

## INCORPORACIÓN DE EFECTOS NO LINEALES EN LA DINÁMICA DE POLARITONES

Diana M. González, Luis M. Castellano  
Instituto de Física-Universidad de Antioquia  
A. A. 1226, Medellín, Colombia

### RESUMEN

Se estudia la propagación de pulsos de mediana intensidad sin despreciar los efectos no lineales para átomos de configuración tipo  $\Lambda$ . Se estudian los fenómenos de propagación utilizando el esquema de resonancias oscuras o estados de captura que permiten la formulación de nuevos vectores de estado construidos como combinación lineal de campo y ondas de espín llamados Polaritones. En este trabajo se redefinen los estados de captura para el caso más general. A partir de allí se podrá considerar la manipulación de la velocidad de grupo del pulso, dando lugar a fenómenos como frenado, detención y almacenamiento de luz.

### ABSTRACT

Non linear effects in the propagation of low intensity pulses for  $\Lambda$  configuration atoms are studied. Propagation phenomena can be studied in this configuration using resonance states or trapping states. Also new state vectors are proposed as linear combination of field and spin-waves, known as polaritons. We redefine dark states for the most general case. This will open the possibility to study pulse group velocity manipulation such as stopping, storing and slowing of light.

### INTRODUCCIÓN Y MARCO TEÓRICO

Recientes experimentos en óptica cuántica realizados con Cs <sup>[1]</sup> y <sup>87</sup>Rb <sup>[2]</sup>, plantean la posibilidad de capturar y manipular luz (fotones) a voluntad del experimentador. Las explicaciones teóricas de este fenómeno se basan en la transferencia y captura coherente de población atómica (CPT) <sup>[3]</sup> y en la interferencia cuántica, que permiten todos los fenómenos de transparencia electromagnética inducida (EIT) <sup>[4]</sup>. Recientemente, M. Lukin y M.D. Fleischhauer <sup>[5]</sup>, realizaron una novedosa propuesta para explicar los resultados de los experimentos con Cs y <sup>87</sup>Rb, en la cuál se utilizan átomos en configuración  $\Lambda$  y dos campos ópticos acoplando las transiciones entre el nivel excitado y los dos niveles fundamentales (Ver Figura 1) y para el cuál se puede considerar el siguiente hamiltoniano:

$$H = \left( a_1^+ a_1 \right) \hbar \omega_1 + \left( a_2^+ a_2 \right) \hbar \omega_2 + J_{33} \hbar \omega_{31} + J_{22} \hbar \omega_{21} + G \left( a_1 J_{31} + a_1^+ J_{13} \right) + g \left( a_2 J_{32} + a_2^+ J_{23} \right) \quad (1)$$

Donde  $a_i$  y  $a_i^+$  son los operadores de creación y destrucción de los campos  $\mathbf{E}_i$ ,  $\mathbf{J}_{ij}$  corresponden a los vectores de polarización,  $\omega_i$  a las frecuencias de radiación de los láseres,  $\omega_j$  a las frecuencias propias de transición (con  $i, j = 1,2,3$ ) y  $G$  y  $g$  son los coeficientes de acoplamiento radiación átomo de los campos  $\mathbf{E}_1$  y  $\mathbf{E}_2$  respectivamente. Aunque el hamiltoniano no es lineal, en la mayoría de los trabajos se propone la solución considerando que el número de fotones del pulso de entrada es mucho menor que el número de átomos en la cavidad, cayendo así en el régimen lineal. Nosotros proponemos una solución general que incluya la no linealidad del problema.

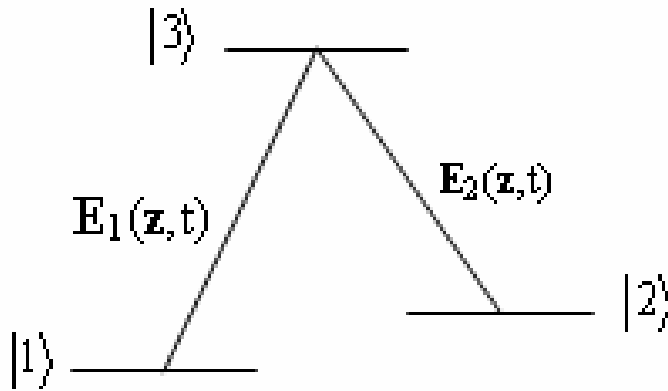


Figura 1. Átomo de tres Niveles en interacción con los campos  $\mathbf{E}_1$  y  $\mathbf{E}_2$

### ESTADOS OSCUROS PARA HACES NO POLARIZADOS

Se considera que los niveles fundamentales tienen una separación de frecuencia tipo Raman y no presentan acoplamiento con ninguno de los campos ópticos. Se resuelve el problema utilizando la aproximación S.V.A.<sup>[6]</sup> (Slowly Variant Amplitude and Phase) y el cuadro de Heisenberg:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z}\right) \mathbf{E}_1(\mathbf{z}, t) = ig \mathbf{J}_{12}(\mathbf{z}, t) \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} J_{\mu\nu}(z, t) = \frac{i}{\hbar} [H, J_{\mu\nu}] - g_{\mu\nu} J_{\mu\nu}$$

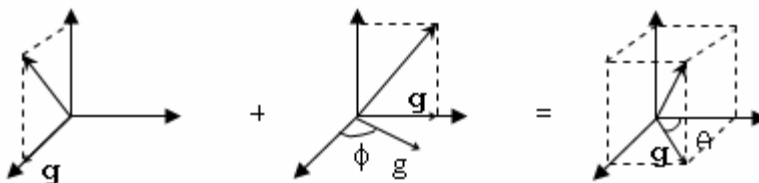
Donde de nuevo  $\mathbf{J}_{13}$  es el elemento de la matriz densidad asociado con la transición 1-3. De este modo se obtienen así las ecuaciones de Maxwell Bloch, después de haber hecho la R.W.A. (Rotating Wave Aproximation) a la frecuencia del campo  $\mathbf{E}_1(\mathbf{z}, t)$ , es decir  $\omega_1$ :

$$\begin{aligned}
 \dot{a}_1 &= -\frac{iG}{\hbar} J_{13} \\
 \dot{a}_2 &= i\Delta_2 a_2 - \frac{ig}{\hbar} J_{23} \\
 \dot{J}_{33} &= -\frac{iG}{\hbar} (a_1 J_{31} - a_1^+ J_{13}) - \frac{ig}{\hbar} (a_2 J_{32} - a_2^+ J_{23}) - (\Gamma_{31} + \Gamma_{32}) J_{33} \\
 \dot{J}_{22} &= \frac{ig}{\hbar} (a_2 J_{32} - a_2^+ J_{23}) + \frac{1}{2} \Gamma_{23} J_{33} \\
 \dot{J}_{11} &= \frac{iG}{\hbar} (a_1 J_{31} - a_1^+ J_{13}) + \frac{1}{2} \Gamma_{13} J_{33} \\
 \dot{J}_{13} &= i\mathbf{d}_1 J_{13} - \frac{iG}{\hbar} a_1 \Delta_{13} - \frac{ig}{\hbar} a_2 J_{12} - \mathbf{g}_{13} J_{13} \\
 \dot{J}_{23} &= i(\mathbf{d}_1 + \mathbf{d}_{21}) J_{23} - \frac{iG}{\hbar} a_1 J_{21} - \frac{ig}{\hbar} a_2 \Delta_{23} - \mathbf{g}_{23} J_{23} \\
 \dot{J}_{12} &= i\mathbf{d}_2 J_{12} - \frac{iG}{\hbar} a_1 J_{32} - \frac{ig}{\hbar} a_2^+ J_{13} - \mathbf{g}_{12} J_{12}
 \end{aligned} \tag{3}$$

Donde  $\Delta_2 = \omega_1 - \omega_2$ ,  $D_{ij} = \mathbf{J}_{ii} - \mathbf{J}_{jj}$  y  $\delta_i = \omega_1 - \omega_{i1}$  (con  $i, j = 1, 2, 3$ ). En este punto es conveniente recurrir a la representación geométrica de isoespín de las ecuaciones de Bloch de manera similar a como se hace para el átomo de dos niveles, y redefinir los estados oscuros o de captura. Para ello se hace la descomposición compleja de los vectores de polarización y se puede concluir que dadas las siguientes aproximaciones:

- La dispersión y absorción entre los niveles 1 y 2 es despreciable:  $\mathbf{J}_x^{12} \cong \mathbf{J}_y^{12} \cong 0$ . Y tienen una separación energética tipo Raman.
- El campo  $\mathbf{E}_2(\mathbf{z}, t)$  es paralelo a la polarización 2-3:  $\mathbf{a}_2 \times \mathbf{J}_{23} = 0$ .

Se puede representar la polarización total como la suma de las polarizaciones de las dos parejas de niveles acoplados, teniendo en cuenta que el campo  $\mathbf{E}_2$  está rotando con una frecuencia  $\phi(t) = \Delta_2 t$ , y definiendo  $\mathbf{g}_1 = g_1 + g_2 \text{sen}(\phi)$  y  $\mathbf{g}_2 = g_2 \text{cos}(\phi)$ :



Por lo tanto  $\mathbf{g}^2 = \mathbf{g}_1^2 + \mathbf{g}_2^2$ ,  $\mathbf{g} \sin \theta = \mathbf{g}_1$  y  $\mathbf{g} \cos \theta = \mathbf{g}_2$ . Con esta representación se definen los estados oscuros o de captura como:

$$\begin{aligned} |-\rangle &= \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |2\rangle \\ |+\rangle &= \sin \theta |1\rangle + \cos \theta |2\rangle \\ |3\rangle &= |3\rangle \end{aligned} \tag{4}$$

Ahora bien, calculando  $\langle 3|H|-\rangle$  y teniendo en cuenta que  $H' = m \times E$  y  $E = E_1 + E_2$  se obtiene:

$$\begin{aligned} \langle 3|H|-\rangle &= \langle 3|\mu \cdot E_1|1\rangle \cos \theta - \langle 3|\mu \cdot E_2|2\rangle \sin \theta \\ &= \mu_{31} E_1 \cos \theta - \mu_{32} E_2 \sin \theta \end{aligned} \tag{5}$$

Usando la relación  $g_1 h = m_{31} E_1$  y  $g_2 h = m_{32} E_2$  y las relaciones para  $\sin \theta$  y  $\cos \theta$  resulta:

$$\langle 3|H|-\rangle = \frac{\hbar}{g} (g_1 g_2 - g_2 g_1) \tag{6}$$

Para que el estado excitado  $|3\rangle$  sea de captura se necesita que  $\langle 3|H|-\rangle = 0$  de donde:

$$\left( \frac{g_1}{g_2} \right) = \frac{1 - \cos f}{1 + \cos f} \tag{7}$$

**RESULTADOS**

En la ecuación (7) se puede analizar la durabilidad temporal de los estados de captura, es decir, el tiempo en el que se puede considerar que el estado excitado es oscuro. Veamos como sería para los siguientes tres casos:

- $(g_2 / g_1) \ll 1$ : cuando el acoplamiento entre los niveles 1-3 es mucho mayor que el de los niveles 2-3 se obtiene:

$$\phi = 2n\pi \quad n=0,1,2,\dots \tag{8}$$

lo que implica una discretización del tiempo en el que el estado excitado es estado oscuro o de captura.

- $g_1 \sim g_2$ : cuando los campos son equiparables se obtiene también una relación para  $\phi$  que implica estados aventanados o discretizados dada por:

$$\phi = (n + 1/2)\pi \quad n=0,1,2,\dots \tag{9}$$

- Para el caso general se llega a la siguiente relación:

$$\cos \mathbf{f} = \frac{1-t}{1+t} \quad (10)$$

## PERSPECTIVAS

Se ha demostrado que para el caso de haces no polarizados los estados oscuros son susceptibles de aventanar temporalmente mediante una apropiada RWA, lo que implica la posibilidad de realizar capturas y almacenamiento de luz en forma periódica, con periodicidad determinada por la diferencia de frecuencia entre los dos haces, llamado comúnmente “Detuning” ( $\Delta_2$ ) y la naturaleza misma del medio.

Hacia el futuro, utilizando la misma redefinición anteriormente introducida para los estados de captura pensamos investigar la manipulación de la velocidad de grupo de los pulsos de luz y los fenómenos asociados.

## REFERENCIAS

- [1].L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Nature (London)**397**, 594 (1999).
- [2].M. Fleischauer, M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000)
- [3].K. Bergman, H. theuer, B. W. Shore, Rev of Modern Physics **70**, 3 (1998).
- [4].K. - J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 2593 (1991). J. E. Field, K. H. Hahn, S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **67**, 3062 (1991).
- [5].D. F. phillips, A. Fleischhauer. A. Mair, R. L. Walsworth, M. A. Lukin Phy. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
- [6].Pierre Meystre, Murray Sargent III, Elements of Quantum Optics, Springer –gVerlag. Chapter 1.