Transparência eletromagneticamente induzida

Edwin Pedrozo Peñafiel
Universidade de São Paulo, Instituto de Física de São Carlos

November 5, 2011

Abstract

Neste trabalho se faz uma descrição geral do fenômeno de transparência eletromagneticamente induzida, mostrando primeiramente o conceito de aprisionamento coerente nos chamados estados escuros. Não se pretende aqui, descrever rigurosamente o fenômeno, más sim, expor as ideias fundamentais que vão nós servir como ponto de partida para estudos mais rigurosos desse fenônemo ou outros relacionados, de grande beleza e interesse, sobretudo em campos como a óptica quântica.

Introdução

Ensembles atômicos preparados numa superposição coerente de estados produz o *efeito Hanle, photon echo, self-induced transparency,* and *coherent Raman Beats* (Coloco estes efeitos só para informação e quem tenha curiosidade ou interes em procurar mais informação, mas não sei o em que consistem, nem é o objetivo deste escrito describí-los).

Uma consequência interessante de preparar um sistema atômico numa superposição coerente de estados é que sob certas condições, é possível cancelar a absorção por corerencia atômica. Estes estados atômicos são chamados de "estados de aprisionamento" (*trapping states*). A observação de não absorção de radiação ressonante a través de coerencia atômica e interferência impacta no conceito de laseo sem inversão (*lasing without inversion, LWI*), melhoramento do indice de refração acompanhado por desaparecimento da absorção, e transparência eletromagneticamente induzida.

No fenômeno de LWI, a ideia fundamental é que a absorção é cancelada por coerência atômica e interferencia. Este fenômeno é também a essencia da EIT. Em geral estes processos são realizados em sistemas atômicos de três níveis nos quais existe uma rota coerente para a absorção que pode interferir destrutivamente, levando assim a cancelar a absorção. Então, uma pequena população no esatado excitado pode levar a um ganho neto.

Começemos então describendo o fenômeno de aprisionamento coerente com o que se conhece como estados escuros (*coherent trapping - dark states*).

Aprisionamento coerente - estados escuros

O fenômeno de aprisionamento coerente é uma consequência da superposição coerente de estados atômicos. Se o átomo é preparado numa superposição corente de estados, então é possível cancelar a absorção ou emissão sob certas condições. Estes átomos são efetivamente transparentes ao campo incidente inclusive na presença de transições ressonates.

Cosideremos o aprisionamento corente num átomo de três níveis interagindo com dois campos de frequências ν_1 and ν_2. Vamos assumir que o átomo esteja numa configuração Λ na qual os dois estados mais baixos $|b\rangle$ e $|c\rangle$ estão acoplados ao nível superior $|a\rangle$. O hamiltoniano do sistema, na aproximação de onda girante é

$$H = H_0 + H_1 \tag{1}$$

onde

$$H_0 = \hbar\omega_a \left|a\right\rangle \left\langle a\right| + \hbar\omega_b \left|b\right\rangle \left\langle b\right| + \hbar\omega_c \left|c\right\rangle \left\langle c\right| \tag{2}$$

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}e^{-i\nu_1 t}\left|a\right\rangle\left\langle b\right| + \Omega_{R2}e^{-i\phi_2}e^{-i\nu_2 t}\left|a\right\rangle\left\langle c\right|) + \text{H.c} \quad (3)$$

Aqui, $\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}$ e $\Omega_{R2}e^{-i\phi_2}$ são as as frequências de Rabi complexas associadas com o acoplamiento dos modos das frequências ν_1 e ν_2 às transições atômicas $\left|a\right\rangle \to \left|b\right\rangle$ e $\left|a\right\rangle \to \left|c\right\rangle$, respetivamente. Só estas duas são as únicas transições de dipolo permitidas.

A função atômica pode ser escrita como

$$\left|\psi(t)\right\rangle = c_a(t)\left|a\right\rangle + c_b(t)\left|b\right\rangle + c_c(t)\left|c\right\rangle \quad (4)$$

Usando a equação de Schrodinger

$$i\hbar\left|\dot{\psi}\right\rangle = H\left|\psi\right\rangle \quad (5)$$

podemos derivar as equações de movimento para as amplitudes de propabilidade $c_a(t)$, $c_b(t)$ y $c_c(t)$:

$$\dot{c}_a = \frac{i}{2}\left(\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}c_b + \Omega_{R2}e^{-i\phi_2}c_c\right) \quad (5a)$$

$$\dot{c}_b = \frac{i}{2}\Omega_{R1}e^{i\phi_1}c_a \quad (5b)$$

$$\dot{c}_c = \frac{i}{2}\Omega_{R2}e^{i\phi_2}c_a \quad (5c)$$

onde $\nu_1 = \omega_{ab}$, é a frequência ressonante com a transição $\left|a\right\rangle \to \left|b\right\rangle$, e a frequência $\nu_2 = \omega_{ac}$ é ressonante com a transição $\left|a\right\rangle \to \left|c\right\rangle$.

Se assumirmos um estado inicial para o sistema atômico ser uma superposição dos dois estados mais baixos $\left|b\right\rangle$ e $\left|c\right\rangle$ da forma

$$\left|\psi(0)\right\rangle = \cos(\theta/2)\left|b\right\rangle + \sin(\theta/2)e^{-i\varphi}\left|c\right\rangle \quad (6)$$

A solução do conjunto de equações (5) sujeito a esta condição inicial é dada por

$$c_a(t) = \frac{i\sin(\Omega t/2)}{\Omega}\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}\cos(\theta/2) \quad (7)$$
$$+\Omega_{R2}e^{-i(\phi_2+\varphi)}\sin(\theta/2)] \quad (1)$$

$$c_b(t) = \frac{1}{\Omega^2}\{\left[\Omega_{R2}^2 + \Omega_{R1}^2\cos(\Omega t/2)\right]\cos(\theta/2) \quad (8)$$
$$-2\Omega_{R1}\Omega_{R2}e^{i(\phi_1-\phi_2-\varphi)}\sin^2(\Omega t/4)\cos(\theta/2)\}$$

$$c_c(t) = \frac{1}{\Omega^2}\{-2\Omega_{R1}\Omega_{R2}e^{-i(\phi_1-\phi_2)}\sin^2(\Omega t/4)\cos(\theta/2) \quad (9)$$
$$+\left[\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2\cos(\Omega t/2)\right]e^{-i\varphi}\sin(\theta/2)\}$$

onde $\Omega^2 = \Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2$. *Para que aconteça o aprisionamento coerente* (*Coherent trapping*) devemos ter

$$\Omega_{R1}^2 = \Omega_{R2}^2, \qquad \theta = \pi/2, \qquad \phi_1 - \phi_2 - \varphi = \pm\pi \quad (10)$$

Assim, vamos ter

$$c_a(t) = 0 \quad (11a)$$

$$c_b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (11b)$$

$$c_c(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{-i\varphi} \quad (11c)$$

Por tanto, a população é *aprisionada* nos estados mais baixos e não há absorção inclusive na presença de campo. Então, no sistema de três níveis mostrado, o aprisionamento corentente acontece devido à interferencia quântica destrutiva entre as duas transições.

Um dos aspectos interessantes do aprisionamento coerente, é que ele pode ocentecer inclusive se os átomos não estejam num estado escuro em $t = 0$. Assim, o átomo pode ser forzado ir para este estado por ação de um campo eletromagnético e emissão espontânea via transferência adiabática de população. Um exemplo deste caso é a transparência eletromagnêticamente induzida (EIT: *Electromagnetically induced transparency*).

Transparência eletromagneticamente induzida (EIT)

Os níveis $\left|a\right\rangle$ e $\left|b\right\rangle$ estão acoplados por um campo de prova de amplidude E_0 e frequência ν. O nível $\left|a\right\rangle$ é acoplado a $\left|c\right\rangle$ por campo intenso de frequência ν_μ com freqência de Rabi complexa $\Omega_\mu e^{-i\phi_\mu}$. As taxas de decaimento para ρ_{ab}, ρ_{ac}, e ρ_{cb} são chamadas de γ_1, γ_2, e γ_3 respetivamente.

O hamiltoniano de interação do átomo e os dois campos é dado pela equação (3) com as substituições

$$\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}e^{-i\nu_1 t} = \frac{\wp_{ab}E_0}{\hbar}e^{-i\nu t} \quad (12a)$$

$$\Omega_{R2}e^{-i\phi_2}e^{-i\nu_2 t} = \Omega_\mu e^{-i\phi_\mu}e^{-i\nu_\mu t} \quad (12b)$$

As equações de movimento para os elementos da matriz densidade são dados por

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{ab} &= -\left(i\omega_{ab}+\gamma_1\right)\rho_{ab}-\frac{i}{2}\frac{\wp_{ab}E_0}{\hbar}e^{-i\nu t}\left(\rho_{aa}-\rho_{bb}\right)\\ &+\frac{i}{2}\Omega_\mu e^{-i\phi_\mu}e^{-i\nu_\mu t}\rho_{cb}\end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{cb} &= -\left(i\omega_{cb}+\gamma_3\right)\rho_{cb}-\frac{i}{2}\frac{\wp_{ab}E_0}{\hbar}e^{-i\nu t}\rho_{ca}\\ &+\frac{i}{2}\Omega_\mu e^{i\phi_\mu}e^{i\nu_\mu t}\rho_{ab}\end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{ac} &= -\left(i\omega_{ac}+\gamma_2\right)\rho_{ac}-i\Omega_\mu e^{i\phi_\mu}e^{-i\nu_\mu t}\left(\rho_{aa}-\rho_{cc}\right)\\ &+\frac{i}{2}\frac{\wp_{ab}E_0}{\hbar}e^{-i\nu t}\rho_{bc}\end{aligned} \tag{15}$$

A dispersão e absorção são dadas por ρ_{ab}. Para calcular esta quantidade, cosiderarmos que o átomo está inicialmente no estado $|b\rangle$, ou seja,

$$\rho_{bb}^{(0)}=1,\ \rho_{aa}^{(0)}=0,\ \rho_{cc}^{(0)}=0,\ \rho_{ca}^{(0)}=0 \tag{16}$$

Fazendo as subsituições

$$\rho_{ab} = \tilde{\rho}_{ab}e^{-i\nu t} \tag{17a}$$

$$\rho_{cb} = \tilde{\rho}_{cb}e^{-i(\nu+\omega_{ca})t} \tag{17b}$$

se obtem o seguinte conjunto de equações acopladas:

$$\begin{aligned}\dot{\tilde{\rho}}_{ab} &= -\left(\gamma_1+i\Delta\right)\tilde{\rho}_{ab}+\frac{i}{2}\frac{\wp_{ab}E_0}{\hbar}\\ &+\frac{i}{2}\Omega_\mu e^{-i\phi_\mu}\tilde{\rho}_{cb}\end{aligned} \tag{18}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{cb}=-\left(\gamma_3+i\Delta\right)\tilde{\rho}_{cb}+\frac{i}{2}\Omega_\mu e^{i\phi_\mu}\tilde{\rho}_{ab} \tag{19}$$

onde $\Delta=\omega_{ab}-\nu$ é a dessintonia do campo de prova e $\nu_\mu=\omega_{ac}$.

Como já disse, estamos interessados no termo ρ_{ab}, o qual, resovendo o sistema de equações anterior fica

$$\rho_{ab}(t)=\frac{\wp_{ab}E_0e^{-i\nu t}\left(\gamma_3+i\Delta\right)}{2\hbar\left[\left(\gamma_1+i\Delta\right)\left(\gamma_3+i\Delta\right)+\Omega_\mu^2/4\right]} \tag{20}$$

Usando as relações para a polarização complexa dadas por

$$\wp = \epsilon_0\chi E_0 \tag{21a}$$

$$P(z,t) = 2\wp\rho_{ab}e^{i[\nu t-kz+\phi(z,t)]} \tag{21b}$$

obtemos as expressões para a parte real e imaginaria da susceptibilidade $\chi=\chi\text{'}+\chi\text{"}$:

$$\begin{aligned}\chi\text{'} &= \frac{N_a\left|\wp_{ab}\right|^2\Delta}{\epsilon_0\hbar Z}[\gamma_3\left(\gamma_1+\gamma_3\right)\\ &+\left(\Delta^2-\gamma_1\gamma_3-\Omega_\mu^2/4\right)]\end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned}\chi\text{"} &= \frac{N_a\left|\wp_{ab}\right|^2}{\epsilon_0\hbar Z}[\Delta^2\left(\gamma_1+\gamma_3\right)\\ &-\gamma_3\left(\Delta^2-\gamma_1\gamma_3-\Omega_\mu^2/4\right)]\end{aligned} \tag{23}$$

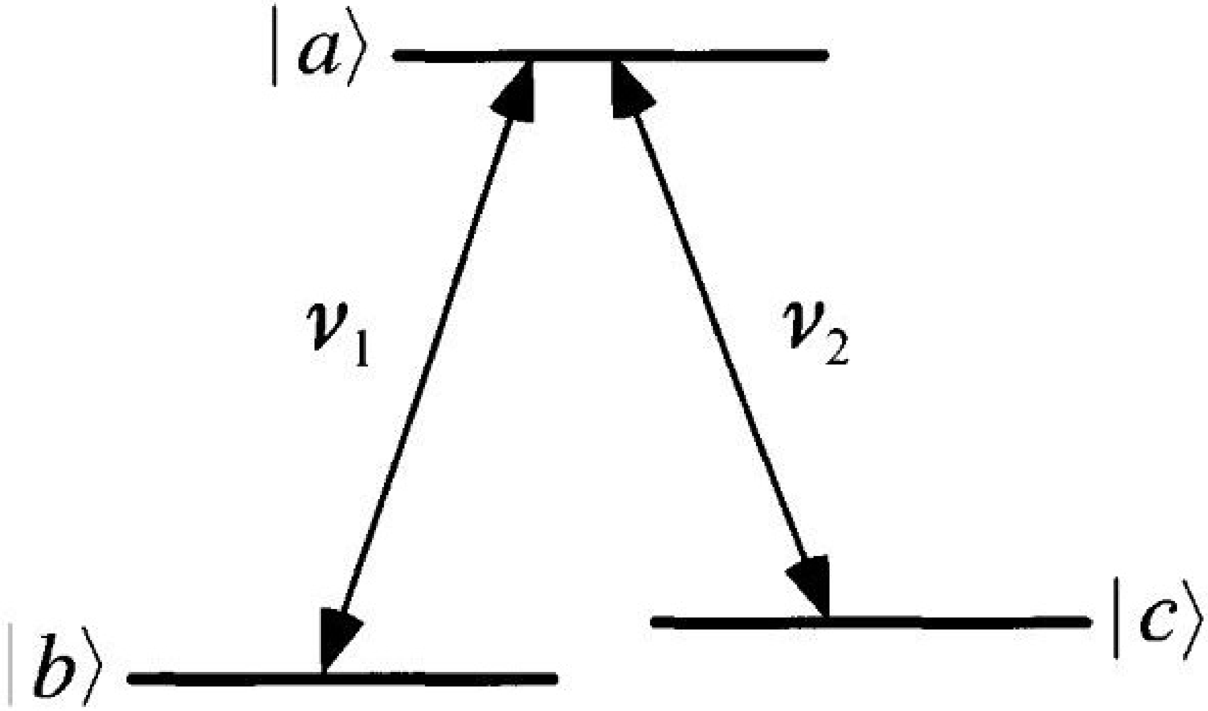
onde N_a é o número de densidade atômica e $Z=\left(\Delta^2-\gamma_1\gamma_3-\Omega_\mu^2/4\right)+\Delta^2\left(\gamma_1+\gamma_3\right)^2$. As quantidades $\chi\text{'}$ e $\chi\text{"}$ estão relacionadas à dispersão e absorção.

As equações (22) e (23) mostram as susceptibilidades como função da dessintonia Δ em unidades de taxa de decaimento atômico γ_1, para $\Omega_\mu=2\gamma_1$ e $\gamma_1\gg\gamma_3$ ($\gamma_3=10^{-4}\gamma_1$). Vemos que para $\Delta=0$, ou seja quando temos o campo de prova ressonante com a transição $|b\rangle\rightarrow|a\rangle$, tanto $\chi\text{'}$ quanto $\chi\text{"}$ são iguais a zero, ou seja, a absorção é quasi zero quando o índice de refração é igual à unidade ($n^2(\nu)=1+\chi(\nu)$), assim, o meio se torna transparente sob a ação de um campo intenso. *Este é um exemplo de transparência eletromagneticamente induzida* (EIT).

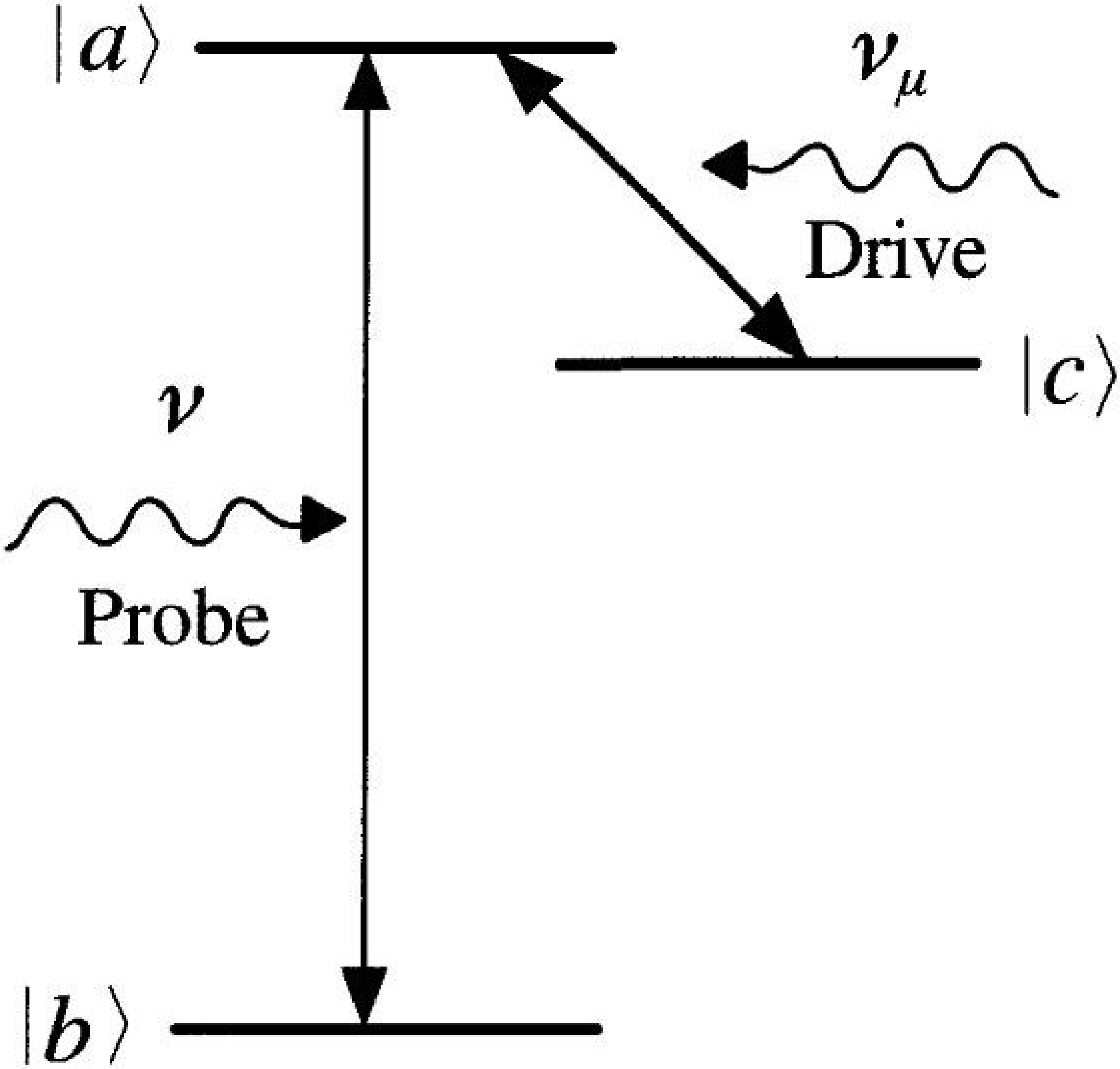
References

[1] Scully M. O.; Shuhail zubairy M., Quantum Optics, Cambrige: Cambrige University Press, Cambrige, 1997

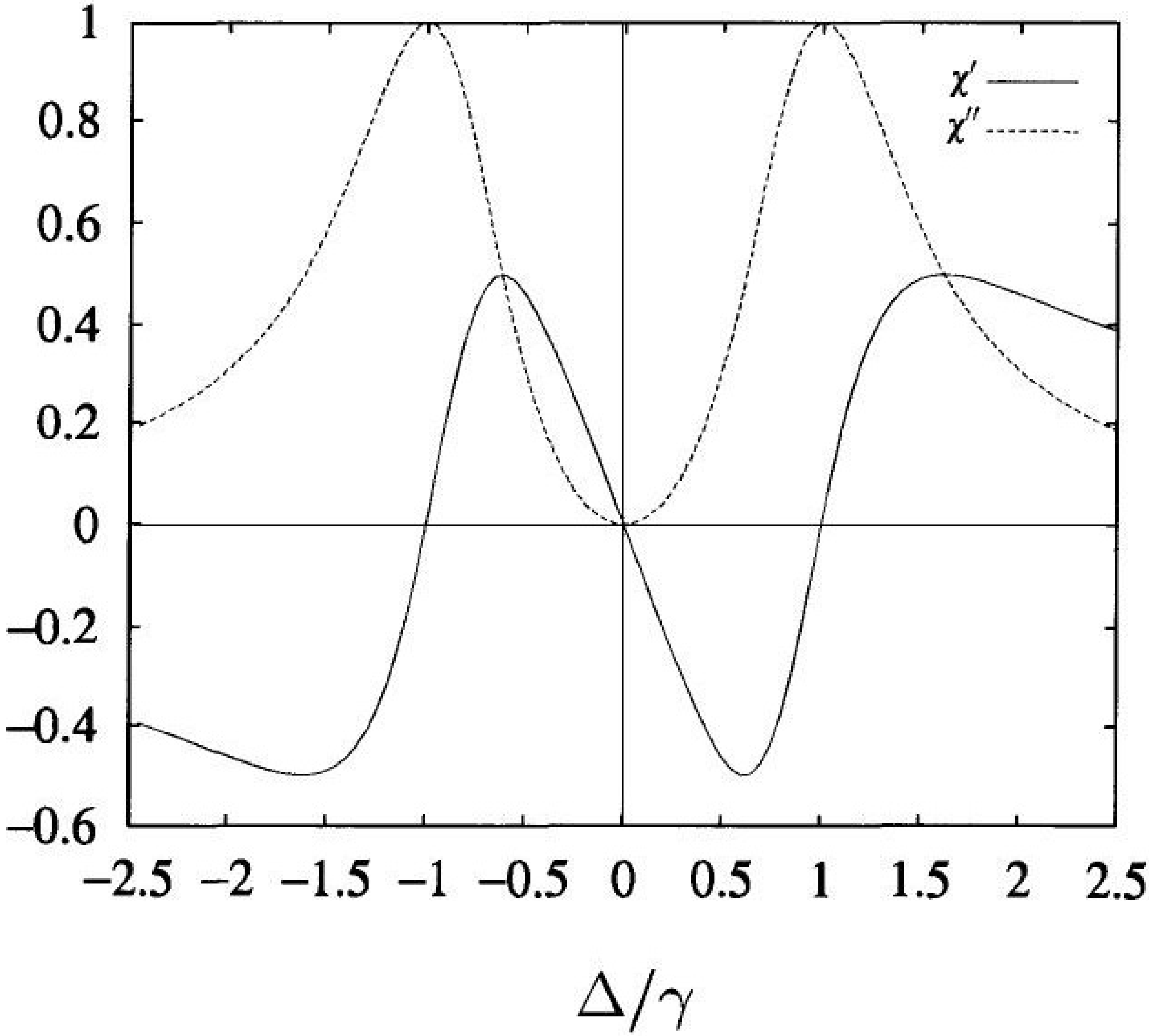
[2] Fleischhauer, M.; Imamoglu, A.; Marangos, J. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media Reviews in Modern Physics, v. 77, n. 2, p. 633-673, Apr. 2005.



$|a\rangle$
ν_1
ν_2
$|b\rangle$
$|c\rangle$



$|a\rangle$
ν_μ
Drive
$|c\rangle$
ν
Probe
$|b\rangle$



1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
−0.2
−0.4
−0.6
−2.5
−2
−1.5
−1
−0.5
0
0.5
1
1.5
2
2.5
χ'
χ''
Δ/γ