación entre la frecuencia de resonancia  $\nu_{res}$ , el diámetro  $D$  y el factor de calidad  $Q$ :

$$Q \sim D\nu_{res}^{1/2}, \quad (3.3.3)$$

poniendo de manifiesto que el factor de calidad es mayor cuanto mayores son las dimensiones del cilindro.

De las seis condiciones que se mencionaban en un principio, las tres restantes son

$$0,5 \leq d_0/\tau \leq 0,6, \quad d_0 \geq 5\delta, \quad \tau \leq d/2, \quad (3.3.4)$$

Parámetro	Valor
$b$	10 cm
$B$	15 cm
$d$	6 cm
$D$	11 cm
$N$	9
$d_0$	1 cm

Tabla 3.3: Dimensiones principales del resonador helicoidal

y establecen los límites de uso del resonador helicoidal. En el caso de trabajar con frecuencias bajas,  $\nu_{\text{res}} \leq 1$  MHz, la construcción de un resonador helicoidal de dimensiones compactas, cumpliendo la Ec. (3.3.2) conduce a bobinas de muchas vueltas y diámetro de conductor  $d_0$  pequeño, que no cumplen la primera expresión de la Ec. (3.3.4). Esto hace que las pérdidas resistivas aumenten y el factor  $Q$  del resonador disminuya. Para aumentar el factor de calidad es necesario escalar el sistema a dimensiones mayores, de acuerdo con la Ec. (3.3.3), por lo que se alcanza una situación en la que es preferible utilizar elementos circuitales convencionales, que con volúmenes menores proporcionan factores de calidad equivalentes [30]. Si  $\nu_{\text{res}} \geq 1$  GHz, las bobinas tienen cada vez menos vueltas y el grosor del conductor incrementa, incumpliendo la segunda y tercera expresión de la Ec. (3.3.4). En este caso, el resonador deja de ser progresivamente helicoidal a la vez que las dimensiones aumentan debido a la disminución del número de vueltas (para que la frecuencia pueda seguir aumentando). En este punto es preferible utilizar un resonador de cuarto de onda coaxial propio del régimen de microondas.

En la Tab. 3.3 se muestran los principales parámetros geométricos del resonador helicoidal construido para este experimento. El material utilizado es cobre, el cual posee una alta conductividad que disminuye las pérdidas que puedan afectar al factor de calidad. Los valores teóricos de frecuencia de resonancia y factor de calidad son

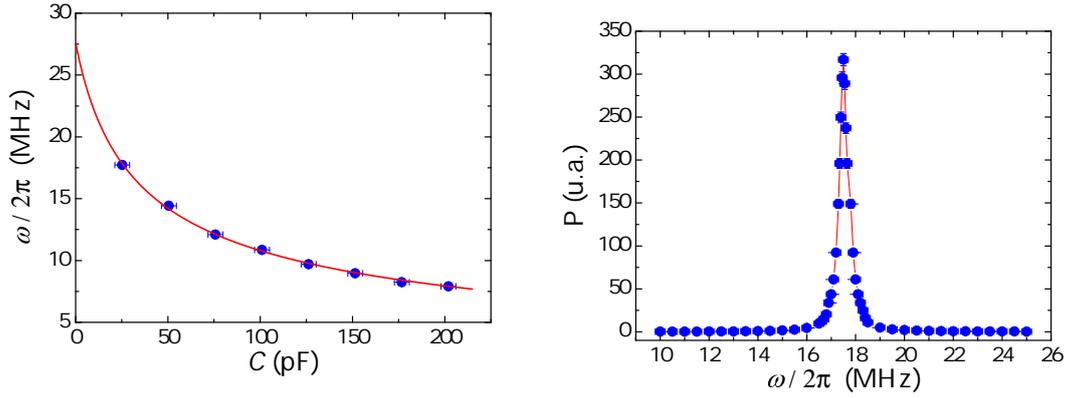
$$\nu_{\text{res}} = 50 \text{ MHz}, \quad Q = 200. \quad (3.3.5)$$

Volviendo a la Fig. 3.2, en el funcionamiento del circuito resonante es necesario tener en cuenta las capacidades y resistencias introducidas por la trampa y por los cables utilizados. La frecuencia de resonancia del sistema completo es [31]

$$\nu_{\text{res}} = \frac{1}{\sqrt{(C_b + C_c + C_t + C_w) L_b}}, \quad (3.3.6)$$

y el factor de calidad es [31]

$$Q = \frac{1}{R_{\text{equiv}}} \sqrt{\frac{L_b}{C_b + C_c + C_t + C_w}}, \quad (3.3.7)$$



(a) Frecuencia de resonancia del resonador helicoidal en función de la carga capacitiva. (b) Potencia de salida en función de la frecuencia de la señal de entrada.

Figura 3.5: Caracterización del resonador helicoidal

con  $R_{\text{equiv}}$  la resistencia equivalente del circuito de la Fig. 3.2. El objetivo es lograr un sistema con pocas pérdidas resistivas en el que la mayor parte de la capacidad sea debida a la trampa, de modo que la frecuencia de resonancia y el factor de calidad disminuyan lo menos posible respecto del valor ideal sin carga acoplada. Los cables coaxiales son por tanto un elemento a evitar y el resonador se conecta directamente a la caja de conexiones del pasamuros. En las conexiones del interior de la cámara de vacío se utilizan cables de cobre libre de oxígeno de alta conductividad (OFHC por sus siglas en inglés) de 1,5 mm de diámetro, cumpliendo con la Ec. (3.3.4), dado que  $\delta \approx 20 \mu\text{m}$ . Este tipo de cobre se caracteriza por una resistencia superficial muy baja, factor de suma importancia para evitar pérdidas que disminuyan el factor de calidad  $Q$ . Además, el uso de cables coaxiales en las conexiones DC y la propia función que desempeña la cámara de vacío como pantalla evitan la contaminación entre señales.

La capacidad de la trampa se puede estimar considerando los electrodos de cuchilla como barras cilíndricas con un radio igual al de estos electrodos en su extremo. La capacidad de la trampa será por tanto cuatro veces la capacidad de cada uno de los pares de electrodos vecinos [32]

$$C_{\text{elect}} = \frac{4\pi\epsilon_0 l_{\text{cuad}}}{\cosh^{-1}\left(\frac{d_0}{2r_{\text{elect}}}\right)}, \quad (3.3.8)$$

donde  $l_{\text{cuad}}$  es la longitud de la región cuadrupolar,  $d_0 = r_0\sqrt{2}$  es la distancia entre electrodos contiguos, y  $r_{\text{elect}}$  es el radio de los electrodos. Para el caso del modelo desarrollado en este trabajo,  $C_{\text{elect}} = 0,6$  pF. En la Fig. 3.5a se muestra la frecuencia de resonancia del resonador helicoidal en función de la carga capacitiva. Las medidas se han realizado acoplando al resonador cables coaxiales de diferentes longitudes. La extrapolación para el caso de la capacidad calcula-

da teóricamente para la trampa predice una frecuencia de resonancia de unos 25 MHz. En el caso libre de carga, el valor extrapolado de la frecuencia de resonancia es 27 MHz, muy por debajo del esperado.

En la Fig. 3.5b se representa la potencia de salida del resonador helicoidal para una entrada de 1 W en función de la frecuencia de la señal, para una carga acoplada de 25 pF. El factor de calidad obtenido es  $\sim 20$ , el cual es bastante más bajo del esperado. Para solucionar este problema, junto con la deficiencia en frecuencia de resonancia, se proponen diferentes soluciones [31]:

- Mejorar la forma de la bobina central. Su construcción manual ha hecho que padezca de una ligera inclinación, y las distancia entre espiras  $d_0$  no sea constante a lo largo de toda la bobina. Esto afecta a la frecuencia de resonancia y al factor de calidad [30].
- Pulir y limpiar las superficies. Unas superficies con óxido pueden aumentar la resistencia superficial y disminuir por tanto el factor de calidad.

### 3.4 Campo magnético

Los niveles atómicos mostrados en la Fig. 2.2 son en principio degenerados en el número magnético  $m_j$ , ya que el átomo de  $^{40}\text{Ca}^+$  tiene número másico par y por tanto no posee estructura hiperfina. No obstante, la aplicación de un campo magnético externo, de acuerdo con el efecto Zeeman, rompe esta degeneración. La necesidad de aplicar el campo magnético surge de la presencia inevitable de campos magnéticos residuales, como el terrestre o campos que puedan existir en el laboratorio, estos últimos de intensidad y dirección aleatorios. Así, un campo magnético de valor conocido e intensidad suficiente como para considerar las contribuciones residuales como despreciables, dota al experimento de mayor determinismo, lo que en el caso de operaciones en niveles de energía cercanos al estado fundamental es una condición necesaria para que las operaciones sean coherentes. Otra razón es que la aplicación de un campo magnético define un eje de cuantización que puede ser utilizado para establecer nuevas reglas de selección. De acuerdo con lo expuesto en la primera parte de este trabajo, estas reglas de selección pueden llegar a ser muy útiles a la hora de enfriar hasta el estado cero de energía o para realizar operaciones coherentes en el régimen cuántico, ya que eliminan o atenúan la aparición de posibles excitaciones fuera de resonancia que disminuirían la eficiencia de enfriamiento y la coherencia de las operaciones cuánticas.

La diferencia de energía entre los niveles desdoblados debido al efecto Zeeman en campos magnéticos débiles, respecto al nivel sin desdoblar definido por

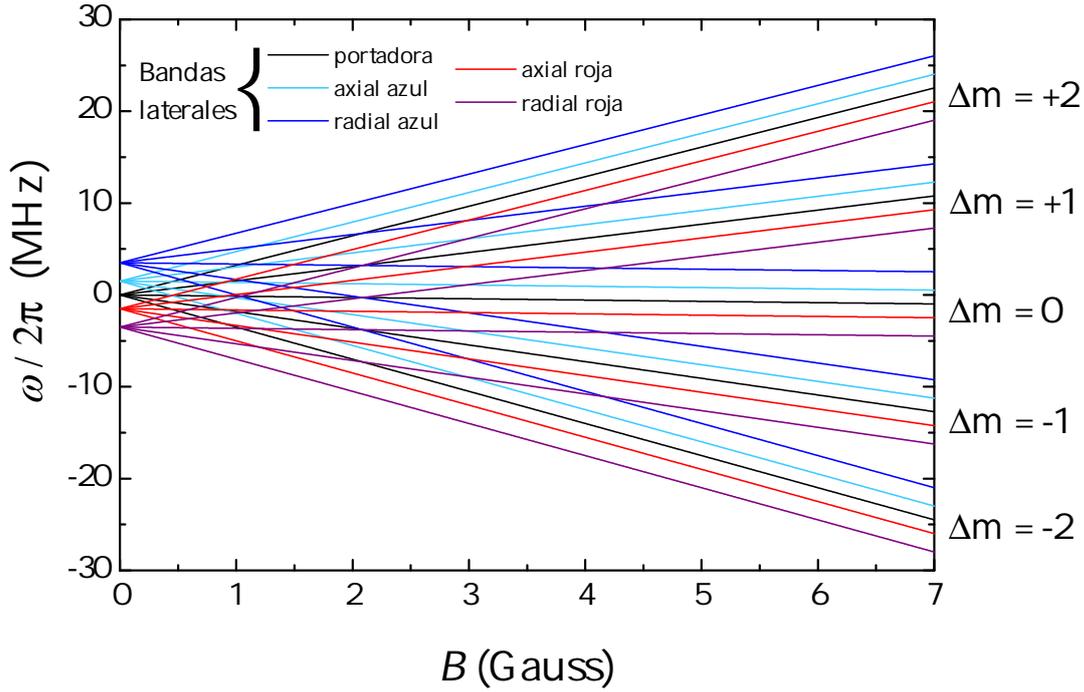


Figura 3.6: Desdoblamiento de niveles en función del campo magnético, para transiciones *carrier*, *blue sideband* y *red sideband* de los movimientos axial y radial, partiendo del estado fundamental  $S_{1/2}$ ,  $m_j = -1/2$ .

sus números cuánticos  $\{L, S, J\}$ , viene dada por

$$\Delta E = \mu_B g_j m_j B, \quad (3.4.1)$$

donde  $\mu_B = 1,3996245042(86)$  MHz/Gauss es el magnetón de Bohr [33],  $g_j = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$  es el llamado factor de Landé, y  $B$  es la intensidad del campo magnético. En este experimento, el campo magnético aplicado debe ser suficiente como para separar las diferentes transiciones entre los niveles  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ . La transición  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  tiene una anchura de línea  $\Gamma = 21,58$  MHz [11] y no hay interés en resolver las transiciones en  $m_j$ . Las dos transiciones restantes de la Fig. 2.2 son transiciones de bombeo.

En la Fig. 3.6 se representa el desdoblamiento de las transiciones portadora y de las bandas laterales azules y rojas de los movimientos radiales ( $\omega_{\text{sec}} = 2\pi \times 3,5$  MHz) y axiales ( $\omega_z = 2\pi \times 1,5$  MHz) de la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$ , en función del campo magnético aplicado. Para campos magnéticos  $0 \lesssim B \lesssim 4$  Gauss hay solapamiento entre los niveles de las transiciones de las diferentes bandas laterales, de forma que campos residuales de este orden pueden provocar pérdida de eficiencia y coherencia en las operaciones, como se ha adelantado en la introducción de este apartado. Esto no ocurre si  $B \geq 4$  Gauss.

La creación del campo magnético se lleva a cabo mediante conjuntos de espi-

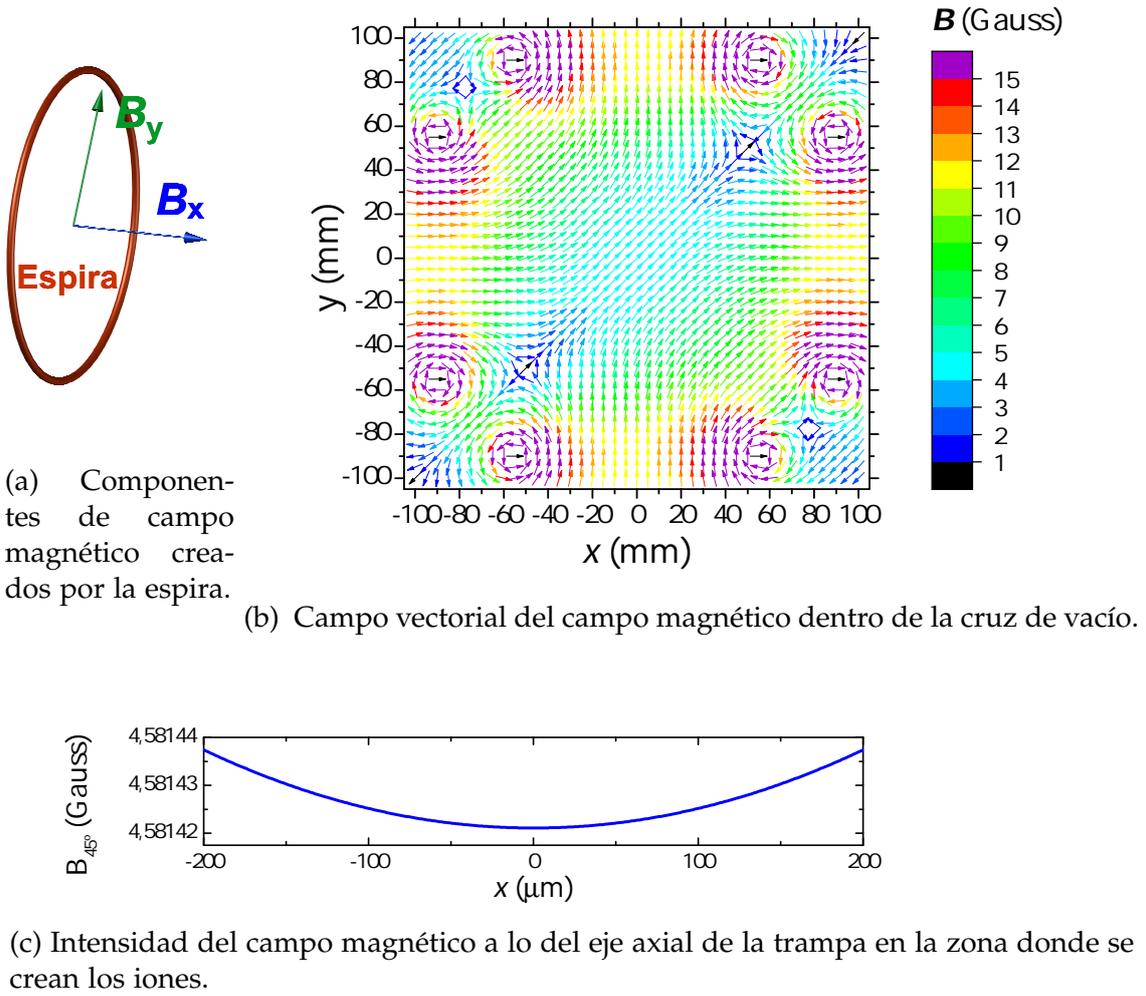


Figura 3.7: Campo magnético generado por la superposición de los dos pares de bobinas.

ras. En un plano que pase por eje de la espira, se denota por  $B_x$  a la componente del campo perpendicular a la superficie de la espira y por  $B_y$  a la componente paralela (ver Fig. 3.7a). Las expresiones de estas componentes del campo magnético en dicho plano para una sola espira son

$$\begin{aligned} B_x &= B_0 \frac{1}{\pi\sqrt{C}} \left[ \frac{1 - \alpha^2 - \beta^2}{C - 4\alpha} E(k) + K(k) \right], \\ B_y &= B_0 \frac{\gamma}{\pi\sqrt{C}} \left[ \frac{1 + \alpha^2 + \beta^2}{C - 4\alpha} E(k) - K(k) \right], \end{aligned} \quad (3.4.2)$$

donde

$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi}, \quad \alpha = \frac{y}{a}, \quad \beta = \frac{x}{a}, \quad \gamma = \frac{y}{x},$$

$$C = \left[ (1 + \alpha)^2 + \beta^2 \right], \quad k = \sqrt{\frac{4\alpha}{C}}, \quad (3.4.3)$$

donde  $\mu_0$  es la permitividad magnética del vacío,  $I$  es la intensidad que circula por la espira,  $a$  es su radio y  $E(k)$  y  $K(k)$  son las integrales elípticas completas de primer y segundo orden respectivamente. En este experimento lo que se busca es un campo magnético constante en la zona que ocupen los iones. Para ello, lo mejor es usar la llamada configuración de Helmholtz, en la que se trabaja con un par de conjuntos de espiras idénticos colocados a una distancia igual a su radio. No obstante, esto resulta imposible de implementar en las inmediaciones del sistema de vacío en el que se aloja la trampa (ver Fig. 3.1). Además, es recomendable poder disponer del mayor número de configuraciones de geometría de láseres de entre las que se mencionaron en la primera sección de este trabajo.

El diseño final incluye cuatro conjuntos de cincuenta espiras dispuestos alrededor de los cuatro puertos CF100 de la cámara de vacío (ver Fig. 3.1). El campo magnético creado por esta configuración, suministrando una corriente de 2 A, se muestra en la Fig. 3.7b. Las espiras tienen radio  $a = 55$  mm, y se encuentra separadas 18 cm. La orientación del campo magnético de  $45^\circ$  respecto de los puertos de la cámara de vacío permite incidir con haces de  $\{0^\circ, 45^\circ, 90^\circ\}$ , debido a que los electrodos de aguja cuentan con orificios internos, y teniendo en cuenta que la dirección en la que se recoge la imagen quedan inutilizados. De la información de la ventana de la Fig. 3.7b se aprecia igualmente que, aunque no se trate de una configuración de Helmholtz, las variaciones en el campo magnético en la zona donde se alojan los iones son mínimas.

### 3.5 Creación de iones

La producción de los iones se lleva a cabo mediante la técnica de fotoionización. En el caso del átomo de  $^{40}\text{Ca}^+$ , el sistema de niveles utilizado se muestra en la Fig. 3.8a. Un tratamiento detallado de este proceso se llevó a cabo en la Ref. [36].

Para adaptar la estructura soporte de la fuente existente en el experimento anterior a la trampa lineal, se ha construido una base de material aislante fabricada en MACOR, tal y como se muestra en la Fig. 3.8b. La estructura donde se encuentra alojada la fuente está fabricada también en MACOR, y los dos cilindros delgados de la Fig. 3.8b fijan ésta a la pieza de MACOR rectangular. La estructura ha quedado posicionada lo más cerca posible de la zona de atrapamiento, tal y como se muestra en la Fig. 3.8c. La alimentación se lleva a cabo por medio de cables de cobre libre de oxígeno.

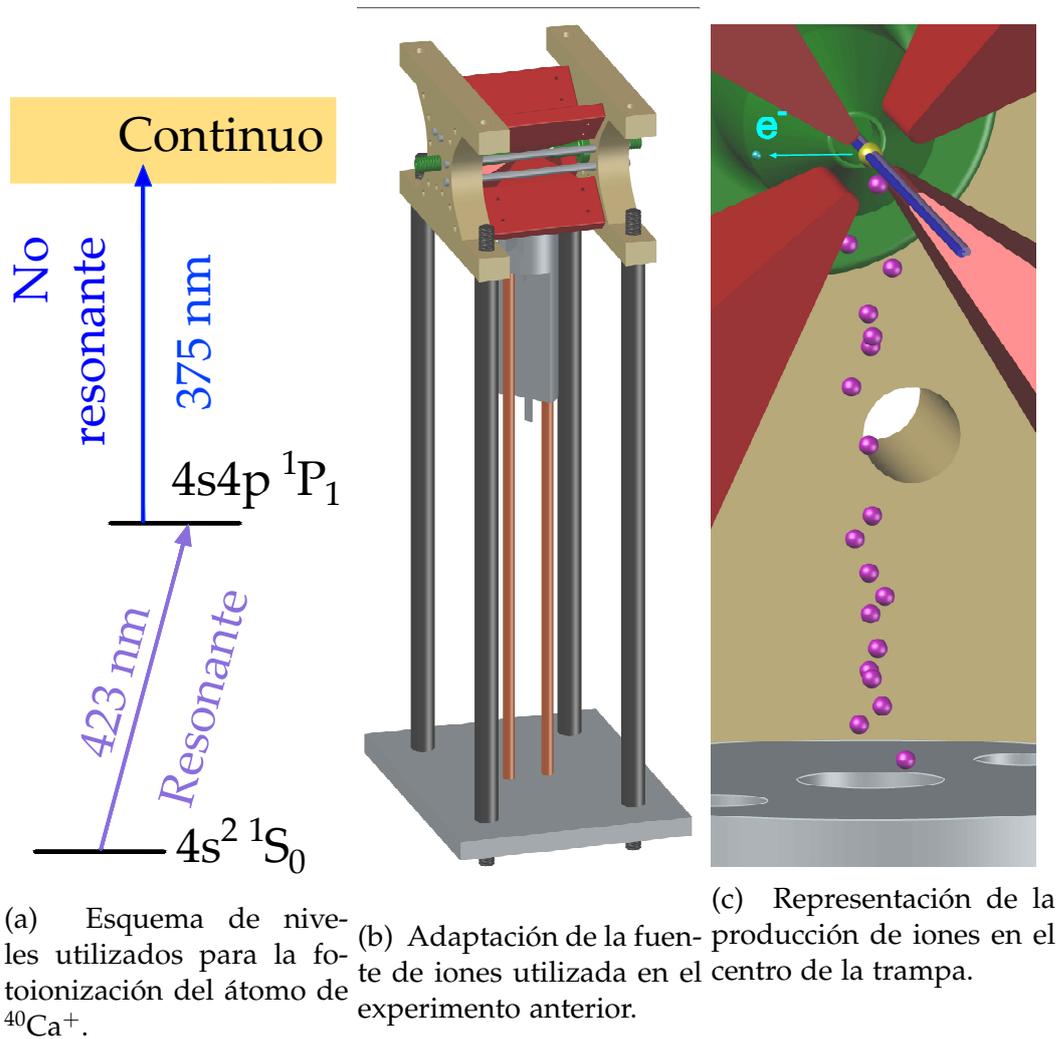


Figura 3.8: Proceso de producción de iones por fotoionización

### 3.6 Sistema de láseres

En la Fig. 3.9 se muestra un esquema de los diferentes elementos ópticos que se utilizan para producir y llevar la radiación láser hasta la cámara de vacío de la trampa. Están distribuidos en dos mesas ópticas: i) una mesa principal donde están los láseres de diodo para enfriamiento Doppler, todos los elementos ópticos auxiliares, la cámara de vacío; y ii) otra mesa donde está el láser de Ti:Sa, y los láseres de diodo para la producción de iones por fotoionización. Ambas mesas ópticas cuentan con estabilización por flujo laminar, para minimizar posibles movimientos o desalineamientos.

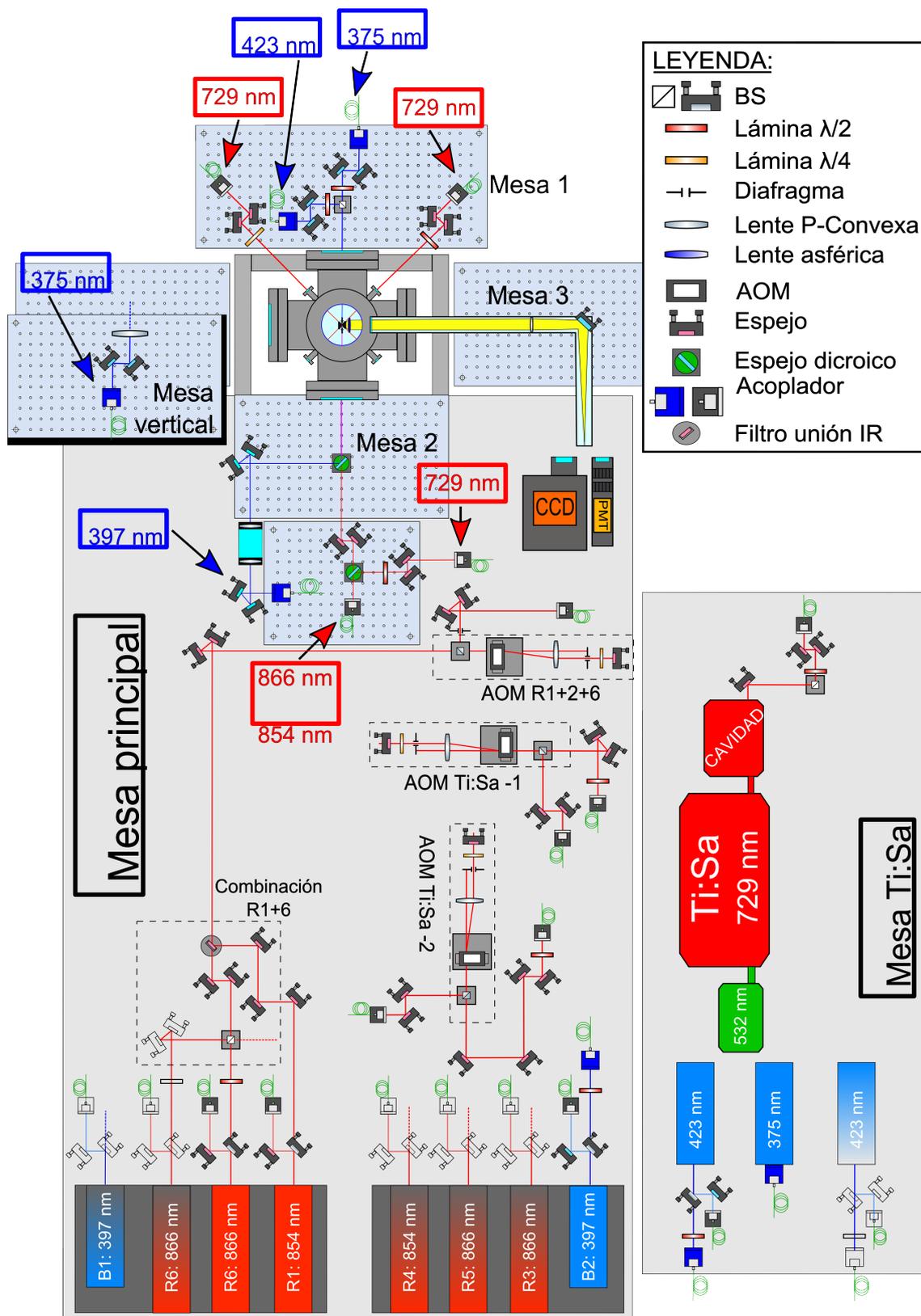


Figura 3.9: Esquema de la mesa óptica en la que se sitúan el experimento y los elementos auxiliares.

### 3.6.1 Láseres de fotoionización

Los láseres utilizados en la producción de iones por fotoionización, de longitudes de onda 375 nm y 423 nm (ver Fig. 3.8) son láseres de diodo dotados de cavidad externa. La emisión de luz de este tipo de láseres proviene, como su nombre indica, de un diodo semiconductor que se polariza de forma directa. La cavidad externa está formada una rejilla de difracción y uno los extremos del diodo, y la cavidad interna la forma el propio diodo. La selección de longitud de onda se realiza teniendo en cuenta estas dos cavidades junto con el perfil de ganancia por difracción de la rejilla. Este último elemento se puede girar para un ajuste grueso del rango de longitudes de onda (dentro de unos 2 nm alrededor del valor medio). El ajuste fino se lleva a cabo mediante un actuador piezo eléctrico que mueve la rejilla de difracción, junto con la intensidad de corriente que se suministra al diodo y su temperatura, parámetros que se pueden variar desde la unidad de control del láser.

Los láseres de diodo de 375 nm y 423 nm están instalados en la mesa Ti:Sa (ver Fig. 3.9), y la radiación se transmite hasta las inmediaciones de la cámara de vacío por medio de fibras ópticas y utilizando acopladores. Una vez allí, los dos haces se mezclan por medio de un cubo polarizador (con ayuda de láminas  $\lambda/2$ ) y se introducen por los orificios de los electrodos de aguja. Esta configuración tiene la ventaja de un alineamiento relativamente fácil, gracias a la referencia que aportan los orificios, además de permitir crear iones a lo largo de todo el eje axial.

### 3.6.2 Láseres para la transición $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$

Los láseres utilizados para las transiciones de 397 nm, 866 nm y 854 nm (ver Fig. 2.2) son igualmente láseres de diodo. En concreto, se utiliza el láser BLUE 2 para la producción de radiación de 397 nm, el láser RED6 para 854 nm y el láser RED1 para 866 nm (ver Fig. 3.9). La radiación de 397 nm se transporta directamente hasta las inmediaciones de la cámara de vacío mediante una fibra que divide el haz en dos. Con objeto de evitar posibles reflexiones que a la hora de recoger fluorescencia dan lugar a ruido (para detección se utiliza también longitud de onda de 397 nm), el haz horizontal se hace pasar por un telescopio que disminuye el diámetro del haz a un 25 % (lentes con focales  $f'_1 = 30$  mm y  $f'_2 = 150$  mm), mientras que el haz vertical atraviesa una lente que focaliza en el centro de la trampa en la dirección vertical. La radiación de 854 nm y 866 nm se superponen en un mismo haz con ayuda de un filtro, para después pasar por un modulador acústico-óptico (AOM por sus siglas en inglés) en configuración de doble paso ya caracterizado en términos de variación de frecuencia en función del voltaje aplicado [35]. Este elemento permite controlar de forma precisa la desintonización de estos dos láseres.

Para conseguir estabilidad temporal en la longitud de onda de emisión de los láseres se utiliza un sistema de regulación basado en un controlador PID (siglas en inglés de proporcional (P), integral (I), derivativo (D)). Este tipo de controlador emite un pulso de corrección sobre el actuador piezo eléctrico que es proporcional, con sus respectivas constantes, a la diferencia entre la señal a controlar y la referencia, su integral sobre un determinado intervalo de tiempo, y su derivada temporal en el momento actual. Es por tanto un protocolo que se basa en el valor presente de la longitud de onda, cómo ha variado desde un cierto valor pasado, y el pronóstico de cómo lo hará en un futuro. Este sistema de regulación se encuentra integrado en el software del conjunto de láseres. El cálculo de los parámetros del protocolo PID se realiza en base a una primera simulación que el sistema realiza de la evolución temporal de los láseres, sintonizados para ello a la longitud de onda a partir de la que se va a regular (en torno a  $-200$  MHz del valor de regulación). La longitud de onda de la emisión de los distintos láseres se mide con un medidor de alta exactitud (10 MHz) basado en interferómetros de Fizeau. La señal que se utiliza como referencia es la transición de 632 nm de un láser He:Ne.

### 3.6.3 Láseres para la transición $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$

La radiación de 729 nm será proporcionada por el láser de titanio-zafiro (Ti:Sa). La producción de luz en estos láseres se lleva a cabo mediante el bombeo con radiación de longitud de onda 532 nm de un medio activo, en este caso un cristal de zafiro dopado con átomos de titanio. Los fotones producidos circulan dentro de una cavidad circular en la que se colocan diferentes elementos para seleccionar la longitud de onda deseada y reducir la anchura de línea. Actualmente, estos elementos están adaptados para la emisión de radiación de 866 nm, por lo que algunos de los espejos de la cavidad se deben sustituir para emitir radiación de 729 nm.

La radiación producida por el láser de Ti:Sa se divide y transporta desde la mesa óptica de este láser hasta la mesa óptica principal por medio de fibras ópticas, y pasan por AOM en configuración de doble paso antes de transportarse de nuevo hasta las inmediaciones de la trampa. Se dispone de tres haces incidiendo desde tres ángulos distintos: uno de ellos es mezclado con la radiación 866+854 nm por medio de un filtro de infrarrojo, por lo que incide a través de los electrodos de aguja; los dos restantes inciden a través de los puertos ópticos CF16. La razón de disponer de tres configuraciones diferentes permite cubrir todas las posibilidades de interés enunciadas en la primera sección de este trabajo.

La regulación del láser de Ti:Sa se lleva a cabo por medio de una cavidad de alta fineza externa que proporciona una anchura de línea de emisión de hasta 30 kHz/rms. La técnica de regulación utilizada se conoce como Pound-Drever-Hall, en honor a los autores que la desarrollaron [34]. En primer lugar,

la longitud de la cavidad se fija al valor deseado, utilizando como referencia el mismo medidor de longitudes de onda que se usa en el caso de los láseres de diodo. A continuación, se escanean los distintos elementos de la cavidad láser que permiten seleccionar la longitud de onda, de manera que el sistema posea los parámetros necesarios para corregir eventuales cambios en la longitud de onda durante el proceso de regulación. Una vez cubiertos todos los elementos involucrados, el sistema está listo para trabajar bajo regulación, realizando las correcciones oportunas en base a la lectura de la señal de error por medio de la técnica Pound-Drever-Hall.

### 3.7 Detección de fluorescencia

El sistema óptico para la obtención de la imagen de fluorescencia se ha diseñado a partir de los elementos utilizados en el experimento previo: la cruz de vacío donde se encuentra alojada la trampa, la cámara EMCCD (de las siglas en inglés *Electron Multiplying Charge Coupled Device*), y el fotomultiplicador. A continuación se explican sus características más importantes:

- Cruz de vacío. Los fotones de fluorescencia salen al exterior por un puerto óptico invertido, con una ventana de  $\sim 30$  mm de diámetro,  $\sim 6$  mm de espesor, situada a  $\sim 80$  mm (superficie interior) del centro de la cruz.
- Cámara EMCCD y fotomultiplicador. La cámara tiene una superficie de recepción de radiación de  $8,2 \times 8,2$  mm<sup>2</sup>, dividida en  $512 \times 512$  píxeles de  $16 \times 16$  μm<sup>2</sup> cada uno.
- Fotomultiplicador. Debe quedar colocado en el sistema de manera que la cámara pueda ser utilizada como referencia cualitativa del número de iones y de su posición, para la calibración del dispositivo.

Teniendo presente estos elementos, al diseñar un sistema de recolección de fluorescencia hay que considerar:

- la magnificación, definida como el cociente entre el tamaño de imagen y objeto,
- la resolución, que determina cual es la mínima distancia que el sistema es capaz de tratar y
- la apertura numérica, que da un indicación del número de fotones recogidos.

En lo referente a la magnificación, el límite superior está limitado por el campo de visión, debe ser suficiente para abarcar la longitud de una cadena de 20-30

iones. El límite inferior está limitado por la obtención de una imagen bien definida de cada uno de los iones, de forma que se puedan distinguir claramente cada ion de su adyacente. La distancia inter-iónica en una cadena se puede calcular de forma aproximada como [37]

$$\Delta z = \left( \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 m \omega_z^2} \right)^{1/3}. \quad (3.7.1)$$

Sustituyendo los valores específicos, para átomos de  $^{40}\text{Ca}^+$  oscilando con una frecuencia  $\omega_z = 2\pi \times 1,5 \text{ MHz}$ , se obtiene un valor típico de

$$\Delta z = 4,3 \text{ } \mu\text{m}. \quad (3.7.2)$$

Podemos imponer que el campo de visión abarque como mínimo 30 iones, lo que se traduce en que la magnificación no debe mayor que 60; mayor magnificación proyectará las imágenes de iones periféricos de la cadena fuera del sensor de la cámara. Para hallar el límite inferior se considera que dos iones adyacentes solamente podrán ser diferenciados ópticamente si hay al menos 5 píxeles entre ellos, lo que implica que la magnificación debe ser siempre superior a un factor 20. Una magnificación menor implicaría un menor número de píxeles «libres» entre iones en la imagen de la cámara, lo que puede conducir a la superposición de las señales de dos iones contiguos.

En lo que respecta a la resolución, existen dos factores que la limitan: la apertura numérica y las aberraciones. Siguiendo el criterio de Rayghleigh, y debido al efecto de la difracción, la mínima distancia que se puede separar con un determinado elemento óptico es

$$\Delta l = 0,61 \frac{\lambda}{AN}, \quad (3.7.3)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la radiación y  $AN$  la apertura numérica del elemento óptico, definida como el cociente entre el diámetro de la lente  $D$  y dos veces su distancia focal  $f$ . Las aberraciones aparecen como consecuencia de trabajar fuera de la aproximación paraxial de la óptica geométrica. Así, el hecho de que las superficies reales sean circulares, hace que la imagen de un punto no sea otro punto, y aparezcan por lo tanto varios tipos de aberraciones que se pueden clasificar según su efecto en la imagen final. Ambas limitaciones deben ser superadas para obtener, como mínimo, una resolución de  $\sim 3\text{-}4 \text{ } \mu\text{m}$ .

La apertura numérica debe tener un valor numérico alto, ya que el número de fotones recogidos crece con esta magnitud. En concreto, el número de fotones recogidos por el sistema óptico varía en función de la apertura numérica como

$$\phi = \phi_0 \frac{AN^2}{4}, \quad (3.7.4)$$

donde  $\phi_0$  es el número de fotones total y  $AN$  es la apertura numérica del objetivo. La eficiencia en la recolección de fluorescencia,  $\epsilon = \frac{\phi}{\phi_0}$ , queda por tanto como

$$\epsilon = \frac{1}{4}AN^2. \quad (3.7.5)$$

La solución técnica más habitual para este tipo de situaciones suele consistir en un objetivo compuesto por varias lentes (4 ó 5) y colocado en un puerto invertido de la cruz de vacío donde se aloja la trampa. Con ello se consigue, por una parte, corregir las aberraciones y trabajar con una resolución alta, y por otra, magnificar la imagen colocando el sistema fotodetector a una distancia adecuada. Los modelos de 5 lentes son capaces de actuar como elemento colimador y focalizador del haz al mismo tiempo, a la vez que las aberraciones se pueden reducir por debajo del límite que imponen los efectos difractivos [38, 39]. Los modelos de 4 lentes actúan como colimadores, pero es necesario utilizar otra serie de lentes para focalizar el haz [40]. Respecto a estos modelos estandarizados, el principal problema en el sistema existente es la profundidad del puerto invertido de la cruz de vacío. Para obtener una magnificación  $\times 20$  sería necesario colocar los fotodetectores a  $\sim 160$  cm en el mejor de los casos, usando un objetivo de 5 lentes, y siempre se trabajaría con una apertura numérica pequeña. Una opción aparentemente lógica y directa sería colocar varias lentes seguidas creando imágenes cada vez con más aumento respecto a la original, pero esto presenta complicaciones a la hora de eliminar aberraciones, dado el gran número de variables con el que se trabaja y la necesidad de adaptarse a lentes comerciales. Aunque en principio se podría utilizar el sistema de cuatro lentes como elemento colimador, su evidente complejidad, y más aún en vacío donde las distancias no podrían ser variadas fácilmente, hace que sea necesario buscar opciones más sencillas. En este trabajo se ha optado por utilizar un modelo más simple formado por un solo elemento colimador y otro focalizador, estando el primero de ellos dentro de la cruz de vacío.

Elemento	$f'$ (mm)	Coating (nm)
Lente esférica	31,3	430-700
Lente plano-convexa	600	400-700

Tabla 3.4: Características más relevantes de las lentes utilizadas.

La opción más viable para el elemento colimador es la de una lente esférica, un tipo de lentes cuyas superficies se construyen de forma específica para disminuir aberraciones. De entre ellas, hay una categoría conocida como *limitadas por difracción*, que proveen una resolución máxima del sistema solo limitada por la apertura numérica. Existe aún el inconveniente de que un elemento en vacío no puede ser modificado durante el transcurso del experimento, por lo que es ne-

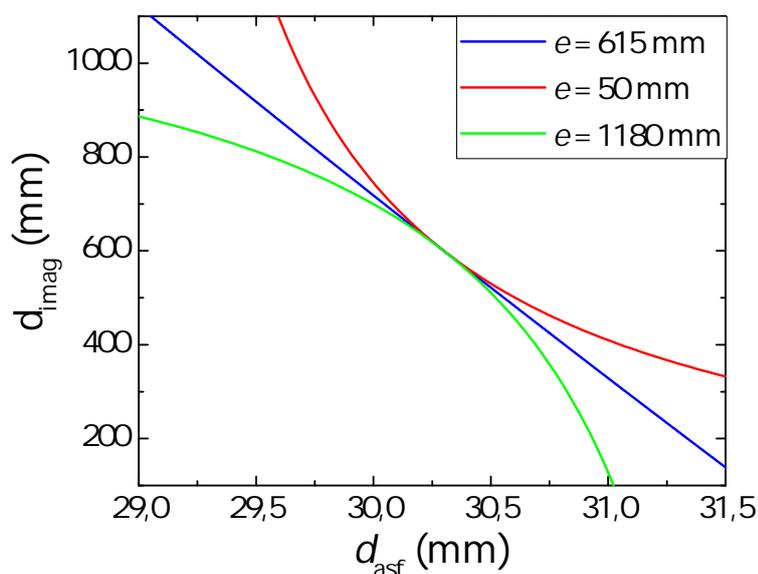
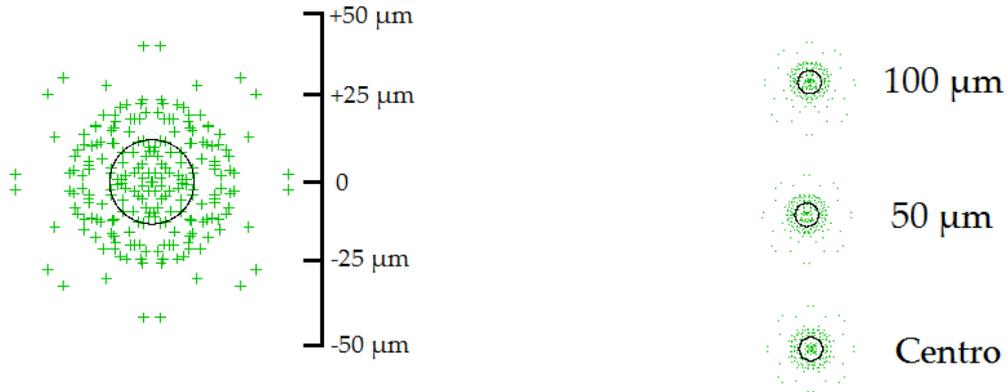


Figura 3.10: Posición de la imagen en función de la posición de la primera lente, ambas respecto al objeto. La curva  $e = 615$  mm se corresponde con la configuración implementada, la curva  $e = 50$  mm se correspondería con la distancia mínima posible, de acuerdo con la limitación del puerto óptico, y la curva  $e = 1180$  mm representa una situación opuesta donde la distancia entre lentes es grande.

cesario fijar su posición de forma precisa respecto al centro de la trampa. Como elemento focalizador se puede utilizar una lente plano-convexa común, dado que para valores altos de la distancia focal estas lentes también tienen su resolución limitada por difracción.

Los elementos del sistema de recolección de imagen ya se mostraron en la Fig. 3.9, y las características principales se incluyen en la Tab. 3.4. Para seleccionar un modelo u otro, el parámetro determinante es la distancia focal de la lente esférica, que se ha elegido lo más pequeña posible, ya que esto implica mayor apertura numérica (mayor cantidad de radiación) y longitudes más pequeñas en el recorrido total de los fotones hasta los fotodetectores, para una misma magnificación. La principal limitación en la distancia focal mínima viene impuesta por los haces de los láseres de 729 nm dirigidos a  $45^\circ$ ; en este diseño, cualquiera de estos haces, alineado respecto a un punto del eje axial a 2 mm del centro, pasará a  $\sim 3,8$  mm de la estructura de soporte de la lente. La elección de la distancia focal de la primera lente condiciona este parámetro en la segunda, de forma que el aumento se encuentre en el rango deseado. En el caso de este experimento este valor es  $\times 19,3$ , que está en el límite inferior, según lo expuesto en párrafos anteriores.

Hay que tener en cuenta que las lentes deben colocarse a una distancia igual a la suma de sus distancias focales, de forma que el sistema sea lo más estable



(a) Caso de un ion en el centro de la trampa. El disco de Airis tiene diámetro  $12 \mu\text{m}$ , y la resolución de la imagen del ion es  $19 \mu\text{m}$

(b) Casos de iones en diferentes posiciones de la cadena respecto al centro de la trampa.

Figura 3.11: Caracterización del sistema óptico en términos de resolución mediante un diagrama de puntos. Los círculos en línea continua representan el disco de Airis.

posible. Esto se argumenta en base a la Fig. 3.10, donde se observa que la variación de la posición de la imagen en función de la posición del objeto varía en función de la distancia entre las lentes. Así, para el caso recomendado de la suma de distancias focales, la dependencia se rige por una recta, de forma que los cambios son predecibles y controlables; sin embargo, si esta distancia entre lentes es mayor o menor, las tendencias se vuelven hiperbólicas, haciendo que la implementación experimental sea más complicada.

$d_{\text{haz}}$ (mm)	$\epsilon$ (%)	$\Delta l$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta l_{\text{dif}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{\text{imag}}$ (mm)
11.25	3.45	61	12	1200
9	2.21	28	14	1211
8	1.74	19	16	1215
7	1.33	12	18	1218

Tabla 3.5: Eficiencia del sistema, resolución, límite de resolución impuesto por el diafragma que controla el diámetro, y distancia de la imagen para diferentes diámetros del haz.

Para estudiar el comportamiento del sistema óptico, se han realizado una serie de simulaciones con el programa OSLO EDU. En primer lugar, se han hallado las distancias focales de las dos lentes para la longitud de onda de  $397 \text{ nm}$ , resultando en  $f'_1 = 30,3 \text{ mm}$  y  $f'_2 = 585 \text{ mm}$ , valores ligeramente diferentes de los especificados por el fabricante, a tener en cuenta en el diseño experimental (la diferencia es debida a que no son elementos acromáticos, y están diseñados para una longitud de onda de  $587 \text{ nm}$ ).

Mediante el uso de un diafragma, es posible eliminar los rayos de mayor in-

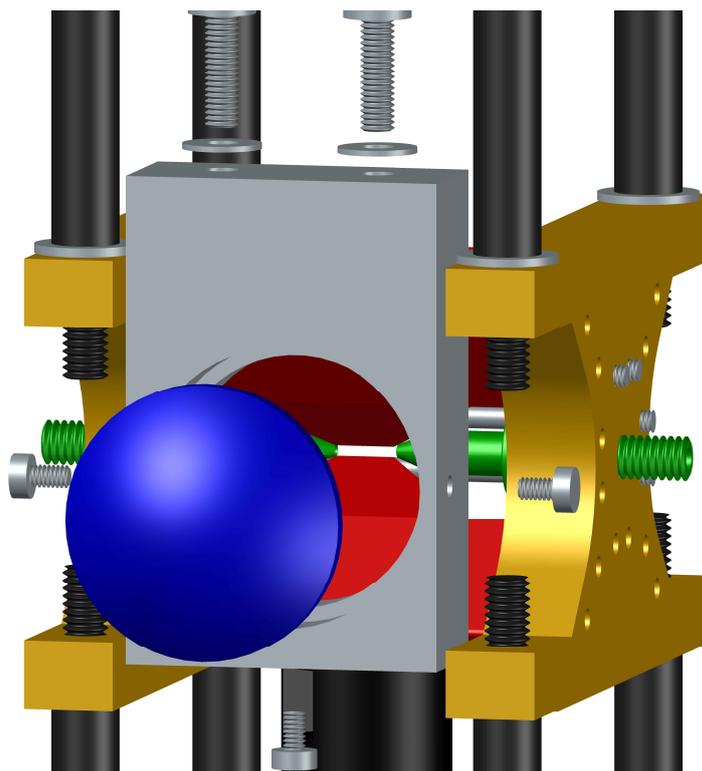


Figura 3.12: Dibujo CAD mostrando la estructura de soporte para la lente esférica montada con la trampa lineal.

clinación, que son los que más aberraciones sufren, para mejorar la imagen. En la Tab. 3.5 se recoge, para diferentes diámetros del haz, la eficiencia del sistema, la resolución (sin tener en cuenta el diafragma), la resolución óptima (solamente limitada por difracción debido al tamaño del diafragma), y la distancia del plano imagen respecto al centro de la trampa. Así, se tiene que, controlando el diámetro del haz con el diafragma, es posible alcanzar un punto en el que exista compromiso entre la resolución impuesta por las aberraciones del sistema, el límite de esta magnitud debido a la difracción, y el tamaño de píxel del sistema fotodetector EMCCD: en nuestro caso, esto sucede para  $d_{\text{haz}} \sim 8 \text{ mm}$ , pues la limitación de la resolución por difracción y aberraciones es casi idéntica, y a su vez también parecida al tamaño de píxel. En el caso de variar la apertura del diafragma, se debe variar también la posición de la cámara y el fotomultiplicador, de acuerdo con la última columna de la Tab. 3.5.

Para este caso concreto de  $d_{\text{haz}} \sim 8 \text{ mm}$ , en la Fig. 3.11a se muestran el diagrama de puntos de un ion situado en el centro de la trampa. Se tiene que la resolución de la imagen en la cámara es  $\Delta_l = 19 \mu\text{m}$ , algo mayor que el límite por difracción,  $\Delta_{\text{dif}} = 16 \mu\text{m}$ . No obstante, esto supone una resolución objeto de  $\sim 1 \mu\text{m}$ , suficiente para resolver iones de forma individual. En la Fig. 3.11b se muestra el diagrama de puntos de un ion situado en una posición de la cadena a 50 y 100  $\mu\text{m}$  del centro de la trampa, y para diferentes distancias fuera de foco. Se

observa que no hay cambios sustanciales en la resolución, por lo que el sistema óptico es capaz de mantener la resolución dentro de unos límites considerables de la posición del ion. La Fig. 3.12 muestra finalmente la implementación de la lente esférica en el sistema de la trampa lineal.

## 4

# Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se ha realizado un diseño sólido y consistente de una trampa lineal de cuchillas adaptada al sistema de vacío y al de láseres existentes en el laboratorio construido anteriormente para realizar experimentos con una trampa de Paul de anillos. Los electrodos construidos se mostraban en el Capítulo 2, y solamente faltan las piezas de aislante para poder instalar el sistema. Inicialmente se mecanizaron todas piezas en el Taller de Mecanizado del Centro de Instrumentación Científica de la Universidad de Granada, no obteniendo el resultado esperado, particularmente en los electrodos con forma de cuchillas que han necesitado para el mecanizado de una máquina de cinco ejes. Ese primer modelo se utilizará con fines docentes.

También en el Capítulo 2 se han establecido las bases para una implementación que permita llevar a cabo prácticamente cualquier experimento de simulación o computación cuántica. La razón es que se cuenta con puertos libres en las direcciones de los principales haces de interés ( $0^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$  con el campo magnético). Así, aunque inicialmente la construcción estaba supeditada al uso de una cruz de vacío específica diseñada para otro experimento, la disposición del campo magnético alineado con los puertos CF16 ha permitido abarcar todo el abanico de transiciones. A la vez, es posible recoger fluorescencia de manera perpendicular al eje axial, y por tanto en condiciones óptimas, libres de proyecciones que disminuyen la distancia entre iones recogida por la cámara, que conllevarían a distorsiones de la imagen en el plano del sensor. En la configuración elegida además es posible utilizar haces de poco diámetro que cubran toda una cadena de iones, de manera que las cuestiones de potencia no sean inconveniente para el experimento. Las simulaciones realizadas con el software SIMION muestran que el sistema es capaz de cubrir un rango de frecuencias de oscilación del ion que va desde el orden de kHz hasta 3,5-4 MHz, en las direcciones radial y axial.

En la Capítulo 3 se han mostrado los elementos adicionales para el funcionamiento de la trampa, diseñados y construidos en el marco de este trabajo: como son el circuito de alimentación de la señal de radiofrecuencia, la implementación

de los campos magnéticos y el sistema de detección de la fluorescencia. En lo que respecta a la señal de radiofrecuencia, una vez se implemente la trampa en la cámara de vacío será posible adaptar la impedancia de entrada, evitar reflexiones y mejorar la transmisión y con ello el factor de amplificación y el factor de calidad. El proceso se realizará utilizando un acoplador direccional del que ya se dispone en el laboratorio, y consistirá básicamente en adaptar las dimensiones de la bobina primaria hasta el punto de que la señal reflejada proporcionada por el acoplador direccional, sea mínima.

El siguiente paso después de la instalación de la trampa será la caracterización del sistema de recolección de fluorescencia, acoplando la cámara EMCCD y un fotomultiplicador unido a una tarjeta de adquisición. Como se comentó en el Capítulo 3, el sistema óptico diseñado en este trabajo se caracteriza por su sencillez, ya que está formado por una lente recolectora esférica colocada en vacío y otra colimadora en el exterior. La colocación de la primera lente en vacío, sin posibilidad de llevar a cabo sobre ella cambios una vez evacuada la cámara CF100, ha hecho necesario que la pieza de sujeción de esta lente cumpla estrictamente con las tolerancias impuestas en el diseño. Los aspectos pendientes se podrán investigar una vez se haya montado la trampa en la cámara de vacío, para lo que aún deben recibirse los elementos aislantes en MACOR del fabricante.

El primer experimento sería realizar enfriamiento Doppler y caracterizar los distintos estados  $D_{3/2}$  con las llamadas resonancias oscuras observando la no degeneración de este estado en presencia de un campo magnético débil. Para poder realizar simulaciones del modelo cuántico de Rabi, lo que motivó este trabajo, que se puede extender a otros experimentos en este contexto, sería necesario reducir la anchura de línea del láser de Ti:Sa emitiendo a la longitud de onda de 729 nm para excitar la transición  $4s^2S_{1/2} \leftrightarrow 3d^2D_{5/2}$ , enfriar hasta el estado cero de energía y generar y manipular el *qubit*. En la actualidad dicho láser suministra un haz con una anchura de línea de  $\approx 30$  kHz/rms frente a la de 1 Hz necesaria para experimentos donde se mantenga la coherencia, por lo que es necesario integrar una cavidad de alta fineza. No obstante, la utilización del láser en las condiciones actuales en combinación con el peine de frecuencias existente en el laboratorio permitiría una regulación más precisa (frecuencia central de la transición determinada con mayor precisión) y poder realizar experimentos en entornos disipativos.

# Bibliografía

- [1] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, D. Wineland, *Quantum dynamics of single trapped ions*, Review of Modern Physics **75**, 281-324 (2003)
- [2] C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King, C. Langer, V. Meyer, C. J. Myatt, M. Rowe, Q. A. Turchette, W. M. Itano, D. J Wineland, C. Monroe, *Experimental entanglement of four particles*, Nature **404**, 255-259 (2000)
- [3] D. J. Wineland, *Nobel Lecture: Superposition, entanglement, and raising Schrödinger's cat*, Review of Modern Physics **85**, 1103-1114 (2013)
- [4] X. Zhang, Y. Shen, J. Zhang, J. Casanova, L. Lamata, E. Solano, M.-H. Yung, J.-N. Zhang, K. Kim, *Time reversal and charge conjugation in an embedding quantum simulator*, Nature Communications **6**, 7917 (2015)
- [5] D. Lv, S. An, Z. Liu, J.-N. Zhang, J. S. Pedernales, L. Lamata, E. Solano, K. Kim, *Quantum Simulation of the Quantum Rabi Model in a Trapped Ion*, Physical Review X **8**, 021027 (2018)
- [6] J. S. Pedernales, *Quantum Correlations of Light-Matter Interactions*, Tesis Doctoral, Universidad del País Vasco (2016)
- [7] J. S. Pedernales, I. Lizuain, S. Felicetti, G. Romero, L. Lamata, E. Solano, *Quantum Rabi Model with Trapped Ions*, Scientific Reports **5**, 15472 (2015)
- [8] E. Solano, comunicación privada
- [9] W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Review of Modern Physics **62**, 3 531-542 (1990).
- [10] L. S. Brown, G. Gabrielse, *Geonium theory: Physics of a single electron, or ion in a Penning trap*, Review of Modern Physics **58**, 233-311 (1986).
- [11] M. Hettrich, T. Ruster, H. Kaufmann, C.F. Roos, C.T. Schmiegelow, F. Schmidt-Kaler, U.G. Poschinger, *Measurement of Dipole Matrix Elements with a Single Trapped Ion*, Physical Review Letters **115**, 143003 (2015) .
- [12] J. F. Goodwin, G. Stutter, R. C. Thompson, D. M. Segal, *Resolved-Sideband Laser Cooling in a Penning Trap*, Physical Review Letters **116**, 143002 (2016).

- [13] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, and H. Dehmelt, *Localized visible  $Ba^+$  mono-ion oscillator*, *Physical Review A* **22**, 1137-1140 (1980).
- [14] D. J. Wineland, W. M. Itano, *Spectroscopy of a single  $Mg^+$  ion*, *Physics Letters A* **82**, 75-78 (1981).
- [15] D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist, R. G. Hulet, *Laser-cooling limits and single-ion spectroscopy*, *Physical Review A* **36**, 2220-2232 (1987).
- [16] J. M. Cornejo, M. Colombano, J. Domenech, M. Block, P. Delahaye, D. Rodríguez, *Extending the applicability of an open-ring trap to perform experiments with a single laser-cooled ion*, *Review of Scientific Instruments* **86**, 103104 (2015).
- [17] J. Berrocal, *Estudio del enfriamiento hasta el estado cero de energía de un ion de  $^{40}Ca^+$  en una trampa de radiofrecuencia*, Trabajo Fin de Grado, Universidad de Granada (2017).
- [18] C. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*, Tesis Doctoral, Universidad de Innsbruck (2000).
- [19] G. Kirchmair, *Quantum non-demolition measurements and quantum simulation*, Tesis Doctoral, Universidad de Innsbruck (2010).
- [20] S. T. Gulde, *Experimental realization of quantum gates and the Deutsch-Josza algorithm with trapped  $^{40}Ca^+$ -ions*, Tesis Doctoral, Universidad de Innsbruck (2003).
- [21] G. E. Lee-Whiting, L. Yamazaki, *Semi-analytical calculations for circular quadrupoles*, *Nuclear Instruments and Methods* **94**, 319-332 (1971).
- [22] [https://quantumoptics.at/en/links.html#world\\_map](https://quantumoptics.at/en/links.html#world_map).
- [23] M. Klas, S. Matejčík, B. Radjenovic, M. Radmilovic-Radjjenovic, *Experimental and theoretical studies of the breakdown voltage characteristics at micrometre separations in air*, *EPL (Europhysics Letters)* **95**, 35002 (2011).
- [24] <http://simion.com/>.
- [25] C. Hempel, *Digital quantum simulation, Schrödinger cat state spectroscopy and setting up a linear ion trap*, Tesis Doctoral, Universidad de Innsbruck (2014).
- [26] M. Guggemos, *Precision spectroscopy with trapped  $^{40}Ca^+$  and  $^{27}Al^+$  ions*, Tesis Doctoral, Universidad de Innsbruck (2017).
- [27] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland, *Minimization of ion micromotion in a Paul trap*, *Journal of Applied Physics* **83**, 5025 (1998).

- [28] F. Domínguez, I. Arrazola, J. Doménech, J. S. Pedernales, L. Lamata, E. Solano, D. Rodríguez, *A Single-Ion Reservoir as a High-Sensitive Sensor of Electric Signals*, *Scientific Reports* **7**, 8336 (2017).
- [29] F. Domínguez, M.J. Gutiérrez, I. Arrazola, J. Berrocal, J. M. Cornejo, J. J. Del Pozo, R. A. Rica, S. Schmidt, E. Solano, D. Rodríguez, *Motional studies of one and two laser-cooled trapped ions for electric-field sensing applications*, *Journal of Modern Optics* **65**, 613-621 (2018).
- [30] W. W. Macalpine, O. Shildknecht, *Coaxial resonators with helical inner conductor*, *Proceedings of the IRE*, 2099–2105 (1959).
- [31] J. D. Siverns, L. R. Simkins, S. Weidt, W. K. Hensinger, *On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators*, *Applied Physics B* **107**, 921–934 (2012).
- [32] P. Wieburg, *A Linear Paul Trap for Ytterbium Ions*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Hamburgo (2014).
- [33] <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/>.
- [34] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, *Applied Physics B* **31**, 97-105 (1983).
- [35] P. Escobedo, *Desarrollo de un sistema de control para láseres de diodo utilizando moduladores acústico-ópticos*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Innsbruck (2014).
- [36] J. Doménech, *Producción de iones de  $^{40}\text{Ca}^+$  por el método de fotoionización y estudio de su utilización en el proyecto TRAPSENSOR*, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada (2015).
- [37] D. F. V. James *Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation*, *Applied Physics B* **66**, 181-190 (1998).
- [38] J. Benhelm, *Precision Spectroscopy and Quantum Information Processing with Trapped Ions*, Tesis Doctoral, Universidad de Innsbruck (2008).
- [39] Hsiang-Yu Lo, *Creation of Squeezed Schrödinger's Cat States in a Mixed-Species Ion Trap*, Tesis Doctoral, Escuela Politécnica Federal de Zurich (2007).
- [40] W. Alt, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, *International Journal for Light and Electron Optics* **113**, 142-144 (2002).