

## TRANSPARENCIA INDUCIDA ELECTROMAGNÉTICAMENTE

J. Bohórquez, B. Oostra

*Departamento de Física, Universidad de Los Andes, Bogotá-Colombia*

*e-mail: jabohorq@uniandes.edu.co*

### ABSTRACT

Effects reported recently such as to return a material, before opaque to radiation, transparent; to increase the refractive index of the material without increasing the absorption; to obtain that a light pulse travels at very small speeds or to even stop, they have in common: a denominated effect Induced Transparency Electromagnetically (EIT). In this article we explained, of very general form, the principle of operation of the EIT and some of his applications.

### RESUMEN

Efectos reportados recientemente tales como volver un material, antes opaco a radiación, transparente; aumentar el índice de refracción del material sin aumentar la absorción; lograr que un pulso de luz viaje a velocidades muy pequeñas o incluso detenerlo, tienen algo en común: un efecto denominado Transparencia Inducida Electromagnéticamente (Electromagnetically Induced Transparency, EIT). En este artículo se explica, de forma muy general, el principio de funcionamiento de la EIT y algunas de sus aplicaciones.

### Introducción

Una de las predicciones mas asombrosas de la mecánica cuántica es la posibilidad que tiene un sistema de estar en varios estados al mismo tiempo, lo que se conoce como superposición de estados. Cuando se superponen coherentemente estados de un sistema ellos pueden interferir. La interferencia cuántica y la superposición de estados han sido probadas a lo largo del desarrollo de la mecánica cuántica, basta mencionar el experimento que reveló el carácter ondulatorio de la materia, la interferencia de electrones.

De las últimas y mas llamativas aplicaciones de la interferencia cuántica se puede mencionar la eliminación de la interacción entre radiación electromagnética y sistemas atómicos por interferencia destructiva entre transiciones atómicas [1], aunque este tipo de comportamiento también ha sido observado en estructuras semiconductoras [2]. Con la aplicación de esta técnica se ha logrado que pulsos de luz viajen a la increíble velocidad de 17 m/s sin que el haz de luz se absorba por el medio en el cual se propaga [3], almacenar la información que lleva el pulso de luz en el medio de propagación [4-6], entre otras cosas.

En la primera parte de este artículo se explicará de forma muy esquemática el principio de funcionamiento de la EIT, explicando lo que en la literatura se denomina como estado oscuro o atrapamiento coherente para después hacer un

recuento histórico del desarrollo de esta aplicación de la mecánica cuántica básica.

### Marco Teórico

Para comprender como funciona la interferencia cuántica con el fin de eliminar los efectos del medio sobre la radiación se explicará lo que se denomina un estado oscuro.

El objetivo es mostrar que mediante la aplicación de dos campos electromagnéticos sobre un sistema atómico se puede lograr que uno de los estados quede vacío y toda la población quede atrapada en los otros estados, aunque las transiciones a todos los estado sean permitidas. Supongamos que se tiene un átomo de tres niveles, cuyo diagrama de energías se muestra en la figura 1, el cual interactúa con dos campos ópticos de frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$ . Este sistema atómico se suele conocer como  $\Lambda$  ya que los niveles inferiores  $|b\rangle$  y  $|c\rangle$  están acoplados a un solo nivel superior  $|a\rangle$ .

El Hamiltoniano del sistema puede ser escrito como:

$$H = H_0 + H_1 \quad (1)$$

donde  $H_0$  representa el Hamiltoniano del sistema atómico (sin campos eléctricos) y  $H_1$  representa la interacción con los campos eléctricos, que en aproximación dipolar  $H_1 = -e \hat{x} (E_1(t) + E_2(t))$ , con  $E_1(t) = \varepsilon_1 \cos(\nu_1 t)$  y  $E_2(t) = \varepsilon_2 \cos(\nu_2 t)$ , campos clásicos linealmente polarizados en la dirección  $x$ .

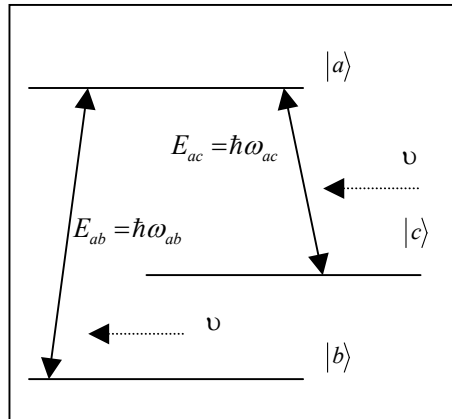
Los elementos matriciales no nulos de la matriz de momento dipolar serán:

$$e \langle a | x | b \rangle = \rho_{ab} = \rho_{ba}^* \quad \text{y} \quad e \langle a | x | c \rangle = \rho_{ac} = \rho_{ca}^*, \quad \text{que en general pueden ser escritos como: } \rho_{ab} = |\rho_{ab}| \text{Exp}(-i\phi_1) \quad \text{y} \quad \rho_{ac} = |\rho_{ac}| \text{Exp}(-i\phi_2) \quad (2)$$

En la base de los estados propios del sistema atómico, teniendo en cuenta solo las transiciones de  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$ , de  $|a\rangle$  a  $|c\rangle$  y en aproximación de onda rotante [7]:

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (3)$$

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2} (\Omega_{R1} \text{Exp}(-i\phi_1) \text{Exp}(-i\nu_1 t) |a\rangle\langle b| + \Omega_{R2} \text{Exp}(-i\phi_2) \text{Exp}(-i\nu_2 t) |a\rangle\langle c|) + H.C. \quad (4)$$



**Fig. 1.** Diagrama de átomo de tres niveles.

donde  $\Omega_{R1} = \frac{|\rho_{ab}| \mathcal{E}_1}{\hbar}$  y  $\Omega_{R2} = \frac{|\rho_{ac}| \mathcal{E}_2}{\hbar}$  son las frecuencias de Rabi asociadas al acoplamiento de los campos de modos  $\nu_1$  y  $\nu_2$  con las transiciones atómicas de  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$  y de  $|a\rangle$  a  $|c\rangle$ .

La función de onda, del sistema, para un tiempo  $t$  arbitrario puede escribirse como:

$$|\varphi(t)\rangle = C_a(t) \text{Exp}(-i\omega_a t) |a\rangle + C_b(t) \text{Exp}(-i\omega_b t) |b\rangle + C_c(t) \text{Exp}(-i\omega_c t) |c\rangle \quad (5)$$

esto bajo la suposición que las amplitudes varían suavemente.

Si el estado inicial del sistema ( $t=0$ ) es una superposición de los estados inferiores:

$$|\varphi(0)\rangle = \text{Cos}(\theta/2) |b\rangle + \text{Sin}(\theta/2) \text{Exp}(-i\varphi) |c\rangle \quad (6)$$

La ecuación de Schrödinger  $i\hbar|\dot{\varphi}\rangle = H|\varphi\rangle$  para (6) conduce a ecuaciones diferenciales acopladas para los coeficientes  $C_a$ ,  $C_b$ , y  $C_c$ :

$$\begin{aligned} \dot{C}_a &= \frac{i}{2} (\Omega_{R1} \text{Exp}(-i\phi_1) C_b + \Omega_{R2} \text{Exp}(-i\phi_2) C_c) \\ \dot{C}_b &= \frac{i}{2} \Omega_{R1} \text{Exp}(i\phi_1) C_a \\ \dot{C}_c &= \frac{i}{2} \Omega_{R2} \text{Exp}(i\phi_2) C_a \end{aligned} \quad (7)$$

Si los campos eléctricos son resonantes con las transiciones de  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$  y de  $|a\rangle$  a  $|c\rangle$ , esto es:  $\nu_1 = \omega_{ab}$  y  $\nu_2 = \omega_{ac}$ , las soluciones a las ecuaciones diferenciales (7) teniendo en cuenta la condición inicial (6):

$$C_a(t) = \frac{i \sin(\Omega t / 2)}{\Omega} (\Omega_{R1} \text{Exp}(-i\phi_1) \cos(\theta / 2) + \Omega_{R2} \text{Exp}(-i(\phi_2 + \varphi)) \sin(\theta / 2))$$

$$C_b(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left[ (\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 \cos(\Omega t / 2)) \cos(\theta / 2) - 2\Omega_{R1} \Omega_{R2} \text{Exp}(i(\phi_1 - \phi_2 - \varphi)) \sin^2(\Omega t / 2) \sin(\theta / 2) \right] \quad (8)$$

$$C_c(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left[ (\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 \cos(\Omega t / 2)) \text{Exp}(-i\varphi) \sin(\theta / 2) - 2\Omega_{R1} \Omega_{R2} \text{Exp}(i(\phi_1 - \phi_2)) \sin^2(\Omega t / 2) \cos(\theta / 2) \right]$$

$$\text{con } \Omega = (\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2)^{1/2}$$

Ahora, si se cumple:  $\Omega_{R1} = \Omega_{R2}$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2}$  y  $\phi_1 - \phi_2 - \varphi = \pm \pi$  los coeficientes

$C_a$ ,  $C_b$  y  $C_c$ , cuya norma al cuadrado da información acerca de la población de cada uno de los estados, quedan de la forma:

$$C_a(t) = 0, C_b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ y } C_c(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Exp}(-i\varphi). \quad (9)$$

Esto significa que la población queda atrapada en los niveles bajos del átomo y no hay absorción en presencia del campo eléctrico lo que se conoce como atrapamiento coherente o estado oscuro. Este efecto se debe a que las transiciones de  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$  y de  $|a\rangle$  a  $|c\rangle$  interfieren destructivamente eliminando cualquier posible transición al estado  $|a\rangle$ .

Suponiendo una condición inicial diferente se puede lograr que la transición de  $|a\rangle$  a  $|b\rangle$  se inhiba sin que la población del nivel alto se cancele, en este caso el sistema atómico es transparente para la radiación de frecuencia  $\nu_1$ , llamado campo de prueba, mientras este encendido el campo de frecuencia  $\nu_2$ , llamado campo de acople o de conducción. Al efecto de eliminar la absorción del campo de prueba por la aplicación del campo de acople se conoce como Transparencia Inducida Electromagnéticamente.

En los experimentos llevados a cabo con EIT se descubre que la velocidad de grupo de la radiación que viaja por el medio disminuye notablemente sin que haya una pérdida apreciable de la potencia, esto es la absorción del medio disminuye aunque el índice de refracción aumente.

En materiales comunes, un aumento del índice de refracción implica una alta absorción de la radiación por el medio ya que los átomos constituyentes del medio disipan la energía del campo electromagnético a través de procesos de emisión espontánea.

En sistemas con EIT, el pulso de prueba entra en un sistema conformado por átomos mas campo de acoplamiento, en el cual no se permite la absorción de la radiación ya que se ha creado el estado oscuro, luego la energía de este pulso de

prueba se conserva por la presencia del estado no decaente creado por la interferencia cuántica.

En sistemas atómicos comunes la velocidad de la luz puede caer en un factor de 1.5 a 100 comparado con la velocidad en el vacío, en sistemas con EIT este factor puede ser hasta de 20 millones.

### Historia

En 1976, en la Universidad de Pisa, Gerardo Alzetta y sus colaboradores descubrieron el fenómeno de las poblaciones coherentemente atrapadas [1]. Experimentalmente con átomos de sodio, encontraron que estos podían ser confinados en una superposición estacionaria de los niveles hiperfinos y que el nivel superior permanecía vacío a pesar de la presencia de radiación que normalmente podría excitar el sistema. Ellos usaban un láser de varias frecuencias, cuyo espaciado coincidía con la separación hiperfina. En 1986 Olga Kocharovskaya y Yakov Khanin sugirieron que el mismo efecto podría ser logrado con un láser pulsado, si la frecuencia del láser coincidía con dicha separación. M.B. Gornyi y sus colegas mostraron como esto sería factible usando dos láser con frecuencias ligeramente diferente.

En 1991 Klaus Boller, Itac Imamoglu y Stephen Harris produjeron transparencia en un gas opaco de átomos de estroncio mediante un láser de acople (de frecuencia  $E_3-E_2$ ), logrando que la transmisión del láser de prueba (de frecuencia  $E_3-E_1$ ) aumentara de  $\text{Exp}(-20)$  a un 40% [8-9].

La interferencia de dos rayos de frecuencias cercanas resulta en pulsos que se propagan con cierta velocidad de grupo menor que  $c$ . Durante la década de los 90, varios investigadores observaron pulsos de luz viajando a  $c/160$  a través de un vapor de plomo y luego otros obtuvieron una velocidad de grupo de solo 17 m/s [3]. Esto implica que el pulso se encuentra comprimido en una longitud menor que un milímetro. Recientemente L. Hau y sus colaboradores mostraron que cuando tal pulso esta completamente dentro de la celda de transparencia inducida, es posible apagar el láser de acople, dejando al pulso atrapado dentro de la celda y si el rayo de acople es reencendido antes de un ms, aproximadamente, el pulso es reconstituido en su forma original [4-5]. Ellos trabajaron con un gas de átomos de sodio a menos de un mK, otro grupo de investigadores (Ronald Walsworth et al ) lograron resultados parecidos con un gas caliente de rubidio (entre  $70^\circ$  y  $90^\circ$ ) [6].

### Referencias

- [1] Harris, S. *Phys. Today*, 50, 36-42 (1997).
- [2] A. Schülzgen, R. Binder, M. Donovan, M. Lindberg, K. Wundke, H. Gibbs, G. Khitrova and N. Peyghambarian. *Phys. Rev. Lett.*, 82(11),2346-2349 (1999).
- [3] J. Marangos. *Nature*, 397, 559-598, (1999).
- [4] B.G.Levi, *Phys. Today*, 17-19 (March,2001).
- [5] C. Liu, Z. Dutton, C. Behroozi and L.V. Hau, *Nature*, 409, 490-493, (2001).
- [6] E. Cornell, *Nature*, 409, 461-462, (2001).
- [7] M. Scully, M. Zubairy. *Quantum Optics*, Cambridge University Press,223-224, (1997).
- [8] K. Boller, A. Imamoglu and S. Harris, *Phys. Rev. Lett*, 66(20), 2593-2596, (1991).
- [9] J. Field, K. Hahn and S. Harris, *Phys. Rev Lett*, 67 (22), 3062-3065, (1991).