

# PRIMER RELOJ ATÓMICO CONSTRUIDO EN AMÉRICA LATINA: EVALUACIÓN DE ERRORES SISTEMÁTICOS

Iván Domínguez L.<sup>1</sup>, J. Mauricio López R.<sup>1</sup>, Eduardo de Carlos L.<sup>2</sup>, Sergio López L.<sup>1</sup>.  
<sup>1</sup>Centro Nacional de Metrología, División de Tiempo y Frecuencia  
Km 4.5 Carretera a los Cues, El Marqués, Qro., México  
<sup>2</sup>Facultad de Ciencias, UAEM  
Avenida Universidad 2001, Colonia Chamilpa, Cuernavaca, Mor., C.P. 62210, México  
[ldomingu@cenam.mx](mailto:ldomingu@cenam.mx), [jlopez@cenam.mx](mailto:jlopez@cenam.mx), [slopez@cenam.mx](mailto:slopez@cenam.mx)

**Resumen:** Actualmente se encuentra en la etapa de evaluación de errores sistemáticos el Reloj Atómico de Haz Térmico de Cesio con Bombeo Óptico construido en el CENAM, el CsOP-1. El CsOP-1 constituye el primer reloj atómico construido en América Latina y es la primer generación de relojes atómicos que construye el CENAM, siendo la segunda un reloj de átomos fríos. En este trabajo presentamos la evaluación de errores sistemáticos debidos a campo magnético y al efecto Doppler a segundo orden. Para la evaluación de este último efecto se encuentra la distribución de velocidades de los átomos en el haz aplicando el método de la transformada de Fourier a las formas de línea de Ramsey.

## INTRODUCCIÓN

Desde 1967 la unidad de tiempo, el segundo, en el Sistema Internacional (SI) de unidades está definido en términos de una propiedad intrínseca de los átomos de cesio, concretamente se establece que “el segundo es la duración de 9 192 631 770 periodos de la radiación correspondiente a la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado base del átomo de cesio 133” [1]. En esta definición no se consideran efectos producidos por interacciones externas o por efectos inherentes al experimento con el que se reproduce el segundo, siendo necesario hacer la evaluación y corrección de los errores sistemáticos producidos por estas interacciones en los patrones primarios de frecuencia. En los patrones primarios de frecuencia, una de las interacciones externas de los átomos de Cesio se da con campos magnéticos. El efecto Zeeman es una consecuencia de esta interacción. Éste efecto produce que los niveles hiperfinos del estado base rompan su degeneración, dando lugar a varios niveles de energía que corresponden a los diferentes valores de la proyección del momento angular total,  $hm_f$ . Para campos magnéticos pequeños, la frecuencia de transición entre los estados hiperfinos con  $m_f = 0$  tiene corrimientos en frecuencia que dependen cuadráticamente con el campo magnético [2]. Otro efecto, en este caso, propio del experimento, es el llamado efecto Doppler a segundo orden, el cual es consecuencia directa de la dilatación del tiempo explicada por la Teoría de la Relatividad Especial. Para átomos de Cesio mono-energéticos con velocidad  $v$  el corrimiento está dado por:  $\Delta\omega_D/\omega_0 = -v^2/2c^2$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. En el caso mas general en el que los átomos en el haz térmico no son mono-cinéticos, es decir, presentan una distribución de velocidades, el corrimiento Doppler a segundo orden se obtiene

promediando sobre todas las posibles velocidades de los átomos, es decir sobre la distribución de velocidades de los átomos. En los patrones de frecuencia que usan átomos térmicos, la frecuencia de resonancia medida difiere de la resonancia verdadera en algunas partes en  $10^{13}$ , debido a este efecto.

En el Centro Nacional de Metrología se ha desarrollado un reloj atómico, el CsOP-1 basado en haces térmicos de átomos de Cesio con bombeo óptico [3]. En la actualidad el CsOP-1 se encuentra en la etapa de evaluación de errores sistemáticos. Los corrimientos por efecto Zeeman se han evaluado y publicado [4]. La corrección en la frecuencia del pico central del espectro de resonancias por este efecto es de 2.226(2) Hz, con una incertidumbre relativa de 2 partes en  $10^{13}$ . En el presente trabajo presentamos los resultados preliminares del corrimiento de la frecuencia por efecto Doppler a segundo orden. Estimamos primeramente la distribución de velocidades a partir del método de la transformada de Fourier de los espectros de resonancia (o formas de línea de Ramsey) [5], la distribución de velocidades así estimada es usada para calcular el corrimiento Doppler.

En la sección II se dan las bases para el uso de este método, la sección III describe brevemente el diseño experimental del reloj de haces térmicos. En la sección IV se analizan a partir de la Transformada de Fourier, las formas de línea de Ramsey obteniéndose la distribución de tiempos de tránsito de los átomos en cruzar la cavidad resonante de microondas. Así mismo se presentan los primeros resultados del corrimiento en la frecuencia debidos al efecto Doppler a segundo orden. Finalmente en la sección V presentamos las conclusiones de este trabajo.

## BASES DEL MÉTODO

La forma de línea de Ramsey obtenida a partir de un haz térmico de átomos que atraviesan dos regiones de interacción con microondas idénticas, de longitud  $l$  y separadas por un espacio libre  $L$ , esta dada aproximadamente por:

$$P(I) = \int_0^\infty r(T) \text{sen}^2(2bt) \cos^2\left(\frac{1}{2}IT\right) dT \quad (1)$$

donde  $t = l/v$  y  $T = L/v$  son los tiempos de tránsito para un átomo con velocidad  $v$  en las regiones de excitación y libres, respectivamente,  $2b$  es la frecuencia de Rabi (proporcional al campo magnético de las microondas), y  $I = \omega - \omega_0$  es la diferencia en la frecuencia de excitación  $\omega$  al pico central de resonancia  $\omega_0$ . El factor  $\text{sen}^2(2bt)$  representa la probabilidad de excitación de Rabi, para las dos regiones de interacción. El término  $\cos^2(\frac{1}{2}IT)$  representa un factor de interferencia originado durante el tiempo que los átomos viajan en la región libre entre las dos regiones de excitación. La velocidad promedio de los átomos está representada a través de la integral sobre la distribución de tiempos de tránsito  $r(T)$ .

La integral (1) se puede descomponer de la siguiente manera:

$$P(I) = \frac{1}{2}R(0) + \frac{1}{2}R(I), \quad (2)$$

$$R(I) = \int_0^\infty r(T) \text{sen}^2 aT \cos IT dT \quad (3)$$

donde  $R(I)$  son las franjas de interferencia de Ramsey y  $R(0)$  es el llamado pedestal de Rabi. El coeficiente  $a$  es igual a  $2b/l$ . Para una distribución  $r(T)$  de ancho finito,  $R(I)$  se aproxima a cero para  $I$  grandes. La ecuación (3) muestra que la forma de línea de Ramsey es precisamente la transformada coseno de Fourier de la distribución de tiempos de tránsito multiplicada por la probabilidad de transición. Al invertir la transformada se recupera  $r(T)\text{sen}^2(aT)$ .

Para obtener la distribución de tiempos es necesario dividir por las probabilidades de transición, sin embargo algunos valores de esta probabilidad son muy pequeños (inclusive toma en algunos casos el valor de cero), lo que hace que los resultados de la división sean imprecisos. Para salvar esta dificultad se toman datos a diferentes valores de la potencia de las microondas, con lo cual la información de  $r(T)$  puede ser obtenida. Para lograr esto se adopta el criterio de no usar los datos obtenidos cuyos valores de  $\text{sen}^2(aT)$  sean menores a un valor de umbral, típicamente 0.25. Los diferentes valores de potencias  $P_j$  se eligen de tal manera que se cumpla la relación

$\text{sen}^2(aT) > 0.25$ , para cualquier valor de  $T$  al menos para una potencia.

Para cada potencia  $P_j$  tendremos una transformada de Fourier de las formas de línea de Ramsey ( $R_j(\lambda)$ ), las cuales las designamos por  $F_j(T)$ . Se define una "distribución" de tiempos de tránsito para cada transformada de la siguiente manera:

$$r_j(T) = F_j(T) / \text{sen}^2(a_j T) \quad (4)$$

Y entonces se forma el promedio ponderado de las distribuciones dividiendo entre la función de peso  $W_j$ :

$$r(T) = \sum_j r_j(T) W_j(T) / \sum_j W_j(T) \quad (5)$$

las funciones de peso las definimos como:  $W_j(T) = \text{sen}^4(a_j T)$ , es decir las  $W_j$  son el cuadrado de la probabilidad de transición de Rabi. Cuando la probabilidad de transición es menor que el valor de umbral (0.25), definimos la función de peso igual a cero.

En este proceso es importante retener las intensidades relativas de las formas de línea de Ramsey, así como las de las transformadas para las diferentes potencias. Las intensidades absolutas son irrelevantes ya que al final se normaliza la distribución a la unidad.

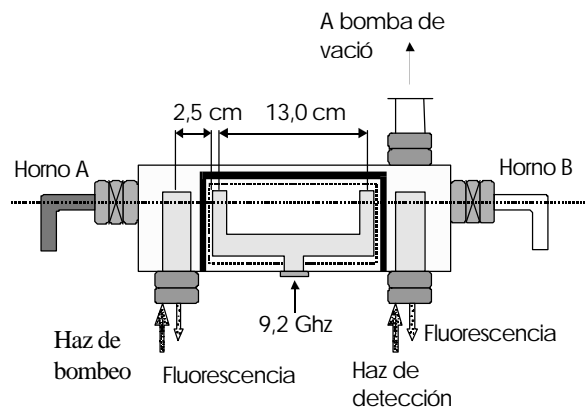
## DESCRIPCIÓN DEL RELOJ

Se usaron diodos láser del tipo DBR para bombear y detectar los niveles de energía hiperfinos en el haz de átomos de Cesio 133. Los láseres DBR usados tienen una potencia de salida de 5mW, un ancho de línea de 1MHz, operando en una longitud de onda alrededor de 852 nm. El ajuste a la longitud de onda de la línea de Cesio  $D_2$  se realizó usando la técnica de espectroscopía de saturación. Esta técnica utiliza una modulación en frecuencia en los haces de los láseres de 10 MHz. Una pequeña porción del haz del láser (cerca del 5%) pasa a través de una celda de Cesio y regresa aproximadamente por la misma trayectoria, dando lugar a la señal de absorción saturada de la línea  $D_2$  del Cesio a 852 nm. Los detalles de la estabilización de los láseres a las transiciones de bombeo  $F=4 \rightarrow F=3$  y cíclica  $F=4 \rightarrow F=5$ , ya han sido descritas [3].

Para inducir la transición que define el segundo se usó un sintetizador de microondas desarrollado en el National Institute of Standards and Technology, en colaboración con el CENAM. Este sintetizador es del tipo HR (alta resolución), descrito en detalle en [3]. La

frecuencia puede variarse en un intervalo de 180 kHz alrededor de la frecuencia de transición que define el segundo, con esto se inducen las transiciones Zeeman (ver Fig. 2).

La cavidad de microondas utilizada, es una cavidad de Ramsey (Fig.1), con una longitud de 13 cm, con la cual se generan anchos de banda en la espectroscopía hiperfina del Cesio del orden 1kHz, siendo esta anchura relacionada con el tiempo de transito por medio del principio de incertidumbre de Heisenberg. La cavidad está inmersa en un campo magnético homogéneo con el propósito de separar lo suficiente las líneas espectrales de los niveles Zeeman. Así mismo la cavidad esta contenida en una cámara de vacío con una presión del orden de  $10^{-7}$  mb, un haz de  $3 \times 10^{15}$  átomos de Cesio por segundo es generado en un horno que opera a 100 grados Celsius. El tiempo de interacción estimado entre los átomos de Cesio y las microondas es del orden de 0.5 ms.

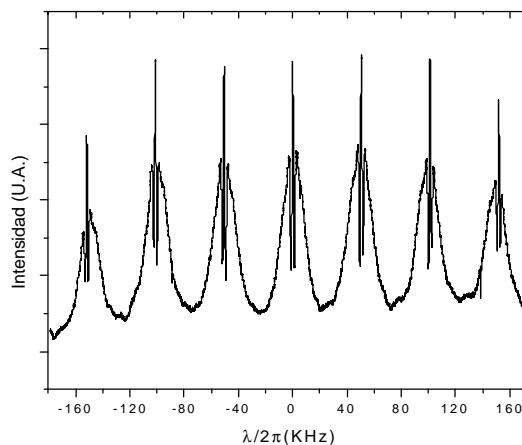


**Figura 1. Esquema de la cavidad Ramsey del CsOP-1.**

## RESULTADOS EXPERIMENTALES

La figura 2 muestra un espectro de resonancia entre transiciones de los niveles Zeeman del estado base del átomo de Cesio-133 obtenidos en el CsOP-1. Los datos no tienen ningún tipo de promediación o corrección. La frecuencia de microondas ha sido modulada 180kHz alrededor de la frecuencia que define el segundo. El ancho a la altura media del pico central es cerca de 1kHz, como es de esperarse para las dimensiones del CsOp-1. Los resultados muestran un cociente señal-a-ruido de 100 para el espectro completo y de 200 para el pico central.

El espectro de resonancias de la figura 2 fue utilizado para determinar el valor de la inducción magnética  $B_0$ , el cual posteriormente se usó para calcular los corrimientos por efecto Zeeman [4].



**Figura 2. Espectro Zeeman de los niveles de energía hiperfinos del estado base del átomo de cesio 133, obtenidos en el CsOP-1.**

En la figura 3 se muestra el pico central del espectro de la figura 2 para cuatro diferentes potencias, mientras que en la figura 4 se muestran las transformadas de Fourier, de esos mismos espectros. La figura 5 muestra la distribución de tiempos de tránsito obtenida del análisis de las transformadas de Fourier de las líneas de Ramsey. Para la evaluación del corrimiento Doppler a segundo orden se usó la fórmula (6), que es un promedio de la fórmula del corrimiento Doppler sobre todas las velocidades de los átomos en el haz usando la distribución de tiempos de tránsito

$$\frac{\Delta w_D}{w_o} = \frac{L^2 \int_0^\infty r(T) \text{sen}^2(aT) dT}{2c^2 \int_0^\infty T^2 r(T) \text{sen}^2(aT) dT} \quad (6)$$

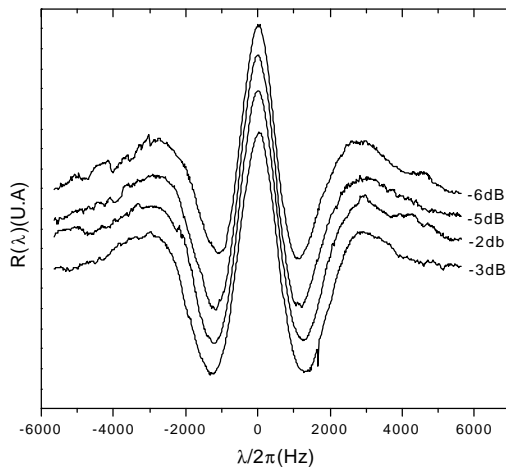
Los datos obtenidos a partir de la fórmula anterior se presentan en la tabla 1.

## CONCLUSIONES

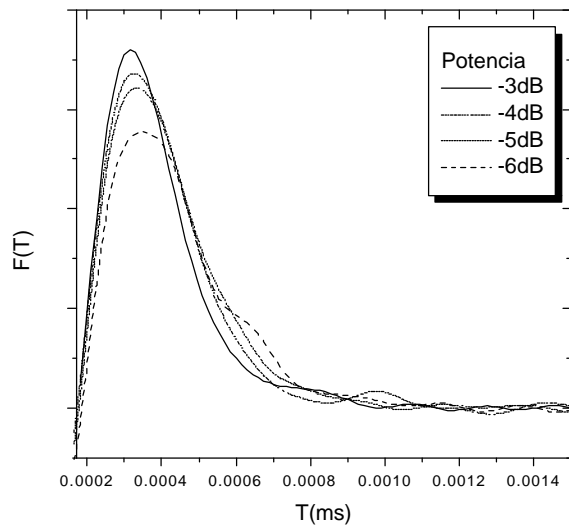
El espectro de resonancias de la figura 2 se ha utilizado para determinar el corrimiento del pico central por el efecto Zeeman cuadrático obteniéndose un valor de dicho corrimiento de 2.226(2) hacia el azul. Por otra parte con base en las formas de línea centrales de Ramsey y utilizando el método de la transformada de Fourier se ha obtenido la distribución de tiempos de tránsito de los átomos en la cavidad del reloj atómico CsOP-1, con las cuales se ha encontrado el corrimiento hacia el rojo del pico central debido a el efecto Doppler de segundo orden, los valores de este corrimiento son función de la potencia de las microondas con magnitudes de algunas partes en  $10^{13}$ , ver tabla 1.

**Tabla 1 Corrimientos del pico central por efecto Doppler a segundo orden (L = 13cm, c=3 × 10<sup>8</sup>m/s).**

Potencia(dB)	Mo	M2	$\Delta\omega_d/\omega_0 = (L^2/2c^2)(M_0/M_2)$
-3	0.01893	3.14E-09	-4.05E-13
-4	0.01977	3.55E-09	-3.74E-13
-5	0.01985	3.72E-09	-3.59E-13
-6	0.01852	3.97E-09	-3.14E-13
-6	0.01815	3.88E-09	-3.14E-13
-9	0.01429	4.05E-09	-2.37E-13

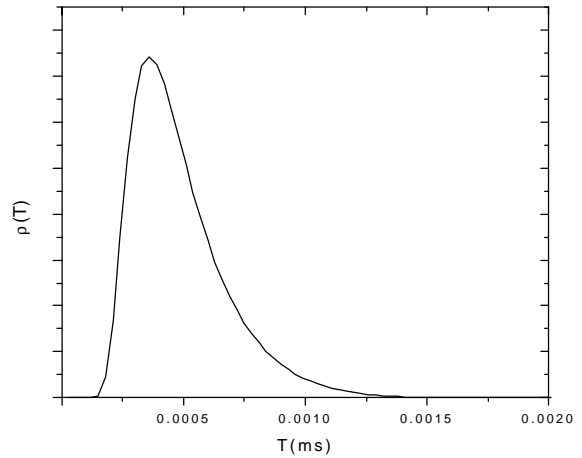


**Figura 3. Formas de línea de Ramsey alrededor del pico central, para diferentes potencias de excitación.**



**Figura 4 Transformadas de Fourier de las formas de línea de la figura 3.**

Al momento de escritura de este trabajo el análisis detallado de las incertidumbres en las correcciones por Doppler a segundo orden están en estudio. Por otro lado, se prepara un experimento para evaluar el corrimiento del pico central debido a asimetrías en la cavidad de Ramsey. De igual forma, la evaluación de errores sistemáticos debidas radiación de cuerpo y efectos relativistas por gravedad están en estudio.



el CsOP-1.

## AGRADECIMIENTOS

E. de Carlos e I. Domínguez agradecen el apoyo de CONACYT a través de becas para estudios de Doctorado y de Repatriación respectivamente.

## REFERENCIAS

- [1] 13<sup>a</sup>. Conferencia General de Pesas y Medidas, 1967. Paris
- [2] Vanier J. Audoin C., *The quantum Physics of atomic Frequency Standards*, Bristol and Philadelphia, Adam Hilger, 1989.
- [3] J. M. López-Romero, et al, *Thermal Cesium Beam Frequency Standard With Optical Pumping At Cenam*. Proc. CPEM-2000 Sidney, Australia
- [4] M. López, et al, *Corrección por efectos sistemáticos por campo magnético en el patrón primario de frecuencia de bombeo óptico del CENAM*, Superficies y Vacío, **11**, 2000, 88-93.
- [5] Jon H. Shirley. *Velocity Distributions Calculated from the Fourier Transforms of Ramsey Lineshapes*, IEEE Trans. on Instr. and Meas. 46, 2 1997, 117-121.