

Trabajo Fin de Grado en Física

Estudio del enfriamiento hasta el estado cero de energía de un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ en una trampa electromagnética

Joaquín Berrocal Sánchez

Junio de 2017



**UNIVERSIDAD
DE GRANADA**

Tutor: Daniel Rodríguez Rubiales
*Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Universidad de Granada*

Resumen

Several groups use trapped ions worldwide to perform quantum simulations, quantum information studies and quantum metrology and sensing. The electronic structure of a single ion suspended in vacuum at rest, constitutes a qubit, which can be manipulated and controlled with lasers, provided their frequencies are very precisely known and stabilized, and by inducing a frequency detuning equivalent to the energy of a single phonon in the potential well generated by the ion-trap device. A pre-requisite for this kind of experiment is to cool (reduce the energy) of the ion/s to the ground state in the potential well, a process that can be accomplished by several means, using outstanding techniques and apparatus. The starting point for this Bachelor's thesis was the achievements in the TRAPSENSOR Laboratory, pertaining to Doppler cooling (ion velocity in the order of m/s), and thus, the thesis constitutes the first study carried out in this laboratory towards implementing and applying ground state cooling. It presents a detailed study of the different mechanisms to perform ground state cooling and to monitor it on a single $^{40}\text{Ca}^+$ ion, and the technicalities associated. This work sets the basis and paves the way towards reaching the ground motional state on a single ion in the TRAPSENSOR Laboratory.

Índice

1	Introducción	5
2	Estudio del enfriamiento hasta el estado cero de energía	7
2.1	La Trampa Paul	7
2.2	Enfriamiento de un ion en una trampa electromagnética	9
2.2.1	Enfriamientos <i>Sideband</i> , Raman y EIT	10
2.2.2	Anchura de línea	17
2.2.3	Detección y medida de la temperatura	17
2.2.4	Tiempo de enfriamiento y frecuencia	18
3	Montaje experimental y caracterización	21
3.1	El láser y la anchura de línea para la transición de 729 nm	21
3.1.1	Alineamiento de la cavidad	21
3.1.2	Determinación de la anchura de línea y anclaje en frecuencia	24
3.1.3	Medida de la frecuencia (curva de Allan)	25
3.2	Adaptación de la frecuencia para el enfriamiento en una trampa con simetría rotacional	26
3.2.1	Modificación de las frecuencias de oscilación del ion atrapado	26
3.2.2	Los moduladores acústico-ópticos y el solapamiento de haces	27
4	Conclusiones	32
	Referencias	34

1 Introducción

Introducción Los experimentos con trampas de iones enfriados por láseres comenzaron en los años setenta. En los ochenta, de una parte Toscheck y colaboradores y de otra Wineland y colaboradores, publicaron de forma independiente resultados sobre enfriamiento por láser de un ion atrapado, en Alemania [1] y en Estados Unidos [2], respectivamente. En 1995 Cirac y Zoller propusieron utilizar una cadena de iones enfriados hasta el estado cero de energía para realizar operaciones de computación cuántica [3]. En dicha cadena los iones se confinan en un pozo de potencial generado por el campo electromagnético de la trampa, y, al enfriarlos, forman la estructura cristalina de la cadena (*Coulomb crystal*). Desde entonces son muchos los experimentos que se realizan con trampas de iones, en el marco de las tecnologías cuánticas, no sólo a nivel de simulaciones o información (ver por ejemplo [4]), sino incluso metrología, donde uno de los relojes ópticos más precisos se basa en una trampa donde se confinan dos iones distintos que se entrelazan a través de los estados vibracionales del pozo de potencial (Quantum Logic Gate Spectroscopy) [5].

Para poder tratar el ion como un sistema cuántico, es necesario poder reducir su energía en el pozo de potencial en el que se encuentra confinado, hasta llegar al estado cero, esto es, que el número medio de fonones sea cero. Esto requiere emplear dos mecanismos de enfriamiento de forma secuencial (ver por ejemplo Ref. [6]): a) el enfriamiento Doppler y b) el enfriamiento hasta el estado cero, que requieren de un sistema de niveles adecuado, lo que hace que sólo se puedan llevar a cabo experimentos de este tipo con determinadas especies iónicas.

En el Laboratorio TRAPSENSOR de la Universidad de Granada, la especie iónica es $^{40}\text{Ca}^+$ [7]. Para el enfriamiento Doppler se utiliza una transición dipolar eléctrica con una anchura de línea de $2\pi \times 21$ MHz [8]. Este enfriamiento tiene su origen y límite de temperatura alcanzable en el proceso de absorción de fotones de un haz de luz láser, que se propaga en sentido contrario al de movimiento del ion, y la reemisión isotrópica de éstos. El límite de temperatura viene impuesto por el retroceso del ion en la emisión y es 0,5 mK, en el caso del ion $^{40}\text{Ca}^+$. Este valor de temperatura puede resultar en un número de medio de fonones desde una decena hasta varios cientos, dependiendo de la frecuencia de oscilación. El enfriamiento hasta el estado cero puede llevarse a cabo mediante varios mecanismos y/o transiciones utilizando, o bien la misma transición dipolar eléctrica, pero ahora en configuración tipo Raman, o una transición cuadrípolar eléctrica de anchura de línea de $2\pi \times 0.16$ Hz [9]. Además se induce un desdoblamiento de niveles aplicando un campo magnético, que hace necesario definir un estado de polarización del haz, que puede ser lineal o circular dependiendo de la transición.

Si bien enfriamiento Doppler sobre un solo ion se viene realizando en el laboratorio TRAPSENSOR desde 2015 [10], este es el primer trabajo dedicado al enfriamiento al estado cero. Para ello es importante realizar una búsqueda bibliográfica que permita tener una visión clara de los distintos mecanismos (*side-band*, Raman, EIT) [6], así como de las formas de medir la temperatura del ion, o la técnica de medida del nivel de ocupación del ion en el pozo de potencial de la trampa (*electron shelving*). Para entender cualquier procedimiento de naturaleza cuántica es fundamental definir con claridad, la frecuencia de Rabi, su significado físico y de qué parámetros experimentales depende. Una vez expuestos los mecanismos, hay que proyectar sobre el sistema existente en el laboratorio, esto es, la trampa de iones colocada en el interior de una cámara de vacío con

un número limitado de puertos ópticos y posicionada en una mesa óptica que permite direccionar determinados haces de luz láser. Todos estos elementos permiten planificar el experimento de enfriamiento hasta el estado cero, que requerirá de algunos aspectos técnicos importantes, como reducir la anchura de línea de un láser hasta sólo 1 Hz, medir con precisión y exactitud la frecuencia de la luz láser emitida y el control absoluto de la frecuencia y de la polarización de la luz.

El trabajo de fin de grado que aquí se presenta, se ha estructurado en dos capítulos (además de la introducción y las conclusiones). En el capítulo II se muestran los mecanismos fundamentales para llevar a cabo enfriamiento hasta el estado cero, para lo que se ha consultado una bibliografía muy extensa y se ha estudiado su implementación óptima en el *set-up* experimental del Laboratorio TRAPSENSOR. En el capítulo III se muestran aspectos prácticos como son la medida de la frecuencia del láser utilizando los dos sistemas existentes en el laboratorio, el control de la polarización de la luz y el mantenimiento de ésta en el transporte de la misma a través de fibras ópticas, el acoplamiento con los haces de luz utilizados para el enfriamiento Doppler y el control de la frecuencia utilizando los voltajes estáticos de la trampa y dos moduladores acústico-ópticos montados en una configuración de doble paso.

2 Estudio del enfriamiento hasta el estado cero de energía

2.1 La Trampa Paul

Para realizar experimentos con iones es necesario que estos se encuentren bien localizados y aislados de cualquier perturbación. Esto se consigue confinándolos en trampas electromagnéticas [11]. Una de las más utilizadas es la trampa Paul, concebida por Wolfgang Paul en los años cincuenta [12]. En este caso, el confinamiento se logra mediante la combinación de un potencial eléctrico estático y otro oscilando con una frecuencia en el rango de MHz. Ambos potenciales son función cuadrática de las coordenadas espaciales [13, 6]:

$$\Phi(x, y, z, t) = \underbrace{\frac{U_0}{2d^2} (\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2)}_{\text{potencial constante}} + \underbrace{\frac{V_0}{2d^2} \cos \Omega t (\beta_x x^2 + \beta_y y^2 + \beta_z z^2)}_{\text{potencial variable}}, \quad (2.1)$$

donde U_0 y V_0 son las amplitudes de las componentes estática y oscilante respectivamente, Ω es la frecuencia del potencial variable y las constantes $\{\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z\}$ y $\{\beta_x, \beta_y, \beta_z\}$ son factores geométricos que deben cumplir, de acuerdo con la ecuación de Laplace, $\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z = 0$ y $\beta_x + \beta_y + \beta_z = 0$. d es un factor geométrico de la trampa, $d^2 = r_0^2 + z_0^2$ para el caso de simetría rotacional, y $d = \tilde{r}$ para el caso lineal.

Existen diferentes tipos, dependiendo de su geometría. En la Fig. 1 se muestran las dos configuraciones más comunes: la trampa Paul con simetría rotacional y la trampa Paul lineal. Las relaciones entre los factores geométricos para estos dos modelos son, respectivamente [11, 6],

$$\alpha_x = \beta_x = \alpha_y = \beta_y = -2\alpha_z = -2\beta_z, \quad (2.2)$$

y

$$-(\alpha_x + \alpha_y) = \alpha_z > 0, \quad \beta_x = -\beta_y, \quad \beta_z = 0. \quad (2.3)$$

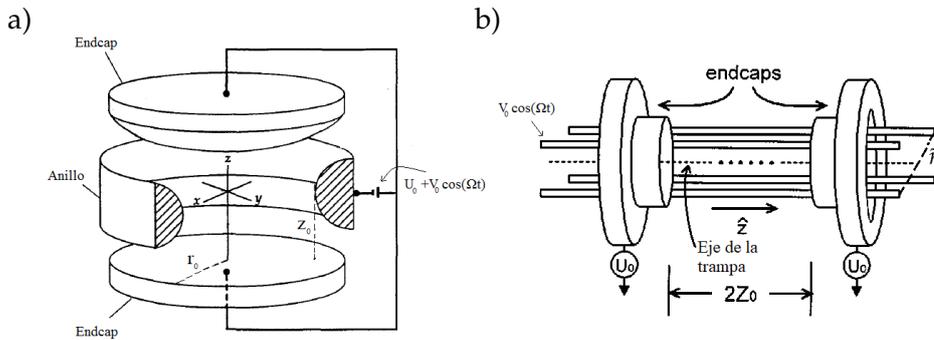


Figura 1: a) Trampa Paul con simetría rotacional y b) trampa Paul lineal. En el caso de simetría rotacional, tanto el potencial constante como el de radiofrecuencia se aplica en todos los electrodos. En el caso lineal, el potencial constante se aplica en los electrodos *endcaps*, y el de radiofrecuencia en los cuatro electrodos con forma de hilo. Imagen a) extraída de [6], imagen b) extraída de [14].

Bajo la acción del potencial (2.1), la ecuación de movimiento de un ion se corresponde con una ecuación diferencial de Mathieu. En concreto, para $u = x, y, z$,

$$\frac{d^2 u}{d\tilde{\xi}^2} + [a_u - 2q_u \cos 2\tilde{\xi}] u = 0, \quad (2.4)$$

donde

$$\xi = \frac{\Omega t}{2}, \quad a_u = \frac{4Z|e|U_0\alpha_u}{m\Omega^2}, \quad q_u = \frac{2Z|e|V_0\beta_u}{m\Omega^2}, \quad (2.5)$$

con m y $Z|e|$ la masa y la carga del ion [6]. Se obtienen soluciones estables para $a_u, q_u \ll 1$, rango en el que se trabaja habitualmente en el laboratorio. En tal caso, el movimiento del ion viene descrito por [11]

$$u(t) \approx u_1 \cos(\omega_u t) \left(1 - \frac{q_u}{2} \cos \Omega t\right), \quad (2.6)$$

donde u_1 es una amplitud y

$$\omega_u \cong \frac{\Omega}{2} \sqrt{a_u + \frac{q_u^2}{2}}. \quad (2.7)$$

De acuerdo con la Eq. (2.6), la trayectoria en cualquiera de las coordenadas espaciales se puede considerar como superposición de dos contribuciones: el movimiento secular, que es de tipo armónico con amplitud u_1 y frecuencia de oscilación ω_u ; y el micromovimiento, que dado que su amplitud cumple $\frac{1}{2}u_1q_u \ll u_1$ y además se tiene que $\Omega \gg \omega_u$, se puede describir como unas pequeñas y rápidas oscilaciones superpuestas al movimiento secular [6].

El micromovimiento que aparece en la Eq. (2.6) es inevitable, pues viene originado por el potencial de radiofrecuencia que se aplica en la trampa. No obstante, su amplitud se reduce a medida que lo hace la amplitud del movimiento secular al aplicar procesos de enfriamiento. El problema surge con la aparición del llamado exceso de micromovimiento, esto es, la aparición de términos oscilatorios con frecuencia Ω en la ecuación de movimiento. Estos términos aparecen debido a la presencia de campos eléctricos adicionales y a posibles diferencias de fase entre los potenciales variables aplicados en los electrodos de la trampa para obtener un campo cuadrupolar. Teniendo en cuenta su presencia, la ecuación de movimiento del ion es [14]

$$u(t) \approx [u_0 + u_1 \cos(\omega_u t)] \left[1 - \frac{q_u}{2} \cos(\Omega t)\right] - \frac{1}{4}q_u R \alpha \varphi_{AC} \sin \Omega t \delta_{u,x}, \quad (2.8)$$

donde

$$u_0 = \frac{Z|e|\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{u}}}{m\omega_u^2}, \quad (2.9)$$

con \mathbf{E} el vector campo eléctrico estático, R es la distancia entre dos electrodos en forma de hilo, α un factor geométrico y φ_{AC} el desfase entre potenciales de radiofrecuencia con la misma polaridad. De esta forma, debido al campo eléctrico \mathbf{E} , el ion se desplaza una distancia fija u_0 , lo que origina un micromovimiento de amplitud $\frac{1}{2}u_0q_u$, que no se puede reducir mediante métodos de enfriamiento. Asimismo, el desfase φ_{AC} también provoca la aparición de un término de exceso de micromovimiento en la dirección x (la dirección es arbitraria dentro del plano radial, dependiendo de sobre qué electrodos se aplique el potencial de radio frecuencia).

La alteración en amplitud o fase de los campos eléctricos aplicados en los electrodos de la trampa es habitual. Por ejemplo, la utilización de un horno para producir los átomos que darán lugar a los iones, hace que muchos de éstos se depositen en los electrodos y causen potenciales de contacto. Otra fuente es el proceso de construcción o mecanizado de los electrodos, ya que pequeñas desviaciones de los parámetros que definen la geometría pueden provocar que el mínimo de energía no coincida con el centro de la trampa.

En cuanto a los desfases, pueden estar causados por asimetrías en la carga capacitiva de los distintos electrodos. La consecuencia más inmediata de este exceso de micromovimiento es el incremento de la energía cinética del ion, y por lo tanto, de su temperatura, lo que hace disminuir la eficiencia en los procesos de enfriamiento. Además, se originan otros efectos que también inciden de manera negativa en la eficiencia de enfriamiento, como son el ensanchamiento de las transiciones entre los estados internos del ion o la aparición de bandas laterales [14].

Por estas razones, es importante disminuir en la medida de lo posible el exceso de micromovimiento. Para el desfase entre electrodos no existe ningún método establecido, si bien es cierto que la probabilidad de que se dé esta situación es baja y que sus efectos son de menor magnitud que los del campo eléctrico. Para este último, la forma habitual de atenuar el exceso de micromovimiento es colocar electrodos adicionales, denominados electrodos de compensación, para generar un potencial estático que haga $u_0 = 0$ (ver Eq. (2.8)).

Existen diferentes formas de monitorizar el voltaje aplicado a estos electrodos. Una primera opción es usar directamente la cámara CCD y ajustar la posición del ion al centro de la trampa. Esta técnica, aunque directa y sencilla, no es muy precisa, pues depende de la resolución de la imagen. Otra opción es usar el hecho de que el exceso de micromovimiento provoca un ensanchamiento de las transiciones. En base a esto, si se trabaja con una transición desintonizada respecto de la frecuencia resonante, se podrá observar una disminución de la tasa de scattering al aplicar voltajes de compensación que reduzcan el micromovimiento, ya que se está disminuyendo el ensanchamiento de la transición. [15, 16].

Por último, existe una tercera técnica más precisa que las dos anteriores. Esta hace uso de que cuando existe exceso de micromovimiento, la tasa de scattering del ion es muy alta para un determinado punto de su trayectoria oscilatoria de frecuencia Ω . Así, si se dispone de un contador de número de procesos de scattering podemos saber con precisión la magnitud del exceso de micromovimiento. Monitorizando esta información de forma que se apliquen los voltajes adecuados a los electrodos, se consigue disminuir el número de cuentas, y por consiguiente atenuar el exceso de micromovimiento [15].

Para finalizar esta sección, en una trampa lineal, hay ausencia de micromovimiento a lo largo de todo el eje z , pues $q_z = 0$, mientras que en las trampas de simetría rotacional esta situación solo ocurre en un punto. Esto hace que compensar el exceso de micromovimiento sea más sencillo en el caso lineal que en el de simetría rotacional, donde hay que tener en cuenta las tres direcciones espaciales. En el caso lineal sólo es necesario colocar dos electrodos adicionales, técnica ampliamente estudiada [16, 15]. Una segunda consecuencia es que la trampa de simetría rotacional no es de utilidad a la hora trabajar con cadenas de iones, pues el interés de esta situación física reside en poder enfriar hasta el estado fundamental estas estructuras para realizar, por ejemplo, operaciones de computación cuántica en ellas. [15, 16].

2.2 Enfriamiento de un ion en una trampa electromagnética

El enfriamiento hasta el estado fundamental de energía de un ion en una trampa electromagnética está comprendido por dos procesos. En primer lugar, se lleva a cabo la técnica de enfriamiento Doppler, con la que se llega a temperaturas mínimas de $T_D \approx 0.5$ mK, o

en otras palabras, un número medio de fonones $\langle n \rangle \approx 11$ (dependiendo de la frecuencia de oscilación del ion en la trampa). Tras esto, se realiza el enfriamiento hasta el estado cero de energía, donde se puede alcanzar el estado $n = 0$ con una probabilidad del 99 % [17].

La técnica de enfriamiento Doppler hace uso del efecto que lleva el mismo nombre. Brevemente, esto se manifiesta en que el ion percibe un ligero cambio en la frecuencia de la luz debido a su velocidad, cambio que depende del módulo y sentido de la propia velocidad. Aprovechando esta circunstancia, se excita una transición dipolar del ion con una desintonización negativa respecto a la frecuencia de resonancia, de forma que el ion solo absorberá fotones cuando se mueva en sentido contrario al de incidencia de la luz. Promediando muchos sucesos, ello implica una disminución neta del momento del ion, pues la emisión de fotones para volver al estado fundamental es isótropa, mientras que la absorción solo se da en un sentido. En el caso del $^{40}\text{Ca}^+$, la transición dipolar usada es $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$, con anchura de línea $2\pi \times 21$ MHz [8]. Además, es necesario incidir al mismo tiempo con un láser de bombeo entre los niveles $4^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ para evitar acumulación de población en el estado metaestable $4^2D_{3/2}$ (ver Fig. 4 a)) [11].

2.2.1 Enfriamientos *Sideband*, Raman y EIT

Para enfriar el ion hasta el estado fundamental de energía existen múltiples técnicas. En todas ellas, el enfriamiento se lleva a cabo excitando transiciones internas del átomo que suponen una disminución del número de fonones. En este trabajo se estudian tres de ellas: el enfriamiento tipo *sideband*, el enfriamiento tipo Raman y el enfriamiento tipo EIT (siglas en inglés de transparencia inducida electromagnéticamente).

El sistema total está compuesto por el ion atrapado en un pozo de potencial armónico y el haz de luz incidente. Por lo tanto, su Hamiltoniano se puede escribir como suma de tres partes, [6]

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}^{(m)} + \hat{\mathcal{H}}^{(e)} + \hat{\mathcal{H}}^{(i)}, \quad (2.10)$$

con $H^{(m)}$ el Hamiltoniano de movimiento del ion en la trampa, de tipo armónico, $H^{(e)}$ el Hamiltoniano electrónico y $H^{(i)}$ el Hamiltoniano de interacción.

El Hamiltoniano de movimiento del ion en la trampa en cada una de las coordenadas espaciales es, por tanto, [11]

$$\hat{\mathcal{H}}^{(m)} = \frac{\hat{p}_u^2}{2m} + \frac{m\omega_u^2}{2}\hat{u}^2 = \hbar\omega_u \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.11)$$

con $u = x, y, z$. ω_u es la frecuencia secular, m es la masa del ion, y \hat{a}^\dagger , \hat{a} los operadores creación y destrucción del oscilador armónico. Notar que en la segunda igualdad de la Eq. (2.11) los operadores posición y momento se han expresado en función de los operadores creación y destrucción [17]:

$$\hat{u} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_u}} \{ \hat{a}^\dagger + \hat{a} \}, \quad (2.12)$$

$$\hat{p}_u = i\sqrt{\frac{\hbar m\omega_u}{2}} \{ \hat{a}^\dagger - \hat{a} \}. \quad (2.13)$$

El Hamiltoniano electrónico describe la estructura interna del ion. En los diferentes procesos de enfriamiento, las transiciones se realizan entre dos estados concretos. Por lo

tanto, el interés se centra en un sistema de dos niveles. De forma directa, el Hamiltoniano será [6]

$$\hat{\mathcal{H}}^{(e)} = \hbar (\omega_g |g\rangle \langle g| + \omega_e |e\rangle \langle e|) \quad (2.14)$$

donde $|g\rangle$ y $|e\rangle$ son los vectores que representan a los estados fundamental y excitado, y ω_g y ω_e son frecuencias referidas a un nivel de energía arbitrario.

Por último, el Hamiltoniano de interacción, teniendo en cuenta ya el sistema de dos niveles, es [6]

$$\hat{\mathcal{H}}^{(i)} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 (|e\rangle \langle g| + |g\rangle \langle e|) \left[e^{i(k_u \hat{u} - \omega t + \phi)} + e^{-i(k_u \hat{u} - \omega t + \phi)} \right]. \quad (2.15)$$

Ω_0 es la frecuencia de Rabi, que da cuenta de la intensidad de acoplamiento, ω es la frecuencia de la luz monocromática incidente y ϕ es la fase relativa entre la polarización de la luz y la polarización del ion [19]. De esta forma, el Hamiltoniano $\hat{\mathcal{H}}^{(i)}$ acopla los niveles $|g\rangle$ y $|e\rangle$ con la radiación electromagnética. El resultado es que, al resolver la ecuación de Schrödinger, aparecen las llamadas oscilaciones de Rabi. Así, la evolución del sistema, caracterizado por un estado superposición de los niveles fundamental y excitado, $|\Psi\rangle = c_g(t) |g\rangle + c_e(t) |e\rangle$, viene dada por [16, 19]

$$\begin{bmatrix} c_g(t) \\ c_e(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) & ie^{i\phi} \sin\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \\ ie^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) & \cos\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_g(0) \\ c_e(0) \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

Este par de ecuaciones se pueden interpretar en términos de la esfera de Bloch (ver Fig. 2 a)). La esfera de Bloch es una representación geométrica del sistema de dos niveles, que resulta útil a la hora de estudiar las rotaciones llevadas a cabo en el espacio de Hilbert \mathcal{H}^2 de dicho sistema. En relación a esta representación, es claro que la Eq. 2.16 representa una transformación unitaria con el eje de rotación contenido en el plano ecuatorial (ver Fig. 2 b)). El ángulo ϕ define el eje de rotación, y la frecuencia de Rabi Ω_0 es precisamente la frecuencia con la que se invierte la población del sistema de dos niveles.

Antes de continuar con el desarrollo, es conveniente escribir los operadores de tipo ket-bra, presentes en las Eqs. (2.14) y (2.15) en términos de las matrices de Pauli. Así, si asociamos los estados $|g\rangle, |e\rangle$ a los estados $|+\frac{1}{2}\rangle, |-\frac{1}{2}\rangle$ de la base de espín 1/2, se tiene que [6]

$$\begin{aligned} |g\rangle \langle g| + |e\rangle \langle e| &\rightarrow \hat{I}, & |g\rangle \langle e| + |e\rangle \langle g| &\rightarrow \hat{\sigma}_x, \\ i(|g\rangle \langle e| - |e\rangle \langle g|) &\rightarrow \hat{\sigma}_y, & |e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g| &\rightarrow \hat{\sigma}_z. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Además, haciendo uso de los operadores escalera [6]

$$|e\rangle \langle g| \rightarrow \hat{\sigma}_+ = \frac{1}{2} (\hat{\sigma}_x + i\hat{\sigma}_y), \quad |g\rangle \langle e| \rightarrow \hat{\sigma}_- = \frac{1}{2} (\hat{\sigma}_x - i\hat{\sigma}_y) \quad (2.18)$$

el Hamiltoniano electrónico queda como [6]

$$\hat{\mathcal{H}}^{(e)} = \hbar \frac{\omega_0}{2} \hat{\sigma}_z, \quad (2.19)$$

y el Hamiltoniano de interacción es [17]

$$\hat{\mathcal{H}}^{(i)} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 (\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-) \left[e^{i(\eta_u(\hat{a}^\dagger + \hat{a}) - \omega t + \phi)} + e^{-i(\eta_u(\hat{a}^\dagger + \hat{a}) - \omega t + \phi)} \right], \quad (2.20)$$

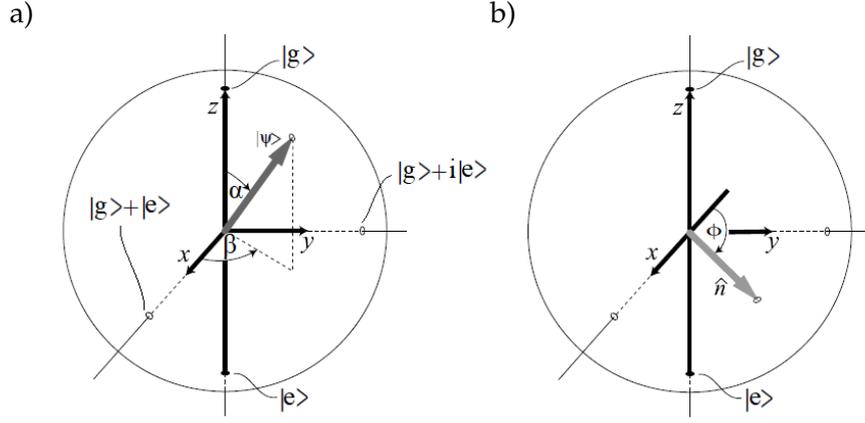


Figura 2: a) Esquema de la esfera de Bloch. Esta representación se basa en la idea de escribir el vector estado como $|\Psi\rangle = \cos(\alpha/2) + e^{i\beta} \sin(\alpha/2)$, con $0 < \alpha < \pi$, $0 < \beta < 2\pi$. b) Las rotaciones que se pueden inducir mediante radiación electromagnética están determinadas por un eje \hat{n} contenido en el plano ecuatorial y definido por el ángulo ϕ . Extraído de [19].

donde además se ha utilizado la Eq. (2.12). También se ha introducido el parámetro de Lamb-Dicke,

$$\eta_u = k_u \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_u}}, \quad (2.21)$$

cociente entre la extensión espacial del átomo y la longitud de onda del láser [6].

Volviendo al desarrollo del Hamiltoniano total del sistema, ahora con las expresiones de las Eqs. (2.11), (2.19), y (2.20), la transformación en la imagen de interacción simplifica el análisis [6]. Dicha transformación se lleva a cabo aplicando el Hamiltoniano unitario $\hat{U}_0 = \exp(-i\hat{H}_0 t/\hbar)$, con $\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}^m + \mathcal{H}^e$. De esta forma, en la imagen de interacción el Hamiltoniano total del sistema es [11]

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_{int} &= \hat{U}_0^\dagger \hat{\mathcal{H}}^{(i)} \hat{U}_0 = \\ &= \frac{\hbar}{2} \Omega_0 \left[\hat{\sigma}_+ e^{-i(\delta t - \phi)} e^{i\eta_u (\hat{a}^\dagger \exp(i\omega_u t) + \hat{a} \exp(-i\omega_u t))} + \hat{\sigma}_- e^{i(\delta t - \phi)} e^{-i\eta_u (\hat{a}^\dagger \exp(i\omega_u t) + \hat{a} \exp(-i\omega_u t))} \right], \end{aligned} \quad (2.22)$$

donde $\delta \equiv \omega - \omega_0$. Dado que se escoge $\delta \ll \omega_0$, se ha tenido la aproximación de onda rotante, que consiste en despreciar los términos que contiene sumas de frecuencias frente a los que aparece δ .

Las técnicas de enfriamiento hasta el estado cero de energía se llevan a cabo dentro del régimen de confinamiento fuerte, o lo que es lo mismo, se cumple que $\eta_u \ll 1$ [11]. Esto permite desarrollar la expresión dada por el Eq. (2.22) hasta primer orden en el parámetro de Lamb-Dicke. El resultado es que, tras realizar la aproximación de onda rotante de nuevo, se obtienen tres posibles valores para δ . Esto es, se obtienen tres posibles transiciones:

- $\delta = 0$ (*carrier*),

$$\hat{\mathcal{H}}_{int}^{car} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 \left(\hat{\sigma}_+ e^{i\phi} + \hat{\sigma}_- e^{-i\phi} \right). \quad (2.23)$$

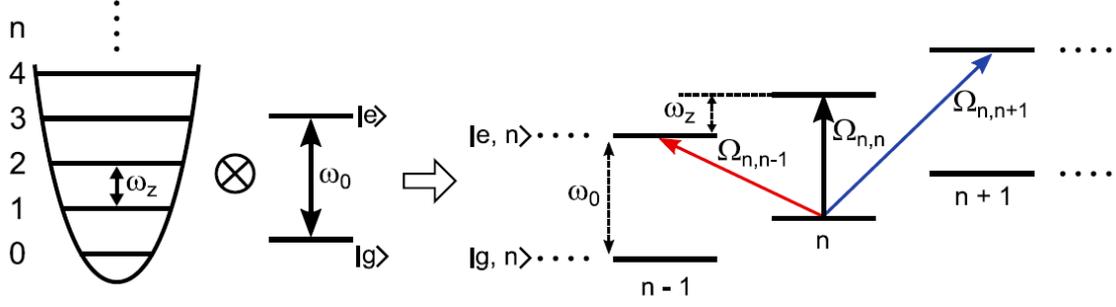


Figura 3: La presencia del ion en un pozo armónico hace que cada uno de sus niveles internos se desdoble en una serie de niveles que difieren en la energía de un fonón. En un sistema de dos niveles, esto da lugar a la situación mostrada en la parte derecha. Aprovechando este desdoblamiento, en los procesos de enfriamiento se excitan transiciones en las que tenga lugar un cambio en el número de fonones (líneas de color rojo y azul). Extraído de [11].

En este caso no hay cambio en el número de fonones.

- $\delta = -\omega_u$ (*red sideband*),

$$\hat{\mathcal{H}}_{int}^{rsb} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 \eta \left(\hat{a} \hat{\sigma}_+ e^{i\phi} + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_- e^{-i\phi} \right), \quad (2.24)$$

donde se observa que el operador destrucción está asociado a una promoción en el sistema de dos niveles electrónicos y el operador creación a un descenso, por lo que al incidir con un láser con la desintonización δ provocaremos la disminución del número de fonones del ion al partir del estado electrónico fundamental.

- $\delta = +\omega_u$ (*blue sideband*),

$$\hat{\mathcal{H}}_{int}^{bsb} = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 \eta \left(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_+ e^{i\phi} + \hat{a} \hat{\sigma}_- e^{-i\phi} \right), \quad (2.25)$$

donde se observa que el efecto es contrario al caso de la *red sideband*, de manera que la incidencia de un láser con la longitud de onda adecuada provocará un aumento de la unidad en el número cuántico n y por tanto inducirá la ganancia de un fonón.

Los resultados obtenidos se describen de forma cualitativa en la Fig. 3. Cada técnica de enfriamiento utiliza unas u otras transiciones de este tipo para enfriar el ion hasta el estado cero de energía.

El enfriamiento *sideband* se realiza, en el caso del $^{40}\text{Ca}^+$, con los dos niveles $4^2S_{1/2}$ y el $3^2D_{5/2}$, que se acoplan con radiación de longitud de onda 729 nm, como se puede observar en la Fig. 4 b). Además, en la mayoría de ocasiones se aplica un campo magnético para definir un eje de cuantización, de forma que los niveles se desdoblan de acuerdo al efecto Zeeman; no obstante aquí no entraremos en tal profundidad, ya que la elección de una u otra transición depende más bien de consideraciones experimentales [16]. Por otra parte, dada la larga vida media del estado $3^2D_{5/2}$, el proceso de enfriamiento requiere de otra transición para que sea más rápido. La vida media de la transición $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{5/2}$ se disminuye usando el nivel auxiliar $4^2P_{3/2}$, al que se accede con radiación láser de

longitud de onda 854 nm (ver Fig. 4 a)). La anchura de transición viene dada por [16]

$$\bar{\Gamma} = \frac{\Omega_{sb}^2}{(\Gamma + \Gamma_{sb})^2 + 4\Delta_{sb}^2} \Gamma, \quad (2.26)$$

donde Ω_{sb} es la frecuencia de Rabi de la transición auxiliar, Γ es la anchura de la transición $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{5/2}$, Γ_{sb} es la anchura de línea de la transición auxiliar y Δ_{sb} es la desintonización del láser auxiliar respecto al estado $4^2P_{3/2}$. Así, jugando con estos parámetros se puede aumentar la velocidad del proceso, pues se consigue aumentar la anchura hasta $2\pi \times 50$ kHz [9] y trabajando con el láser por debajo de su saturación es posible hacer que el estado $4^2P_{3/2}$ se comporte adiabáticamente, debido a la presencia de la desintonización Δ_{sb} , y por tanto seguir trabajando prácticamente con un sistema de dos niveles [16, 17].

El enfriamiento Raman no se realiza directamente entre los dos niveles implicados, como el enfriamiento *sideband*, sino que se utiliza un tercer nivel auxiliar (ver Fig. 4). No obstante la presencia de este nivel no perturba nuestro esquema inicial de sistema de dos niveles, ya que el acoplamiento se realiza con una desintonización Δ_{Rm} que permite, bajo ciertas condiciones, considerar el nivel auxiliar como adiabático. Para el caso del ion de $^{40}\text{Ca}^+$, el sistema de dos niveles mediante el cual se lleva a cabo el enfriamiento está compuesto por el $4^2S_{1/2}$ ($m = \pm 1/2$), y se utiliza el $4^2P_{1/2}$, $m = +1/2$ como nivel auxiliar. En este caso la desintonización δ se lleva a cabo en el haz σ^+ , que se desintoniza un total de $-(\Delta_{Rm} + \delta)$ respecto de la frecuencia inicial de la transición. Además, es necesario introducir un láser de luz tipo σ^- para invertir la población del estado $4^2S_{1/2}$ ($m = +1/2$) al $4^2S_{1/2}$ ($m = -1/2$), de manera que el ciclo de enfriamiento tenga continuidad [22].

El enfriamiento EIT, al igual que el Raman, se realiza haciendo uso de los niveles $4^2S_{1/2}$ ($m = \pm 1/2$) y el $4^2P_{1/2}$ ($m = +1/2$), con este último como nivel auxiliar y también desintonizado, para tratarlo nuevamente como adiabático (ver Fig. 4). En este caso el proceso de enfriamiento se basa en que al acoplar fuertemente el estado $4^2S_{1/2}$ ($m = -1/2$) al estado $4^2P_{1/2}$ ($m = +1/2$), y débilmente el $4^2S_{1/2}$ ($m = -1/2$) al $4^2P_{1/2}$ ($m = +1/2$), se obtiene un perfil de absorción para el láser con polarización π de tipo Fano. Esto es, para $\Delta_\sigma = \Delta_\pi$ no existe absorción de luz de tipo π (condición de EIT) y por tanto no se lleva a cabo el eventual proceso de enfriamiento; pero para $\Delta_\pi = \Delta_\sigma + \delta$, con

$$\delta = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\Omega_\sigma^2 + \Delta_\sigma^2} - |\Delta_\sigma| \right), \quad (2.27)$$

se obtiene un pico de absorción. Si se ajustan los parámetros de los que depende el desfase δ de manera que $\delta = \omega_0$, se consigue acoplar el estado $4^2S_{1/2}$ ($m = 1/2$), n con el $4^2P_{1/2}$ ($m = +1/2$), $n - 1$. El láser con polarización σ^- se utiliza, al igual que en el enfriamiento Raman, para conseguir que el ciclo se complete, quedando el ion tras un ciclo en el mismo nivel electrónico pero con un fonón menos [11].

Al implementar cada uno de los procesos en el laboratorio, la primera cuestión es la disposición de los haces. En la Fig. 5 se propone una posible configuración. Los razonamientos que se hacen a continuación están basados en la información que se ofrece en las referencias [20, 21] acerca de los patrones de absorción de los diferentes tipos de transiciones.

El enfriamiento *sideband* del modo axial se propone llevarlo a cabo mediante la transición $4^2S_{1/2}$ ($m = -1/2$) \leftrightarrow $4^2D_{5/2}$ ($m = -3/2$), con luz circularmente polarizada

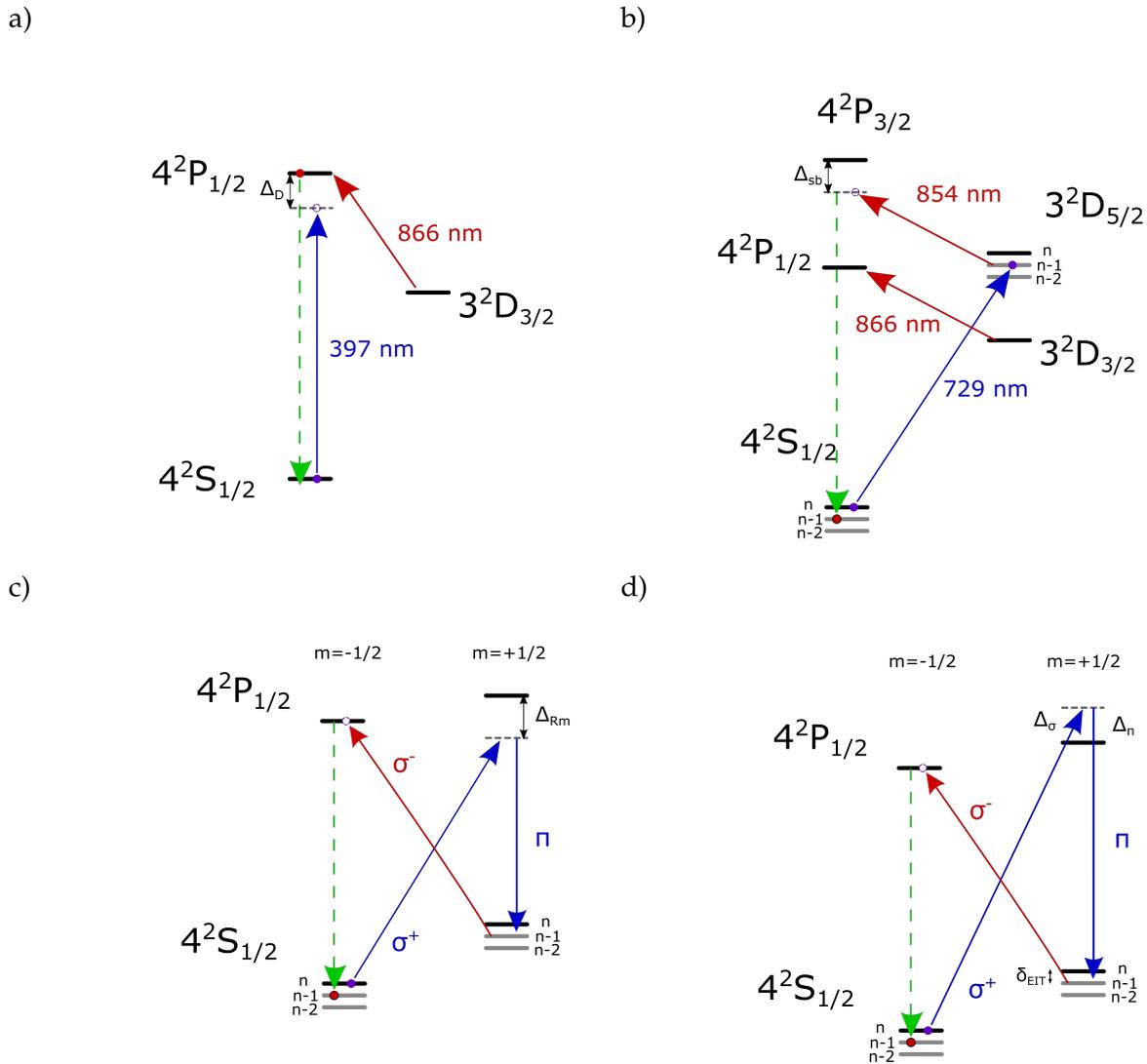


Figura 4: Esquemas de niveles para llevar a cabo los diferentes procesos de enfriamiento. a) Doppler, b) *sideband*, c) Raman y d) EIT. Las líneas continuas de color azul indican las transiciones utilizadas para el enfriamiento, las líneas continuas de color rojo indican las transiciones donde se bombea la población de un nivel metaestable, y las líneas discontinúas de color verde indican las transiciones espontáneas.

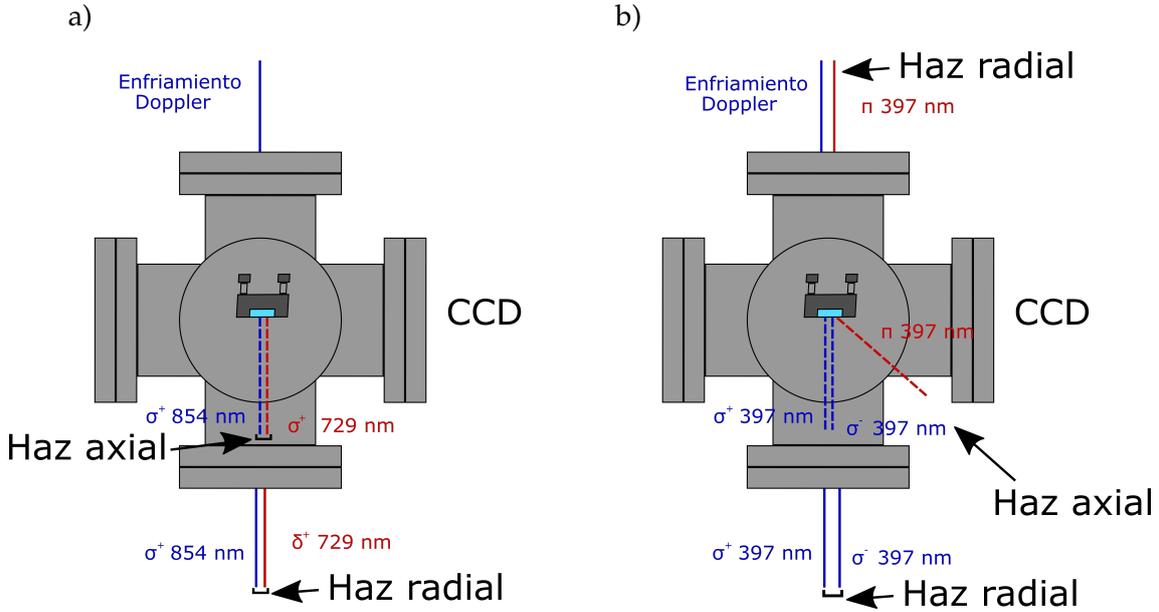


Figura 5: Propuesta de disposición de los haces para llevar a cabo enfriamiento Doppler y hasta el estado cero de energía en la trampa Paul del Laboratorio TRAPSENSOR a) *sideband* y b) Raman y EIT. Para el enfriamiento *sideband* la situación es directa, incidiendo axial y radialmente con los haces de enfriamiento y bombeo, ambos superpuestos. En el caso de utilizar las configuraciones Raman y EIT, la situación es ligeramente más compleja en la dirección axial, pues es necesario que los haces con polarización σ_- y π formen un ángulo entre ellos.

dextrógira. La razón es que el patrón de absorción de las transiciones cuadrupolares con $\Delta m = \pm -1$ posee un máximo pronunciado en el eje de cuantización. Además, utilizando como estado inicial el estado $4^2S_{1/2} (m = -1/2)$ se evitan posibles excitaciones de bandas *bluesideband* de estados $4^2D_{5/2}$ con $m > -3/2$ [16]. Para la componente radial se propone la transición $4^2S_{1/2} (m = -1/2) \leftrightarrow 4^2D_{5/2} (m = -5/2)$, con $\Delta m = \pm -2$, y luz circularmente polarizada dextrógira, por razones similares a las anteriores particularizadas a esta situación.

Los enfriamientos Raman y EIT tanto del modo axial como del radial se llevan a cabo entre los estados que se detallan en la Fig. 4. Los haces π deben tener polarización lineal, y el haz σ_- debe tener polarización circular dextrógira en el caso axial y polarización lineal en el caso radial, al igual que el haz σ_+ . En este caso, el problema surge en el enfriamiento axial, debido a la geometría de la trampa. La situación ideal es que los haces π y σ_- viajen en sentidos contrarios [11, 22]. Sin embargo, esto no es posible debido a la cámara de vacío en la que está instalada la trampa de simetría rotacional que se utiliza en el laboratorio TRAPSENSOR. La solución es hacer incidir los haces con un pequeño ángulo relativo entre sí; lo que complica el procedimiento en comparación a la disposición experimental para usar la técnica de enfriamiento *sideband*. Por lo tanto, en este caso podemos concluir que la poca accesibilidad de la trampa Paul rotacional constituye un punto a favor de la trampa lineal, en referencia a la discusión sobre este tema que se realizó en el apartado 1.

2.2.2 Anchura de línea

La reducción de la anchura de línea de los diferentes haces para acceder a transiciones específicas, es un tema crucial para realizar el enfriamiento hasta el estado cero de energía. En el laboratorio TRAPSENSOR, el haz con longitud de onda de 729 nm se produce con un láser de Ti:Sa. La cavidad del láser junto a una cavidad externa permite obtener una anchura de línea de 30 kHz (según las especificaciones). Aún no siendo lo suficientemente estrecha, sería posible acceder a la transición $4^2S_{1/2} (m = -1/2) \leftrightarrow 4^2D_{5/2} (m = -3/2)$ ($\Gamma = 2\pi \times 0.16$ Hz [9]), si la frecuencia de la luz láser se determinase con una exactitud inferior a la anchura de línea, y se estabilizase con la misma precisión. En la actualidad, es posible conocer la frecuencia de la radiación con una precisión y una exactitud, ambas del orden del Hz y una estabilidad en torno a 50 Hz, pero no es posible estabilizar los láseres con una exactitud mejor de 10 MHz (3σ).

2.2.3 Detección y medida de la temperatura

La técnica de medir la temperatura puede variar dependiendo del mecanismo utilizado, y en consecuencia, del valor final de ésta. Cuando se aplica alguno de los mecanismos desarrollados en el apartado 2.2.1 para intentar llegar al estado cero de energía, la temperatura de un ion se determina a partir del número medio de fonones $\langle n \rangle$, utilizando la expresión [6]

$$T = \frac{\hbar\omega}{k_B \ln \left(\frac{\langle n \rangle + 1}{\langle n \rangle} \right)}, \quad (2.28)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann. Dependiendo de si la temperatura se determina en el momento de alcanzar el límite Doppler o cuando se llega al estado cero de energía, se utilizará una u otra técnica. La más utilizada, una vez que se considera se ha alcanzado el estado fundamental, hace uso del cociente de probabilidades de que el ion se encuentre en un estado excitado tras aplicar un pulso *blue-sideband* y tras aplicar un pulso *red-sideband*. Estas probabilidades son [11]

$$P_e^\pm(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \sum_{n=0}^{\infty} \rho_n \cos \Omega_{n,n\pm 1} t \right), \quad (2.29)$$

con P^+ para el pulso *blue-sideband* y P^- para el pulso *red-sideband*.

$$\Omega_{n,n+1} = \Omega_0 \eta_u \sqrt{n+1}, \quad \Omega_{n,n-1} = \Omega_0 \eta_u \sqrt{n} \quad (2.30)$$

son las frecuencias de Rabi de cada transición, con Ω la frecuencia de la transición tipo carrier, y

$$\rho_n = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}} \quad (2.31)$$

es la distribución de probabilidad del ion en función del número de fonones. El cociente de estas dos probabilidades se demuestra que está relacionado con el número medio de fonones como [11]

$$R = \frac{P_e^-}{P_e^+} = \frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + 1} \Rightarrow \langle n \rangle = \frac{R}{1 - R}. \quad (2.32)$$

Esta expresión tiene la ventaja de que en ella no aparece el factor de Lamb-Dicke η , ni la frecuencia de Rabi Ω , ni el tiempo de interacción t . Sin embargo, solo tiene validez

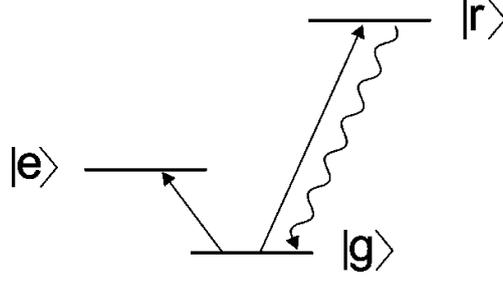


Figura 6: Las líneas continuas indican las transiciones inducidas. La línea discontinua indica la transición espontánea, en la que se emite fluorescencia. Imagen extraída de [6]

tras realizar el proceso de enfriamiento al estado cero de energía, donde $\langle n \rangle < 1$. Esto es así porque en ella solo se tienen en cuenta las excitaciones *sideband* a primer orden, algo que solo es correcto en el estado fundamental de energía [11].

Para medir la temperatura tras el enfriamiento Doppler se utilizan principalmente dos técnicas. La primera de ellas es parecida a la anteriormente descrita, solo que en vez de tomar una sola medida para un tiempo t arbitrario, se representan las probabilidades de excitación para un intervalo de tiempo. En estas representaciones se obtienen las llamadas oscilaciones de Rabi, y se trabaja con un solo parámetro libre, $\Omega_0 \eta$, con lo que de ellas se puede extraer el número medio de fonones [11].

La segunda técnica determina el número medio de fonones mediante la observación de las oscilaciones de Rabi para la transición carrier. En este caso, las oscilaciones de Rabi tienen la característica de estar amortiguadas, y dicha amortiguación está relacionada con el número medio de fonones. En concreto, la probabilidad de que el ion se encuentre en el estado excitado en un tiempo t es [16]

$$P_e^0(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \sum_{n=0}^{\infty} \rho_n \cos \Omega_0 (1 - \eta_u^2 n) t \right), \quad (2.33)$$

y mediante una serie de aproximaciones se encuentra que

$$P_e^0(t) \approx \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\cos 2\Omega_0 t + 2\Omega_0 t \eta_u^2 (\langle n \rangle + 1) \sin 2\Omega_0 t}{1 + (2\Omega_0 t \eta_u^2 \langle n \rangle)^2} \right], \quad (2.34)$$

de forma que es posible calcular $\langle n \rangle$.

Para evaluar la probabilidad de excitación del átomo se utiliza la técnica de *electron shelving*. En ella se hace uso de un nivel auxiliar $|r\rangle$ cuya vida media es mucho menor que la del estado excitado $|e\rangle$. La transición $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ se excita con luz, de manera que según esté el ion en el estado $|g\rangle$ o $|e\rangle$ se recoge o no señal de fluorescencia (ver Fig. 6). Así, imponiendo un valor umbral de fluorescencia y aplicando un pulso de un determinado tiempo, se discierne si el estado del ion es $|g\rangle$ o $|e\rangle$. Este proceso se realiza una gran cantidad de veces, de manera que se trabaja con un conjunto estadístico de datos y es posible obtener fidelidades más allá del 99% [6].

2.2.4 Tiempo de enfriamiento y frecuencia

El tiempo de enfriamiento es una cuestión importante en cada uno de los mecanismos. Tanto la velocidad de reducción como el número final de fonones son dos aspectos a

tener en cuenta. El primero por la viabilidad para llevar a cabo el mecanismo experimentalmente en un periodo de tiempo razonable, y el segundo por la necesidad de aproximarse lo más posible al estado fundamental, de cara a que en operaciones posteriores en el sistema se mantenga la coherencia. Para los mecanismos estudiados, estos dos aspectos compiten, de manera que afinar en uno de ellos supone un empeoramiento en el otro.

Como se trató en el apartado 2.2.1, en la técnica de enfriamiento *sideband* se introduce un nivel adicional. Con ello se consigue que la anchura efectiva del sistema total, expresada en la Eq. (2.26), aumente, y por tanto el tiempo de enfriamiento disminuya. En efecto, la velocidad a la que se lleva a cabo el proceso, que viene dada por la tasa de enfriamiento, se define como el producto de la tasa de decaimiento por la probabilidad de ocupación del nivel excitado [16, 17]:

$$R_n = \Gamma \frac{(\eta_u \sqrt{n} \Omega)^2}{2 (\eta_u \sqrt{n} \Omega)^2 + \Gamma^2}. \quad (2.35)$$

Sin embargo, el disminuir el tiempo de enfriamiento incide en la temperatura final del ion. El valor medio mínimo de número de fonones alcanzable es [11]

$$\langle n \rangle_{min} = \frac{\Gamma^2}{4\omega_m^2} \left(\frac{\tilde{\eta}^2}{\eta^2} + \frac{1}{4} \right), \quad (2.36)$$

de manera que la anchura de línea de la transición condiciona la temperatura final del ion. El parámetro $\tilde{\eta}$ no es más que el parámetro de Lamb-Dick para la emisión espontánea, y se diferencia del ya introducido, Eq. 2.21, debido a que en el sistema existe un nivel auxiliar que hace que la longitud de onda al emitir no sea la misma que al absorber. Así, mediante esta técnica, y disminuyendo en la medida de lo posible la anchura de línea que introduce el nivel auxiliar, es posible alcanzar unas temperaturas realmente bajas [11].

Por otra parte, conviene comentar en este momento el hecho de trabajar por debajo de la saturación en la transición cuadrupolar, esto es, $\eta_u \Omega_0 < \Gamma$. Esto es debido a que, de no ser así, los efectos de calentamiento aumentarían considerablemente, de forma que el enfriamiento no sería efectivo ni las ecuaciones anteriores serían válidas [16]. Así, este hecho condiciona el valor de la frecuencia de Rabi. Por ejemplo, para la técnica de enfriamiento *sideband*, un valor típico es $\Omega_0 = 2\pi \times 50$ kHz [9].

En el caso de la técnica de enfriamiento Raman, se trabaja principalmente con el desfase Δ como parámetro libre. La tasa de enfriamiento es [18]

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{\eta_u^2 \Omega^2}{\Gamma^2 + \eta_u^2 \Omega^2 + 4\Delta_{Rm}^2}, \quad (2.37)$$

que aumenta a medida que el desfase Δ disminuye. El número de mínimo de fonones alcanzable viene dado por [22]

$$\langle n \rangle_{min} = \frac{(\Omega_{\sigma-} \Omega_{\pi})^2}{(\omega_u \Delta_{Rm})^2}, \quad (2.38)$$

de forma que disminuye al aumentar la desintonización Δ . Estas dos consideraciones hacen que se deba establecer un equilibrio entre el hecho de alcanzar bajas temperaturas y el de realizar el proceso de forma rápida.

Técnica	Anchura de línea	Tiempo de enfriamiento	Temperatura final
<i>sideband</i>	kHz	2	1
Raman	MHz	2	2
EIT	MHz	1	3

Tabla 1: Comparación de parámetros relevantes de las diferentes técnicas. En la escala de números, 1 indica que es la mejor en ese aspecto, y 3 que es la peor.

Para el enfriamiento EIT, el parámetro que controla estos dos aspectos es igualmente la desintonización Δ respecto a la frecuencia de resonancia de la transición. Así, una desintonización grande conduce a un número mínimo de fonones muy bajo pero a una tasa de enfriamiento también muy baja, y viceversa. En concreto, la tasa de enfriamiento viene dada por [11]

$$R = \eta_u^2 \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{\Gamma^2 \omega_u^2}{\Gamma^2 \omega_u^2 + 4 \left(\frac{\Omega^2}{4} - \omega_u (\omega_u + \Delta) \right)^2}, \quad (2.39)$$

y el número medio de fonones tras finalizar el proceso por [11]

$$\langle n \rangle_{min} = \left(\frac{\Gamma}{4\Delta} \right)^2, \quad (2.40)$$

de manera que la situación es análoga a la del enfriamiento Raman, esto es, con el aumento de Δ se consigue una disminución del número de fonones pero también un descenso en la tasa de scattering, y viceversa.

Para la técnica de enfriamiento Raman y EIT los valores de la frecuencia de Rabi son mucho mayores, debido a que la anchura de la transición también lo es. Así, estos se encuentran habitualmente en el rango de los megahercios [11, 22]

En la Tab. 1, se comparan las distintas técnicas de enfriamiento, evaluando para ello los parámetros más relevantes. Así, a la hora de acceder a la transición, las técnicas Raman y EIT resultan más favorables, pues la anchura de línea de la radiación tiene valores típicos de MHz, mientras que para la técnica *sideband* es necesario alcanzar precisiones de Hz. No obstante, en la técnica Raman y para sintonizar la *red sideband*, es necesario trabajar con anchuras de línea menores que la diferencia de energía entre niveles del oscilador armónico, lo que supone una desventaja respecto a la técnica EIT. En cuanto al tiempo de enfriamiento, las técnicas Raman y *sideband* no presentan ninguna diferencia sustancial. Sin embargo, la técnica EIT se caracteriza precisamente por su reducido tiempo de enfriamiento. Esto es así debido a que se elimina la excitación fuera de resonancia correspondiente a la transición *carrier*, una importante fuente de calentamiento del ion [11]. Por último, en lo que se refiere a la temperatura final, se da la situación justamente contraria. Así, en la técnica *sideband* es posible disminuir la anchura de línea todo lo necesario, alcanzando temperaturas muy bajas. Sin embargo, en la técnica EIT el rango de frecuencias que se abarca es mayor que en la técnica *sideband*, lo que se ve traducido en este caso en una temperatura más alta [11].

3 Montaje experimental y caracterización

Antes de realizar este trabajo, en el laboratorio TRAPSENSOR era posible enfriar hasta el límite Doppler un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ confinado en una trampa Paul. En el transcurso de este trabajo se han sentado las bases para poder llevar a cabo enfriamiento hasta el estado cero de energía con los elementos que existen el laboratorio. Debido a que las anchuras de línea de las transiciones para enfriamiento Doppler o enfriamiento hasta el estado cero difieren en seis órdenes de magnitud, no se pueden utilizar los mismos mecanismos de estabilización de la frecuencia de los láseres. Además, la luz debe tener características de polarización bien definidas por lo que es fundamental el mantenimiento de la polarización en la propagación. Por último es necesario poder desplazar la frecuencia sin alterar la estabilidad y de una forma rápida, con suficiente precisión en un rango de decenas de MHz, lo que se realiza con moduladores acústico-ópticos. Se han montado dos moduladores acústico-ópticos en configuración de doble paso para poder controlar la frecuencia de la transición de 729 nm con precisión. Ambos moduladores (suministrados por diferentes compañías) se han caracterizado en este trabajo.

3.1 El láser y la anchura de línea para la transición de 729 nm

Un láser permite obtener radiación de gran intensidad y con un alto grado de coherencia. Se basa en la emisión estimulada, y sus elementos principales son tres: la cavidad láser, el medio activo y el bombeo. La cavidad láser sirve para hacer circular la luz a través del medio activo, donde se produce la amplificación de la radiación, por emisión estimulada. Mediante un mecanismo llamado de bombeo se invierte la población de una determinada transición interna de los átomos que conforman el medio. El resultado es que al incidir con radiación de igual frecuencia que la transición se obtiene una gran amplificación de la señal que, debido al mecanismo de emisión estimulada, resulta en fotones emitidos en la misma dirección, fase y polarización [23].

El Ti:Sa es un láser cuyo medio activo lo constituye un cristal transparente de zafiro (Al_2O_3) dopado con iones de titanio Ti^{3+} en un 0.1% aproximadamente. El láser de bombeo utilizado tiene una longitud de onda de $\lambda \approx 532$ nm. Su espectro de emisión abarca desde los 660 nm hasta los 1100 nm aproximadamente [24].

3.1.1 Alineamiento de la cavidad

En la Fig. 7 se muestran una imagen del láser Ti:Sa y un esquema de sus elementos que conforman la cavidad. Algunos de estos elementos son pasivos pero otros se pueden desplazar para ajustar la longitud de la cavidad a un modo de la onda estacionaria que se forma en su interior. La línea morada representa la luz de radiación láser que recorre la cavidad y la línea verde es el haz del láser de bombeo. Este último se enfoca sobre el cristal de zafiro dopado (TiSa) a través de los espejos PM1 y PM2 para provocar la inversión de población en los átomos de titanio. Los espejos M3 y TM, montados en motores piezoeléctricos, permiten realizar nuevas correcciones en la longitud de la cavidad y por tanto en la longitud de onda de la radiación emitida. El plato rotador de terbio-galio-granate (TGG) y el espejo M2 conforman un diodo óptico, destinado a hacer que la luz de la radiación láser sólo circule en un sentido. Mediante un filtro birrefringente (BiFi), el etalón delgado (*Thin E*) y el piezo-etalón (*Piezo E*), por este orden en capacidad

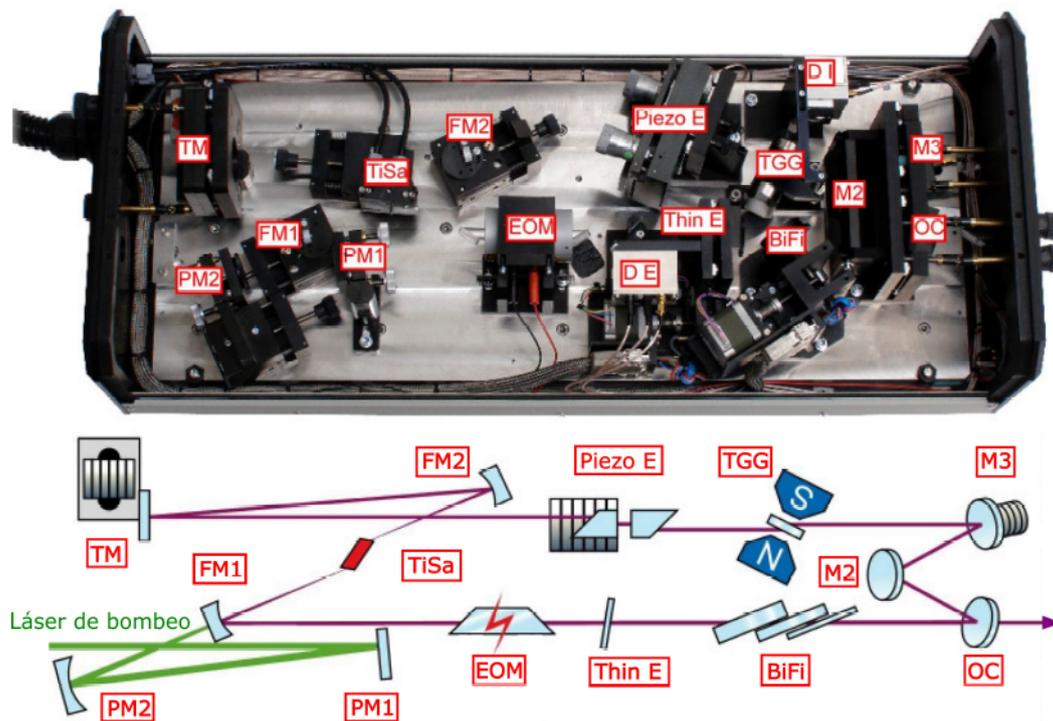


Figura 7: Imagen y esquema óptico del láser de titanio-zafiro, modelo Matisse TX de Sirah, cuyos elementos se identifican en rojo: M como espejos, PM espejos de bombeo, FM espejos abatibles, TM espejo sintonizable, TiSa cristal de zafiro dopado con titanio, EOM modulador electro-óptico, Thin E etalón delgado, Piezo E piezo etalón, BiFi filtro birrefringente, DE fotodiodo del etalón delgado, DI fotodiodo del piezo etalón, TGG plato polarizador de granate-galio-terbio y OC acoplador de salida.

de filtro, se logra seleccionar hasta un único modo de frecuencia y reducir la anchura de línea hasta valores de decenas de MHz. Una reducción mayor implica el uso de una cavidad externa (tipo Fabry-Perot), cuya luz, resonante con la cavidad, permita generar una señal de error de tipo Pound-Drever Hall. El poder de resolución entre modos de la cavidad, que en física del láser se denomina fineza, depende del poder reflectante de los espejos colocados en los extremos de la cavidad y de la estabilidad de la misma respecto a variaciones de presión y temperatura. En el Laboratorio TRAPSENSOR, la fineza de la cavidad tiene un valor en torno a 400, que es un valor bajo, pero que ya permite reducir la anchura de línea hasta valores de 30 kHz/rms. Este valor, aún siendo alto, debido a la alta potencia del láser de aproximadamente 2 W, podría utilizarse para enfriamiento, siempre que la exactitud con la que se controle la frecuencia fuese inferior a la anchura de línea. La señal de error generada con la radiación de la cavidad externa, permite corregir la longitud del haz en la cavidad propia del láser utilizando otro modulador electro-óptico (EOM). La frecuencia se estabiliza tomando parte de la señal de luz y comparando la medida con el valor que se desea mantener, lo que generará una señal de voltaje que accionará el espejo TM y corregirá la longitud de la cavidad del láser. La longitud de onda se puede medir con dos tipos de aparatos:

- Medidor de longitud de onda de ultra-alta precisión que permite cuantificar la frecuencia (óptica) con una exactitud absoluta de 10 MHz, siempre que el medidor

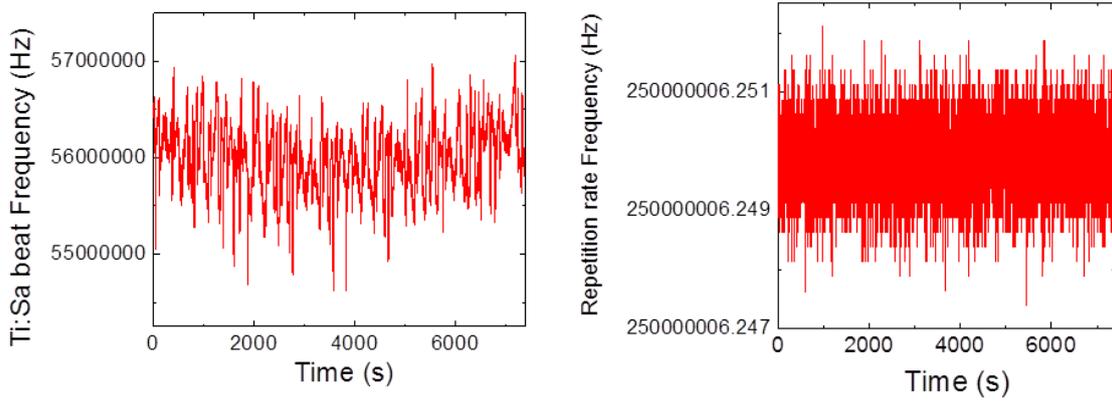


Figura 8: Medida de dos de las frecuencias ν_{beat} (izquierda) y ν_{rep} (derecha) necesarias para obtener el valor de la frecuencia de la radiación láser que se desea medir. Dado que la estabilidad del láser Ti:Sa viene regulada por un medidor de longitud de onda, ν_{beat} presenta fluctuaciones en el orden de MHz. La frecuencia ν_{rep} se determina a partir de un generador estabilizado con precisión de subherzio. La frecuencia ν_{ceo} , que no se muestra, se determina con una precisión en torno al Hz.

utilice como referencia una transición atómica cuya frecuencia se haya determinado con mejor precisión. Éste es el elemento que utilizamos en el laboratorio TRAPSEN-SOR, de forma que podemos estabilizar las frecuencias ópticas con incertidumbres relativas de $\approx 10^{-7}$.

- Un peine de frecuencias [24], que permite alcanzar una exactitud relativa de $\approx 10^{-14}$ en la medida de la frecuencia y que por tanto permitiría estabilizar el láser, con una frecuencia de ese orden. Esto sin embargo, no es trivial y se trabaja en ello en la actualidad.

En la Fig. 8, se muestra la variación en el tiempo de dos de las frecuencias que intervienen en una medida, la frecuencia de repetición ν_{rep} , esto es el espaciado entre dos marcas de luz del peine y la señal electrónica que se genera al superponer la luz cuya frecuencia se desea medir con la señal del peine ν_{beat} . La frecuencia se determina con la expresión:

$$\nu_{\text{Ti:Sa}} = \pm \nu_{\text{ceo}} + n \cdot \nu_{\text{rep}} \pm \nu_{\text{beat}}, \quad (3.1)$$

donde ν_{ceo} es la llamada frecuencia de *offset*, y n el número entero de veces que se repite ν_{rep} hasta llegar a la línea de luz del peine con la que se genera ν_{beat} .

El espectro de emisión del láser de Ti:Sa abarca un gran rango de longitudes de onda, desde los 660 nm hasta los 1100 nm, sin embargo, debido al tratamiento anti-reflectante que se utiliza para distintos rangos de longitudes de onda, no es posible trabajar en ese rango sin intercambiar algunos elementos de la cavidad como los espejos TM, M2 y OC (ver Fig. 7), y el filtro birrefringente BiFi.

Para acceder a la transición cuadrupolar $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2D_{5/2}$, utilizada para el enfriamiento *sideband* ($\lambda = 729$ nm), es necesario adaptar la frecuencia de emisión del láser

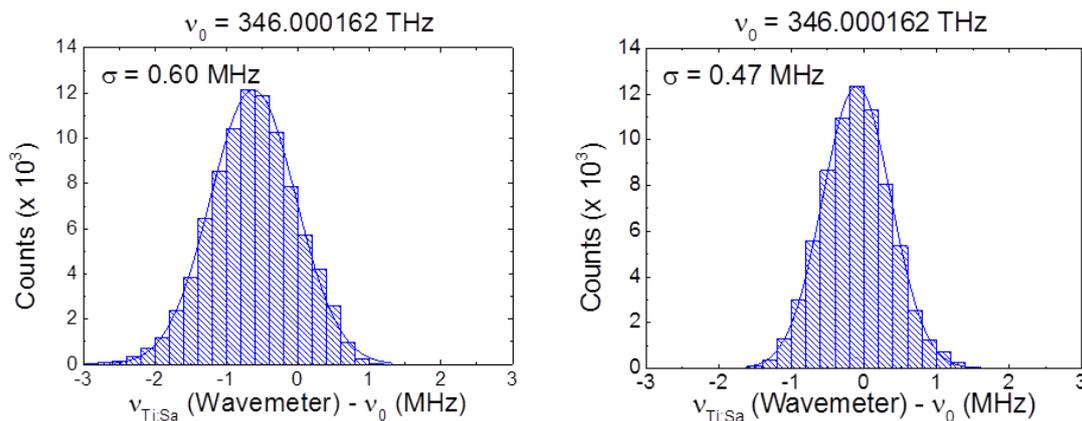


Figura 9: Histograma de medida de la frecuencia de emisión de un láser de Ti:Sa anclado en la frecuencia ν_0 . Izquierda: medida tomada en la mañana. Derecha: medida tomada durante la tarde. Puede observarse el desplazamiento en frecuencia.

Ti:Sa en el rango 690-780 nm. El cambio de los diferentes elementos se realiza de manera gradual, optimizando siempre la potencia de salida entre cada paso. En primer lugar, se establece un valor para la longitud de onda que se encuentre en la frontera de los dos intervalos adyacentes. Tras esto, se sustituyen los espejos TM y M2. A continuación se sustituye el espejo de salida, OC, y por último se hace lo propio con el filtro birrefringente, BiFi. Después de maximizar de nuevo la potencia, se procede de la forma habitual con el medidor de longitudes de ondas para seleccionar la longitud de onda deseada.

3.1.2 Determinación de la anchura de línea y anclaje en frecuencia

El anclaje en frecuencia del láser viene a ser la estabilización del mismo, que consiste en mantener la frecuencia con la mayor precisión y exactitud en torno a un valor deseado. Dicha precisión y exactitud dependerán del método utilizado. Existen tres posibilidades:

- Utilizando un medidor de longitud de onda, cuya exactitud puede estar limitada al régimen de MHz (método disponible en el Laboratorio TRAPSENSOR).
- Utilizando una cavidad externa al láser, tipo Fabry-Perot y generando una señal de error del tipo Pound-Drever-Hall, dando lugar a una anchura de línea que puede ser del orden de 1 Hz (requiere una inversión económica de 60.000 a 70.000 euros).
- Utilizando un peine de frecuencias, que permita definir la frecuencia con precisión de 1 Hz. El peine de frecuencias existe en el Laboratorio TRAPSENSOR (ver Fig. 8).

En todos estos casos, se genera una señal de voltaje que actuará sobre un elemento activo de la cavidad del láser. Dado que hay 6 órdenes de magnitud en la precisión alcanzable utilizando los distintos métodos, el sistema electrónico deberá discriminar la señal de forma que sea posible corregir la longitud efectiva de la cavidad del láser para estabilizar variaciones de 1 Hz a 1 MHz. En la Fig. 9 se muestran dos histogramas de medidas realizadas de la radiación emitida por el mismo láser anclado en la frecuencia ν_0 con el medidor de longitudes de onda de High-Finesse (WSU) existente en el laboratorio.

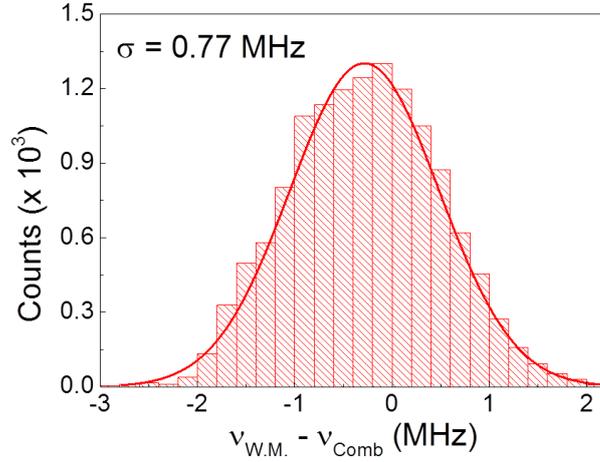


Figura 10: Histograma donde se observa la diferencia entre la medida de la frecuencia llevada a cabo con el peine y la llevada a cabo con el medidor de longitudes de onda.

Medidas realizadas con el peine se han mostrado en la Fig. 8, y la diferencia entre las medidas tomadas con los dos dispositivos se recoge en la Fig. 10.

3.1.3 Medida de la frecuencia (curva de Allan)

La desviación de Allan es el estimador usual de la varianza de Allan. Este tipo de varianza es una medida de la dispersión no clásica, utilizada para estimar la estabilidad en el dominio del tiempo. Es usada con asiduidad para estudiar frecuencias, donde la media y la desviación típica no tienen por qué ser independientes del tiempo, hecho que se asocia a la idea de ruido blanco.

Supongamos dos osciladores de frecuencia f_0 , de señales

$$\sin [2\pi f_0 + \phi_1(t)], \quad \sin [2\pi f_0 + \phi_2(t)], \quad (3.2)$$

donde $\phi_1(t)$ y $\phi_2(t)$ son dos desfases dependientes del tiempo. El tiempo t_i en el que el oscilador ideal tendría la misma fase que el oscilador i -ésimo en el tiempo t es

$$t_1 = t + \frac{\phi_1(t)}{2\pi f_0}, \quad t_2 = t + \frac{\phi_2(t)}{2\pi f_0}. \quad (3.3)$$

En base a este concepto, se define la desviación temporal relativa entre los dos osciladores como

$$x(t) \equiv t_1 - t_2 = \frac{\phi_1(t) - \phi_2(t)}{2\pi f_0} = \frac{\phi(t)}{2\pi f_0}. \quad (3.4)$$

La desviación porcentual establece la variación temporal de la fase relativa de los osciladores,

$$y(t) \equiv \frac{d[x(t)]}{dt} = \frac{1}{2\pi f_0} \cdot \frac{d[\phi(t)]}{dt}, \quad (3.5)$$

magnitud que puede interpretarse como la variación instantánea del desfase entre los dos osciladores. Por último, la desviación porcentual media no es más que la discretización

de la desviación porcentual, utilizando un intervalo temporal τ :

$$\bar{y}(t, \tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^t y(s) \cdot ds = \frac{x(t) - x(t - \tau)}{\tau}. \quad (3.6)$$

Con esto, definimos la varianza de Allan como

$$\sigma_y^2(\tau) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{2(m-1)} \sum_{j=2}^m (\bar{y}_j - \bar{y}_{j-1})^2. \quad (3.7)$$

De aquí que la desviación de Allan se defina como

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{2(m-1)} \sum_{j=2}^m (\bar{y}_j - \bar{y}_{j-1})^2. \quad (3.8)$$

Esta expresión se utiliza para mostrar la estabilidad de cualquier magnitud en función del tiempo.

3.2 Adaptación de la frecuencia para el enfriamiento en una trampa con simetría rotacional

Para acceder a la transición que se necesita para llevar a cabo el enfriamiento del ion en la técnica *sideband*, es necesario disponer de la frecuencia adecuada. Dado que es una transición tipo *red-sideband*, su valor dependerá de la frecuencia de vibración del ion en el eje radial y en el eje axial. Así, se proponen dos formas de adaptar la frecuencia a los valores requeridos: modificando las frecuencias de oscilación del ion atrapado hasta hacerlas iguales, de forma que sólo se necesite fijar una longitud de onda para la radiación láser; o trabajar con dos haces y adaptar cada uno de ellos a la frecuencia radial y axial mediante moduladores acústico ópticos.

3.2.1 Modificación de las frecuencias de oscilación del ion atrapado

De las Eqs. (2.5) y (2.3), se observa que para una trampa con simetría rotacional los parámetros $a_z < 0$ y $a_r > 0$. Además, también se tiene que $q_z > q_r$, de forma que de acuerdo con (2.7), al aumentar U_0 a partir de un valor nulo, debe encontrarse un punto en el que $\omega_z = \omega_r$.

El proceso de aumentar U_0 y determinar la variación de ω_z y ω_r se ha realizado experimentalmente, y los resultados se muestran en la Fig. 11. Se puede apreciar que para un valor de $U_0 \approx 11$ V se obtiene que $\omega_z = \omega_r$.

Este proceso de cambio de frecuencias radial y axial, dado en la Fig. 11, se puede observar experimentalmente en una configuración de dos iones alojados en la trampa, como se muestra en la Fig. 12 con resultados de medidas tomadas en el transcurso de este trabajo. En esta situación, compiten la fuerza de confinamiento de la propia trampa con la repulsión coulombiana entre los iones. Así, para $U_0 = 9.5$ V, $\omega_z > \omega_r$ y por tanto el confinamiento en el eje axial es mayor, de manera que la posición de equilibrio de los iones se corresponde con el alojamiento de estos en el eje radial. Para $U_0 = 11.0$ V la situación se invierte ligeramente, y los iones se encuentran alineados con el eje axial. Por último, para $U_0 = 13.5$ V el confinamiento radial es mucho mayor que el

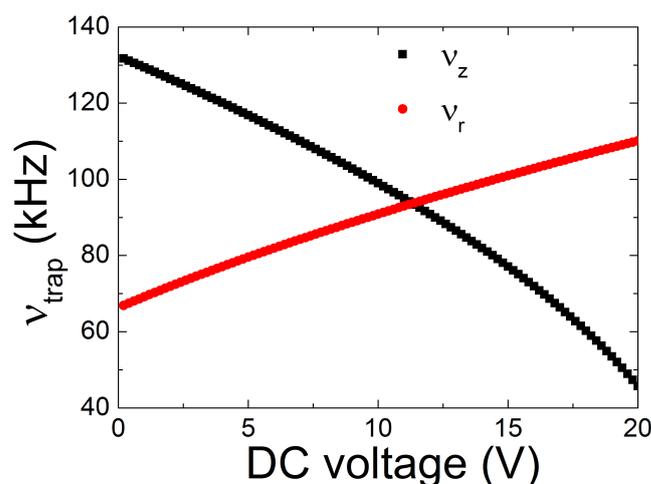


Figura 11: Frecuencias axial y radial de oscilación del ion atrapado en función del voltaje continuo DC aplicado.

axial y los iones se encuentran muy separados (debido a la interacción de Coulomb) y alineados con este último eje. La distancia de separación entre dos iones viene dada por $\Delta z = (e^2/2\pi\epsilon_0 m\omega_z^2)^{1/3}$ [25].

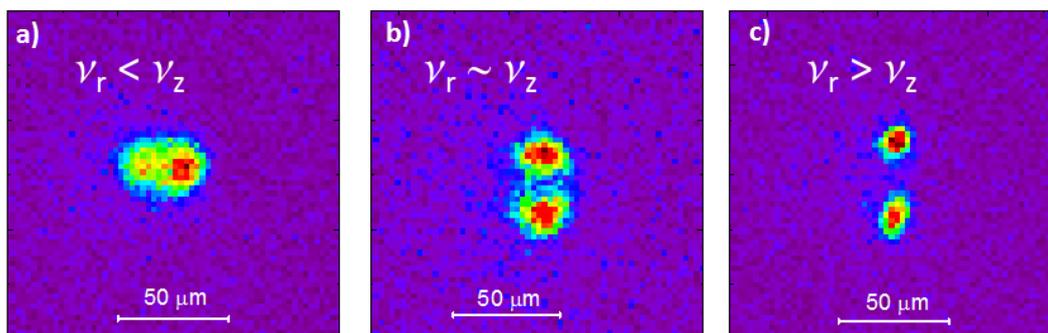


Figura 12: Evolución de las posiciones relativas de dos iones al variar el voltaje DC: a) 9.5 V, b) 11.0 V, c) 13.5 V.

3.2.2 Los moduladores acústico-ópticos y el solapamiento de haces

Un modulador acústico-óptico (AOM) está conformado básicamente por un circuito LC resonante, un transductor piezoeléctrico y un cristal por el que viaja la luz. El piezoeléctrico, excitado por el circuito LC, aplica ondas acústicas en el rango de radiofrecuencia sobre el cristal. Las ondas acústicas son ondas de presión, con lo que de acuerdo al efecto elasto-óptico, el índice de refracción del medio se modifica en [23]

$$\Delta n = -\frac{1}{2}pn^3s, \quad (3.9)$$

donde n es el índice de refracción del medio sin sufrir esfuerzos, p es la constante elasto-óptica y s la deformación por unidad de longitud. De esta forma, si por medio del

Partícula	Energía	Momento
fotón	$U_i = \hbar\omega_i = h2\pi\nu_i$	$\vec{p}_i = \hbar\vec{k}_i$
fonón	$U_s = \hbar\Omega = h2\pi f$	$\vec{p}_s = \hbar\vec{k}_s$

Tabla 2: Energías y momentos de la interacción.

piezoeléctrico se aplican sobre el cristal ondas acústicas, se crearán planos paralelos de igual índice de refracción.

Las difracciones de Bragg (Fig. 13 a) y el cambio en frecuencia se explica en base a la naturaleza cuántica de la luz y de los fonones creados por la radiofrecuencia. El fenómeno se explica suponiendo que se produce una difusión por interacción inelástica en la cual un fotón colisiona con un fonón y lo absorbe, produciéndose otro fotón. Las energías y momentos de la interacción se muestran en la Tab. 2.

Si se conserva la energía y el momento, se tiene que [23]

$$\nu_r = \nu_i + f, \quad (3.10)$$

$$\vec{k}_r = \vec{k}_i + \vec{k}_s, \quad (3.11)$$

donde los subíndices i y r , representan incidente y refractado, f es la frecuencia del sonido en el medio y s es el subíndice que está asociado al fonón. Teniendo en cuenta que estos tres últimos vectores son coplanarios y con la Fig. 13 b), podemos escribir

$$|\vec{k}_r| \sin(\theta_r) = |\vec{k}_i| \sin(\theta_i) + |\vec{k}_s|, \quad (3.12)$$

$$|\vec{k}_r| \cos(\theta_r) = |\vec{k}_i| \cos(\theta_i). \quad (3.13)$$

Ahora tenemos en cuenta que

$$|\vec{k}_i| = \frac{2\pi h}{\lambda} = \frac{2\pi h n_i}{\lambda_0}, \quad |\vec{k}_s| = \frac{2\pi h f}{v_s}, \quad |\vec{k}_r| = \frac{2\pi h n_r}{\lambda_0}, \quad (3.14)$$

donde n_i y n_r son los índices de refracción para la luz incidente y la resultante, y v_s es la velocidad del sonido en el medio. Con todo esto, se obtiene que [23]

$$\sin(\theta_i) = \frac{\lambda_0 f}{2n_i v_s} \left[1 + \left(\frac{v_s}{\lambda_0 f} \right)^2 (n_i^2 - n_r^2) \right] \quad (3.15)$$

$$\sin(\theta_r) = \frac{\lambda_0 f}{2n_r v_s} \left[1 - \left(\frac{v_s}{\lambda_0 f} \right)^2 (n_i^2 - n_r^2) \right] \quad (3.16)$$

Suponiendo, puesto que no son muy diferentes, que $n_i = n_r$, de las anteriores ecuaciones se obtiene que

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda}, \quad (3.17)$$

que es la ecuación de Bragg. Además, de acuerdo con la Eq. (3.10), la luz difractada en el primer máximo tiene su frecuencia incrementada respecto de la onda incidente en la frecuencia de la onda sonora.

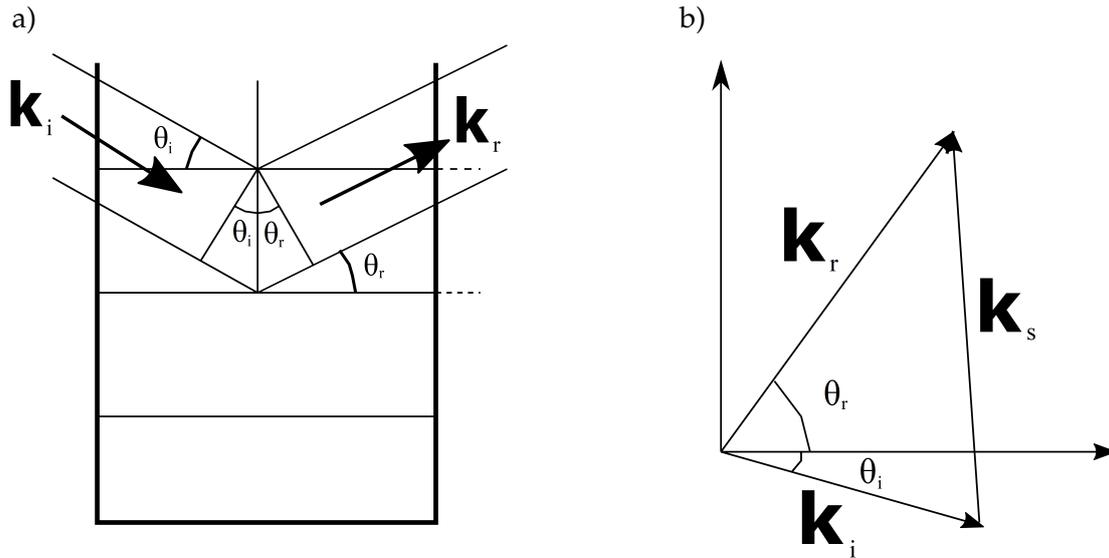


Figura 13: a) Difracción de Bragg. b) Conservación del momento.

En la Fig. 14 se muestran los dos AOM montados en la mesa óptica del laboratorio, destinados a modificar la frecuencia de los haces radial y axial en la técnica de enfriamiento *sideband*. Su implementación responde a una configuración de doble paso, en la que el haz atraviesa el AOM dos veces, de forma que tras completar todo el proceso vuelve por el mismo camino óptico, dado que se difracta dos veces. El primer elemento, una lámina $\lambda/2$, Fig. 14, tiene como objetivo ajustar la dirección de polarización para que a través del cubo polarizador pase toda la potencia. La lente colocada tras el AOM permite focalizar el haz a la entrada de éste. El diafragma se utiliza para eliminar la componente no difractada, y la lámina $\lambda/4$ hace que tras el doble paso la dirección de polarización de la luz sea perpendicular a la de entrada. De esta forma, al llegar al cubo polarizador, la luz se desvía unos 90° , y es posible recogerla con un acoplador.

Tras pasar por los AOM, los haces se conducen hasta los tableros axial y radial, Fig. 14, mediante fibras ópticas. Allí se solapan con los haces de enfriamiento Doppler, utilizando para ello un filtro que tiene la característica de dejar pasar o reflejar la luz según ciertos parámetros, como la longitud de onda o el ángulo incidente. El solapamiento de los haces se ha realizado con un medidor de perfiles que se encontraba ya configurado para el caso del enfriamiento Doppler.

La polarización tiene una importancia fundamental en este tipo de experimentos, a la hora de llevar a cabo los procesos de enfriamiento [20]. Sin embargo, esta magnitud es difícil de controlar al conducir los haces por fibras ópticas. La conservación de la polarización en las fibras se consigue habitualmente provocando una asimetría pronunciada en su sección transversal. Algunas opciones son la no circularidad del núcleo de la fibra, o provocar estrés lineal o circular. Esto conduce a que la fibra pasa a comportarse como un material birrefringente, pues su índice de refracción no es isótropo, sino que es mayor en un eje que en el otro. Dicha característica hace que sea muy adecuada para el transporte y conservación de la polarización de la luz. La razón es que al viajar la luz polarizada por uno de los ejes de la fibra, las transferencias de potencia al otro modo propio (debido a una perturbación, externa o interna), al ser la velocidad diferente entre

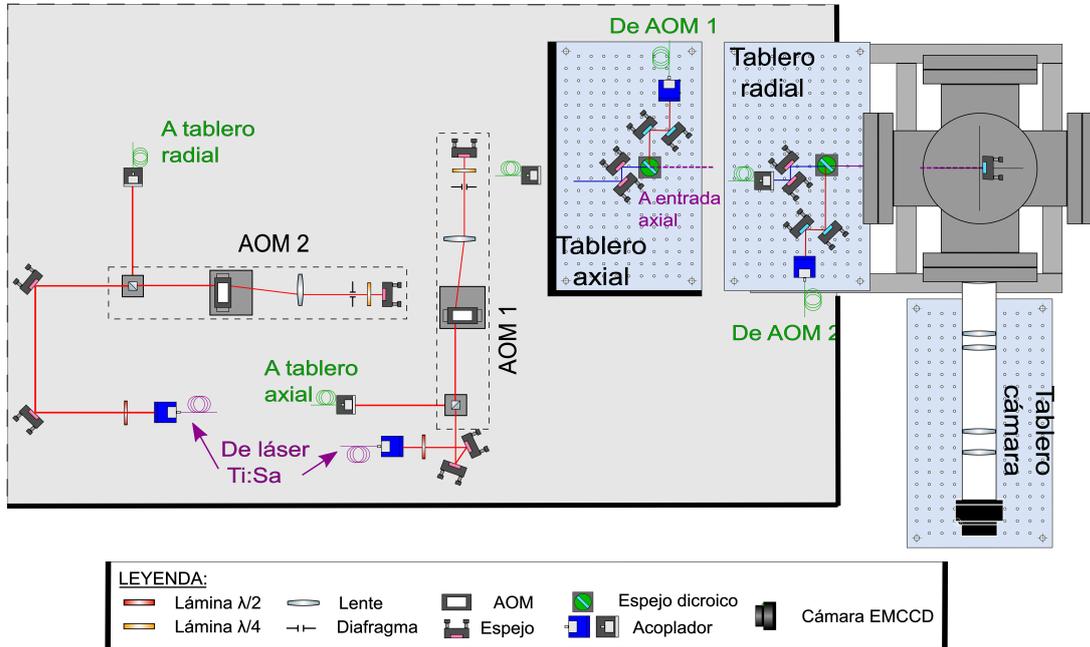


Figura 14: Moduladores acústico óptico y trampa Paul. El AOM 1 modifica la frecuencia del haz axial, y el AOM 2 modifica la frecuencia del haz radial. En los tableros radial y axial se mezcla la radiación láser que se emplea para el enfriamiento (que provienen de los AOM2 y AOM1, respectivamente) con la radiación utilizada en el enfriamiento Doppler.

ellos, se cancelarán en general unas con otras, pues no tienen por qué estar en fase[27].

No obstante, puede ocurrir que exista una perturbación periódica que haga que las contribuciones no se cancelen, y por tanto no se conserve la polarización en la fibra. Esto ocurrirá si la relación entre el desfase y la distancia cumple [27]

$$\phi_x = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot x = 2\pi, \quad (3.18)$$

esto es,

$$x = \frac{\lambda}{\Delta n}. \quad (3.19)$$

La distancia x es llamada la longitud de *beat*, y es un parámetro importante a la hora de caracterizar las fibras birrefringentes. Así, una perturbación periódica con periodo x supondrá interferencias constructivas y por tanto deterioro de la polarización. De aquí que convenga que la longitud de *beat* sea lo más pequeña posible, pues para una señal de ruido aleatorio será más complicado que contenga una gran amplitud de su componente de Fourier a esa frecuencia [27].

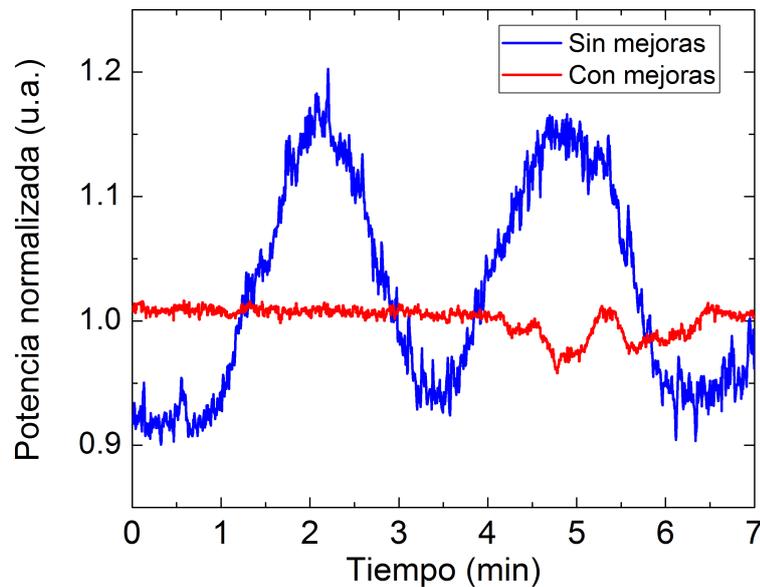


Figura 15: Variaciones en la potencia en un eje de polarización de la luz, con y sin diversas mejoras aplicadas.

Es posible cometer errores en el manejo de fibras ópticas, debido sobre todo a la birrefringencia en éstas. Así, el primero de ellos a tener en cuenta es la orientación que la fibra óptica debe tener respecto al eje de polarización de la luz, supuesta lineal, en un montaje de entrada de luz con su correspondiente acoplador. Las fibras ópticas, al igual que los materiales birrefringentes, tienen ejes lento y rápido de polarización. Para que no existan cambios en el estado de polarización de la luz, es necesario que su eje de polarización coincida con uno de los ejes de polarización de la fibra óptica, preferiblemente con el eje lento. La segunda cuestión a tener en cuenta es la regulación de los láseres. Mediante este mecanismo se asegura que la radiación emitida sea monocromática y se mantiene un valor constante de la frecuencia. Su aplicación es muy importante a la hora de mantener la polarización de la luz tras el paso por las fibras, ya que la presencia de más de un modo de vibración hace que se introduzcan desfases entre ellos, por la misma analogía con un material birrefringente.

Por último, la presencia de ruido también es un factor importante. En la mayoría de las ocasiones está ocasionado por la presencia de suciedad en las conexiones de las fibras. También puede ocurrir por posibles daños internos, debido a la gran fragilidad de las fibras ópticas y su poca tolerancia a grandes curvaturas. En la Fig. 15 se muestran dos medidas, una de ellas realizada a la salida de una fibra que en principio ocasionaba problemas, y la otra en la misma fibra pero tras la corrección de algunas de las causas de error citadas.

4 Conclusiones

Este trabajo de fin de grado ha sido el punto de partida para llevar a cabo enfriamiento hasta el estado cero de energía de un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ confinado en una trampa de radiofrecuencia y enfriado hasta el límite Doppler. Para ello se ha realizado una búsqueda exhaustiva de bibliografía, de la que se ha extraído la información relevante: esto es, los mecanismos que se utilizan en diferentes experimentos para llegar al estado cero, que son tres, *Sideband*, Raman y EIT, y los requerimientos para poder conseguirlo en términos de anchura de línea del/los láser/es utilizados, y la importancia de la exactitud en la frecuencia del láser. Una vez identificados y comprendidos los distintos mecanismos se ha estudiado la posibilidad de implementarlos en el *set-up* del Laboratorio TRAPSENSOR. Para ello se ha tenido en cuenta la configuración de la trampa de iones existente y la cámara de vacío en la que está posicionada, así como las características de los distintos dispositivos láser. La conclusión es que la situación más versátil, que además permitirá la manipulación del *qubit* con posterioridad es la técnica *sideband*, que implica acceder a una transición con anchura de línea inferior a 1 Hz y un control de la frecuencia mejor que la de las especificaciones de anchura de línea del láser a utilizar.

Una vez elegido el mecanismo de enfriamiento, se han evaluado los instrumentos existentes en el laboratorio. Es fundamental conocer y controlar las prestaciones de éstos, ya que reducir la anchura de línea requiere una inversión económica considerable. El láser que se utilizará para la transición de 729 nm es un láser de Ti:Sa de alta potencia, lo que permite utilizar el mismo haz para acceder a distintas direcciones de movimiento del ion (en la trampa el movimiento es superposición del movimiento en las tres direcciones del espacio). El haz del láser se puede regular con una anchura de línea de 30 kHz. Es una anchura bastante inferior a la que suministran los láseres de diodo. Aun no siendo una anchura de línea óptima, permitiría, debido a la alta potencia de salida, realizar enfriamiento si la frecuencia se estabiliza con una precisión inferior. De momento se ha medido la frecuencia de salida con un peine de frecuencias, y se ha comparado con el resultado de un medidor de longitudes de onda de alta precisión, que además es el aparato utilizado en la actualidad para estabilizar la frecuencia del láser. Puede observarse la desviación en exactitud, lo que implica la necesidad de estabilizar el láser a una cavidad de alta fineza o en su defecto al peine de frecuencias, algo en lo que trabaja un doctorando del grupo en la actualidad.

Para acceder a las transiciones *red* y *blue sideband* tanto en el eje radial como en el axial, se han montado dos moduladores acústico-ópticos (AOM). Uno de ellos se encontraba parcialmente montado, de forma que se ha conducido el haz de luz láser hacia su posición y se ha recogido después con un acoplador, además de optimizar el proceso. El otro AOM se ha montado desde cero, obteniéndose finalmente resultados de eficiencia comparables al anterior. Su montaje, indispensable a la hora de llevar a cabo la técnica de enfriamiento *sideband*, conlleva la dificultad de alinear multitud de elementos ópticos, además de tener que trabajar con la polarización de la luz, ésta una de las magnitudes más difíciles de controlar en óptica de láseres. Se ha llevado a cabo el solapamiento de la luz tras pasar por los AOMs con el haz utilizado para el enfriamiento Doppler, de forma que el experimento se ha dejado listo a la espera de adaptar la frecuencia del láser Ti:Sa al rango de longitudes de onda necesario.

Se ha realizado un estudio del comportamiento de la polarización de la luz en el paso por fibras ópticas. Esta cuestión viene siendo un problema recurrente en algunos

experimentos que se llevan a cabo en el Laboratorio TRAPSENSOR. En comparación con otros posibles problemas, la polarización de la luz presenta dificultades en su medida y en su control. Así, la medida resulta especialmente complicada debido a que se necesita de gran cantidad de tiempo para adquirir una base de datos consistentes: los periodos de oscilación de la polarización han llegado a ser del orden de decenas de minutos. Esta situación, junto con el hecho de que no exista un procedimiento claro para determinar el estado de polarización de la luz, dificultan sobremanera el proceso de medida. Ello conlleva una falta de control en los experimentos, ya que resulta imposible adoptar el estado de polarización necesario de forma rápida y eficaz. Las conclusiones a las que se ha llegado en este trabajo establecen una serie de cuestiones que parecen ser la causa de la pérdida del estado de polarización de la luz tras su paso por fibras. Se ha comprobado que en todas las situaciones problemáticas ha supuesto una mejora de mayor o menor envergadura, constituyendo así un avance importante en una cuestión que afecta a diversas partes del Laboratorio.

Tal y como se ha comentado, los haces de luz ya están dispuestos y solapados para poder acceder a la dirección de movimiento axial y radial en la trampa de radiofrecuencia., en combinación con los haces para enfriamiento Doppler ($\lambda = 397,866$ nm y de fotoionización ($\lambda = 422,375$ nm). Además también se ha solapado el haz del láser de 854 nm para agilizar el proceso de enfriamiento tal y como se ha explicado en el capítulo II. Llevar a cabo enfriamiento por láser hasta el estado cero en el Laboratorio TRAPSENSOR, sólo requiere el control de la frecuencia del láser de Ti:Sa con una precisión inferior a 30 kHz, algo que se espera alcanzar en aproximadamente un año.

Referencias

- [1] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, and H. G. Dehmelt, Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator, *Physical Review A* **22** (1980) 1137-1140
- [2] D. J. Wineland, and W. M. Itano, Spectroscopy of a single Mg^+ ion, *Physical Letters A* **82A** 2 (1981) 75-78
- [3] I. Cirac and P. Zoller, Quantum Computations with Cold Trapped Ions, *Physical Review Letters* **74** (1995) 4091-4094
- [4] R. Blatt and C. F. Roos, Quantum Simulations with Trapped Ions, *Nature Physics* **8** (1995) 227-284
- [5] P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, D. J. Wineland, Spectroscopy Using Quantum Logic, *Science* **309** (2005) 749-752
- [6] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe and D. J. Wineland, Quantum dynamics of single trapped ions, *Reviews of Modern Physics* **75** (2003) 281-324
- [7] D. Rodríguez, A quantum sensor for high-performance mass spectrometry, *Applied Physics B* **107** (2012) 1031-1042
- [8] K. Koo, J. Sudbery, D. M. Segal, and R. C. Thompson, Doppler cooling of Ca^+ ions in a Penning trap, *Physical Review A* **69** (2004) 043402/1-5
- [9] J. F. Goodwin, G. Stutter, R. C. Thompson and D. M. Segal, Resolved-Sideband Laser Cooling in a Penning Trap, *Physical Review Letters* **116** (2016) 143002/1-5
- [10] J. M. Cornejo, M. Colombano, J. Doménech, M. Block, P. Delahaye, and D. Rodríguez, Extending the applicability of an open-ring trap to perform experiments with a single laser-cooled ion, *Review of Scientific Instruments* **86** (2015) 103104/1-8
- [11] R. Lechner, Multi-mode cooling techniques for trapped ions, Tesis Doctoral, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2016
- [12] W. Paul, Electromagnetic traps for charged and neutral particles, *Review of Modern Physics* **62** 3 (1990) 531-542
- [13] G. Werth, V. N. Gheorghe and F. G. Major, *Charged Particle Traps II*, Springer, 2009
- [14] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, Minimization of ion micromotion in a Paul trap, *Journal of Applied Physics* **83** 10 (1998) 5025-5033
- [15] H-C. Nägerl, Ion Strings for Quantum Computation, Tesis Doctoral, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 1998
- [16] C. F. Roos, Controlling the quantum state of trapped ions, Tesis Doctoral, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2000
- [17] J. F. Goodwin, Sideband Cooling to the Quantum Ground State in a Penning Trap, Tesis Doctoral, Imperial College London, 2015

- [18] I. Dotsenko, Raman spectroscopy of single atoms, Trabajo Fin de Grado, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2002
- [19] S. T. Gulde, Experimental Realization of Quantum Gates and the Deutsch-Jozsa Algorithm with Trapped $^{40}\text{Ca}^+$ Ions, Tesis Doctoral, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2003
- [20] S. Mavadia, Motional Sideband Spectra and Coulom Crystals in a Penning Trap, Tesis Doctoral, Imperial College London, 2013
- [21] M. J. Gutiérrez Torres, Estudio de la fluorescencia de un ion de $^{40}\text{Ca}^+$ en una trampa magnética de 7 T, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada, 2016
- [22] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano, and D. J. Wineland, Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy, *Physical Review Letters* **75** 22 (1995) 4011-4014
- [23] J. Casas, Óptica, Universidad de Zaragoza, 2008
- [24] J. Doménech Piles, 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
- [25] D. F. V. James, Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation *Appl. Phys. B* **66** (1998) 181
- [26] P. Escobedo Araque, Desarrollo de un sistema de control para láseres de diodo utilizando moduladores acústico-ópticos, Trabajo Fin de Máster, Universidad de Granada, 2014
- [27] John M. Senior, Optical Fiber Communications, Prentice Hall, 2009