

MEDICIONES DE TEMPERATURA DE ÁTOMOS DE CESIO-133 ULTRA FRÍOS EN EL RELOJ DE FUENTE ATÓMICA DEL CENAM

Eduardo de Carlos, J. Mauricio López, María Guadalupe Espinosa, Sergio López, Luis Adrián Lizama
División de Tiempo y Frecuencia, Centro Nacional de Metrología, CENAM
km 4.5 carretera a los Cues, El Marqués, 76246, Querétaro, México
Teléfono ++52 442 2110500, fax ++52 442 2153904, e-mail edlopez@cenam.mx

Resumen: Como parte de la caracterización del Reloj de Fuente Atómica desarrollado en la División de Tiempo y Frecuencia del CENAM, se llevó a cabo un estudio de la dependencia en la temperatura de la nube de átomos fríos en la Trampa Magneto-Óptica respecto a diversos parámetros de enfriamiento y post-enfriamiento. En una primera aproximación se reportan las mediciones de temperatura de la nube atómica en caída libre, siendo las temperaturas mínimas encontradas menores a 1.4 μK para una dimensión.

1. INTRODUCCIÓN

La definición de la unidad de tiempo del Sistema Internacional de unidades (SI), el segundo, está dada en términos de la frecuencia del campo eléctrico asociado a la transición hiperfina del estado base del átomo de Cesio 133 [1]. Las mejores reproducciones experimentales de la unidad de tiempo se realizan a través de los llamados relojes de fuente atómica, los cuales utilizan técnicas de manipulación de átomos con luz para disminuir la temperatura en átomos de Cesio hasta varios cientos de nanokelvins [2, 3]. Las mejores incertidumbres en la reproducción del segundo del SI con estos experimentos son del orden de partes en 10^{16} [2, 3]. Para alcanzar dichas incertidumbres es necesario evaluar los efectos sistemáticos presentes en las fuentes atómicas, los cuales desvían el valor de la frecuencia del campo eléctrico de interés. Uno de estos efectos proviene de las colisiones entre los átomos que componen la nube atómica [4, 5]. De esta manera, mediciones de alta exactitud de la temperatura en los átomos de Cs-133 son necesarias a fin de corregir uno de los efectos sistemáticos más importantes en la realización experimental de la unidad de tiempo.

En este trabajo se presentan algunos resultados de la medición de la temperatura en átomos de Cesio-133 atrapados en la MOT de la fuente atómica del CENAM, CENAM CsF-1, utilizando el método de tiempo de vuelo (TOF) [6, 7]. Este método consiste en medir la fluorescencia de la nube atómica al pasar por una hoja de luz láser en resonancia con los átomos cuando ésta se encuentra en caída libre. Las señales obtenidas dan información de la distribución de velocidades de los átomos que forman la nube, de manera que la temperatura puede ser inferida.

En la sección 2 se describe el sistema de la Trampa Magneto-Óptica de la Fuente Atómica del CENAM, haciendo énfasis en el sistema óptico. En la sección 3 se aborda el método de tiempo de vuelo, se muestra un modelo teórico que describe las señales TOF, la cual considera una distribución de velocidades Gaussiana. Los valores de temperatura obtenidas con este modelo se contrastan con la temperatura calculada con la distribución de velocidades medida, encontrándose una buena concordancia. Finalmente en la sección 4 se presentan los resultados de las mediciones de temperatura en caída libre para diferentes parámetros de operación de la MOT, encontrando temperaturas mínimas por debajo de 1.4 μK .

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

La Trampa Magneto-Óptica (MOT) del CENAM se ha descrito en trabajos anteriores [8, 9], sin embargo en esta sección se hará una breve descripción de la trampa. El sistema de vacío de la MOT de compone de un contenedor esférico de acero inoxidable de 15 cm de diámetro con 12 puertos, seis de los cuales se emplean para introducir la luz de enfriamiento. Estos puertos están sellados con ventanas ópticas para 852 nm, con una transmisión por arriba del 99 %. Los láseres de enfriamiento se encuentran en una configuración geométrica (0, 0, 1), esto es, cuatro láseres horizontales y dos láseres verticales. La presión sin Cesio se encuentra alrededor de 10^{-8} Pa, mientras que la presión con Cesio se mantiene en el orden de 10^{-6} Pa. La esfera se encuentra rodeada de un par de bobinas de 20 cm de diámetro colocadas en configuración anti-Helmholtz, de manera que se pueden producir gradientes de campo magnético del

orden de 6 G/cm. Con el afán de minimizar el campo magnético terrestre se colocaron tres pares

de bobinas en configuración Helmholtz en cada uno de los ejes de la trampa.

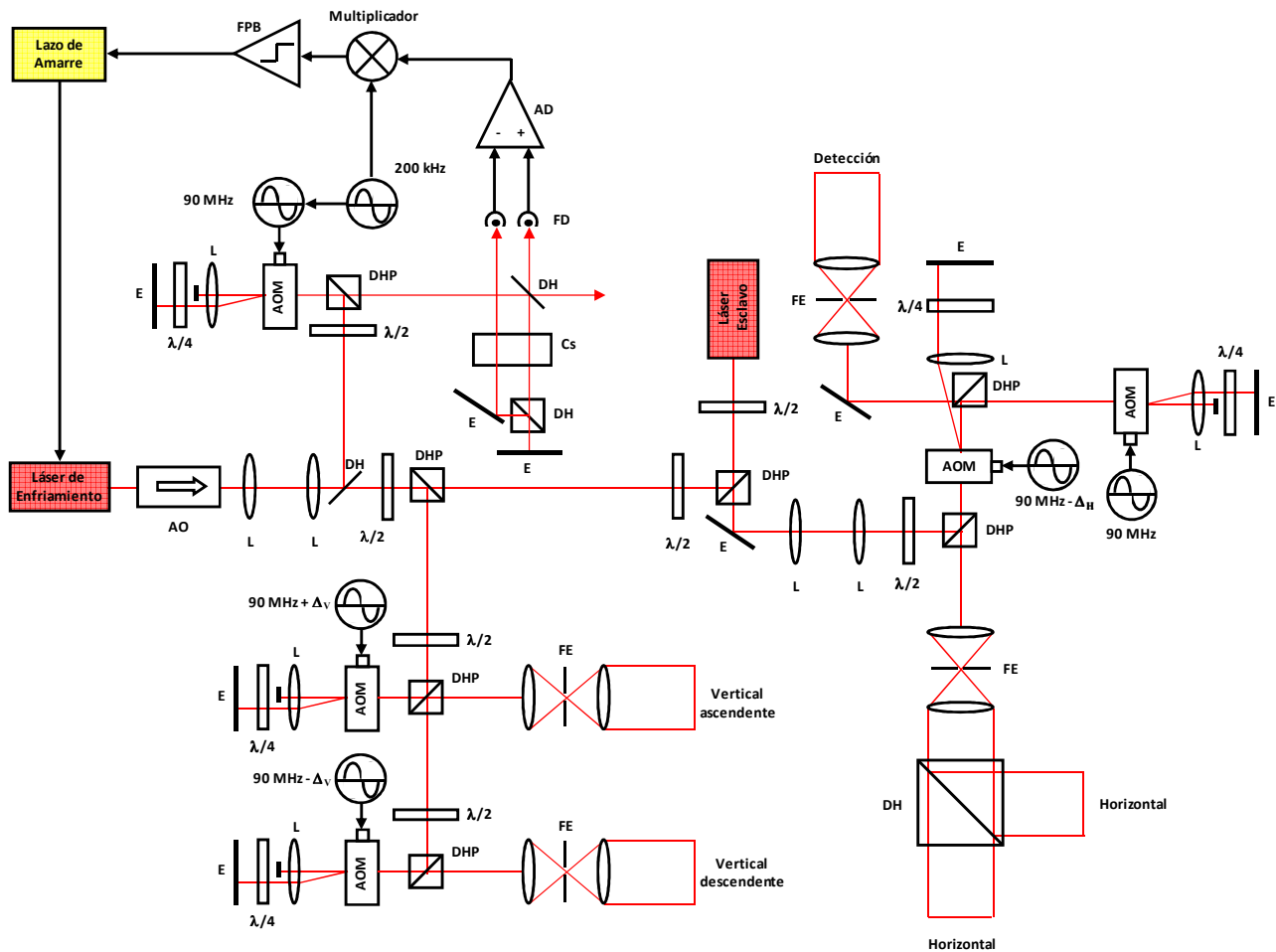


Fig. 1 Sistema óptico de la Trampa Magneto-Óptica del CENAM. Donde E se refiere a espejo, L lente, DHP divisor de haz con polarización, DH divisor de haz, FE filtro espacial, FPB filtro paso-bajo, AD amplificador diferencial, $\lambda/4$ y $\lambda/2$ son retardadores de $1/4$ y $1/2$ de onda. Δ_V y Δ_H son los corrimientos en frecuencia de los haces de enfriamiento.

El sistema óptico de la MOT se compone de tres láseres semiconductores tipo DFB (*Distributed Feedback*) (Eagleyard, modelo EYP-DFB-0852-00150-1500-TOC03-0000), los cuales emiten a 852 nm en longitud de onda, 150 mW de potencia máxima y con un ancho de línea del orden de 1 MHz. Dos láseres se utilizan para los haces de enfriamiento y uno más como láser de re-bombeo. El láser de enfriamiento (ver figura 1) se estabiliza utilizando la técnica de espectroscopía de frecuencia modulada [10] apoyándose de un modulador acusto-óptico (AOM) en configuración de doble paso. En este AOM una fracción del haz

principal del láser de enfriamiento se introduce al AOM de manera que la frecuencia del haz resultante se corre 180 MHz. Este haz se emplea para realizar la espectroscopía de FM y generar las señales de error, donde la modulación en frecuencia del láser se lleva a cabo en el propio AOM. Así, el láser de enfriamiento se encuentra libre de modulación y estabilizado -180 MHz respecto a la transición cíclica del Cesio $133 |6^2s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2p_{3/2}, F'=5\rangle$. Con el propósito de aumentar la potencia del láser de enfriamiento, un láser esclavo se estabiliza en frecuencia a través de inyección de luz. Tres moduladores acusto-ópticos

en configuración de doble paso se utilizan para correr la frecuencia de los haces de enfriamiento, de forma que se compense el corrimiento original del láser de enfriamiento. De esta manera la frecuencia de los haces de enfriamiento pueden correrse de 0 a -80 MHz aproximadamente respecto a la transición de enfriamiento. Los haces de enfriamiento pasan a través de filtros espaciales y se expanden hasta 1 cm de diámetro (usando la relación $1/e^2$) teniendo intensidades máximas para cada haz del orden de 10 mW/cm².

Por otro lado el láser de re-bombeo se estabiliza en frecuencia utilizando espectroscopía de FM, en donde la modulación en frecuencia se realiza a través de una modulación en la corriente de alimentación del láser para obtener las señales de error. Este haz se superpone con los haces de enfriamiento horizontales. Para el haz de detección se emplea el haz difractado de orden cero del AOM correspondiente a los haces horizontales. Posteriormente este haz se hace pasar por otro AOM con el objeto de compensar el corrimiento en frecuencia inicial al rojo del láser de enfriamiento. Adicionalmente, para garantizar el apagado de los haces de luz, se utilizaron obturadores electromecánicos. La figura 1 muestra un diagrama esquemático del sistema óptico de enfriamiento de la MOT del CENAM.

3. MEDICIONES DE TIEMPO DE VUELO

3.1 Descripción del método

Un diagrama esquemático del método de tiempo de vuelo (TOF) se muestra en la figura 2. Como se mencionó anteriormente, este método consiste en medir la fluorescencia de la nube de átomos fríos en caída libre al pasar por un láser de prueba en forma de hoja. La temperatura puede deducirse a partir de las señales de tiempo de vuelo, dado que éstas proveen información acerca de la distribución de velocidades de los átomos que conforman la nube. Para describir estas señales y estimar la temperatura de la nube atómica se utilizó el modelo teórico descrito en la referencia [7]. Este modelo tiene como base la suposición de que la nube obedece a una distribución de velocidades isotrópica tipo Maxwell-Boltzmann. Considerando un radio Gaussiano inicial de la nube atómica, r_0 , y considerando un haz de prueba en forma de hoja de dimensiones infinitas colocada debajo de la nube, esto es, toda la nube es detectada, la expresión para la densidad de probabilidad como función del tiempo, $n(t)$, está dada por [7]:

$$n(t) = \frac{2Av_0^3\pi}{t(r_0^2 + v_0^2t^2)^{3/2}} \left(l_0v_0^2t^2 + \frac{1}{2}gt^2(2r_0^2 + v_0^2t^2) \right) \times \exp \left[-\frac{\left(\frac{1}{2}gt^2 - l_0 \right)^2}{2(r_0^2 + v_0^2t^2)} \right], \quad (1)$$

donde $A = (m/2\pi kT)^{3/2}$, $v_0 = \sqrt{kT/m}$, es la desviación estándar de la distribución de velocidades para 1 dimensión, m es la masa de un átomo, T es la temperatura de la nube, k es la constante de Boltzmann, g es la aceleración gravitacional de la tierra, y l_0 es la distancia del centro de la nube en estado inicial al haz de detección.

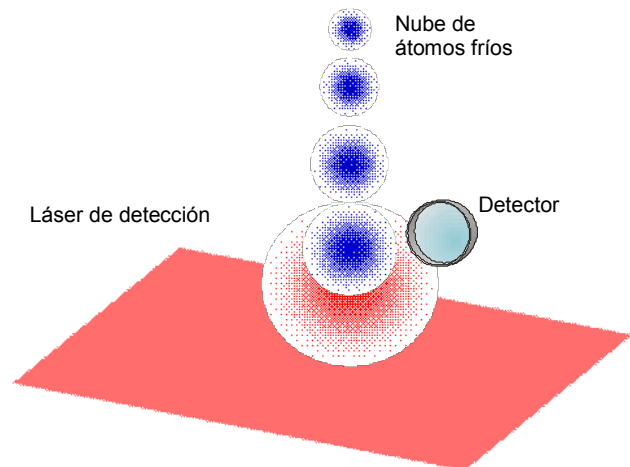


Fig. 2 Diagrama del arreglo experimental de tiempo de vuelo (TOF) para medir la temperatura de la nube de átomos fríos.

La ecuación (1) se derivó para el caso particular de caída libre, sin embargo ésta puede ser generalizada para el caso de una velocidad inicial de lanzamiento de la nube atómica. La ecuación de movimiento correspondiente a la dirección vertical (eje z) para un átomo dentro de la nube es:

$$-l_0 = r_z + (v_z + v_L)t - \frac{1}{2}gt^2, \quad (2)$$

siendo r_z la distancia del átomo al centro de la nube, v_z es la componente de velocidad en la dirección del eje z en el sistema de coordenadas de la nube, y $v_L = \delta\lambda$ es la velocidad inicial de lanzamiento, donde δ es la diferencia de frecuencia de los haces de enfriamiento verticales y λ es la longitud de onda del láser de enfriamiento. Usando la ecuación (2) y siguiendo los mismos pasos descritos en la referencia [7] para encontrar la densidad de probabilidad, se tiene:

$$n(t) = \frac{2Av_0^3\pi}{t(r_0^2 + v_0^2t^2)^{3/2}} \times \left(\left(\frac{1}{2}gt_0^2 - v_Lt_0 \right) v_0^2t^2 + \frac{1}{2}gt^2(2r_0^2 + v_0^2t^2) \right) \times \exp \left(- \frac{\left(\left(\frac{1}{2}g(t^2 - t_0^2) - v_L(t - t_0) \right)^2 \right)}{2(r_0^2 + v_0^2t^2)} \right), \quad (3)$$

donde se ha sustituido $l_0 = gt_0^2/2 - v_Lt_0$ con el afán de expresar la densidad de probabilidad en términos del tiempo de arribo, t_0 .

3.2 Arreglo experimental

En la figura 3 se muestra un diagrama esquemático del contenedor de vacío de la MOT del CENAM. La nube de átomos fríos se forma en el centro de la esfera, donde el haz de detección se ubica 13.6 cm por debajo del centro de la trampa. Éste tiene una intensidad de 1 mW/cm², con un grosor de 1 mm y 3.4 cm de ancho, siendo sus dimensiones más grandes que el tamaño de la nube, por lo que es válido el uso de la ecuación (3). Asimismo este haz es retro-reflejado formando una onda estacionaria. Un fotodetector de área amplia (OSI Optoelectronics, modelo PIN-25D, 27.9 mm de diámetro) está colocado en una ventana perpendicular al haz de prueba, de manera que una gran cantidad de luz dispersada es detectada.

En la figura 4 se presenta el diagrama de tiempo de operación de la MOT. El tiempo de carga es de 3 s, teniendo el máximo de átomos atrapados en este lapso. El gradiente de campo magnético se apaga, llevándose a cabo posteriormente la etapa de lanzamiento y post-enfriamiento. Al finalizar la secuencia los láseres de enfriamiento se apagan y el haz de detección se activa con la finalidad de obtener las señales TOF.

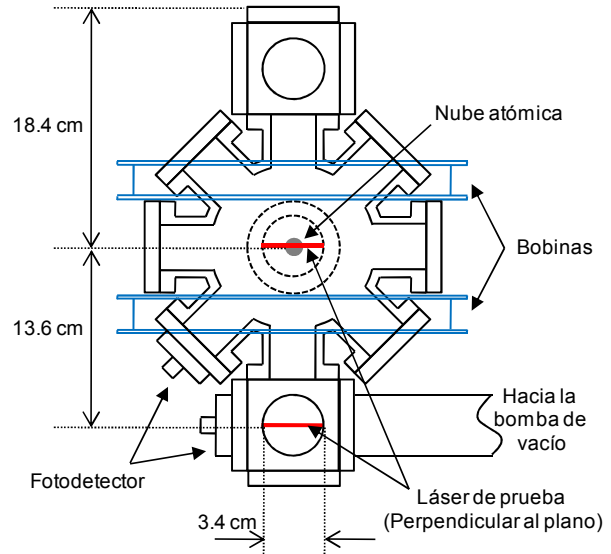


Fig. 3 Diagrama esquemático de la estructura de la MOT de la Fuente Atómica del CENAM.

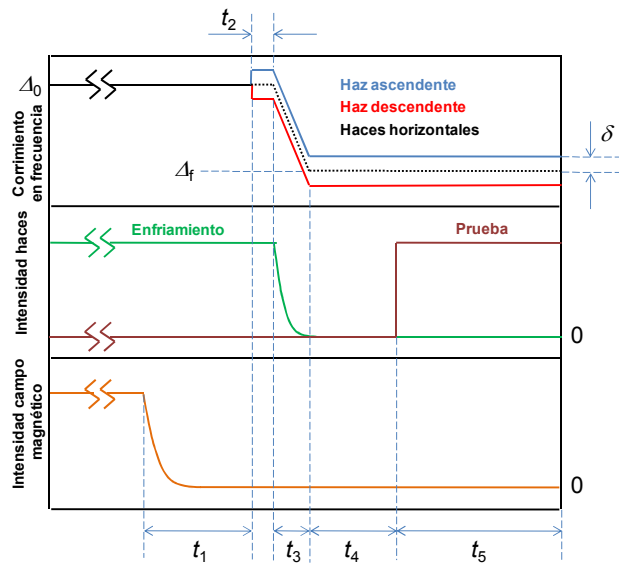


Fig. 4 Diagrama de tiempo de ciclo de operación de la MOT del CENAM.

3.3 Distribución de velocidades

Con el afán de verificar la validez del modelo teórico descrito por la ecuación (3), el cual supone que los átomos de la nube obedecen a una distribución de velocidades tipo Maxwell-Boltzmann, se llevó a cabo una medición de dicha distribución. Para ello se realizaron mediciones de las señales TOF en dos distintas regiones, de manera que se obtienen dos “instantáneas” del perfil de la nube para diferentes

tiempos. Así, estas señales son utilizadas para mapear la distribución de velocidades correspondiente al eje vertical.

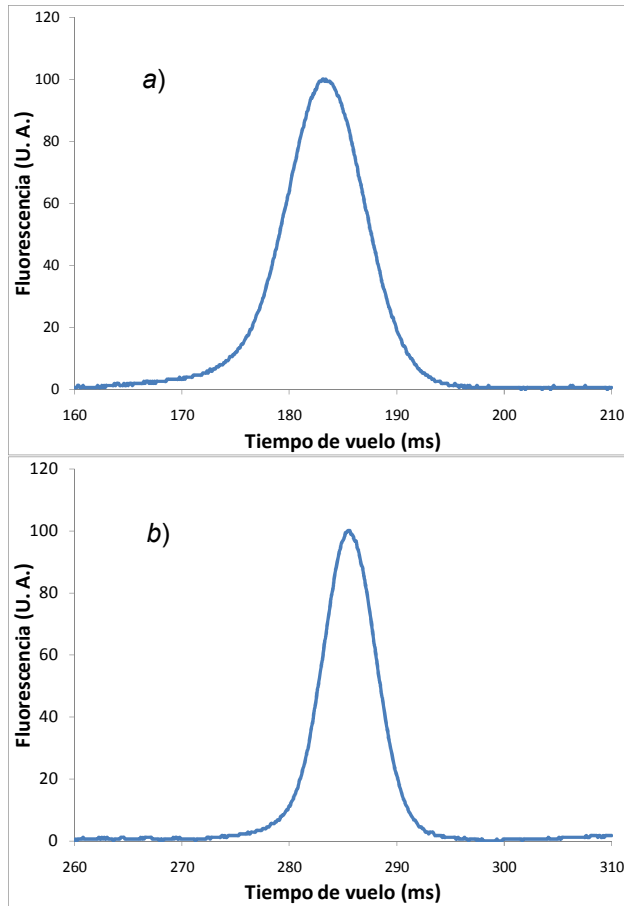


Fig. 5 Señales de tiempo de vuelo (TOF) correspondientes a la zona de detección: a) En el centro de la MOT. b) Debajo de la MOT.

La segunda región de detección se situó en el centro de la trampa. Se colocó un segundo haz de detección con las mismas características que el primero. Para captar la fluorescencia en esta región se instaló un segundo fotodetector en una ventana de los puertos del contenedor esférico (figura 3). La nube se lanzó verticalmente hacia arriba con una velocidad inicial de 0.852 m/s, correspondiente a una diferencia de los haces verticales $\delta = 1$ MHz. Los tiempos para el lanzamiento fueron (ver figura 4) $t_1 = 100$ ms, $t_2 = 0$ ms, $t_3 = 2$ ms, $t_4 = 50$ ms y $t_5 = 450$ ms. El gradiente de campo magnético se mantuvo en 5.8 G/cm, con intensidades de los haces de enfriamiento de 8 mW/cm², y el corrimiento inicial y final fueron de -15 MHz y -65 MHz respectivamente. La figura 5 muestra las

señales de tiempo de vuelo obtenidas. El máximo de las señales se localizan en $t_{0c} = 183.42$ ms y $t_{0a} = 285.61$ ms para las señales detectadas en el centro y abajo de la trampa, respectivamente. Estas señales se emplean para obtener la distribución espacial de la nube en distintos tiempos, es decir, las señales TOF se transforman a su equivalente en posición $z = v_t t$, siendo z la posición en el eje vertical y v_t , t son la velocidad y tiempo de tránsito de la nube al atravesar el haz de detección, respectivamente. En la figura 6 se observan las distribuciones espaciales así generadas.

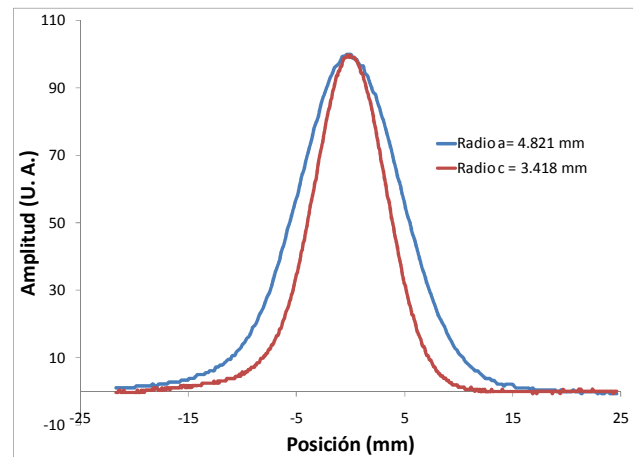


Fig. 6 Distribución espacial de la nube en las dos regiones de detección.

De los datos mostrados en las figuras 5 y 6 se construye la distribución de velocidades calculando la velocidad cuadrática punto a punto asociado a cada valor común de las distribuciones de probabilidad p_i :

$$p_i \rightarrow v_{iz} = \sqrt{\frac{d_{ia}^2 - d_{ic}^2}{t_{ia}^2 - t_{ic}^2}}, \quad (4)$$

dando como resultado la distribución mostrada en la figura 7. La distribución obtenida difiere sutilmente de una distribución Gaussiana [11, 12], como se observa en el ajuste de la gráfica. De esta distribución, la velocidad cuadrática media calculada es $\langle v_z^2 \rangle = 2.408$ cm²/s², obteniendo una temperatura $T = m \langle v_z^2 \rangle / k = 3.851$ μ K, para átomos de cesio 133 con $m = 2.2069 \times 10^{-25}$ kg. El radio inicial de la nube se puede calcular a través de la relación $r_0^2 = r_j^2 - \langle v_z^2 \rangle t_{0j}$, donde j corresponde a la zona de detección del centro o abajo de la trampa.

Calculando el radio inicial con las dos zonas de detección, el promedio del radio inicial es $r_0 = 1.893$ mm.

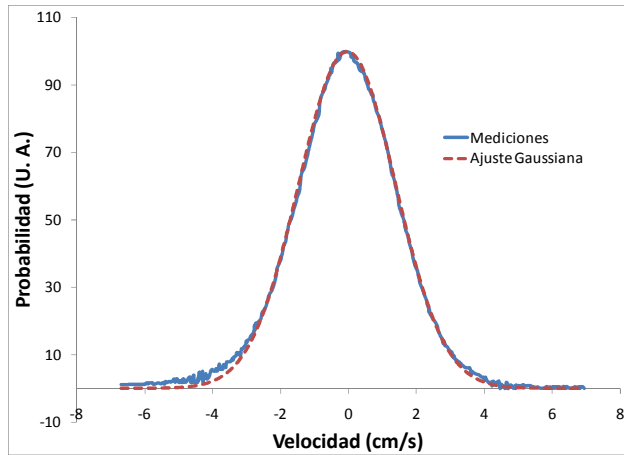


Fig. 7 Distribución de velocidades correspondiente al eje vertical (z).

A modo de comparar el valor de la temperatura obtenido con la distribución de velocidades y el modelo descrito por la ecuación (3), las señales de tiempo de vuelo de la figura 5 se ajustaron a esta ecuación, obteniendo $T_c = 3.830 \mu\text{K}$ y $T_a = 3.874 \mu\text{K}$, para las regiones de detección del centro y abajo de la trampa, respectivamente, en buen acuerdo entre estos tres resultados.

4. CARACTERIZACIÓN EN TEMPERATURA

A continuación se muestran las mediciones de temperatura de la nube atómica obtenidas en caída libre y ajustando las señales TOF con la ecuación (3). Para estos resultados se tomó como radio inicial el calculado en la sección anterior, asumiendo que permanece constante durante todas las mediciones. Los parámetros de enfriamiento se mantuvieron constantes en cada serie de mediciones, variando solamente uno de ellos a la vez. Los valores base de estos parámetros fueron: intensidad de los haces de enfriamiento 8 mW/cm^2 , gradiente de campo magnético 5.8 G/cm , corrimiento en frecuencia inicial de los láseres de enfriamiento $\Delta_0 = -15 \text{ MHz}$, corrimiento final $\Delta_f = -65 \text{ MHz}$, y tiempo de barrido $t_3 = 2 \text{ ms}$ (figura 4). Dado que las mediciones se llevaron a cabo para caída libre, parámetros como δ y t_2 (figura 4) se igualaron a cero.

La figura 8 y 9 muestra la dependencia de la temperatura en la nube de átomos fríos respecto a

la intensidad de los haces de enfriamiento y el gradiente de campo magnético, respectivamente. De la figura 8 se observa un valor mínimo para intensidades alrededor de 5 mW/cm^2 , asimismo para gradientes de campo magnético mayor a 5 G/cm se tienen los valores menores de temperatura.

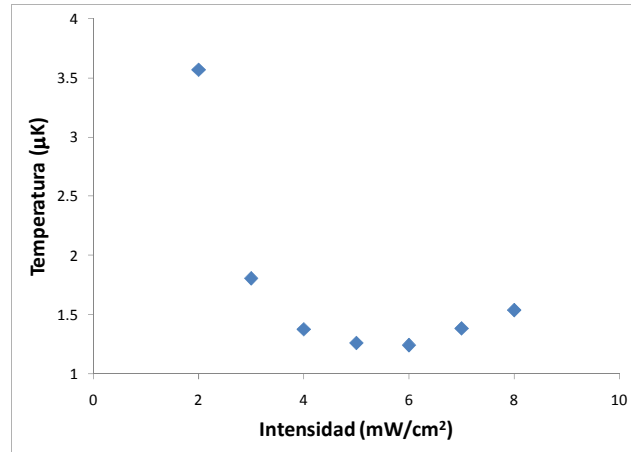


Fig. 8 Dependencia de la temperatura de la nube atómica respecto a la intensidad de los láseres de enfriamiento.

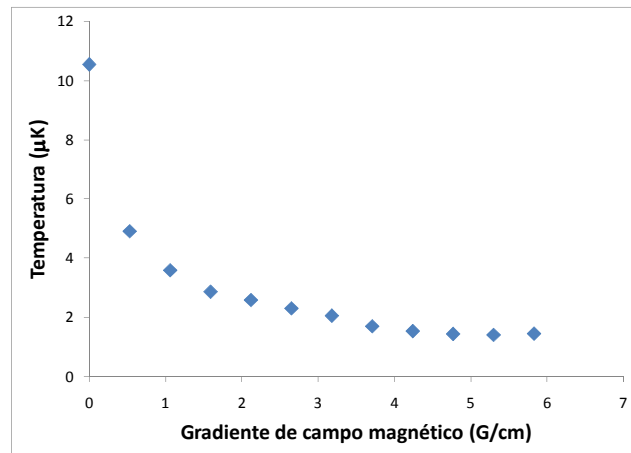


Fig. 9 Variación de la temperatura de la nube de átomos fríos al cambiar el gradiente de campo magnético.

Por otro lado, los cambios en la temperatura de la nube al variar los corrimientos en frecuencia inicial y final de los láseres de enfriamiento se presentan en las gráficas de las figuras 10 y 11. Para el caso del corrimiento en frecuencia inicial, Δ_0 , se nota que las variaciones en la temperatura son muy pequeñas en la mayoría de los puntos. Sin embargo para el desplazamiento en frecuencia final, Δ_f , se observa

una fuerte dependencia de la temperatura en relación a este parámetro, teniendo valores de temperatura que van del orden de 50 μK a 2 μK , siendo el valor óptimo del corrimiento alrededor de -65 MHz.

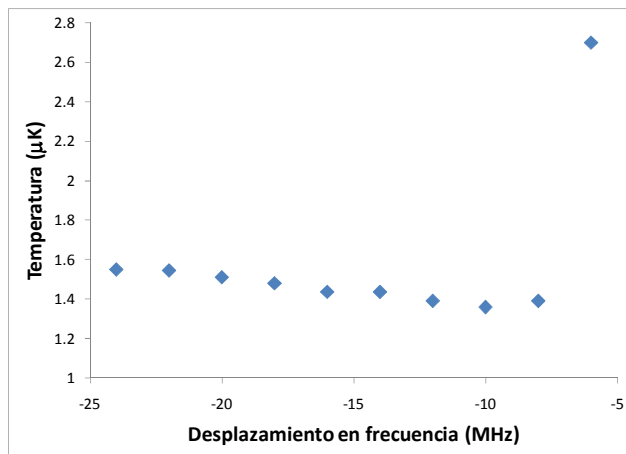


Fig. 10 Variaciones en la temperatura de la nube respecto al corrimiento en frecuencia inicial, Δ_0 .

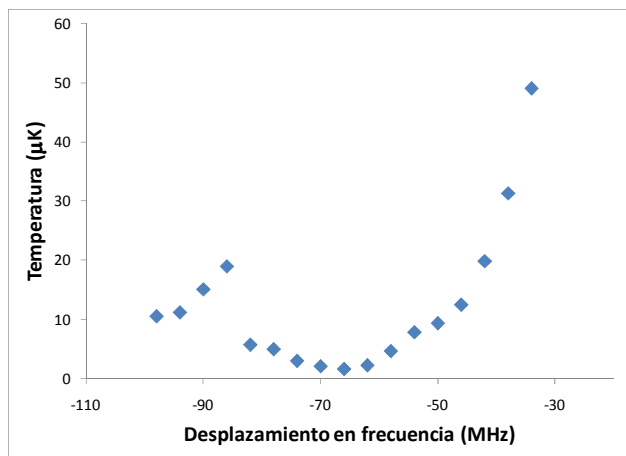


Fig. 11 Dependencia en temperatura de la nube atómica como función del corrimiento en la frecuencia final de los láseres de enfriamiento, Δ_f .

Finalmente en la figura 12 se muestran los valores de la temperatura de la nube respecto a cambios en el tiempo de barrido, t_3 (figura 4). Se observa que para tiempos de barrido mayores a 4 ms la temperatura de la nube permanece básicamente constante. Cabe recalcar que para estas mediciones los mejores valores en temperatura oscilan alrededor de 3 μK , a diferencia de las presentadas en las figuras 8 – 11, donde se encuentran temperaturas menores. Debido a un ajuste

necesario al sistema de adquisición durante la realización de este trabajo, las mediciones de la figura 12 debieron tomarse semanas posteriores al resto de las mediciones, las cuales fueron tomadas en el lapso de un día. Ajustes en la alineación de los láseres de enfriamiento y un ligero aumento en la presión residual de Cesio en la trampa, son factores que pudieron contribuir al aumento de la temperatura de la nube.

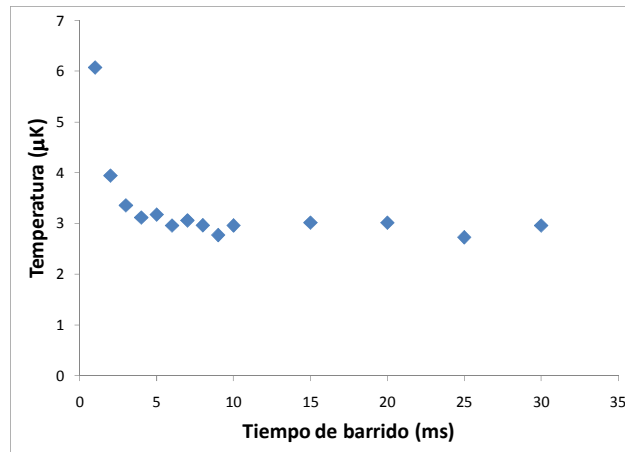


Fig. 12 Temperatura de la nube atómica en función del tiempo de barrido, t_3 , de los haces de enfriamiento.

5. CONCLUSIONES

Como una primera aproximación en la caracterización en temperatura del reloj de fuente atómica desarrollado en el CENAM, se llevaron a cabo una serie de mediciones de la temperatura de la nube de átomos fríos en caída libre variando algunos parámetros de enfriamiento y post-enfriamiento. Estas mediciones se realizaron utilizando el método de tiempo de vuelo, donde las señales obtenidas se ajustan a un modelo teórico el cual asume una distribución de velocidades tipo Gaussiana. Con el objeto de verificar la validez del modelo se realizó una medición de la distribución de velocidades en el eje vertical de los átomos que componen la nube, teniendo como resultado una distribución cercana a una Gaussiana, en concordancia con lo publicado por otros grupos [11, 12]. La diferencia entre la temperatura obtenida con la distribución de velocidades y la que se obtiene ajustando las señales de tiempo de vuelo al modelo teórico es del orden de 20 nK, asegurando una buena estimación de la temperatura de la nube empleando el ajuste. Los valores de temperatura

encontrados en la nube atómica variando distintos parámetros de enfriamiento oscilan entre 50 μK y poco menos de 1.4 μK .

Por otra parte, se encontró que otros parámetros que no se consideraron en el trabajo, como la alineación y la presión de Cesio, pueden influir en la temperatura de la nube, como lo muestra los datos de la figura 12, en donde la temperatura presenta un incremento debido a una realineación de la óptica y aumento en la presión de Cs. Asimismo queda pendiente la evaluación de las incertidumbres en las mediciones y un estudio similar al presentado para el caso de lanzamientos de la nube, ya que la temperatura no necesariamente conserva el mismo valor en caída libre y en lanzamiento, como se constata el valor de temperatura obtenido para un lanzamiento (sección 3.3), la cual es mayor que los obtenidos para caída libre utilizando los mismos parámetros de enfriamiento.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen al Centro Nacional de Metrología por su apoyo en la realización de este trabajo.

REFERENCIAS

- [1] 13^a Conferencia General de Pesas y Medidas, 1967.
- [2] E.A. Donley, et. al., Laser cooling and launching performance in a (1,1,1) geometry atomic Fountain, Proc. 2005 Joint Mtg. IEEE Intl. Freq. Cont. Symp. and PTTI, 2005, pp. 292 - 296.
- [3] V Gerginov, et. al., Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2, Metrologia, Vol. 47, 2010, pp. 65 - 79.
- [4] E. Tiesinga, et. al., Spin-exchange frequency shift in a cesium atomic fountain, Physical Review A, Vol. 45, No.5, 1992, pp. 2671 - 2673.
- [5] K. Szymaniec, et. al., Cancellation of the Collisional Frequency Shift in Caesium Fountain Clocks, Physical Review Letters, Vol. 98, No.15, 2007, pp. 153002-1 - 153002-4.
- [6] T. M. Brzozowski, et. al., Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short Trap-probe beam distances, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, Vol. 4, No.1, 2002, pp. 62 - 66.
- [7] I. Yavin, et. al., A calculation of the time-of-flight distribution of trapped atoms, American Journal of Physics, Vol. 70, No.2, 2002, pp. 149 - 152.
- [8] M. Talavera, et. al., Accurate absolute measurement of trapped Cs atoms in a MOT, Revista Mexicana de Física, Vol. 53, No.5, 2007, pp. 358 - 365.
- [9] S. López, et. al., Development of Primary Frequency Standards at CENAM, Measure, Vol. 4, No.3, 2009, pp. 42 - 51.
- [10] E. de Carlos, et. al., High resolution spectroscopy in gases and its application on the frequency stabilization of semiconductor lasers, Revista Mexicana de Física, Vol. 50, No.6, 2004, pp. 569 - 578.
- [11] Y. Sortais, et. al., Cold Collision Frequency Shifts in a ⁸⁷Rb Atomic Fountain, Physical Review Letters, Vol. 85, No.15, 2000, pp. 3117 - 3120.
- [12] H. Hagman, et. al., Assessment of a time-of-flight detection technique for measuring small velocities of cold atoms, Journal of Applied Physics, Vol. 105, No.8, 2009, pp. 083109-1 - 083109-9.