

# ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ PHÂN CỰC VÀ PHA TƯƠNG ĐỐI CỦA CÁC TRƯỜNG LASER LÊN TÍNH CHẤT QUANG CỦA MÔI TRƯỜNG NGUYÊN TỬ BA MỨC BẬC THANG

Lê Nguyễn Mai Anh<sup>(1,2)</sup>, Nguyễn Huy Bằng<sup>(1)</sup>,  
Lê Thị Hồng Hiếu<sup>(3)</sup> và Lê Văn Đoài<sup>(1)</sup>

<sup>1</sup>Trường Đại học Vinh, 182 Lê Duẩn, TP Vinh

<sup>2</sup>Trường Đại học Nông Lâm TP. Hồ Chí Minh, Thủ Đức, TP Hồ Chí Minh

<sup>3</sup>Trường Phổ thông DTNT-THCS Kỳ Sơn, Nghệ An

Ngày nhận bài 28/01/2019, ngày nhận đăng 4/4/2019

**Tóm tắt:** Trong công trình này, chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của tham số giao thoa  $p$  của các phát xạ tự phát (sinh ra do sự phân cực của ánh sáng và sự định hướng không trục giao của các momen lưỡng cực điện) và pha tương đối  $\varphi$  của các trường laser lên hệ số hấp thụ và tán sắc của môi trường nguyên tử  $^{85}\text{Rb}$  ba mức năng lượng cấu hình bậc thang bằng phương pháp giải tích. Kết quả khảo sát cho thấy: ảnh hưởng của tham số  $p$  làm độ rộng của cửa sổ trong suốt bị hẹp hơn, đồng thời phổ hấp thụ ở hai bên cửa sổ trong suốt được tăng lên. Điều này làm tăng độ dốc của đường cong tán sắc thường trong miền phổ trong suốt; hệ số hấp thụ và tán sắc biến thiên theo độ lệch pha với chu kỳ  $2\pi$ . Tại  $\varphi = 0$  và  $\varphi = 2\pi$  thì hệ số hấp thụ lớn nhất, tại  $\varphi = \pi$  thì hệ số hấp thụ nhỏ nhất. Đối với hệ số tán sắc, tại  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = 2\pi$  và  $\varphi = \pi$  thì hệ số tán sắc bị triệt tiêu, còn tại  $\varphi = \pi/2$  và  $\varphi = 3\pi/4$  thì hệ số tán sắc đạt cực trị. Kết quả giải tích là hữu ích cho sự quan sát thực nghiệm và nghiên cứu các ứng dụng liên quan.

## I. MỞ ĐẦU

Sự hấp thụ và tán sắc là những tính chất quang cơ bản của môi trường, chúng là yếu tố chính quyết định đến chất lượng các tín hiệu quang lan truyền trong môi trường. Trong miền tần số cộng hưởng, hệ số hấp thụ và tán sắc biến thiên nhanh và gây ra những hiệu ứng quang khác nhau. Vì vậy, nếu điều khiển được hệ số hấp thụ và tán sắc thì chúng ta có thể điều khiển được các hiệu ứng quang của môi trường trong các thiết bị quang.

Đối với các môi trường nguyên tử hai mức năng lượng, do sự hấp thụ mạnh trong miền cộng hưởng nên có thể gây ra các hiệu ứng nhiệt không mong muốn hoặc làm giảm cường độ ánh sáng và giảm hiệu suất của các hiệu ứng quang. Vì vậy, các nhà nghiên cứu luôn tìm cách điều khiển làm giảm sự hấp thụ cộng hưởng. Hiện nay, để giảm và thậm chí triệt tiêu sự hấp thụ cộng hưởng thì người ta sử dụng hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ - EIT (Electromagnetically Induced Transparency) [1]. Theo đó, các tính chất quang của môi trường đối với một chùm ánh sáng có thể được điều khiển bởi chùm ánh sáng khác.

Trong những nghiên cứu ban đầu về EIT, hệ số hấp thụ và tán sắc của môi trường đối với chùm ánh sáng dò được điều khiển bởi cường độ và tần số của ánh sáng bơm [2].

Bên cạnh sự hấp thụ cộng hưởng bị triệt tiêu, các tính chất tán sắc tuyến tính và phi tuyến của môi trường cũng bị thay đổi rất đáng kể, dẫn đến các ứng dụng đột phá như làm chậm vận tốc nhóm ánh sáng [3], tăng cường phi tuyến Kerr [4], điều khiển lưỡng ổn định quang [5], lan truyền xung không mất mát [6]...

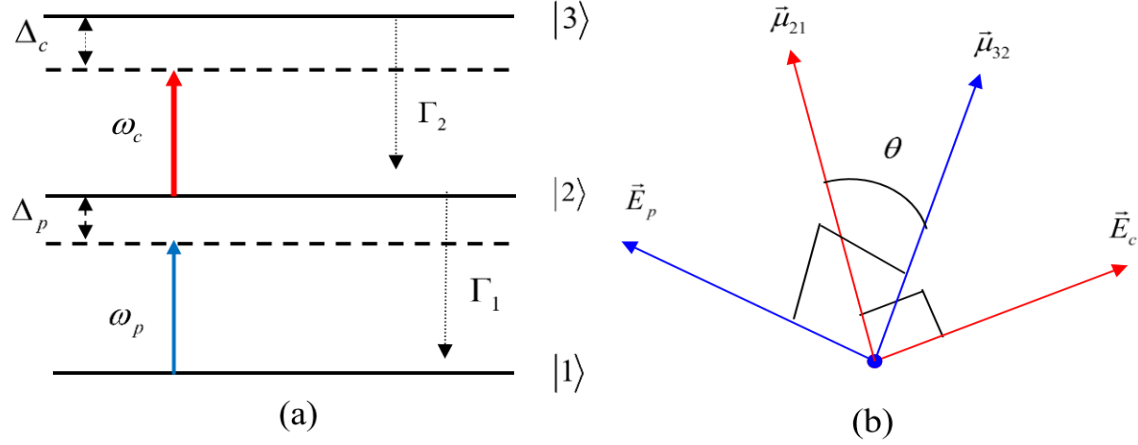
Ngoài cường độ và tần số, một chùm laser còn được đặc trưng bởi pha và sự phân cực, do đó chúng ta cũng có thể điều khiển hệ số hấp thụ và tán sắc theo pha và phân cực của các chùm laser. Nhờ sự phân cực của các trường laser, người ta có thể tạo ra sự định hướng không trực giao của các momen lưỡng cực điện nguyên tử. Sự định hướng không trực giao này dẫn đến sự giao thoa của các phát xạ tự phát giữa các dịch chuyển khác nhau bên trong hệ nguyên tử và tạo ra một độ kết hợp nguyên tử được gọi là *độ kết hợp được tạo bởi phát xạ tự phát - SGC* (Spontaneously Generated Coherence) [7]. Gần đây, ảnh hưởng của SGC lên các tính chất quang của môi trường EIT đã được nghiên cứu bằng phương pháp số, chẳng hạn như: ảnh hưởng của SGC lên hệ số hấp thụ và tán sắc [8], vận tốc nhóm ánh sáng [9]... Kết quả nghiên cứu cũng cho thấy, sự có mặt của SGC làm môi trường khí nguyên tử trở nên bất đối xứng, do đó tính đáp ứng của môi trường rất nhạy với pha của các trường laser [10].

Cho đến nay, các biểu thức hệ số hấp thụ và tán sắc trong hệ ba mức năng lượng đã được dẫn ra theo cường độ, tần số hay độ rộng của các trường laser, các tham số của nguyên tử và nhiệt độ môi trường. Theo đó, các hệ số hấp thụ và tán sắc đã được điều khiển theo cường độ, tần số hay độ rộng của các trường laser, các tham số của hệ nguyên tử và nhiệt độ của môi trường (hay độ rộng Doppler). Tuy nhiên, các biểu thức hệ số hấp thụ và tán sắc của môi trường EIT ba mức năng lượng khi có mặt của hiệu ứng SGC và pha của các trường laser vẫn chưa được dẫn ra. Về mặt ứng dụng, một biểu thức như vậy là rất thiết thực để nghiên cứu điều khiển sự hấp thụ và tán sắc theo các tham số của laser (cường độ, tần số, pha và phân cực) và làm cơ sở cho các nghiên cứu ứng dụng liên quan như điều khiển vận tốc nhóm ánh sáng, điều khiển hệ số phi tuyến Kerr, điều khiển lưỡng ổn định quang...

Trong công trình này, sử dụng lý thuyết bán cổ điển và hình thức luận ma trận mật độ, chúng tôi dẫn ra biểu thức của hệ số hấp thụ và tán sắc của môi trường nguyên tử ba mức theo các tham số của các trường laser như cường độ, tần số, pha và sự phân cực. Từ đó, chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của cường độ, tần số, pha và sự phân cực của các trường laser lên các tính chất hấp thụ và tán sắc của môi trường.

## II. MÔ HÌNH LÝ THUYẾT

Xét môi trường nguyên tử ba mức năng lượng được kích thích bởi một chùm laser dò (có tần số  $\omega_p$ , vectơ cường độ điện trường  $\vec{E}_p$ ) và một chùm laser bơm (có tần số  $\omega_c$ , vectơ cường độ điện trường  $\vec{E}_c$ ) theo cấu hình bậc thang như trên Hình 1(a).



**Hình 1:** (a) Sơ đồ kích thích hệ nguyên tử ba mức cấu hình bậc thang  
(b) Sự định hướng không trực giao giữa hai momen lưỡng cực điện  $\vec{\mu}_{21}$  và  $\vec{\mu}_{32}$

Gọi  $\Gamma_1$  và  $\Gamma_2$  tương ứng là tốc độ phân rã tự phát từ trạng thái  $|2\rangle$  xuống trạng thái  $|1\rangle$  và từ trạng thái  $|3\rangle$  xuống trạng thái  $|2\rangle$ , ta có [7]:

$$\Gamma_1 = \frac{\sqrt{\omega_p^3 \mu_{21}^2}}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \text{ và } \Gamma_2 = \frac{\sqrt{\omega_c^3 \mu_{32}^2}}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (1)$$

Ký hiệu  $\Delta_p$  và  $\Delta_c$  là độ lệch tần của trường laser dò và laser bơm so với tần số cộng hưởng nguyên tử tương ứng:

$$\Delta_p = \omega_{21} - \omega_p \text{ và } \Delta_c = \omega_{32} - \omega_c. \quad (2)$$

Do sự định hướng không trực giao giữa các momen lưỡng cực điện của các dịch chuyển nguyên tử nên trong nguyên tử sinh ra sự giao thoa giữa các phát xạ tự phát, được đặc trưng bởi [7]:

$$\Gamma_{12} = \frac{\sqrt{\omega_p^3 \omega_c^3}}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \vec{\mu}_{21} \cdot \vec{\mu}_{32} = \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \cos \theta = p \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}, \quad (3)$$

ở đây  $\theta$  là góc giữa hai vectơ  $\vec{\mu}_{21}$  và  $\vec{\mu}_{32}$ . Hướng phân cực của các trường laser được lựa chọn sao cho mỗi trường chỉ cảm ứng một dịch chuyển, do đó góc hợp bởi các momen lưỡng cực điện được biểu diễn như Hình 1(b). Tham số  $p = \frac{\vec{\mu}_{21} \cdot \vec{\mu}_{32}}{|\vec{\mu}_{21}| |\vec{\mu}_{32}|} = \cos \theta$  biểu diễn

cường độ giao thoa giữa các phát xạ tự phát khi hệ nguyên tử các momen lưỡng cực điện bị định hướng không trực giao. Khi hai momen lưỡng cực điện song song thì  $\cos \theta = 1$  nên  $p = 1$ , do đó sự giao thoa là lớn nhất và  $\Gamma_{12} = \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2}$ ; khi hai momen lưỡng cực điện là trực giao thì  $\cos \theta = 0$  nên  $p = 0$ , suy ra  $\Gamma_{12} = 0$  tức là không xảy ra sự giao thoa của các phát xạ tự phát.

Dưới tác dụng của các trường laser, sự tiến triển của các trạng thái lượng tử của hệ có thể được mô tả thông qua ma trận mật độ  $\rho$  theo các phương trình sau:

$$\dot{\rho}_{11} = 2\Gamma_1 \rho_{22} + \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{21} - \rho_{12}), \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -2\Gamma_1\rho_{22} + 2\Gamma_2\rho_{33} + \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}) + \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{32} - \rho_{23}), \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -2\Gamma_2\rho_{33} + \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}), \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{21} = [i\Delta_1 - \Gamma_1]\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{31} + 2\Gamma_{12}\rho_{32}, \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{23} = [-i\Delta_2 - \Gamma_1 - \Gamma_2]\rho_{23} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}), \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{31} = [i(\Delta_1 + \Delta_2) - \Gamma_2]\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{32} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{21}, \quad (9)$$

trong đó  $\Omega_p$  và  $\Omega_c$  tương ứng là tần số Rabi của trường laser dò và laser bơm, liên hệ với cường độ điện trường theo hệ thức:

$$\Omega_p = \frac{d_{21}E_p}{\hbar} \quad \text{và} \quad \Omega_c = \frac{d_{32}E_c}{\hbar} \quad (10)$$

với  $d_{21}$  và  $d_{32}$  tương ứng là các mômen lưỡng cực điện của các dịch chuyển  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  và  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ .

Trong trường hợp tổng quát, các tần số Rabi của các trường laser có thể được xem như là các tham số phức. Để đơn giản trong tính toán, chúng ta viết lại các tần số Rabi như sau:

$$\Omega_p = G_p e^{-i\varphi_p}, \quad \Omega_c = G_c e^{-i\varphi_c}, \quad (11)$$

với  $G_p$  và  $G_c$  là các tham số thực,  $\varphi_p$  và  $\varphi_c$  lần lượt là pha của trường laser dò và laser bơm.

Tương tự, các phần tử ma trận mật độ cũng có thể được viết dưới dạng:

$$\sigma_{21} \equiv \rho_{21} e^{-i\varphi_p}, \quad \sigma_{23} \equiv \rho_{23} e^{-i\varphi_c} \quad \text{và} \quad \sigma_{31} \equiv \rho_{31} e^{-i(\varphi_p + \varphi_c)}. \quad (12)$$

Khi đó, các phương trình ma trận mật độ (4) - (9) được viết lại:

$$\dot{\sigma}_{11} = 2\Gamma_1\sigma_{22} + \frac{i}{2}G_p(\sigma_{21} - \sigma_{12}), \quad (13)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = -2\Gamma_1\sigma_{22} + 2\Gamma_2\sigma_{33} + \frac{i}{2}G_p(\sigma_{12} - \sigma_{21}) + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{32} - \sigma_{23}), \quad (14)$$

$$\dot{\sigma}_{33} = -2\Gamma_2\sigma_{33} + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{23} - \sigma_{32}), \quad (15)$$

$$\dot{\sigma}_{23} = \gamma_{23}\sigma_{23} + \frac{i}{2}G_p\sigma_{13} + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{33} - \sigma_{22}), \quad (16)$$

$$\dot{\sigma}_{31} = \gamma_{31}\sigma_{31} - \frac{i}{2}G_p\sigma_{32} + \frac{i}{2}G_c\sigma_{21}, \quad (17)$$

$$\dot{\sigma}_{21} = \gamma_{21}\sigma_{21} - \frac{i}{2}G_p(\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \frac{i}{2}G_c\sigma_{31} + 2\Gamma_{12}e^{i(\varphi_p - \varphi_c)}\sigma_{32} \quad (18)$$

trong đó  $\gamma_{31} = i(\Delta_1 + \Delta_2) - \Gamma_2$ ,  $\gamma_{21} = i\Delta_1 - \Gamma_1$  và  $\gamma_{23} = -i\Delta_2 - \Gamma_1 - \Gamma_2$ . Chúng ta đặt  $\varphi = \varphi_p - \varphi_c$  là pha tương đối giữa trường laser dò và laser bơm.

Bây giờ chúng ta giải hệ phương trình ma trận mật độ (13) - (18) trong điều kiện dừng, nghĩa là  $\dot{\sigma}_{mm} = 0$ . Từ các phương trình (13), (15), (17), chúng ta suy ra, một cách tương ứng:

$$\sigma_{22} = \frac{iG_p(\sigma_{12} - \sigma_{21})}{4\Gamma_1}, \quad (19)$$

$$\sigma_{33} = \frac{iG_c(\sigma_{23} - \sigma_{32})}{4\Gamma_2}, \quad (20)$$

$$\sigma_{32} = \frac{\gamma_{31}\sigma_{31} + \frac{i}{2}G_c\sigma_{21}}{\frac{i}{2}G_p} \quad \text{và} \quad \sigma_{23} = \frac{-\gamma_{13}\sigma_{13} + \frac{i}{2}G_c\sigma_{12}}{\frac{i}{2}G_p}. \quad (21)$$

Từ các phương trình (19) - (21) chúng ta tìm được:

$$\frac{i}{2}G_c(\sigma_{32} - \sigma_{23}) = \frac{G_c[\gamma_{31}\sigma_{31} + \gamma_{13}\sigma_{13} + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{21} - \sigma_{12})]}{G_p}, \quad (22)$$

$$\frac{i}{2}G_c(\sigma_{22} - \sigma_{33}) = -\frac{G_cG_p(\sigma_{12} - \sigma_{21})}{8\Gamma_1} + \frac{iG_c^2[\gamma_{31}\sigma_{31} + \gamma_{13}\sigma_{13} + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{21} - \sigma_{12})]}{4\Gamma_2G_p}. \quad (23)$$

Từ phương trình (16) suy ra:

$$0 = \gamma_{32}\sigma_{32} - \frac{i}{2}G_p\sigma_{31} + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{22} - \sigma_{33}). \quad (24)$$

Thay phương trình (23) và (21) vào phương trình (24) ta được:

$$0 = -16i\Gamma_2\Gamma_1\gamma_{32}\gamma_{31}\sigma_{31} + 8\Gamma_2\Gamma_1\gamma_{32}G_c\sigma_{21} - 4i\Gamma_2\Gamma_1G_p^2\sigma_{31} + \Gamma_2G_cG_p^2(\sigma_{21} - \sigma_{12}) + 2i\Gamma_1G_c^2[\gamma_{31}\sigma_{31} + \gamma_{13}\sigma_{13} + \frac{i}{2}G_c(\sigma_{21} - \sigma_{12})]. \quad (25)$$

Nhân hai vế của phương trình (25) với số phức  $i$  ta được:

$$[16\Gamma_2\Gamma_1\gamma_{32}\gamma_{31} + 4\Gamma_2\Gamma_1G_p^2 - 2\Gamma_1\gamma_{31}G_c^2]\sigma_{31} = iG_c[\Gamma_1G_c^2 + \Gamma_2G_p^2](\sigma_{21} - \sigma_{12}) - i8\Gamma_2\Gamma_1\gamma_{32}G_c\sigma_{21} + 2\Gamma_1\gamma_{13}G_c^2\sigma_{13}. \quad (26)$$

Để thuận tiện cho việc tính toán, chúng ta đặt:

$$A_{321} = 16\Gamma_2\Gamma_1\gamma_{32}\gamma_{31} + 4\Gamma_2\Gamma_1G_p^2 - 2\Gamma_1\gamma_{31}G_c^2, \quad (27a)$$

$$A_{32} = 8\Gamma_2\Gamma_1\gamma_{32}G_c, \quad (27b)$$

$$A_{13} = 2\Gamma_1\gamma_{13}G_c^2, \quad (27c)$$

$$A = G_c[\Gamma_1G_c^2 + \Gamma_2G_p^2]. \quad (27d)$$

Lúc đó phương trình (26) trở thành:

$$A_{321}\sigma_{31} = iA(\sigma_{21} - \sigma_{12}) - iA_{32}\sigma_{21} + A_{13}\sigma_{13}. \quad (28)$$

Lấy liên hiệp phức phương trình (26) ta được:

$$A_{123}\sigma_{13} = -iA(\sigma_{12} - \sigma_{21}) + iA_{23}\sigma_{12} + A_{31}\sigma_{31}. \quad (29)$$

Suy ra:

$$\sigma_{13} = \frac{-iA(\sigma_{12} - \sigma_{21}) + iA_{23}\sigma_{12} + A_{31}\sigma_{31}}{A_{123}}, \quad (30)$$

Thay phương trình (30) vào phương trình (28), ta được:

$$\sigma_{31} = \frac{i[AA_{123} + A_{13}A - A_{32}A_{123}]\sigma_{21} + i[A_{13}A_{23} - A_{13}A - AA_{123}]\sigma_{12}}{A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}}. \quad (31)$$

Tiếp tục đặt:

$$A_1 = AA_{123} + A_{13}A - A_{32}A_{123}, \quad (32a)$$

$$A_2 = A_{13}A_{23} - A_{13}A - AA_{123}, \quad (32b)$$

$$A_3 = A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}. \quad (32c)$$

Trên đây, chúng ta đã ký hiệu  $A_{nmk}$  là liên hợp phức của  $A_{kmn}$ .

Khi đó, phương trình (31) được viết lại:

$$\sigma_{31} = \frac{iA_1\sigma_{21} + iA_2\sigma_{12}}{A_3}. \quad (33)$$

Thay  $\sigma_{31}$  vào phương trình (21), ta được:

$$\sigma_{32} = \frac{(2\gamma_{31}A_1 + G_cA_3)\sigma_{21} + 2\gamma_{31}A_2\sigma_{12}}{G_pA_3}. \quad (34)$$

Cuối cùng, từ các phương trình (18), (33) và (34) chúng ta tìm được nghiệm cho phần tử ma trận mật độ  $\sigma_{21}$  tương ứng với dịch chuyển của chùm laser dờ:

$$\sigma_{21} = \frac{\frac{i}{2}G_p(\gamma_{12} + F_1 + F_2^*)}{F_1F_1^* - (\gamma_{21} + F_2)(\gamma_{12} + F_2^*)}, \quad (35)$$

trong đó:

$$F_1 = \left( \frac{4\Gamma_{12}\gamma_{31}e^{i\varphi}}{G_p} - \frac{G_c}{2} \right) \frac{A_2}{A_3}, \quad (36a)$$

$$F_2 = 2\Gamma_{12}e^{i\varphi} \left( \frac{2\gamma_{31}A_1}{G_pA_3} + \frac{G_c}{G_p} \right) - \frac{G_c}{2} \frac{A_1}{A_3}, \quad (36b)$$

$F^*$  là liên hợp phức của  $F$ .

Phần tử ma trận mật độ  $\sigma_{21}$  liên hệ với độ cảm điện của môi trường theo biểu thức:

$$\chi = -2 \frac{N\mu_{21}^2}{\varepsilon_0\hbar\Omega_p} \sigma_{21}. \quad (37)$$

Khi đó, hệ số hấp thụ ( $\alpha$ ) và tán sắc ( $n$ ) của môi trường đối với chùm ánh sáng dờ được xác định như sau:

$$\alpha = \frac{\omega_p\chi''}{c}, \quad (38)$$

$$n = \frac{\omega_p\chi'}{2c}, \quad (39)$$

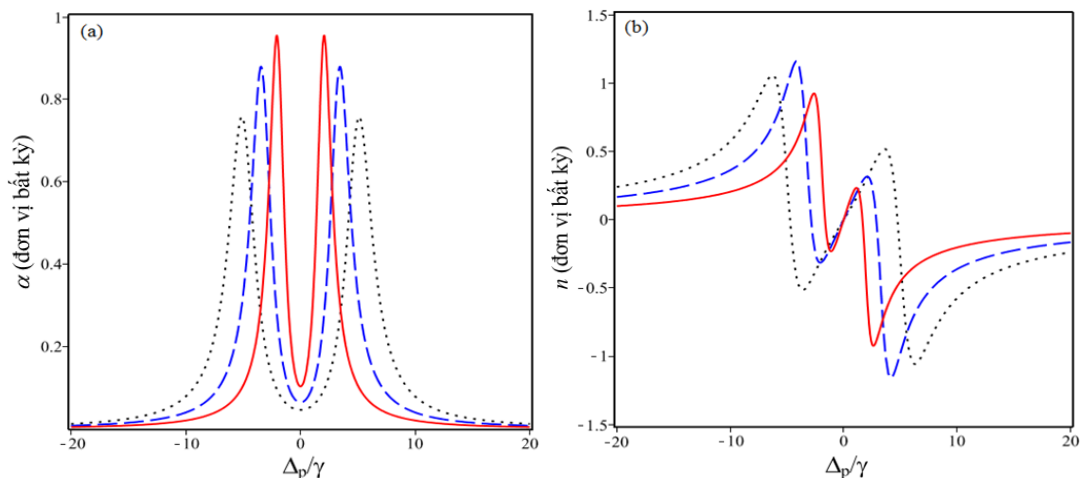
trong đó  $\chi'$  và  $\chi''$  tương ứng là phần thực và phần ảo của độ cảm điện  $\chi$ ;  $c$  là vận tốc của ánh sáng trong chân không.

Chúng ta sử dụng các biểu thức (38) và (39) để nghiên cứu ảnh hưởng của sự phân cực và pha của các trường laser lên tính chất quang (hấp thụ và tán sắc) của môi trường. Để cụ thể, chúng ta áp dụng các kết quả tính toán cho môi trường nguyên tử  $^{85}\text{Rb}$  với các mức năng lượng  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  và  $|3\rangle$  tương ứng với các trạng thái  $5^2S_{1/2}, F=1$ ,  $5^2P_{3/2}, F'=2$  và  $5^2D_{5/2}, F''=3$ . Tốc độ phát xạ tự phát của trạng thái  $5^2P_{3/2}$  là  $\Gamma_1 = \gamma = 6\text{MHz}$ , của trạng thái  $5^2D_{5/2}$  là  $\Gamma_2 = 0,97\text{MHz}$  [11]. Các tham số khác được chọn là:  $N = 4,5 \times 10^{11}$  nguyên tử/cm<sup>3</sup>,  $\mu_{21} = 1,6 \times 10^{-29}$  C.m và  $\omega_p = 3,84 \times 10^8$  MHz.

Để thấy được ảnh hưởng của SGC lên hệ số hấp thụ và tán sắc, chúng tôi cố định các tham số của chùm laser bơm tại  $\Delta_c = 0$ ,  $\Omega_c = 10\gamma$  và vẽ đồ thị của hệ số hấp thụ (a), hệ số tán sắc (b) theo độ lệch tần số chùm laser dò  $\Delta_p$  tại một số giá trị khác nhau của tham số giao thoa lượng tử  $p = 0$  (đường chấm chấm),  $p = 0,7$  (đường nét đứt) và  $p = 0,9$  (đường nét liền), như trên Hình 2. Các tham số khác được sử dụng trong Hình 2 là  $\Delta_c = 0$ ,  $\Omega_c = 10\gamma$  và  $\varphi = 0$ .

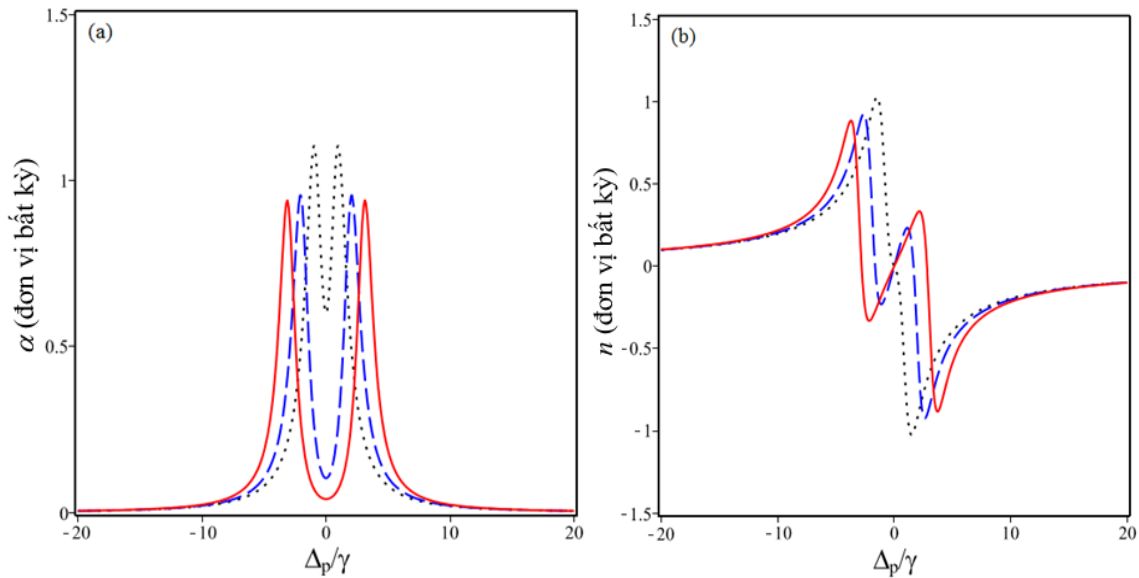
Từ Hình 2(a) chúng ta thấy khi có mặt của chùm laser bơm với cường độ (tỷ lệ với tần số Rabi)  $\Omega_c = 10\gamma$  thì trên đồ thị hệ số hấp thụ xuất hiện một cửa sổ trong suốt tại tần số cộng hưởng với độ trong suốt gần 100%. Tuy nhiên, độ sâu và độ rộng của cửa sổ EIT phụ thuộc vào tham số giao thoa  $p$ . Cụ thể, khi tăng giá trị của  $p$  thì độ rộng của cửa sổ EIT bị thu hẹp, đồng thời các miền tần số ở hai bên cửa sổ EIT bị hấp thụ mạnh hơn.

Cùng với sự thay đổi của hệ số hấp thụ, tính chất tán sắc cũng bị thay đổi như trên Hình 2(b). Cụ thể, trên đồ thị của hệ số tán sắc xuất hiện một đường tán sắc thường trong miền tần số trong suốt. Do độ sâu và độ rộng của cửa sổ EIT bị thay đổi khi thay đổi tham số  $p$  nên đường cong tán sắc thường này trở nên dốc hơn và cao hơn khi tăng tham số  $p$ . Điều này có ý nghĩa rất quan trọng khi áp dụng để điều khiển làm chậm vận tốc nhóm ánh sáng.



**Hình 2:** Sự biến thiên của hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) theo  $\Delta_p$  tại các giá trị khác nhau của tham số  $p = 0$  (đường chấm chấm),  $p = 0,7$  (đường nét đứt) và  $p = 0,9$  (đường nét liền). Các tham số khác:  $\Delta_c = 0$ ,  $\Omega_c = 10\gamma$  và  $\varphi = 0$ .

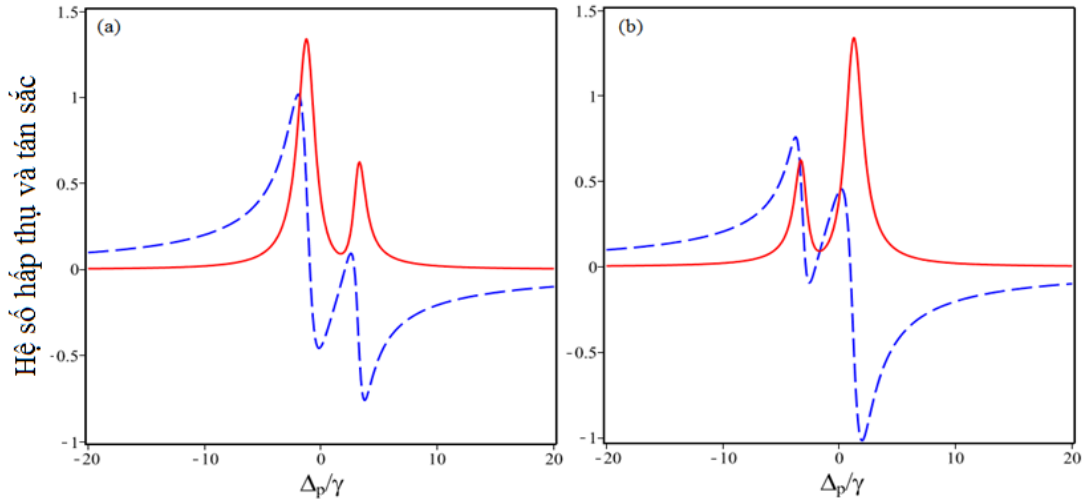
Để thấy được ảnh hưởng của cường độ (tần số Rabi) của chùm laser bơm lên hệ số hấp thụ và tán sắc khi có mặt hiệu ứng SGC, chúng tôi cố định tham số giao thoa  $p = 0,9$  và vẽ đồ thị hệ số hấp thụ, hệ số tán sắc theo độ lệch tần số chùm laser dò  $\Delta_p$  tại một số giá trị khác nhau của tần số Rabi laser bơm  $\Omega_c = 5\gamma$  (đường chấm chấm),  $\Omega_c = 10\gamma$  (đường nét đứt) và  $\Omega_c = 15\gamma$  (đường nét liền), như mô tả trên Hình 3. Các tham số khác được sử dụng trong Hình 3 là  $\Delta_c = 0$  và  $\varphi = 0$ . Từ Hình 3(a) chúng ta thấy khi tăng dần giá trị của tần số Rabi của trường laser bơm  $\Omega_c$  thì độ sâu và độ rộng của cửa sổ EIT cũng tăng lên. Một cách tương ứng, độ dốc của đường cong tán sắc thường (trong miền phổ EIT) giảm khi tăng giá trị của  $\Omega_c$  (do độ rộng cửa sổ EIT tăng) như ta thấy trên Hình 3(b).



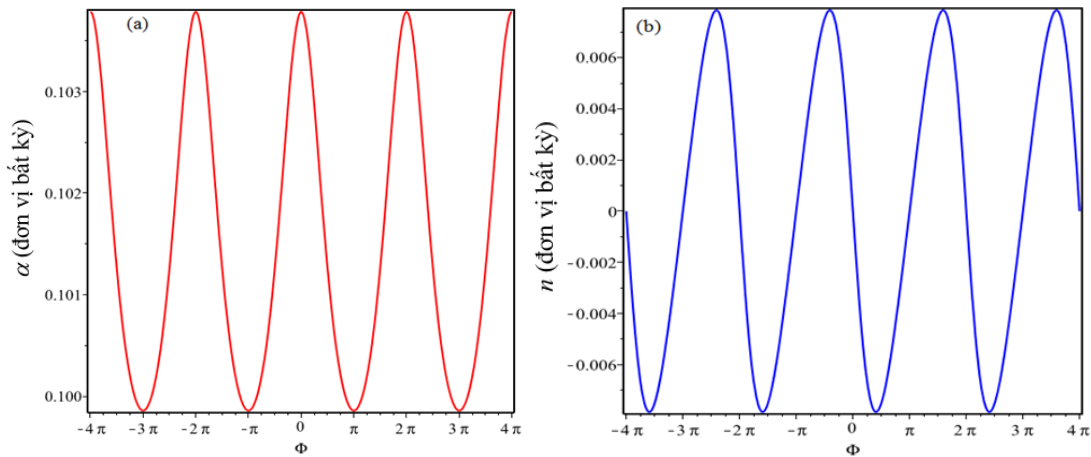
**Hình 3.** Sự biến thiên của hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) theo  $\Delta_p$  tại các giá trị khác nhau của tham số  $\Omega_c = 5\gamma$  (đường chấm chấm),  $\Omega_c = 10\gamma$  (đường nét đứt) và  $\Omega_c = 15\gamma$  (đường nét liền). Các tham số khác:  $\Delta_c = 0$ ,  $p = 0,9$  và  $\varphi = 0$ .

Trong Hình 4, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của tần số của chùm laser bơm lên hệ số hấp thụ và tán sắc khi có mặt của hiệu ứng SGC. Chúng tôi cố định tham số giao thoa  $p = 0,9$  và vẽ đồ thị hệ số hấp thụ (đường nét liền) và hệ số tán sắc (đường nét đứt) theo độ lệch tần số chùm laser dò  $\Delta_p$  tại một số giá trị khác nhau của tần số laser bơm  $\Delta_c = -2\gamma$  (Hình 4a),  $\Delta_c = 2\gamma$  (Hình 4b). Các tham số khác được sử dụng trong Hình 4 là  $\Omega_c = 0$  và  $\varphi = 0$ . Chúng ta thấy khi điều chỉnh độ lệch tần số của trường laser bơm về phía âm (Hình 4a) hoặc về phía dương (Hình 4b) thì miền phổ trong suốt và đường cong tán sắc thường dịch chuyển sang miền độ lệch tần số dương hoặc âm của chùm laser dò tương ứng. Sự dịch chuyển này là do điều kiện cộng hưởng hai photon để hình thành hiệu ứng EIT.





**Hình 4:** Sự biến thiên của hệ số hấp thụ và tán sắc theo  $\Delta_p$  tại các giá trị khác nhau của tham số  $\Delta_c = -2\gamma$  (a) và  $\Delta_c = 2\gamma$  (b). Các tham số  $\Omega_c = 0$ ,  $p = 0,9$  và  $\varphi = 0$ .

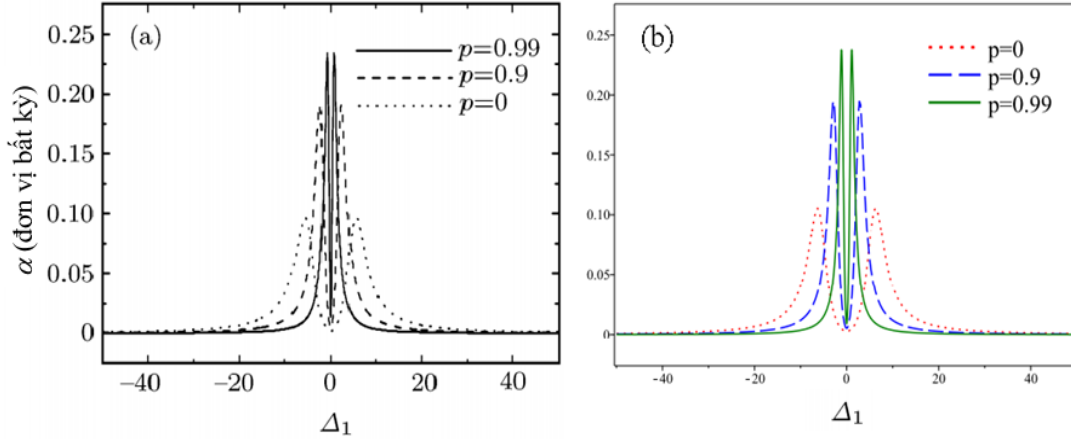


**Hình 5:** Sự biến thiên của hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) theo độ lệch pha  $\varphi$  tại các giá trị cố định của tham số  $p = 0,9$ ,  $\Delta_c = \Delta_p = 0$  và  $\Omega_c = 0$ .

Hình 5 trình bày kết quả khảo sát sự biến thiên của hệ số hấp thụ và tán sắc theo độ lệch pha giữa chùm laser dò và laser bơm bằng cách cố định tham số  $p = 0,9$  và các tham số của các chùm laser tại  $\Omega_c = 10\gamma$ ,  $\Delta_p = \Delta_c = 0$ . Các kết quả khảo sát được mô tả như trên Hình 5(a) cho hệ số hấp thụ và Hình 5(b) cho hệ số tán sắc. Từ các hình vẽ này chúng ta thấy hệ số hấp thụ và tán sắc biến thiên theo độ lệch pha giữa ánh sáng dò và ánh sáng điều khiển với chu kỳ  $2\pi$ . Cụ thể, tại  $\varphi = 0$  và  $\varphi = 2\pi$  thì hệ số hấp thụ lớn nhất, còn tại  $\varphi = \pi$  thì hệ số hấp thụ nhỏ nhất. Tương ứng với các giá trị cực trị của hấp thụ thì hệ số tán sắc triệt tiêu, còn tại  $\varphi = \pi/2$  và tại  $\varphi = 3\pi/4$  thì hệ số tán sắc đạt cực trị, do tại các vị trí này hệ số hấp thụ biến thiên nhanh nhất.

Cuối cùng, để minh chứng cho tính chính xác của biểu thức giải tích đã tính toán ở trên, chúng tôi so sánh các đồ thị hệ số hấp thụ được vẽ từ biểu thức giải tích trong công trình của chúng tôi với các đồ thị đã được vẽ bằng phương pháp số trong công trình

[8] cũng cho cấu hình bậc thang ba mức, như được mô tả trên Hình 6. Các tham số được sử dụng cho cả hai hình là  $\varphi = 0$ ,  $\Delta_c = 0$ ,  $\Gamma_1 = \gamma$ ,  $\Gamma_2 = 0,02\gamma$ ,  $\Omega_p = 2,5\gamma$  và  $\Omega_c = 5\gamma$ . Sự so sánh cho thấy có sự trùng hợp rất tốt giữa kết quả giải tích và kết quả số. Điều này khẳng định tính chính xác của các biểu thức giải tích thu được trong công trình này.



**Hình 6:** (a) Hệ số hấp thụ được vẽ bằng phương pháp số trong công trình [8], (b) Hệ số hấp thụ được vẽ bằng biểu thức giải tích trong công trình này. Các tham số được sử dụng cho cả hai hình là  $\varphi = 0$ ,  $\Delta_c = 0$ ,  $\Gamma_1 = \gamma$ ,  $\Gamma_2 = 0,02\gamma$ ,  $\Omega_p = 2,5\gamma$  và  $\Omega_c = 5\gamma$ .

#### IV. KẾT LUẬN

Bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ trong trạng thái dừng, chúng tôi đã dẫn ra được biểu thức giải tích cho hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc của môi trường nguyên tử ba mức năng lượng cấu hình bậc thang khi kể đến pha và sự phân cực của các trường laser. Các kết quả tính toán được áp dụng cho môi trường nguyên tử  $^{85}\text{Rb}$  cho thấy khi cường độ laser tăng thì độ sâu và độ rộng cửa sổ EIT cũng tăng, đồng thời độ dốc và độ cao của đường tán sắc thường bị giảm. Vị trí của cửa sổ EIT được dịch sang trái hoặc sang phải trên trục độ lệch tần số chùm dò  $\Delta_p$  khi điều chỉnh độ lệch tần số chùm bơm  $\Delta_c$  về giá trị dương hoặc âm. Khi tham số giao thoa  $p$  tăng lên thì độ rộng của cửa sổ EIT bị thu hẹp hơn, đồng thời hệ số hấp thụ ở hai bên cửa sổ EIT được tăng lên. Điều này làm tăng độ dốc và độ cao của đường cong tán sắc thường trong miền phổ trong suốt, do đó làm giảm vận tốc nhóm ánh sáng. Hệ số hấp thụ và tán sắc biến thiên theo độ lệch pha với chu kỳ  $2\pi$ . Tại  $\varphi = 0$  và  $\varphi = 2\pi$  thì hệ số hấp thụ lớn nhất, còn tại  $\varphi = \pi$  thì hệ số hấp thụ nhỏ nhất. Tương ứng với các giá trị cực trị của hấp thụ thì hệ số tán sắc triệt tiêu, còn tại  $\varphi = \pi/2$  và tại  $\varphi = 3\pi/4$  thì hệ số tán sắc đạt cực trị.

**Lời cảm ơn:** Công trình này được thực hiện dưới sự tài trợ của đề tài mã số ĐTĐLCN.17/17 của Bộ Khoa học và Công nghệ.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, *Observation of electromagnetically induced transparency*, Phys. Rev. Lett. 66, 1991, p. 2593.

- [2] Y. Li and M. Xiao, *Electromagnetically induced transparency in a three-level  $\Lambda$ -type system in rubidium atoms*, Phys. Rev. A 51, 1995, pp. 2703-2706.
- [3] V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*, Nature 397, 1999, pp. 594-598.
- [4] L. V. Doai, D. X. Khoa, N. H. Bang, *EIT enhanced self-Kerr nonlinearity in the three-level lambda system under Doppler broadening*, Phys. Scr. 90, 2015, 045502.
- [5] A. Joshi, A. Brown, H. Wang and M. Xiao, *Controlling optical bistability in a three-level atomic system*, Phys. Rev. A 67, 2003, 041801.
- [6] D. X. Khoa, H. M. Dong, L. V. Doai and N. H. Bang, *Propagation of laser pulse in a three-level cascade inhomogeneously broadened medium under electromagnetically induced transparency conditions*, Optik 131, 2017, 497.
- [7] Z. Ficek, *Quantum interference in atomic and molecular systems*, Modern Nonlinear Optics, Part 1, Second Edition: Advances in Chemical Physics, Volume 119, 2001 pp. 79-154.
- [8] H. M. Ma, S. Q. Gong, Z. R. Sun, R. X. Li and Z. Z. Xu, *Effects of spontaneously induced coherence on absorption of a ladder-type atom*, Chin. Phys. 11, 2006, 2588.
- [9] Y. Bai, H. Guo, D. Han, H. Sun, *Effects of spontaneously generated coherence on the group velocity in a V system*, Phys. Lett A 340, 2005, pp. 342-346.
- [10] X. J. Fan, A. Y. Li, F. G. Bu, H. X. Qiao, J. Du, Z. Z. Xu, *Phase-dependent properties for absorption and dispersion in a closed equispaced three-level ladder system*, Optik 119, 2008, pp. 540-544.
- [11] Daniel Adam Steck: Rubidium 85 D Line Data. <http://steck.us/alkalidata>

## SUMMARY

### INFLUENCES OF POLARIZATION AND RELATIVE PHASE OF LASER FIELDS ON THE OPTICAL PROPERTIES OF THREE-LEVEL CASCADE ATOMIC MEDIUM

In this work, we study the influences of interference parameter of spontaneously emissions (generated by the polarization of light and the non-orthogonal orientation of electric dipole moments)  $p$  and relative phase of the laser fields  $\varphi$  on the absorption and dispersion coefficients of  $^{85}\text{Rb}$  three-level cascade atomic medium by analytical method. The results show that the influence of parameter  $p$  leads to a narrower of the transparent window, while the absorption spectrum on both sides of the transparent window is enhanced. This increases the slope of normal dispersion curve inside the transparent spectral domain; the absorption and dispersion coefficients vary according to the phase difference with the period of  $2\pi$ . At  $\varphi = 0$  and  $\varphi = 2\pi$ , the absorption coefficient is largest, while at  $\varphi = \pi$ , the absorption coefficient is smallest. For dispersion coefficient, at  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = 2\pi$  and  $\varphi = \pi$ , the dispersion coefficient is vanished, while it reaches the extreme value when  $\varphi = \pi/2$  and  $\varphi = 3\pi/4$ . Analytical results are useful for experimental observation and related applications.