



## **POR DEBAJO DEL LÍMITE DOPPLER: EL ENFRIAMIENTO SÍSIFO**

ARTÍCULO DE DIVULGACIÓN

**Adriano Ibarra – Durán**

Servicios de Laboratorio S.A., SERLAB S.A.

E-mail: adrian\_ibarra@hotmail.com

### **RESUMEN**

En 1985, se logró, por primera vez, enfriar átomos alcalinos utilizando luz láser. Con este mecanismo se obtuvo un gas de átomos (melaza óptica) con temperaturas del orden de 100  $\mu\text{K}$ . Estos resultados concordaban con el modelo teórico, en que los átomos eran considerados con dos niveles energéticos, y se enfriaban por efecto Doppler. La temperatura más baja posible (Límite Doppler) también fue corroborada. En 1988, mediciones de la melaza óptica resultaron del orden de 10  $\mu\text{K}$ , muy por debajo del límite Doppler. Este resultado obligó a la búsqueda de un nuevo modelo. Éste modelo, presentado por S. Chu, C. Cohen Tannoudji, y sus equipos, de forma independiente, considera: los subniveles del átomo, el desplazamiento luminoso, los gradientes de polarización y el bombeo óptico. Estos efectos combinados hacen que la energía del átomo dependa de su posición en la melaza. Como consecuencia, al atravesar la melaza, el átomo pierde más y más energía, por tanto, el gas se enfría. Este mecanismo recibió el nombre de “Enfriamiento Sísifo”.

### **PALABRAS CLAVES**

Enfriamiento láser, enfriamiento Doppler, enfriamiento Sísifo, láser, Melaza Óptica, Nóbel 1997.

### **ABSTRACT**

In 1985, at first time, it was possible to get cool atoms using laser light. With this mechanism they got a gas of atoms (optical molasses) at temperature of 100  $\mu\text{K}$ . This facts was according with a theoretical model for atoms of two levels, which get cool

by Doppler effect. The experiment confirmed the lower temperature achieved by this mechanism (Doppler Limit). In similar experiments, in 1988, the optical molasses shown lower temperatures than Doppler limit; on the order of  $10 \mu\text{K}$ . It needed a new theoretical model in order to explain these new results. The New model, presented by S. Chu & C. Cohen-Tannoudji, and their colleagues, considers: the atomic sublevels (Zeeman sublevel), the light shift, polarization gradient and optical pumping. The combination of these effects does that atom's energy depends of his position in the molasses. When the atoms travel through the molasses, they lose more and more energy, and then the gas gets cool. This new mechanism for laser cooling is named "Sisyphus Cooling".

## INTRODUCCIÓN

En 1985, S. Chu, y sus colaboradores (Bell Laboratories, EUA) lograron enfriar átomos de sodio a temperaturas de  $240 \mu\text{K}$ , mediante el uso de láseres (Enfriamiento Doppler).

Otros experimentos, hechos en 1988 por W. Philips y otros, mostraron que los átomos podrían ser enfriados hasta cerca de  $40 \mu\text{K}$ ; temperatura muy inferior a la predicha por el modelo del enfriamiento Doppler. Los equipos de S. Chu & C. Cohen-Tannoudji (École Normale Supérieure, Francia), trabajando de forma independiente, propusieron un nuevo modelo de enfriamiento para los átomos alcalinos: El enfriamiento Sísifo.

## EL ENFRIAMIENTO DOPPLER

Veamos un modelo simplificado de un átomo alcalino<sup>1</sup>, que se mueve en una sola dirección y el cual posee dos estados energéticos (base: b y excitado: e) distanciados por  $\hbar \omega_A$ , donde  $\hbar$  es la constante de Planck y  $\omega_A$  es la frecuencia natural del átomo (Fig.1).

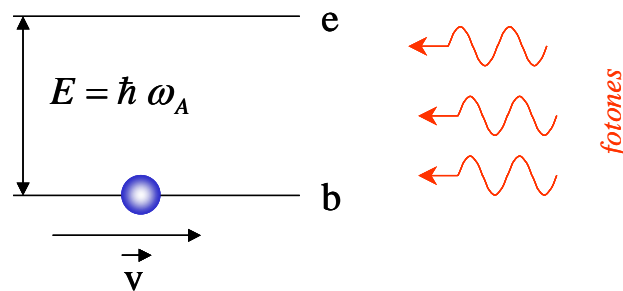


Fig.1. Modelo de átomo alcalino con dos niveles energéticos.

<sup>1</sup>Es el tipo de átomo utilizado para estos experimentos, dadas sus propiedades asociadas con su electrón no apareado.

El enfriamiento láser consiste en “frenar” los átomos de un gas de átomos, usando los fotones que componen un haz láser. Puesto que la temperatura de un sistema depende de la rapidez de sus átomos componentes, al “frenar” éstos, la temperatura desciende.

Veamos el átomo de la Figura 1. Cuando colisiona con un haz de fotones que se mueven en sentido opuesto, si los fotones poseen la energía exacta para ser absorbidos, el átomo adquirirá su energía y su momentum. Después de un tiempo ( $\approx 10$  ns), el átomo emitirá un fotón en una dirección aleatoria. Dado el carácter aleatorio del momentum de retroceso, y luego de varios ciclos de absorción-emisión, no se producirá un efecto mecánico neto sobre el átomo. Sin embargo, la absorción inicial producirá siempre una disminución de la velocidad, en la dirección del movimiento. Este proceso, equivale a frenar una bola de boliche usando un chorro de pelotas de ping-pong.

Como los átomos de un gas están en movimiento, el enfriamiento real ocurre por Efecto Doppler. Veamos un ejemplo para átomos en una dimensión.

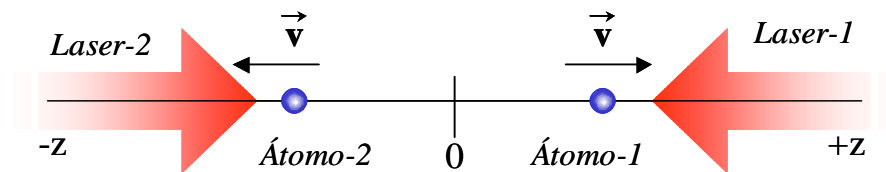


Fig. 2. Modelo unidimensional del enfriamiento Doppler.

En la situación mostrada en la Figura 2 utilizamos un par de láseres contrapropagantes de igual intensidad y frecuencia ( $\omega_L$ ), los cuales iluminan un gas de átomos alcalinos situados en la intersección de los mismos.

Como se muestra en la figura, los átomos que se desplazan a la derecha (átomo-1) “ven” que los fotones provenientes del láser-1, poseen una frecuencia (energía) mayor que la necesaria para la absorción, debido al movimiento relativo. Para lograr la absorción, se debe disminuir la frecuencia del láser. Lo mismo se aplica para el átomo que viaja a la

izquierda y el láser-2. ¿Puede el átomo-1 absorber fotones del láser-2? Es poco probable, ya que éste átomo “ve” que los fotones tienen una frecuencia menor que la necesaria para la absorción.

Luego de repetidos ciclos de absorción-emisión, los átomos reducirán sus velocidades. El resultado, es el llamado Enfriamiento Doppler.

S. Chu y sus colegas utilizaron un sistema semejante al que hemos explicado, pero en tres dimensiones. Es decir, utilizaron 3 pares de láseres contrapropagantes (Fig. 3). Los átomos enfriados y contenidos en la intersección de los láseres, forman lo que se conoce como *Melaza Óptica*.

La temperatura de este sistema es del orden de los 100  $\mu\text{K}$  y concuerda con la temperatura mínima predicha por los cálculos teóricos, llamado Límite Doppler. Teóricamente, el límite Doppler ( $T_D$ ) está dado por  $k_B T_D = \hbar\Gamma/2$ , donde  $k_B$  es la constante de Boltzman y  $\Gamma$  es el ancho natural del estado excitado.

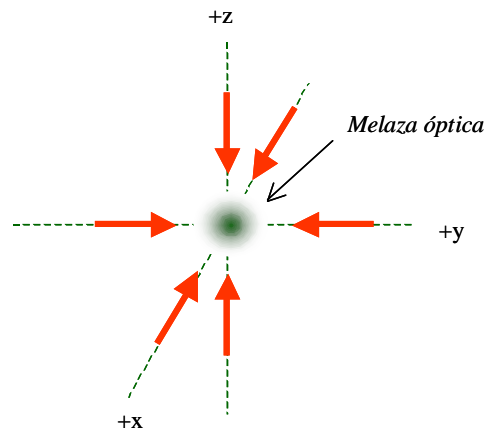


Fig. 3. Esquema de una Melaza óptica tridimensional.

En 1988, se encontró que las melazas ópticas podían alcanzar temperaturas del orden de 10  $\mu\text{K}$ ; muy por debajo del límite Doppler. Se requería de otro modelo acorde a estos datos.

## EFECTOS CONEXOS

El mecanismo que permite alcanzar temperaturas del orden de  $10 \mu\text{K}$ , involucra algunos procesos relacionados con las interacciones átomo-luz, y del comportamiento de la luz láser.

### 1. Desplazamiento Luminoso (Ligth Shift)

Consiste en el desplazamiento de los niveles energéticos del átomo al interactuar con un campo electromagnético (creado por la luz láser) sin absorción de fotones.

Los átomos en un campo de luz láser (campo electromagnético) forman dos sistemas cuánticos que pueden interactuar si la frecuencia del láser ( $\omega_L$ ) y la frecuencia natural del átomo ( $\omega_A$ ) son iguales, y permiten la absorción de fotones. Sin embargo, si existe un desfase ( $\delta = \omega_L - \omega_A$ ) entre ambas frecuencia, dicha interacción no es posible.

Ahora bien, existe otro mecanismo para que ambos sistemas interactúen, esto es por medio del Efecto Stark AC. Veamos: Un átomo en un campo eléctrico estacionario se polarizará y luego, su momento dipolar interactuará con el campo que lo indujo. En el Efecto Stark alterno tendremos una situación similar: El campo eléctrico es proporcionado por las ondas electromagnéticas del láser que polariza los átomos, y este mismo campo interactúa con el momento dipolar eléctrico de éstos. En este caso, el campo es oscilante o alterno, dando por resultado una interacción alterna, también.

El resultado medible del Efecto Stark AC, es el desplazamiento de los niveles energéticos del átomo. Cálculos teóricos muestran que éste desplazamiento energético ( $\Delta E$ ), llamado desplazamiento luminoso<sup>2</sup>, depende de algunas variables; matemáticamente  $\Delta E \propto -C^2 \Omega^2 / 2 \delta$ . Donde  $\delta$  es el desfase,  $\Omega$  es la Frecuencia de Rabí que es proporcional a la intensidad de la luz utilizada y  $C$ , son los coeficientes de Clebsch-Gordon, que indican la probabilidad de una transición (asociados con la polarización de la luz).

Como se ve, el  $\Delta E$  puede ser positivo o negativo dependiendo del desfase  $\delta$ , y que el mismo es simétrico para los niveles del átomo. En

---

<sup>2</sup> Desplazamiento Stark alterno (AC Stark Shift).  
*Tecnociencia, Vol. 7, N°1*

la Figura 4 se muestra los niveles energéticos y los desplazamientos luminosos para desfases positivos y negativos.

La evidencia experimental muestra la relación entre la polarización de luz utilizada y el desplazamiento luminoso. Esto se debe a que la polarización del átomo y su interacción con el campo eléctrico dependen de la orientación (polarización) de dicho campo.

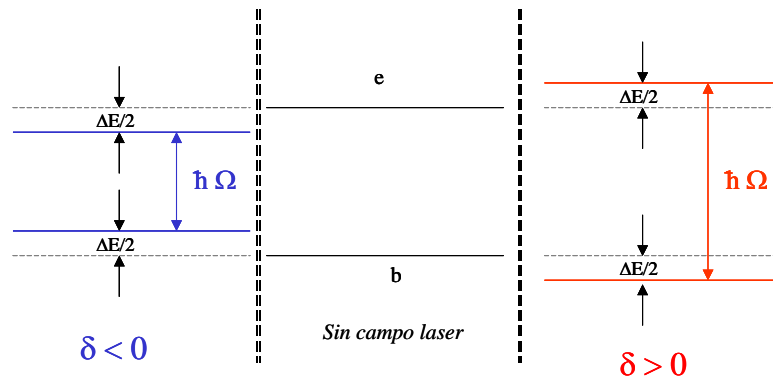


Fig. 4. Desplazamiento luminoso de los niveles de un átomo.

En la Figura 5 se muestra un esquema, basado en resultados experimentales, que muestra las curvas de absorción de los átomos de alcalinos sin el campo láser aplicado (a). Las curvas (b) y (c) muestran los desplazamientos cuando el campo láser está polarizado circularmente a la derecha ( $\sigma^+$ ) y a la izquierda ( $\sigma^-$ ), respectivamente.

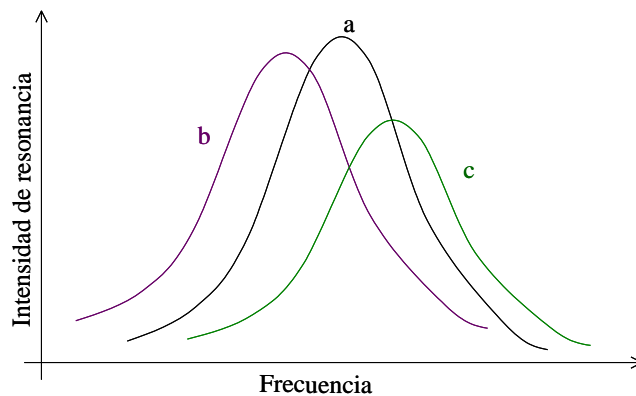


Fig. 5. Desplazamiento luminoso visto experimentalmente.

Matemáticamente,  $\Delta E$  depende de los coeficientes de Clebsch-Gordon, y éstos de la orientación de la luz. En la Figura 6 se muestra estos coeficientes y la polarización de la luz, para distintas transiciones. La “L” se refiere a la polarización lineal.

## 2. Bombeo Óptico (Optical Pumping)

Este bombeo, consiste en hacer que una población de átomos de un gas, posea la misma proyección del momentum angular total. Esto se logra a través de ciclos de absorción-emisión, durante los que los fotones, polarizados circularmente, transmiten su momentum angular a los átomos.

Por ejemplo, veamos las transiciones entre un nivel base (b) y otro excitado (e) de un átomo. El primero, posee un momento angular total  $J = 1/2$ , mientras que en el estado excitado  $J = 3/2$ . En la Figura 6 se muestran estos niveles y los respectivos subniveles, que corresponden a las distintas orientaciones de los momentos angulares, respecto a un eje dado.

Consideremos un átomo en reposo en el subnivel  $b_{+1/2}$ . Cuando este átomo se ilumina con luz de frecuencia  $\omega_A$  y con polarización izquierda ( $\sigma^-$ ), “salta” al nivel excitado, y adquiere una unidad de momentum angular con proyección negativa ( $-1 \hbar$ ).

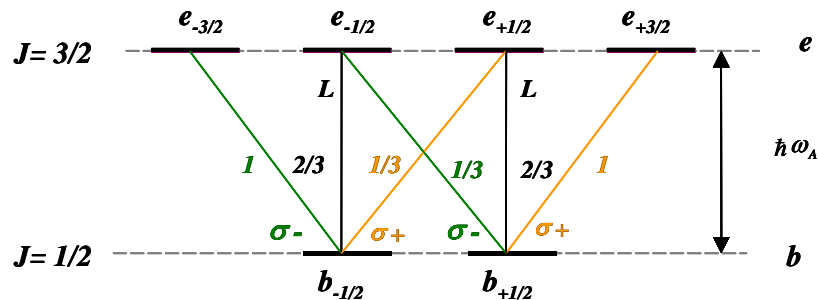


Fig. 6. Transiciones posibles entre el nivel base y excitado con distinto momentum angular. Los números mostrados representan los cuadrados de los coeficientes de Clebsch-Gordon.

Por tanto, ocupa el subnivel  $e_{-1/2}$ . Luego, puede emitir un fotón con polarización lineal (sin momentum angular) y decaer al subnivel  $b_{-1/2}$  (si el átomo emite un fotón que lleve el momentum angular adquirido, caerá en  $b_{+1/2}$ , donde absorberá otro fotón  $\sigma^-$  y tendrá otra oportunidad para llegar a  $b_{-1/2}$ ). Una vez en el sub-nivel  $b_{-1/2}$  los fotones  $\sigma^-$  sólo podrán excitarlo a  $e_{-3/2}$ , de donde caerá, nuevamente, a  $b_{-1/2}$ . Por otro lado, los átomos inicialmente en  $b_{-1/2}$ , sólo pueden excitarse a  $e_{-3/2}$  y de allí, caer en  $b_{-1/2}$ .

Aplicando esto a un gas de átomos, podremos tener una población que, en estado estacionario, se encuentre en  $b_{-1/2}$ . Se dice que se ha realizado un bombeo óptico hacia  $b_{-1/2}$ . Se podría hacer un bombeo similar hacia  $b_{+1/2}$ , utilizando fotones  $\sigma^+$ .

### 3. Gradientes de polarización

En nuestro caso, consiste en la formación de ondas estacionarias con polarizaciones diferentes, para distintas posiciones a lo largo de la misma.

Por simplicidad, aquí analizaremos el caso unidimensional del gradiente de polarización. Así, nos basta contar con dos fuentes de luz láser, como los de la Figura 2. Con este arreglo, podemos generar ondas estacionarias con un gradiente de polarización, utilizando dos haces de luz polarizados linealmente y perpendiculares entre sí (Fig. 7)<sup>3</sup>.

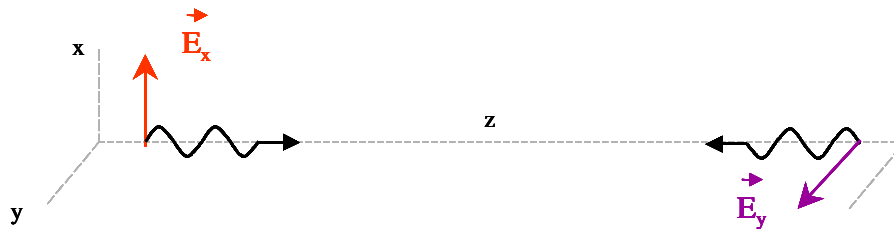


Fig. 7. Dos mecanismos para una onda estacionaria con gradiente de polarización.

Superponiendo las ondas, se obtiene una onda estacionaria como en la Figura 8. En este esquema, se muestran las diferentes polarizaciones en los diversos puntos de la onda, y el carácter periódico de las mismas. Observe que existe un cambio de polarización cada  $\lambda/8$ .

<sup>3</sup>También podríamos usar dos fuentes con polarizaciones circulares contrarias.



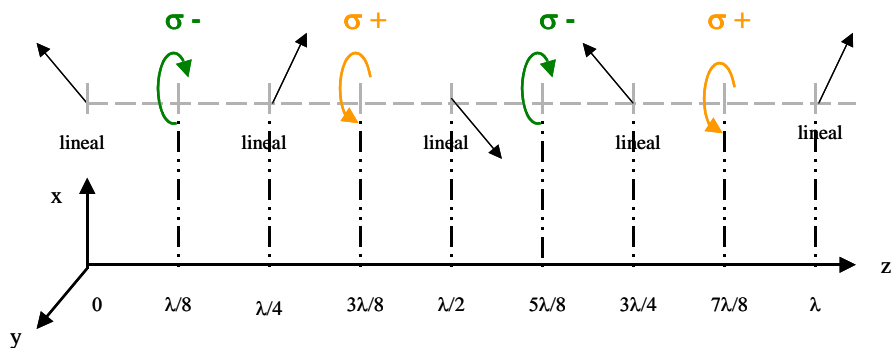


Fig. 8. gradiente de polarización de una onda electromagnética estacionaria.

### EL ENFRIAMIENTO SÍSIFO

Los átomos, en el campo electromagnético formado por la intersección de los láseres, experimentan una combinación de los efectos antes descritos.

Primero, consideremos un gas unidimensional de átomos en reposo, en un campo de luz láser, donde se establece un gradiente de polarización como el discutido anteriormente. En la Figura 9 se muestra las condiciones de los subniveles atómicos situados en diferentes posiciones del campo láser. En nuestro análisis consideraremos un desfase positivo ( $\delta > 0$ ) y sólo analizaremos el nivel de base (suponemos que los niveles excitados siguen un comportamiento similar) con momentum angular  $J = 1/2$ .

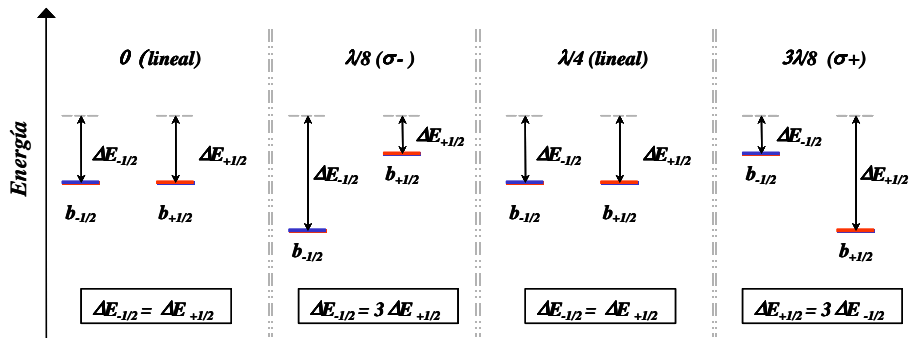


Fig. 9. Comportamiento de los subniveles de base de los átomos, en distintas posiciones del gradiente de polarización. Las líneas horizontales punteadas representan los subniveles sin desplazamiento luminoso.

Al inicio de una longitud de onda, los átomos son iluminados por luz con polarización lineal. Tal como se observa en la figura, los subniveles ( $b_{+1/2}$  y  $b_{-1/2}$ ) de los átomos experimentan el mismo desplazamiento luminoso ( $\Delta E_{-1/2} = \Delta E_{+1/2}$ ). Por razones de simetría, esperamos que la población de átomos, se distribuya uniformemente entre estos subniveles.

En  $\lambda/8$ , los átomos están expuestos a luz con polarización izquierda ( $\sigma^-$ ). Tendremos que el desplazamiento luminoso es tres veces mayor para el subnivel  $b_{-1/2}$  que para el subnivel  $b_{+1/2}$  ( $\Delta E_{-1/2} = 3 \Delta E_{+1/2}$ ). Eso está indicado por los coeficientes de la Figura 6. Además de esto, los átomos en este punto, por bombeo óptico, son llevados al subnivel  $b_{-1/2}$ .

En  $\lambda/4$ , tendremos luz con polarización lineal; se repiten las condiciones iniciales.

En  $3\lambda/8$ , tenemos luz con polarización derecha ( $\sigma^+$ ). El desplazamiento luminoso del subnivel  $b_{+1/2}$  es tres veces mayor que para el subnivel  $b_{-1/2}$  ( $\Delta E_{+1/2} = 3 \Delta E_{-1/2}$ ). La población de átomos es bombeada al nivel  $b_{+1/2}$ .

Como se deduce, los tres efectos combinados, hacen que la energía de los átomos dependa de su posición dentro de la melaza óptica. En la Figura 10 se muestran como cambian los subniveles energéticos según la posición. Este grafico se puede obtener, uniendo las líneas azules (posición del subnivel  $b_{-1/2}$ ) de la Figura 9, por medio de una curva continua; lo mismo puede decirse de las líneas rojas. Consideremos, ahora, que los átomos están en movimiento con cierta velocidad  $v$ , a lo largo del eje  $z$ , y que el bombeo óptico de la población de átomos tarda un tiempo finito  $t_p$ .

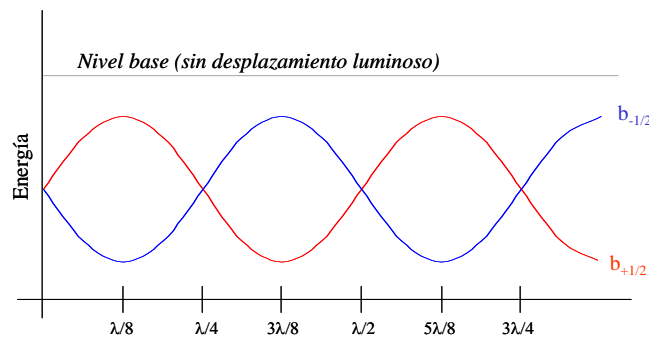


Fig.10. Variación de los subniveles de l nivel base en función de la posición.

Si la velocidad de un átomo le permite viajar una distancia  $\lambda/4$ , en el tiempo  $t_p$ , éste permanecerá prácticamente en el mismo subnivel, sin redistribuirse en los puntos donde la polarización es lineal.

En la Figura 11 se muestra la trayectoria que sigue un átomo en la melaza unidimensional (línea sólida), desde el punto de vista energético. Observe como, a través del bombeo óptico, el átomo pasa de un subnivel a otro, mientras emite fotones más energéticos (transición en verde), que aquellos que sirven para llevarlo al nivel excitado (transición violeta). De esta forma, luego de cada bombeo, el átomo pierde una cantidad de energía cinética ( $U_0$ ), que se transforma en energía potencial, y luego se emite como un fotón. Entonces, el gas se enfría.

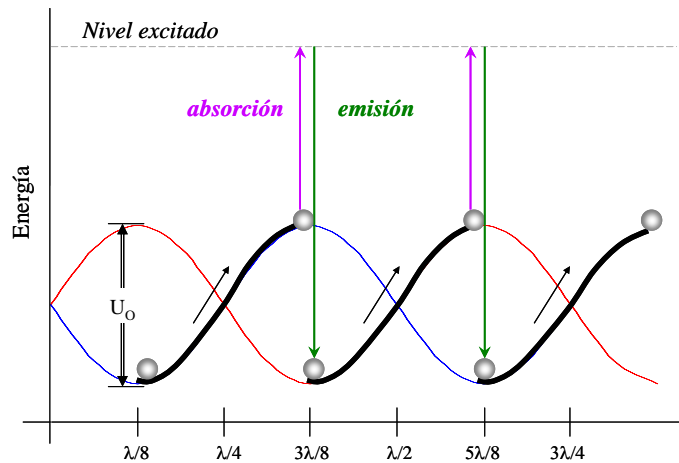


Fig. 11. Esquema de enfriamiento Sísifo en una dimensión.

Otra forma de ver este proceso, es suponer que el átomo comienza su recorrido en un valle de potencial de profundidad  $U_0$ , luego alcanza la cima de una colina y de allí es bombeado a otro valle donde se repite el proceso. Conforme avanza de una colina a otra, el átomo pierde cada vez más energía cinética. Para los átomos en la melaza, el efecto neto, es un enfriamiento gradual del gas.

En la mitología griega, Sísifo fue condenado a rodar una enorme piedra hasta lo alto de una montaña, luego dejarla rodar cuesta abajo, desde donde debía llevarla a la cima, y así por toda la eternidad. Algo similar le ocurre al átomo, de allí el nombre: “Enfriamiento Sísifo”.

A diferencia de Sísifo, nuestro átomo no puede perder energía de manera indefinida. En efecto, debido al retroceso de los átomos al emitir fotones, se impone un límite a la temperatura que se puede alcanzar con este mecanismo. Cálculos teóricos demuestran que la temperatura límite que se puede alcanzar ( $T_{\text{Sis}}$ ) es del orden de  $T_{\text{Sis}} \approx E_R/k_B$ . Donde la energía de retroceso ( $E_R$ ) es del orden de  $U_0$ .

## CONCLUSIONES

La manipulación de átomos utilizando luz láser o fotones, ha tenido un importante auge en los últimos años. Producto de los importantes avances en el campo de enfriamiento láser y de la comprensión de los mecanismos que involucra, en 1997, se otorgo el premio Nobel de Física a Steven Chu (USA), Claude Cohen-Tannoudji (Francia) & William Phillips (USA), “por el desarrollo de métodos para enfriar y atrapar átomo con luz láser”. Sin lugar a dudas, estamos presenciando el establecimiento de las bases para el desarrollo de nuevas tecnologías y un número importante de aplicaciones.

## REFERENCIAS

- Bloom, S. 1960. “Optical Pumping”. *Scientific American*.
- Cohen-Tannoudji, C. & W. Phillips. 1990. “New Mechanism for Laser Cooling”. *Physics Today*.
- Cohen-Tannoudji, C. 1998. “Manipulating atoms with photons”. *Rev. Mod. Phys.*, Vol 70, No.3.
- Cohen-Tannoudji, C., J. Dalibard & D. Wineland. Enero, 1992. “Sisyphus cooling of a bound atom”. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol 9, No.1.
- Corwin, K.L. 1999. Tesis de Doctorado. JILA, Universidad de Colorado. EUA.
- Dutta, S. & N. Morrow. 2001. “Optical lattices”. <http://personal.physics.lsa.umich.edu/raithel/lattice.htm>.

Guzmán, A. M. 1997. “Noticias de la Física: Premio Nobel 1997”.  
*Momento*, 14-15.

Kastler, A. 1967. “Optical methods for studying hertzian resonances”.  
*Science*, Vol 158, p 214.

Rawat, H.S. 1998. “Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms”.  
*Laser News*, Vol 9, No 4.

Walter K., J.M. 2000. Tesis de Maestría. Universidad de Otago.  
Dunedin, Nueva Zelanda.

*Recibido agosto de 2003, aceptado diciembre de 2003.*