

Láseres de átomos?

Angela M. Guzmán.

Departamento de Física Universidad Nacional de Colombia
Santafé de Bogotá.

Resumen

Se describen desarrollos recientes en Óptica Atómica, en particular la condensación de Bose-Einstein (BEC) y los modelos propuestos para la obtención de un haz coherente de átomos o "láser de átomos". La obtención experimental de un nuevo estado de la materia, el condensado de Bose-Einstein por el grupo de JILA-NIST el año pasado en Boulder, con átomos de ^{87}Rb , es uno de los aportes más relevantes hechos a la física en 1995 (si no el más relevante de ellos). Los grupos teóricos a su vez propusieron diversos modelos para el láser de átomos, si bien su realización experimental no parece inmediata. Las propiedades de tal dispositivo deben ser en principio diferentes a las del condensado, puesto que el láser se obtiene en un estado de no equilibrio mediante manipulación externa, en tanto que el condensado es un estado de equilibrio de un gas de bosones.

Abstract

Recent developments on atomic optics are described: the Bose-Einstein Condensation (BEC) and some theoretical models for generation of a coherent atomic beam or "atom laser". The experimental realization of a new state of matter, a BEC of ^{87}Rb atoms, was achieved by the JILA-NIST group at Boulder the last year. Without any doubt, this was one of the more (maybe the most) relevant contribution to the development of physics in 1995. The theoreticians on their turn proposed several models for the atom laser, although experimental realizations seem not to be expected in the near future. The properties of an atom laser must be different from those of the BEC, since the laser is a driven system in a non-equilibrium state, whereas the BEC corresponds to an equilibrium state for a bosonic gas.

1 Introducción

La Óptica Atómica es un área novedosa de la física que se ha desarrollado vertiginosamente en las últimas dos décadas. Es en cierto modo

una óptica donde los papeles de la luz y la materia se invierten. Espejos de luz reflejan los átomos[1], ondas estacionarias de luz los difractan[2], “paredes” o potenciales ópticos los confinan en configuraciones tipo interferómetro de Fabry-Pérot[3], etc. Existen multiplicidad de dispositivos ópticos que permiten manipular los átomos con láseres. Un resumen sobre técnicas de enfriamiento y confinamiento de átomos e iones con láseres puede encontrarse en un número anterior de esta revista[4]. Este artículo no pretende ser un compendio exhaustivo de los trabajos realizados en este campo. La sección 2 contiene una breve reseña de algunos trabajos relevantes para delinear el curso que ha llevado la investigación en los últimos años, haciendo énfasis en el confinamiento óptico de átomos neutros y las perspectivas de investigación que apenas empiezan a abrirse. La sección 3 está dedicada a uno de los aportes más significativos hechos en el área de la física el año pasado: la condensación de Bose-Einstein. En la última sección describo algunas propuestas recientes para la generación de haces coherentes de átomos, con énfasis en un modelo que considera átomos interactuantes[5].

2 Manipulación de átomos con láser

En 1975, Theodor Hänsch y Arthur Schawlow[6] propusieron el método de enfriamiento Doppler de átomos neutros con láser¹. En 1984 las posibilidades de confinamiento tridimensional de átomos neutros mediante láseres y los efectos de la radiación sobre el movimiento de los átomos eran objeto de discusión. Al año siguiente, Steven Chu[9] y su grupo en Bell Labs. demostraron la posibilidad de confinar átomos tridimensionalmente, utilizando seis láseres en un arreglo de tres pares mutuamente perpendiculares. En la región de intersección de los láseres, la radiación enfría y confina viscosamente los átomos formando lo que se denomina “*Optical Molasses*” o melaza óptica. Sin embargo las temperaturas medidas en una melaza de átomos de Sodio ($40\mu K$), resultaron inferiores a la mínima temperatura obtenible por enfriamiento Doppler estimada en $240\mu K$.

En 1989, el grupo de la Ecole Normale Supérieure[10] presentó la teoría del método de enfriamiento de Sísifo para átomos moviéndose en un potencial óptico asociado con corrimientos Stark de los subniveles magnéticos. Los átomos se mueven en el campo resultante de la super-

¹Una descripción de los mecanismos de enfriamiento puede encontrarse en la referencia[4]

posición de dos ondas planas con polarizaciones lineales perpendiculares entre sí (configuración $lin \perp lin$) y viajando en direcciones opuestas. La superposición de las ondas genera un gradiente de polarización, que causa una modulación espacial de los corrimientos Stark y por tanto de la energía de los subniveles magnéticos del átomo. En su movimiento el átomo se ve obligado constantemente a escalar cimas de potencial a costa de su energía cinética hasta quedar eventualmente confinado en uno de los pozos de potencial óptico. La mínima temperatura obtenible por enfriamiento Sísifo es del orden de los microKelvins, temperatura correspondiente a la energía de retroceso $\approx 10^{-10} eV$ que adquiere un átomo al emitir un fotón de la frecuencia del láser utilizado en el proceso de enfriamiento.

A principios de la década de los 90, se formulan teorías que predicen la cuantización del movimiento traslacional de átomos de dos niveles en presencia de una onda estacionaria[7] y del movimiento atómico en una melaza óptica[8] unidimensional. Queda abierta la posibilidad de confinamiento atómico dentro de pozos de potencial ópticos de ancho espacial inferior a la longitud de onda λ de la luz, y de profundidad apenas cientos de veces mayor que la energía de retroceso. Las temperaturas correspondientes son del orden de los microKelvins.

La comprobación experimental de la existencia de estados cuantizados de movimiento atómico no se hizo esperar. En 1992 Paul Jessen[11] y sus colegas observaron transiciones de átomos de Rb enfriados con láser mediante espectroscopía de resonancia fluorescente de alta resolución. Los espectros observados fueron claro indicio de la cuantización de la energía del centro de masa de átomos confinados en pozos de potencial óptico y se midió la diferencia de energía entre los niveles vibracionales correspondientes. Se obtuvo una localización espacial de los átomos del orden de $\lambda/15$ con un 60% de la población de átomos atrapados en el estado base vibracional del pozo de potencial óptico. En 1993 el grupo francés[12] presentó evidencia experimental de cuantización del movimiento atómico en los potenciales ópticos bi- y tridimensionales de una melaza óptica de átomos de Cesio mediante espectroscopía Raman estimulada.

También en 1993, el grupo del Optical Sciences Center[13] utiliza técnicas de teoría de muchos cuerpos para estudiar un conjunto de N átomos bosónicos acoplados por la interacción dipolo-dipolo e interactuando con un campo electromagnético. Obtienen ecuaciones de Schrödinger no lineales para los estados de partícula simple dentro de la aproximación de Hartree. Su trabajo da origen a la Óptica Atómica

no lineal y con ella a la posibilidad de buscar análogos atómicos de los fenómenos ópticos no lineales ya conocidos, tal como la generación de solitones o la conjugación de fase de haces atómicos.

En 1994 aparecen trabajos[14, 15] sobre métodos experimentales para la creación y diseño de redes ópticas bi- y tridimensionales. Aunque el factor de llenado de sitios de la red obtenido experimentalmente es muy bajo, se producen redes ópticas con diferentes estructuras cristalográficas y se miden las frecuencias de vibración atómicas correspondientes.

3 El condensado de Bose-Einstein

La posibilidad de la existencia de un condensado de bosones fué predicha teóricamente en 1924 por S. N. Bose y A. Einstein: un gas de bosones no interactuantes por debajo de cierta temperatura desarrollará súbitamente una población macroscópica en su estado cuántico de más baja energía.

Por cerca de 15 años numerosos grupos buscaron la condensación de Bose-Einstein en un vapor de Hidrógeno con spin polarizado. La búsqueda del condensado con muestras diluídas de átomos alcalinos enfriados con láser es más reciente, data de principios de esta década. El año pasado culminó exitosamente en lo que es quizás el aporte más significativo hecho hasta el momento por los investigadores en óptica atómica: el grupo de JILA-NIST, en la Universidad de Colorado en Boulder obtuvo experimentalmente un nuevo estado de la materia: **el condensado de Bose-Einstein**[16].

Las técnicas de enfriamiento mediante láser desarrolladas en la década pasada habían permitido obtener temperaturas del orden de los microKelvin, pero no suministraban las densidades atómicas necesarias para satisfacer la condición temperatura-densidad requerida para producir el condensado. Había que disminuir la temperatura y/o aumentar la densidad. Para disminuir la temperatura, Wieman encontró una solución: enfriar átomos de Rb con láser, confinarlos en una trampa magnética y continuar enfriándolos mediante la técnica de enfriamiento por evaporación. Esta técnica consiste en liberar los átomos más “calientes”, dejando que los más “fríos” alcancen un nuevo equilibrio térmico por colisiones.

La trampa magnética consiste esencialmente en un campo magnético “cuadrupolar” que confina átomos con momento magnético alineado en

una dirección dada. El campo es fuerte en los bordes de la trampa pero cae a cero en su centro. Los átomos más veloces o más "calientes" visitan las regiones de campo magnético más intenso y sufren mayor corrimiento de sus niveles de energía por efecto Zeeman. Con el objeto de liberar átomos de la trampa, se pueden inducir transiciones del momento magnético mediante un campo de radiofrecuencia (*rf*). Disminuyendo la frecuencia del campo *rf* se van liberando sucesivamente átomos cada vez más "fríos" y la temperatura de los átomos confinados en la trampa descende.

Sin embargo el grupo de Wieman enfrentaba un problema: en el centro de la trampa el campo magnético caía a cero, dando lugar a escape de los átomos más fríos, con lo cual la densidad de átomos confinados era muy baja. Cornell decidió agregar un campo magnético transversal y uniforme pero rotante, de modo que el punto cero de campo precesea en un círculo alrededor del centro de la trampa, dando lugar a confinamiento de átomos en la región central. La trampa así construída fué denominada trampa TOP (Time orbiting potential). El condensado apareció a una temperatura cercana a los $170nK$, a una densidad atómica de $2.5 \times 10^{12} cm^{-3}$ y pudo ser preservado por más de 15 segundos. Se midió la densidad atómica y la distribución de velocidades en función de la frecuencia del campo *rf*; en ambos casos se obtuvo una variación abrupta a una frecuencia específica del campo *rf*, claro indicio de una transición de fase. Mediante iluminación de la muestra con láseres, se obtuvieron imágenes de la expansión del condensado, una vez que es liberado. La evidencia experimental es contundente y los resultados de una transparencia singular.

4 Láseres de átomos

La condensación de Bose-Einstein, así como la posibilidad real de manipular átomos ultrafríos hicieron revivir también el año pasado el interés por la búsqueda de posibles esquemas de generación de haces atómicos coherentes. Los átomos considerados deben ser bosones, que pueden ocupar un mismo estado cuántico, caracterizado por su estado interno de energía y un estado cuántico de traslación del centro de masa. La cuantización del movimiento del centro de masa se logra mediante confinamiento de los átomos en pozos de potencial ópticos como los generados por enfriamiento de Sísifo, o mediante barreras de potencial como en el resonador Fabry-Pérot de átomos propuesto en la referencia [3].

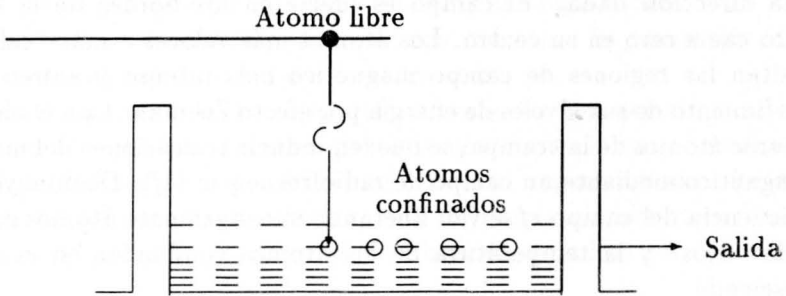


Figura 1: Diagrama de un láser basado en decaimiento por emisión espontánea en un estado confinado de una cavidad óptica.

Diversos grupos trabajan activamente analizando diversos esquemas para el diseño y realización del análogo atómico del láser[5, 17, 18, 19, 20]. A diferencia del BEC, el *láser de átomos* debería provenir de la acumulación de población atómica en un estado propio de energía de una cavidad atómica (no necesariamente en el estado base) y estar descrito por una función de onda coherente, cuya distribución de población sea de tipo Poisson. Este estado es generado y mantenido mediante un proceso de bombeo adecuado y el haz atómico debe ser extraído de la cavidad.

Los modelos propuestos que pueden clasificarse en dos grupos: los que consideran átomos no interactuantes[17, 18, 19] y los que se fundamentan en la interacción entre átomos[5, 20]. Los primeros demuestran que es posible la acumulación de población de átomos en un modo dado de una cavidad que los rodea y confina su movimiento traslacional. Átomos que se encuentran inicialmente en un estado excitado, no necesariamente confinados en una cavidad, decaen por emisión espontánea al estado base atómico y simultáneamente quedan confinados en un estado propio de energía traslacional del centro de masa en la cavidad (Fig. 1). Dado su carácter bosónico la probabilidad de que otro átomo decaiga en el mismo estado es proporcional al número de átomos que se encuentren en dicho nivel, de modo que la emisión espontánea se ve incrementada por un factor bosónico, que conduce a la acumulación de átomos en un modo de la cavidad. En los trabajos citados no se realiza un análisis sobre las propiedades estadísticas del estado cuántico del conglomerado de átomos. Sin embargo este aspecto es crucial, dado que la función de distribución de probabilidad de tener N átomos en un estado cuántico

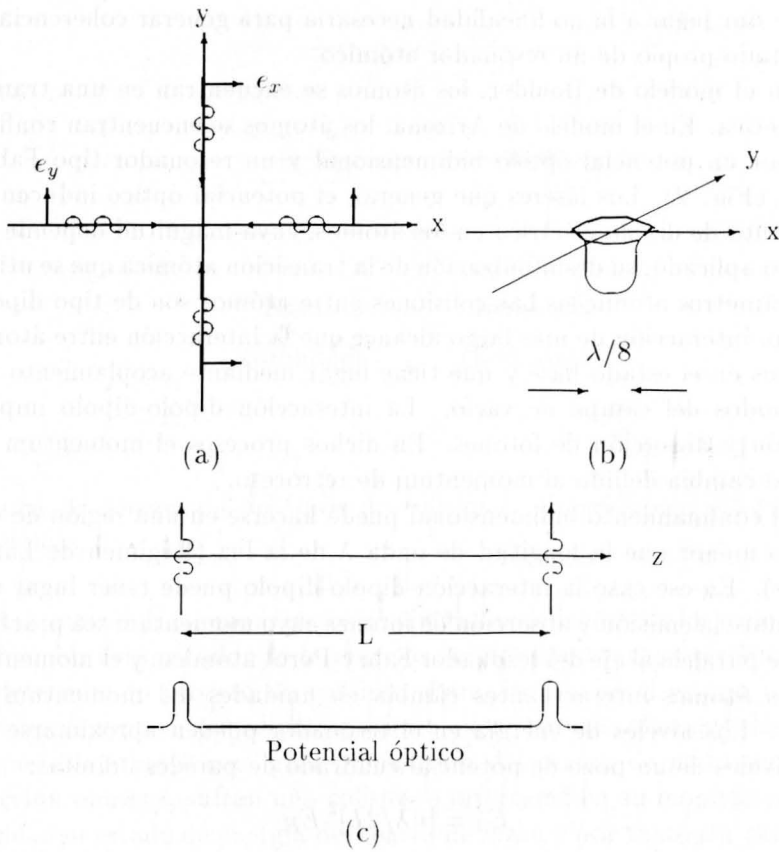


Figura 2: Diagrama de un láser basado en decaimiento por emisión espontánea en un estado confinado de una cavidad óptica.

en función de N es el indicio claro de la obtención de estados coherentes. La mayor debilidad de estos modelos consiste en ignorar la interacción entre átomos confinados.

En la segunda categoría se encuentra el modelo del grupo de Arizona [5] y el del grupo de Boulder [20]. En ambos casos los átomos interactúan, es decir, sufren colisiones, y dicha interacción es el mecanismo que da lugar a la acumulación de población en un estado propio de una trampa atómica. La diferencia básica con el láser yace en la interacción: en el caso del láser, los fotones no interactúan y la no linealidad que conlleva a la generación de estados coherentes de la radiación es debida a la interacción con la materia. En el caso atómico, la interacción atómica

puede dar lugar a la no linealidad necesaria para generar coherencia en un estado propio de un resonador atómico.

En el modelo de Boulder, los átomos se encuentran en una trampa magnética. En el modelo de Arizona, los átomos se encuentran confinados por un potencial óptico bidimensional y un resonador tipo Fabry-Pérot (Fig. 2). Los láseres que generan el potencial óptico inducen un momento de dipolo eléctrico en los átomos, cuya magnitud depende del campo aplicado, su desintonización de la transición atómica que se utilice y parámetros atómicos. Las colisiones entre átomos son de tipo dipolo-dipolo, interacción de más largo alcance que la interacción entre átomos neutros en el estado base y que tiene lugar mediante acoplamiento con los modos del campo de vacío. La interacción dipolo-dipolo implica emisión y absorción de fotones. En dichos procesos el momentum del átomo cambia debido al momentum de retroceso.

El confinamiento bidimensional puede hacerse en una región de diámetro menor que la longitud de onda λ de la luz (Régimen de Lamb-Dicke). En ese caso la interacción dipolo-dipolo puede tener lugar sólo mediante la emisión y absorción de fotones cuyo momentum sea prácticamente paralelo al eje del resonador Fabry-Pérot atómico, y el momentum de los átomos interactuantes cambia en unidades del momentum del fotón. Los niveles de energía en el resonador pueden aproximarse por los niveles de un pozo de potencial cuadrado de paredes infinitas:

$$E_n = [n\lambda/2L]^2 E_R \quad (1)$$

donde L es la longitud del resonador Fabry-Pérot y $E_R = p^2/2M$ es la energía de retroceso del átomo, p el momentum del fotón y M la masa atómica. Para $L \gg \lambda$, una transición atómica con cambio de momentum p implica una transición entre niveles cuánticos de movimiento del centro de masa con $\Delta n \approx 2L/\lambda \gg 1$. Ello permite reducir el estudio de la dinámica de las colisiones a un conjunto discreto de estados, que a pesar de pertenecer al cuasi-continuo de niveles del Fabry-Pérot, no son contiguos, y aplicar así modelos de tres o cuatro niveles, análogos a los modelos láser.

Al desarrollar un análisis de la dinámica de poblaciones en algunos estados (o "modos") del resonador, mediante la teoría cuántica de muchos cuerpos, se encontró[5] que para un conjunto de parámetros es posible obtener una distribución tipo Poisson para la población atómica en uno de los "modos" del resonador atómico, característica de un estado cuántico coherente y análoga a la de los estados de la radiación en un láser.

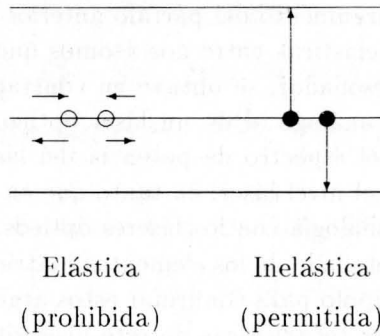


Figura 3: Diagrama de tipos de colisiones dipolo-dipolo elásticas e inelásticas.

Los valores de los parámetros involucrados dependen de los elementos matriciales del operador de interacción, o magnitudes características de un determinado proceso de colisión. Para átomos en el estado base y carentes de momento de dipolo, es posible que existan colisiones elásticas en que dos átomos con igual momentum del centro de masa pero en dirección opuesta, sufran una colisión e intercambien su momentum sin cambiar su estado de energía del centro de masa y por tanto sin cambiar de estado propio en el resonador. Para átomos con momento de dipolo, la interacción se hace con adquisición por parte de cada átomo de un momentum de retroceso: cuando dos átomos se encuentran en el mismo estado, colisionan de modo que uno aumenta su momentum mientras el otro lo disminuye (Fig.3) y por lo tanto cambian de nivel de energía en el resonador óptico. Estas colisiones son inelásticas y por tanto sólo pueden tener lugar, absorbiendo o cediendo energía a un reservorio. Las colisiones elásticas no modifican la dinámica de las poblaciones en los niveles del Fabry-Perot, pero si afectan la coherencia de la función de onda que describe el campo atómico.

Un aspecto interesante del modelo de Arizona se puso de relieve hacia fines del año pasado. El grupo de la Universidad de Auckland realizó un análisis de la dinámica de la fase[21] del modelo de láser propuesto por el grupo de Boulder y obtuvo que la tasa de difusión de la fase aumenta cuadráticamente con el número de átomos en el nivel láser. Este aumento es debido a la existencia de colisiones elásticas que destruyen

la coherencia. Por otra parte, al aplicar el mismo análisis al modelo de Arizona, con el argumento del párrafo anterior acerca de la no existencia de colisiones elásticas entre dos átomos que se encuentran en el mismo estado del resonador, se obtuvo en contraposición, un comportamiento de la fase análogo al de un láser óptico. Para el modelo de Boulder, el ancho del espectro de potencia del láser atómico aumenta con la población en el nivel láser, en tanto que en el de Arizona disminuye, en completa analogía con los láseres ópticos. En la actualidad se realiza un cálculo detallado de los elementos matriciales del operador de interacción dipolo-dipolo para confirmar estos argumentos.

Las consecuencias tecnológicas de este dispositivo no son ahora fácilmente vislumbrables. Es posible imaginar un gran impacto en la tecnología de deposición de películas, fabricación de microchips ópticos o microláseres. Es de recordar sin embargo, que las innumerables aplicaciones actuales de los láseres no eran predecibles en el momento en que Schawlow, Townes e independientemente Prokhorov[22] propusieron el uso del resonador Fabry-Perot como elemento básico del láser.

Bibliografía

- [1] V. I. Balykin and V. S. Letokhov, *Appl. Phys. B* **48**, 517, (1989).
- [2] Ver p.ej. “**Laser light pressure on atoms**” V.G. Minogin. Gordon and Breach Science Publishers, (1987).
- [3] M. Wilkens, E. Goldstein, B. Taylor and P. Meystre, *Phys. Rev. A* **47**, 2366, (1993).
- [4] A. M. Guzmán, *Momento* **7**, 11, (1992).
- [5] A. M. Guzmán, M. Moore and P. Meystre, *Phys. Rev. A* **50**, (1996).
- [6] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [7] M. Wilkens, E. Schumacher and P. Meystre, *Phys. Rev. A* **44**, 3130, (1991).
- [8] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett* **14**, 761, (1991).
- [9] S. Chu, L. W. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [10] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *JOSA* **B6**, 2023 (1989).

- [11] P. S. Jessen et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).
- [12] G. Grynberg et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2249, (1993).
- [13] G. Lenz, P. Meystre and E. M. Wright, Phys. Rev. Lett. **71**, 3271 (1993).
- [14] P. Verkerk et al., Europhys. Lett. **26**, 171 (1994).
- [15] K. L. Petsas, A. B. Coates and G. Grynberg, Phys. Rev. A. **50**, 5173 (1994).
- [16] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, Science **269**, 198, (1995).
- [17] M. Olshanii, Y. Castin, J. Dalibard, Proceedings of the 12th International Conference on Laser Spectroscopy, ed. M. Inguscio, M. Allegrini and A. Lasso, World Scientific, (1995).
- [18] H. M. Wiseman, M. J. Collett, Phys. Lett. A, **202**, 246 (1995).
- [19] R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke and M. Wilkens, preprint Fakultät für Physik, Universität Konstanz (1995).
- [20] M. Holland, K. Burnett, C. Gardiner, J. I. Cirac and P. Zoller, no publicado (1995).
- [21] H. Wiseman, A. Martins, D. Walls, preimpreso, (1995).
- [22] A.L. Schawlow, C. H. Townes, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958); A. M. Prokhorov, Sov. Phys. JETP **34**, 1658 (1958).