

CONTEO DE ÁTOMOS DE CESIO-133 EN TRAMPAS MAGNETO-ÓPTICAS

J. Mauricio López-Romero¹, Maricela Talavera-Ortega², Félix H. Pezet-Sandoval²
 Centro Nacional de Metrología, ¹División de Tiempo y Frecuencia, ²División de Masa y Densidad,
 km 4.5 Carretera a los Cués, El Marqués, Qro., México, C. P. 76241
 Sergio J. Jiménez-Sandoval³
³CINVESTAV-IPN, Unidad Querétaro, Libramiento Norponiente No. 2000,
 Frac. Real de Juriquilla, Qro., México, C. P. 76230
mtalaver@cenam.mx, jlopez@cenam.mx, fpezet@cenam.mx, sjimenez@gro.cinvestav.mx

Resumen: Las técnicas fotónicas para la manipulación de átomos de Cesio-133 usadas en la realización de la unidad de tiempo podrían también tener aplicaciones en la medición de masa y en la realización del mol. La División de Tiempo y Frecuencia del CENAM desarrolla un patrón primario de frecuencia, denominado CsF-1, que emplea técnicas de enfriamiento de átomos por medios ópticos. La trampa magneto-óptica (MOT) del CsF-1 es usada también, en colaboración con la División de Masa y Densidad del CENAM, para realizar estudios sobre las potencialidades que ofrecen las MOT's en el conteo de átomos de Cesio-133 y su eventual aplicación en la medición de masa y la realización del mol.

1. INTRODUCCIÓN

La interacción radiación-materia provee de un poderoso mecanismo para el estudio de la estructura atómica. Átomos en estado de agregación gaseoso son excelentes candidatos para el estudio de la estructura atómica. Sin embargo los átomos en un gas están sujetos a cierta distribución de velocidades que introduce inconvenientes para el estudio de la estructura atómica con muy alta resolución. Tales inconvenientes están relacionados con las velocidades de los átomos, entre ellos: efecto Doppler, efectos relativistas, colisiones atómicas, tiempo de interacción de los átomos con la radiación electromagnética. La magnitud de estos efectos adversos se reduce cuando la velocidad de los átomos disminuye, siendo los efectos nulos para casos de átomos en completo reposo. Sin embargo, en el marco de la mecánica cuántica es imposible tener un átomo en absoluto reposo, pero es viable disminuir la velocidad tanto como sea posible. La conocida ecuación de Boltzman relaciona la energía cinética E promedio por partícula en un gas en equilibrio termodinámico respecto a la temperatura T del mismo. Por cada grado de libertad externo, la energía cinética promedio E de cada una de las partículas idénticas de masa m que forman un gas en equilibrio termodinámico a temperatura T , es: $E = k_B T / 2$, donde k_B es la constante de Boltzmann. Esta relación permite establecer una correspondencia entre la temperatura de un gas con la velocidad rms \bar{v} de las partículas que lo componen, ya que $E = m\bar{v}^2 / 2$, entonces $\bar{v} = \sqrt{k_B T / m}$. El desarrollo de láseres con

espectros de emisión menores a 1 MHz y cuyo máximo está estabilizado a referencias extremadamente estables, como las transiciones atómicas (por ejemplo la línea D_2 para el Cesio-133 que se encuentra a 852 nm), han permitido la realización de experimentos para reducir la velocidad de los átomos que componen un gas hasta valores de unos cuantos milímetros por segundo, correspondiendo estas velocidades a temperaturas del orden de 1 microkelvin sobre el cero absoluto. En condiciones de tan bajas temperaturas los efectos adversos inducidos por la velocidad en el estudio de la estructura atómica se ven disminuidos de manera importante.

La División de Tiempo y Frecuencia del Centro Nacional de Metrología (CENAM), desarrolla un reloj atómico, denominado CsF-1, que utiliza métodos ópticos para enfriar átomos de Cesio-133 a temperaturas del orden de 1 μ K para la realización de la unidad de tiempo del SI. La trampa magneto-óptica (MOT) del CsF-1 es utilizada también, en colaboración con la División de Masa y Densidad del CENAM, para estudiar las potencialidades que pueden ofrecer técnicas fotónicas de manipulación de átomos neutros en eventuales aplicaciones de conteo de átomos para la realización del mol y de medición de masa con alta exactitud.

Una idea atractiva para definir una unidad de masa sustentada en constantes físicas fundamentales, es usar partículas idénticas cuyas propiedades sean invariantes en el tiempo y en el espacio. Si tales partículas en su estado base tienen una masa m_0 en reposo, se podría definir la unidad como: la masa

contenida en un número N_o de tales partículas libres de interacción con sus entornos. Si a tal unidad la denotamos por Λ , entonces $1\Lambda = N_o m_o$. Esta definición presenta cierta relación con la unidad de cantidad de sustancia del SI, el mol. Si N_o representara el número de Avogadro, entonces Λ sería la masa de un mol de tales partículas. La definición de Λ presenta también cierta similitud con la definición de la unidad de tiempo del SI, ya que el segundo se define como: $1s = n_o T_o$, donde $n_o = 9\ 192\ 631\ 770$, T_o es el periodo de la radiación asociada a la transición hiperfina del estado base del átomo de Cesio-133. Las constantes m_o y T_o serían característicos de la naturaleza determinados a su vez por constantes fundamentales. La definición de Λ es atractiva ya que recurre a conceptos muy elementales. Sin embargo, ofrece grandes retos en su reproducción experimental.

En la literatura existen informes de experimentos que siguen, en lo fundamental, la idea básica en la definición de Λ , que es la de contar partículas idénticas, para luego tomar la masa acumulada como un patrón de referencia. Entre estos experimentos se encuentran los relacionados con los iones de Oro^[1] y la esfera de Silicio^[2]. Las incertidumbres alcanzadas en ambos casos se encuentran aún por debajo de la incertidumbre inherente a la actual unidad de masa del SI, aunque esto no resta interés a los experimentos. Entre los retos experimentales en la realización de Λ , está el de contar un número suficientemente grande de unidades elementales (por ejemplo átomos de Cesio-133) con el objeto de acumular suficiente cantidad de masa que sea susceptible de ser comparada con otros patrones. Considerando que en cada gramo de sustancia existen aproximadamente 10^{23} átomos, entonces para que Λ se aproxime a un kilogramo deberán acumularse, y contarse, del orden de 10^{26} átomos. Es claro que, entre las fuentes de incertidumbre en la realización de Λ , se encuentra aquella relativa al conteo de los átomos.

En este trabajo se presenta un informe de los trabajos del CENAM encaminados a estudiar las potencialidades que ofrecen las técnicas fotónicas de manipulación de átomos de Cesio-133 en una eventual realización de Λ .

2. TÉCNICA DE MANIPULACIÓN DE ÁTOMOS CON LUZ

Las técnicas fotónicas de manipulación de átomos utilizan fuerzas de presión de radiación asociadas con el intercambio de momento lineal entre átomos y un campo de luz, generalmente cerca de la frecuencia de resonancia atómica. Si consideramos la interacción de un átomo con un fotón de energía $E = \hbar\omega$, frecuencia $\nu = E/h$ y momento lineal $\vec{p} = \hbar\omega/c = \hbar\vec{k}$, siendo \vec{k} ($k = 2\pi/\lambda$), donde λ es la longitud de onda y \hbar la constante de Planck dividida por 2π , en condiciones de resonancia, el intercambio de momento lineal entre átomos y fotones en un ciclo de absorción-emisión espontánea da como resultado una fuerza neta sobre el átomo que es:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar\vec{k}\Gamma' \quad (1)$$

Γ' esta dada por:

$$\Gamma' = \frac{(I/I_s)(\Gamma/2)}{\left\{1 + (I/I_s) + [2(\delta + \omega_D)/\Gamma]^2\right\}} \quad (2)$$

siendo I la intensidad de la luz láser, $I_s = \pi\hbar c / 3\lambda^3\tau$, la intensidad de saturación, $\delta = \omega_L - \omega_A$, la frecuencia de sintonización de la luz, ω_L la frecuencia láser, ω_A la frecuencia de resonancia atómica, $\Gamma = 1/\tau$ es una frecuencia angular que corresponde al ancho de línea natural del estado excitado y $\omega_D = \vec{k} \cdot \vec{v}$ es el corrimiento Doppler debido al movimiento de los átomos. De esta manera, la aceleración correspondiente proporcionada a un átomo con masa m es:

$$\vec{a}_{m\acute{a}x} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2m} = \frac{v_r}{2\tau} \quad (3)$$

donde $v_r = \hbar\vec{k}/m$ es la velocidad de retroceso del átomo por absorción o emisión de un fotón. Utilizando estas ecuaciones, es fácil conocer que la velocidad de retroceso para el átomo de Cesio-133 por emisión de un solo fotón es del orden de 3×10^{-3} m/s, mientras que su aceleración es aproximadamente 5×10^4 m/s². Siendo el tiempo de vida media para el estado $|6^2 P_{3/2}\rangle$ cercano a los 30 nanosegundos.

El proceso de enfriamiento de los átomos resulta de un desequilibrio inducido por efecto Doppler entre dos fuerzas de presión de radiación opuestas. Si dos haces de luz de la misma intensidad y frecuencia, superpuestos, se propagan en direcciones opuestas, sintonizados ligeramente hacia el rojo de la frecuencia atómica ($\omega_L - \omega_A$), interactúan con un gas de átomos, entonces para un átomo que se encuentra en reposo, existe un equilibrio para las dos fuerzas de presión de radiación y la fuerza resultante que experimenta el átomo es cero. Mientras que para un átomo que se encuentra en movimiento, las frecuencias aparentes de los dos haces de luz se desplazan por efecto Doppler. El haz que se propaga en dirección opuesta al movimiento del átomo se aproxima a la condición de resonancia atómica y ejerce una mayor fuerza de presión de radiación que el haz que se propaga en la misma dirección y que se aleja de la condición de resonancia. La fuerza neta que experimenta el átomo es opuesta a la velocidad del mismo, y se representa por:

$$F = -\alpha v \quad (4)$$

siendo α un coeficiente de fricción. Empleando un esquema para los láseres en tres dimensiones en lugar de una dimensión, es posible amortiguar la velocidad atómica en un tiempo relativamente corto, del orden de los microsegundos. De esta manera, la radiación enfría y confina viscosamente a los átomos formando lo que se denomina "*Optical Molasses*" o melaza óptica^[3].

Los fotones emitidos espontáneamente imparten al átomo un momento de retroceso aleatorio $\hbar\vec{k}$ lo que da lugar a la presencia de un coeficiente de difusión D ^[4]. Puede decirse que existe una competencia entre el coeficiente de fricción y el coeficiente de difusión resultando un estado estable cuya temperatura de equilibrio es proporcional al cociente D/α . Esta temperatura de equilibrio siempre es mayor que la temperatura límite, llamada temperatura Doppler, T_D , dada por:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (5)$$

Este límite de temperatura es alcanzado cuando $\delta \equiv \omega_L - \omega_A = -\Gamma/2$ siendo del orden de los cientos de microkelvins para el átomo de Cesio-133.

Existen otros mecanismos de enfriamiento que reducen la temperatura por debajo del límite Doppler, esos mecanismos están relacionados con la estructura multienergética (niveles Zeeman) del átomo de Cesio y con gradientes de polarización de la onda estacionaria que es formada por los haces superpuestos que se propagan en direcciones opuestas^[5].

Las fuerzas tipo fricción que experimentan los átomos en la Melaza Óptica no los confinan. Para lograr el confinamiento de los átomos en la región de intersección de los haces de luz, se introduce un campo magnético producido por un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz cuyo centro se encuentra justamente en la región de intersección de los seis haces de luz. El campo magnético así producido se anula en el centro de la intersección de los haces, y crece de manera lineal (para pequeños desplazamientos a partir del centro) con un gradiente que es del orden de cientos de microTeslas por centímetro. Bajo este esquema, el desequilibrio entre las dos fuerzas de presión de radiación depende de la posición del átomo debido al desplazamiento de los niveles de energía por efecto Zeeman producido por el gradiente de campo magnético. Estas condiciones pueden ser obtenidas con dos haces de luz de la misma intensidad y frecuencia, superpuestos, que se propagan en direcciones opuestas, sintonizados hacia el rojo de la transición atómica ($\omega_L < \omega_A$), y que presentan polarización circular opuesta (σ^+, σ^-), ya que los haces de luz se encuentran en resonancia con el átomo en diferentes lugares debido a la presencia del campo magnético. Esto da lugar a que los átomos experimenten una fuerza que tiende a mantenerlos alrededor del punto donde el campo magnético es cero. Esta fuerza es:

$$F = -\alpha v - \beta z \quad (6)$$

siendo β un factor asociado al gradiente de campo magnético y z la posición. De igual manera, este esquema puede realizarse en 3 dimensiones y da origen a un dispositivo que se conoce como trampa magneto óptica^[6], "MOT" (del inglés Magneto Optical Trap).

El nivel de vacío en la MOT debe ser suficientemente alto para que la probabilidad de colisiones de átomos fríos con átomos no atrapados sea muy pequeña. Un átomo difícilmente permanecerá atrapado en la MOT después de haber

sufrido una colisión con otro átomo del gas con mayor energía térmica ya que una colisión puede impartir suficiente energía para expulsar a un átomo fuera de la trampa. Por lo tanto, para un nivel de vacío suficientemente bajo y de interés práctico, el tiempo de atrapamiento^[7] expresado en segundo es $\approx (10^{-8}/1,33 \times 10^2 P)$, siendo P la presión de vacío expresada en Pascales.

En términos breves, se puede decir que una MOT se integra de: un sistema óptico que incluye láseres estabilizados; un sistema de vacío; un sistema generador de campo magnético; una fuente de átomos; y un sistema de detección. Una MOT con estas características presenta varias ventajas experimentales tales como: los átomos fríos se localizan en una región específica de la intersección de los láseres y estos, pueden moverse con el uso de campos magnéticos. Otra ventaja es que la nube atómica que se forma presenta una simetría esférica regular y las mediciones de volumen y fluorescencia son más simples y de mayor exactitud.

3. CAPTURANDO ÁTOMOS NEUTROS

En una MOT, los átomos que tienen velocidades menores a la velocidad de captura v_c ^[8], son desacelerados suficientemente una vez que entran a la región de intersección de los haces láser. La razón de captura, representada por el número de átomos que entran a la trampa por unidad de tiempo, es dada por:

$$R_c = \frac{n v_c^4 V^{2/3}}{2u^3} \quad (7)$$

siendo n la densidad de átomos de Cesio en estado fundamental, v_c la velocidad de captura, V el volumen que ocupan los átomos atrapados y $u = (2k_B T/m)^{1/2}$ la velocidad más probable. Para el caso del Cesio-133, $u \approx 190$ m/s para $T = 300$ °K y $m = 2,207 \times 10^{-25}$ kg. De manera similar, la razón de pérdida es:

$$R_p = (3/2)^{1/2} n \sigma u \quad (8)$$

donde σ es la sección transversal de un átomo a temperatura ambiente que golpea a otro átomo atrapado. Al combinar la ecuación (7) con la ecuación (8) se obtiene la ecuación diferencial:

$$\frac{dN}{dt} = R_c - N R_p = 0 \quad (9)$$

siendo N el número de átomos en la MOT. Al escribir la ecuación (9) en forma integral:

$$N(t) = N_e (1 - e^{-t R_p}) \quad (10)$$

para $t=0$ y $N=0$; $N_e = R_c/R_p$ representa el número de átomos en estado estable.

Los átomos que entran a la trampa son frenados por una cantidad de fotones dispersados por unidad de tiempo (r), por lo que cada fotón dispersado imparte al átomo una velocidad de retroceso v_r ($v_r = 3,5$ mm/s para el Cesio). La distancia requerida para detener un átomo con velocidad de captura es: $x = v_c^2 / 2 r v_r$ donde (r) se establece como:

$$r = \frac{p_s}{[2(1 + p_s)\tau]} \quad (11)$$

y el parámetro de saturación (p_s) es:

$$p_s = \frac{(I/I_s)}{(1 + 4\Delta^2/(\Gamma/\tau)^2)} \quad (12)$$

siendo: I la intensidad del láser, $I_s = 1,1$ mW/cm², la intensidad de saturación para la transición atómica: $|6^2 S_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |6^2 P_{3/2}, F' = 5, m_F = 5\rangle$ del Cesio-133 y Δ la frecuencia láser que incluye el corrimiento Doppler.

Finalmente, la velocidad de captura está dada por:

$$v_c = u (4 N_e \sigma / d^2)^{1/4} \quad (13)$$

donde d es el diámetro de la nube de átomos fríos dentro de la MOT.

4 OPERACIÓN DE LA MOT

La luz que se inyecta a la MOT proviene de un láser semiconductor del tipo DBR (*Distributed Bragg Reflector*), denominado láser esclavo. Adicionalmente, se utiliza un láser denominado maestro y uno de rebombeo. El láser maestro y el de rebombeo tienen una potencia máxima de 5 mW (YOKOGAWA, modelo YL85XTW). El láser esclavo es de 100 mW de potencia (JDS Uniphase, modelo SDL-5411-G1). Los láseres emiten a una longitud de onda alrededor de la línea D₂ del Cesio (≈ 852

nm) asociada a la transición $|6^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}\rangle$, con una dispersión en frecuencia menor a 1 MHz. La estabilización de los láseres maestro y de rebombeo se realiza utilizando espectroscopia de absorción saturada, eliminando resonancias ficticias y el pozo Doppler^[9]. El láser esclavo es estabilizado empleando la técnica de inyección de luz^[10,11], proveniente del láser maestro. Los haces de luz incidentes en la MOT provenientes del láser esclavo, corridos hacia el rojo por moduladores acusto-ópticos, tiene una intensidad de 2 mW/cm² y un diámetro de ≈ 1 cm. Para el enfriamiento de átomos de Cesio-133 se utiliza la transición cíclica $|6^2S_{1/2, F=4}\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2, F'=5}\rangle$. Un haz de luz adicional proveniente del láser de rebombeo es inyectado también a la MOT para excitar la transición $F=3 \rightarrow F=4$ y mantener una población de átomos en el estado $F=4$. La figura 1 muestra el diagrama del sistema óptico empleado en la MOT. La MOT esta integrada por una cámara de forma esférica de acero inoxidable (AISI 304) con 12 puertos, de los cuales 10 tienen ventanas de cuarzo con recubrimiento antireflejante a 852 nm por ambos lados y con coeficientes de transmisión de 0,9980. Para lograr el vacío requerido se utiliza primeramente una bomba de diafragma con velocidad de bombeo de 30 l/min en serie a una bomba turbomolecular de 240 l/s. Con este arreglo se alcanza un vacío del orden de 10^{-5} Pa. Posteriormente se usan válvulas electro-neumáticas y una bomba iónica del tipo Star Cell para llegar a un vacío del orden de 10^{-7} Pa. Las paredes internas de la MOT fueron saturadas inicialmente con gas de Cesio-133 controlando la temperatura del depósito de Cesio por espacio de 4 días. El depósito de Cesio se encuentra conectado en uno de los 12 puertos de la MOT. La presión de Cesio al interior de la MOT se controla regulando la temperatura del depósito con dispositivos tipo Peltier. Las bobinas anti-Helmholtz conducen una corriente de 3 A y generan un gradiente de campo magnético de $\approx 8 \times 10^{-4}$ T/cm. También, se colocan 3 pares de bobinas en posiciones ortogonales alrededor de la MOT que conducen una corriente de 0,5 A para eliminar el campo magnético terrestre en el centro de la MOT. Finalmente, un fotodetector de 1 cm² de superficie (Hamamatsu, modelo S1227-1010BR) es dispuesto en la parte externa de una de las ventanas de la MOT para detectar la fluorescencia. Paralelamente al fotodetector, una cámara de alta velocidad (Mega Speed, modelo CPL MS-4K, CCD), sensible a 852 nm es utilizada para observar la formación de la nube de átomos fríos.

5 MEDICIONES DE NÚMERO Y DENSIDAD DE ÁTOMOS

El número y la densidad de átomos atrapados en la MOT puede ser medido con un pulso de 1 ms de los haces de luz que están colocados en posiciones ortogonales para medir la fluorescencia proveniente de una de las ventanas de la MOT contra la intensidad de los haces láser. La fluorescencia se detecta dentro de un ángulo sólido empleando un fotodetector previamente calibrado y un pre-amplificador. El fotodetector genera una señal de voltaje que puede ser convertida en una potencia óptica. Esta potencia óptica total se expresa por la

relación: $P_{\text{optica}} = \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) N r \left(\frac{hc}{\lambda}\right)$, donde $(\Omega/4)$ es el

ángulo sólido subtendido por el fotodetector, N es el número de átomos, r es la razón de dispersión de fotones y representa la longitud de onda de los fotones emitidos. Por lo tanto, conociendo la potencia óptica, la razón de dispersión de fotones, la cual se puede calcular con la frecuencia y la intensidad del haz, el ángulo sólido y la energía de los fotones emitidos, es fácil conocer el número de átomos en la MOT. Conociendo el diámetro de la nube atómica es sencillo calcular la densidad de átomos en la trampa. Con los parámetros de operación de la MOT mencionados es posible capturar y contar aproximadamente 10^8 átomos. Sin embargo algunos artículos^[12] indican que aumentando el diámetro de los haces láser hasta 4 cm, con un gradiente de campo magnético de 8×10^{-4} T/cm, un corrimiento a la frecuencia al rojo de los haces de enfriamiento de 21 MHz e intensidades de atrapamiento para cada haz láser de 22 mW/cm² es posible obtener mas de $3,6 \times 10^{10}$ átomos.

6 ANÁLISIS DE INCERTIDUMBRE EN EL CONTEO DE ÁTOMOS

Con el objeto de estimar los retos que presenta el conteo de átomos en un experimento encaminado para la realización de Λ , se presenta a continuación un análisis de incertidumbres sobre el conteo de átomos ya que esta es una de las principales fuentes de incertidumbre. Denotaremos por N_i al número de átomos de Cesio-133 capturados en el ciclo i -ésimo de operación de la MOT. En este ciclo se tendrá una masa acumulada m_i que es igual a $N_i m_0$. Después de n ciclos de operación se tendrá, en principio la acumulación de una masa total Λ_n dada por:

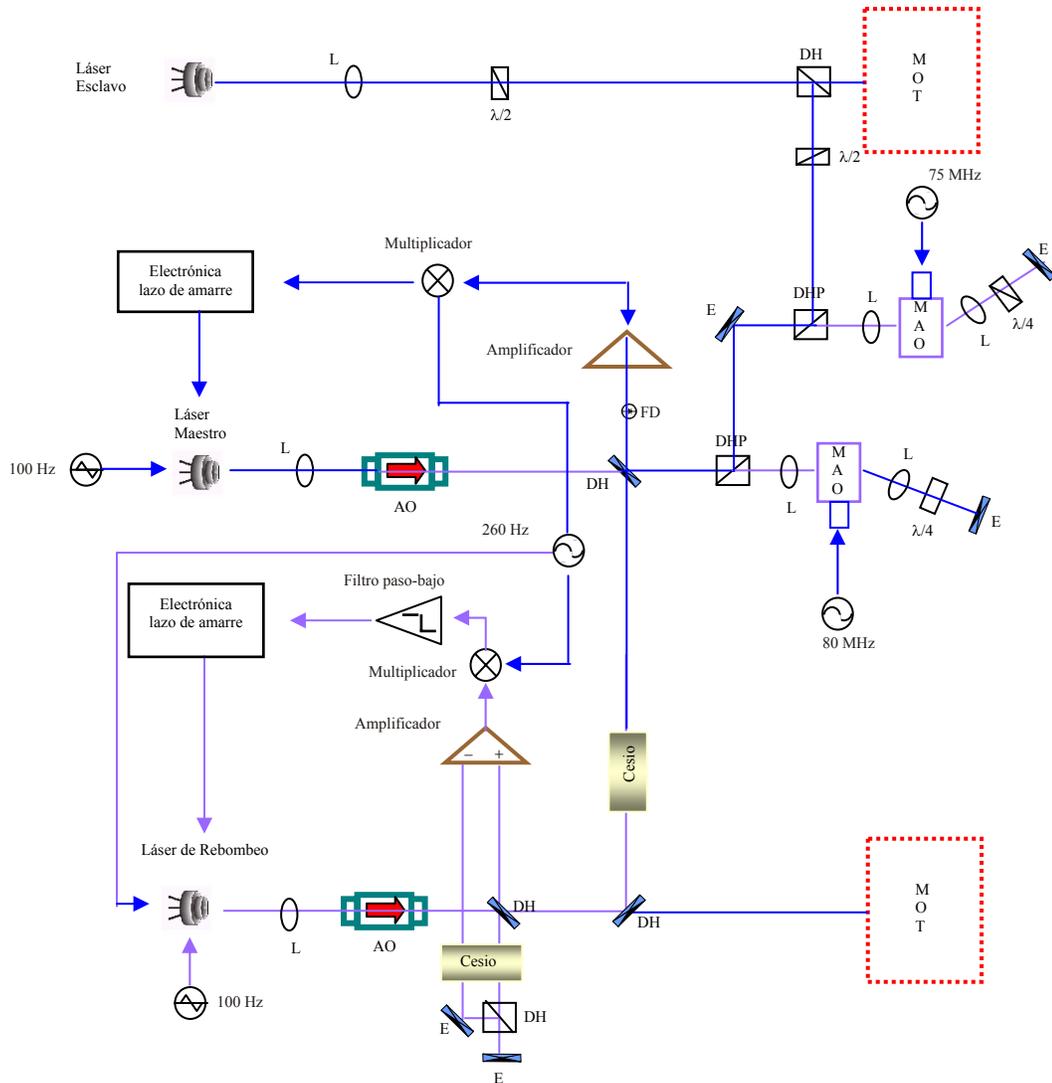


Figura 1. Diagrama del sistema óptico empleado para inyectar la luz láser a la MOT. Espejo (E); Lente (L); Cubo divisor de haz (DH); Cubo divisor de haz polarizado (DHP); Aislador óptico (AO); Placa retardadora de onda (λ/4); Placa retardadora de onda (λ/2); Modulador acusto-óptico (MAO); Fotodetector (FD).

$$\Lambda_n = \sum_{i=1}^n m_i = \sum_{i=1}^n N_i m_0 = m_0 \sum_{i=1}^n N_i = m_0 N_n \quad (14)$$

donde N_n es el número total de átomos atrapados durante la operación de n ciclos de la MOT. La componente de incertidumbre en Λ_n , digamos $\Delta\Lambda_n$, que tiene su origen por la incertidumbre en el conteo del número N_n de átomos, digamos ΔN_n , puede ser escrita como $\Delta\Lambda_n = m_0 \Delta N_n$. Por otro lado, la incertidumbre en el conteo de átomos acumulados durante n ciclos de operación de la MOT puede relacionarse con la incertidumbre en el conteo de átomos en cada uno de los ciclos de operación. Si

ΔN_i es la incertidumbre en el conteo de átomos atrapados en el i -ésimo ciclo, entonces:

$$(\Delta\Lambda_n)^2 = m_0^2 \sum_{i=1}^n (\Delta N_i)^2 \quad (15)$$

En el caso de que el experimento se realice con suficiente nivel de repetibilidad, supondremos que en cada ciclo de operación la incertidumbre en el conteo de átomos permanece constante, esto es $\Delta N_i = \Delta N_j$ para $i, j = 1, 2, \dots, n$. Denotaremos a la incertidumbre de conteo de átomos por ciclo como ΔN , esto es: $\Delta N_i = \Delta N$ para $i = 1, 2, 3, \dots, n$. Una consideración adicional relativa a la repetibilidad del

experimento es, supondremos que el sistema es suficientemente estable como para aceptar que en cada ciclo de operación de la MOT se atrapa el mismo número de átomos, esto es, $N_i=N_j=N$ para todo i, j . N es constante. De manera que $N_n=nN$. Por lo anterior, la incertidumbre en el conteo del número total de átomos atrapados durante los primeros n ciclos de operación de la MOT, ΔN_n , puede escribirse como: $\Delta N_n = \sqrt{n}\Delta N$. Por otro lado, la incertidumbre relativa en el conteo de átomos atrapados durante los primeros n ciclos de operación de la MOT, digamos u_A , puede escribirse como: $u_A = \Delta N_n / N_n$. Haciendo uso de las relaciones anteriormente discutidas, se tiene que:

$$u_A = \frac{\Delta N_n}{N_n} = \frac{m_0 \Delta N_n}{m_0 N_n} = \frac{\sqrt{n} \Delta N}{nN} = \frac{u_N}{\sqrt{n}} \quad (16)$$

donde $u_N = \Delta N / N$. Haciendo algunas consideraciones numéricas tenemos: Utilizando métodos ópticos para el conteo de átomos, podemos esperar una incertidumbre u_N del orden del 1%, esto es, $u_N = 10^{-2}$, si se realiza el experimento durante $n = 10^6$ ciclos de operación de la MOT, entonces $u_A = 10^{-5}$. Esta incertidumbre puede ser reducida si se prolonga el experimento por un número suficientemente grande de ciclos de operación de la MOT, sin embargo hay que indicar que $n = 10^6$ es ya un número relativamente grande si se considera que para operar durante un millón de ciclos a la MOT, a razón de un ciclo por cada décima de segundo, el experimento se extiende por más de 24 horas. Aumentar en dos ordenes de magnitud el número de ciclos de operación reduciría en un orden de magnitud la incertidumbre en Δ pero implicaría operar la MOT de manera continua por más de 100 días, lo que experimentalmente sería impracticable bajo las condiciones de estabilidad requeridas. Otro punto interesante que es necesario comentar es que las MOT's que son utilizadas en la operación de los patrones primarios de frecuencia de átomos fríos atrapan alrededor de 10^8 átomos por ciclo. Después de $n = 10^6$ ciclos de operación se tendría un total de 10^{14} átomos lo cual constituye una cantidad muy pequeña para los propósitos de la metrología de masas. Sin embargo, existen informes de trabajos de diseño y operación de la MOT para atrapar un número mucho mayor de átomos de Cesio-133, del orden de 10^{11} . Con estos experimentos sería posible acumular del orden de 10^{17} átomos, durante un tiempo de operación de la MOT por más de 24 horas, lo cual representaría aproximadamente 1 microgramo de masa.

6. CONCLUSIONES

La División de Tiempo y Frecuencia y la División de Masa y Densidad del CENAM, desarrollan un proyecto en el cual se estudian las potencialidades que presentan las técnicas fotónicas de manipulación de átomos de Cesio-133 en eventuales mediciones de pequeñas masas con alta exactitud y una posible realización del mol. En este trabajo se ha abordado particularmente la problemática referente al conteo de átomos de Cesio-133 en Trampas Magneto-Ópticas, el cual constituye un reporte del estado del proyecto, realización de avances adicionales en esta misma dirección se encuentran en proceso. Hasta el momento los resultados indican que el experimento requiere que diversos parámetros de operación de la MOT se mantengan con un elevado nivel de control y estabilidad. Dicho control es requerido para permitir el desarrollo del experimento con suficiente repetibilidad por espacio mínimo de 24 horas. Una estabilidad óptima de dichos parámetros permitiría lograr que la incertidumbre relativa en el conteo de átomos fuera cercana a $u_N = 10^{-5}$. Algunos de los parámetros que se encuentran en esta categoría de alto control son: vacío y presión parcial del Cesio-133 en la MOT, diámetro, forma, potencia, frecuencia y alineación de haces. La estabilidad en temperatura del laboratorio debe ser mejor que 0.5 °C. Mediciones de densidad de átomos fríos en la MOT, y su dependencia con diversos parámetros en la operación de la misma, son requeridas para estimar de mejor manera la potencialidad real que ofrece el conteo de átomos de Cesio en MOTs para su aplicación en medición de pequeñas masas con alta exactitud y una eventual realización del mol. Haces de luz de diámetros del orden de 4 cm, potencias de 20 mW/cm², y corrimientos al rojo cercanos a 3Γ (Γ : ancho de línea de la transición de enfriamiento) son algunos de los valores esperados para parámetros de operación que favorezcan el atrapamiento de la mayor cantidad de átomos por ciclo de operación en la MOT.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo y las facilidades prestadas por el Dr. Ignacio Hernández Gutiérrez, Director del Área de Metrología Mecánica y al Ing. Félix Pezet Sandoval, Jefe de la División de Masa y Densidad.

REFERENCIAS

- [1] M. Gläser, "Proposal for a novel method of precisely determining the atomic mass unit by the accumulation of ions", *Am. Inst. of Phys.*, Vol. 62, No. 10, 1991, 2493-2494.
- [2] *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, "Toward the Avogadro Constant", Vol. 38, No. 2, 1989.
- [3] Chu, S., L. Holberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, "Three dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.* 55, 1985, 40.
- [4] Gordon, J. P, and A. Ashkin, "Motion of atoms in a radiation field", *Phys. Rev.* A21, 1980, 1606
- [5] Metcalf, H., and W. D. Phillips, "Laser cooling of atomic beams" *Comments At. Mol Phys.*, 16, 1985, 79.
- [6] Raab, E. M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.* 59, 1987, 2631.
- [7] Metcalf, H., and vander Straten, P. "Laser cooling and trapping of neutral atoms", Springer-Verlag New York, Inc., 1999.
- [8] Monroe, C., W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, "Very cold trapped atoms in a vapor cell", *Phys. Rev. Lett.* 65, 1990, 1571.
- [9] Banerjee, A., and Natarajan, V., "Saturated-absorption spectroscopy: eliminating crossover resonances by use of copropagating beams", *Optics Lett.* Vol. 28, No. 20, 2003, 1912.
- [10] Kobayashi, S., and Kimura, T., "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-17, No. 5, 1981, 681.
- [11] Hadley, R. G., "Injection locking of diode laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22, No. 3, 1986, 419.
- [12] Gibble, K. E., S. Kasapi, and S. Chu, "Improved magneto-optic trapping in a vapor cell", *optics lett.*, Vol. 17, No. 7, 1992, 526.
- [13] Steck, A. D. "Cesium D Line Data", Theoretical Division (T-8), MSB285, 1998.