

ẢNH HƯỞNG ĐỘ LỆCH TẦN CỦA CÁC CHÙM LASER ĐIỀU KHIỂN LÊN HỆ SỐ HẤP THỤ VÀ TÁN SẮC TRONG HỆ NGUYÊN TỬ ^{85}Rb CẤU HÌNH CHỮ Y

Nguyễn Tiến Dũng*

Tóm tắt: Trong công trình này, chúng tôi thiết lập hệ biểu thức giải tích của hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc của hệ nguyên tử ^{85}Rb cấu hình chữ Y với một chùm laser có cường độ yếu (chùm dò) dưới sự cảm ứng của hai chùm laser có cường độ mạnh (chùm điều khiển) và nghiên cứu ảnh hưởng độ lệch tần số của các chùm laser điều khiển lên hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc. Kết quả cho thấy rằng, với cấu hình này xuất hiện các cửa sổ trong suốt đối với chùm laser dò. Độ sâu và độ rộng hoặc vị trí của các cửa sổ này có thể điều khiển được bằng cách thay độ lệch tần số của các trường laser điều khiển.

Từ khóa: Hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ; Hệ số tán sắc; Hệ số hấp thụ.

1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Điều khiển sự hấp thụ và tán sắc dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ hiện đang được chú ý nghiên cứu trên cả hai phương diện lý thuyết và thực nghiệm đối với các hệ nguyên tử, phân tử khác nhau bởi có nhiều triển vọng ứng dụng. Tiêu biểu là làm chậm vận tốc nhóm của ánh sáng [1, 2], tạo các bộ chuyển mạch quang học [3], tăng hiệu suất các quá trình quang phi tuyến [4, 5]. Đặc biệt, sự ra đời của các kỹ thuật làm lạnh nguyên tử bằng laser trong thời gian gần đây đã tạo ra các hệ nguyên tử lạnh mà ở đó các va chạm dẫn đến sự biến đổi pha giữa các trạng thái lượng tử của điện tử có thể được bỏ qua. Các nhà khoa học kỳ vọng điều này sẽ tạo một bước đột phá trong ứng dụng vào chế tạo các thiết bị quang tử học có độ nhạy cao. Để đạt được mục đích này, việc mô tả chính xác hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc là rất quan trọng.

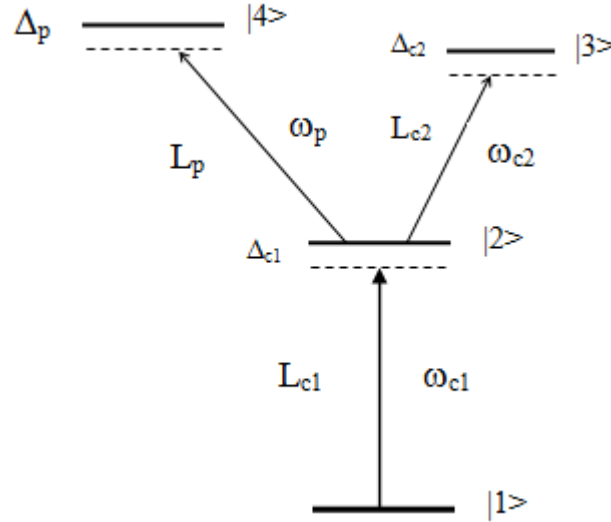
Cấu hình cơ bản để nghiên cứu hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ là các cấu hình 3 mức năng lượng [6, 7]. Khi đó, sự trong suốt quang học có thể được tạo ra trong miền phổ rất hẹp (gọi là “cửa sổ”) xung quanh tần số cộng hưởng. Để tăng khả năng ứng dụng của hiệu ứng này, các nhà khoa học đã chú ý đến việc tạo ra nhiều cửa sổ trong suốt. Một phương án đã được đề xuất là đưa thêm các trường laser điều khiển để kích thích thêm các trạng thái tham gia quá trình giao thoa. Kết quả tính toán lý thuyết của nhóm này mặc dù phù hợp tốt với các kiểm chứng thực nghiệm nhưng không thuận lợi cho các ứng dụng khác nhau do các hệ số này chỉ được xác định bằng số tại một vài giá trị thông số của trường laser điều khiển. Trong bài báo này, chúng tôi đề xuất sử dụng phương pháp giải tích đã được áp dụng cho các hệ nguyên tử 3 mức trong công trình [6, 7] vào hệ bốn mức cấu hình chữ Y với hai chùm laser điều khiển cho hệ nguyên tử ^{85}Rb . Theo đó, điều kiện cường độ chùm laser dò yếu so với các chùm laser điều khiển được đưa vào để đơn giản hóa quá trình giải hệ phương trình ma trận mật độ của hệ nguyên tử.

2. HỆ SỐ HẤP THỤ VÀ HỆ SỐ TÁN SẮC

Khảo sát hệ nguyên tử ^{85}Rb bốn mức cấu hình chữ Y như hình 1. Trạng thái $|1\rangle$ là trạng thái cơ bản tương ứng với mức $5S_{1/2}$ ($F=3$). Các trạng thái $|2\rangle$, $|3\rangle$ và $|4\rangle$ là các trạng thái kích thích tương ứng với các mức $5P_{3/2}$ ($F'=3$), $5D_{5/2}$ ($F''=4$) và $5D_{5/2}$ ($F''=3$) [8].

Ta đưa vào hệ nguyên tử ba chùm laser có tần số và cường độ thích hợp: chùm laser dò L_p có cường độ yếu E_p và tần số ω_p điều hướng dịch chuyển từ mức $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ và tần số

Rabi của chùm dò $\Omega_p = \frac{\mu_{42} E_p}{\hbar}$; hai chùm laser điều khiển L_{c1} và L_{c2} kích thích nguyên tử chuyển từ mức $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ và $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ có tần số Rabi lần lượt là $\Omega_{c1} = \frac{\mu_{21} E_{c1}}{\hbar}$ và $\Omega_{c2} = \frac{\mu_{32} E_{c2}}{\hbar}$, trong đó μ_{ij} là mômen lưỡng cực điện đối với dịch chuyển $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$.



Hình 1. Cấu hình lý thuyết chữ Y cho nguyên tử ^{85}Rb .

Dưới tác dụng của các trường quang học, sự tiến triển các trạng thái lượng tử của hệ nguyên tử có thể được mô tả qua ma trận mật độ ρ theo phương trình Liouville [6,7].

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] \tag{1}$$

Hamilton của hệ viết dưới dạng ma trận:

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & \frac{\hbar\Omega_{c1}}{2} e^{i\omega_{c1}t} & 0 & 0 \\ \frac{\hbar\Omega_{c1}}{2} e^{-i\omega_{c1}t} & \hbar\omega_2 & \frac{\hbar\Omega_{c2}}{2} e^{i\omega_{c2}t} & \frac{\hbar\Omega_p}{2} e^{i\omega_p t} \\ 0 & \frac{\hbar\Omega_{c2}}{2} e^{-i\omega_{c2}t} & \hbar\omega_3 & 0 \\ 0 & \frac{\hbar\Omega_p}{2} e^{-i\omega_p t} & 0 & \hbar\omega_4 \end{pmatrix} \tag{2}$$

Xét sự biến thiên chậm, ta đặt $\rho_{43} = \tilde{\rho}_{43} e^{-i(\omega_p - \omega_{c2})t}$, $\rho_{42} = \tilde{\rho}_{42} e^{-i\omega_p t}$, $\rho_{41} = \tilde{\rho}_{41} e^{-i(\omega_p + \omega_{c1})t}$, $\rho_{32} = \tilde{\rho}_{32} e^{-i\omega_{c2}t}$, $\rho_{31} = \tilde{\rho}_{31} e^{-i(\omega_{c1} + \omega_{c2})t}$, $\rho_{21} = \tilde{\rho}_{21} e^{-i\omega_{c1}t}$. Chúng ta giả sử ban đầu hệ nguyên tử ở mức $|2\rangle$ do đó: $\rho_{11} \approx \rho_{33} \approx \rho_{44} \approx 0, \rho_{22} = 1$ và tìm nghiệm trong trạng thái dừng:

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (3)$$

Hệ phân tử xét trong bài toán này có 4 mức nên phương trình (1) là một hệ gồm $4 \times 4 = 16$ phương trình cho các phần tử ma trận mật độ ρ_{ik} . Tuy nhiên, vì chỉ quan tâm đến phần tử ma trận ứng với dịch chuyển tạo bởi chùm dò nên ta chỉ cần viết 3 phương trình cho các phần tử ma trận mật độ liên quan đại lượng cần tính. Trong gần đúng sóng quay và gần đúng lưỡng cực điện, bỏ qua các biến đổi trung gian, hệ 3 phương này có thể đưa được về dạng:

$$0 = \frac{i\Omega_{c1}}{2} \tilde{\rho}_{42} - \frac{i\Omega_p}{2} \rho_{21} + [i(\Delta_{c1} + \Delta_p) - \gamma_{41}] \tilde{\rho}_{41} \quad (4.1)$$

$$0 = \frac{i\Omega_{c1}}{2} \tilde{\rho}_{41} + \frac{i\Omega_{c2}}{2} \tilde{\rho}_{43} + \frac{i\Omega_p}{2} (\rho_{44} - \rho_{22}) + (i\Delta_p - \gamma_{42}) \tilde{\rho}_{42} \quad (4.2)$$

$$0 = \frac{i\Omega_{c2}}{2} \tilde{\rho}_{42} - \frac{i\Omega_p}{2} \tilde{\rho}_{23} + [i(\Delta_p - \Delta_{c2}) - \gamma_{43}] \tilde{\rho}_{43} \quad (4.3)$$

Vì $\Omega_p \ll (\Omega_{c1} \text{ và } \Omega_{c2})$ nên ta bỏ qua số hạng $\frac{i\Omega_p}{2} \tilde{\rho}_{21}$ và $\frac{i\Omega_p}{2} \tilde{\rho}_{23}$ trong phương trình (4.1) và (4.3).

Giải hệ phương trình (4.1) – (4.3) ta được:

$$\tilde{\rho}_{42} = \frac{-i\Omega_p / 2}{\gamma_{42} - i\Delta_p + \frac{\Omega_{c1}^2 / 4}{\gamma_{41} - i(\Delta_p + \Delta_{c1})} + \frac{\Omega_{c2}^2 / 4}{\gamma_{43} - i(\Delta_p - \Delta_{c2})}} \quad (5)$$

Để dàng nhận thấy, khi không có laser L_{c2} , tức là $\Omega_{c2} = 0$ thì biểu thức (5) trở về cấu hình ba mức bậc thang.

Mặt khác, độ cảm của nguyên tử đối với chùm laser dò liên hệ ρ_{42} theo biểu thức [6]:

$$\chi = -2 \frac{Nd_{21}}{\varepsilon_0 E_p} \tilde{\rho}_{42} = \chi' + i\chi'' \quad (6)$$

với N là mật độ phân tử, còn ε_0 là hằng số điện môi của chân không.

Để xác định các biểu thức của hệ số hấp thụ α và hệ số tán sắc n của môi trường phân tử hai nguyên tử đối với chùm dò, ta sử dụng phần ảo của độ cảm tuyến tính $\tilde{\rho}_{42}$ ở (6), ta có hệ số tán sắc

$$n = 1 + \frac{1}{2} \chi' = 1 - \frac{N\mu_{42}^2}{\Omega_p \hbar \varepsilon_0} \text{Re}(\tilde{\rho}_{42}) \quad (7)$$

và hệ số hấp thụ đối với chùm dò:

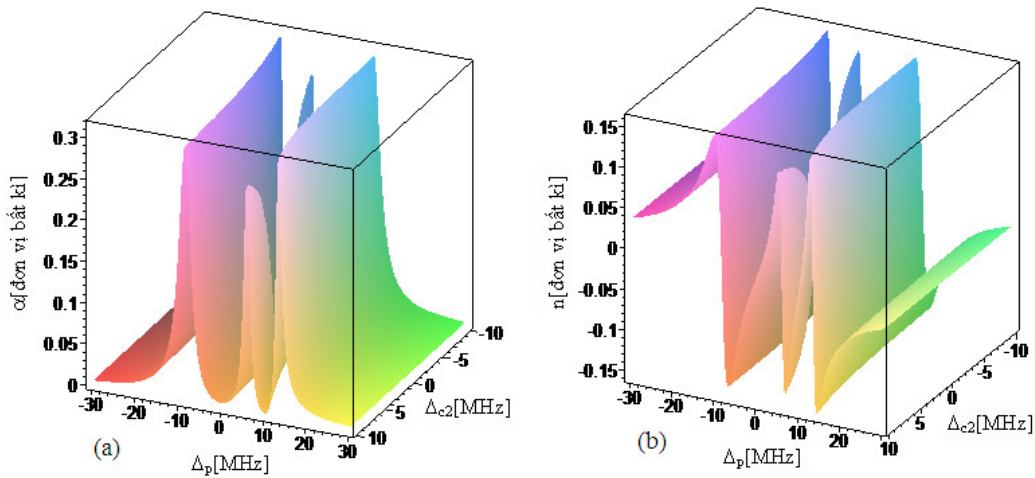
$$\alpha = \frac{\chi'' \omega_p}{c} = -\frac{2\omega_p N\mu_{42}^2}{\Omega_p \hbar \varepsilon_0 c} \text{Im}(\tilde{\rho}_{42}) \quad (8)$$

trong đó, $\text{Im}(\tilde{\rho}_{42})$ và $\text{Re}(\tilde{\rho}_{42})$ là phần ảo và phần thực của $\tilde{\rho}_{42}$.

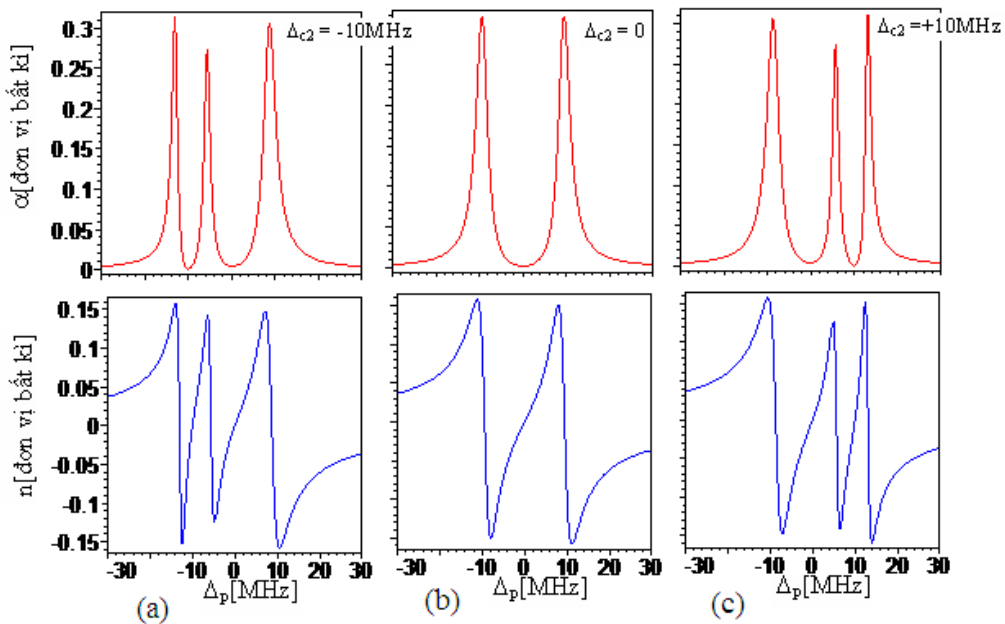
3. ẢNH HƯỞNG CỦA ĐỘ LỆCH TẦN SỐ CỦA HAI LASER ĐIỀU KHIỂN LÊN HỆ SỐ HẤP THỤ VÀ TÁN SẮC

3.1. Ảnh hưởng độ lệch tần của chùm laser L_{c2}

Để khảo sát ảnh hưởng của độ lệch tần lên công suất hấp thụ và tán sắc, chúng ta vẽ đồ thị ba chiều hệ số hấp thụ và tán sắc theo độ lệch tần của chùm laser điều khiển L_{c2} và độ lệch tần chùm dò khi cố định tần số Rabi của các chùm laser tại các giá trị $\Omega_{c1} = 16$ MHz và $\Omega_{c2} = 10$ MHz. Cố định tần số của chùm laser L_{c1} tại tần số của dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, tức là $\Delta_{c1} = 0$. Kết quả được thể hiện trên hình 2.



Hình 2. Đồ thị ba chiều của hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) theo Δ_{c2} và Δ_p khi $\Omega_{c2} = 10$ MHz, $\Omega_{c1} = 16$ MHz và $\Delta_{c1} = 0$.



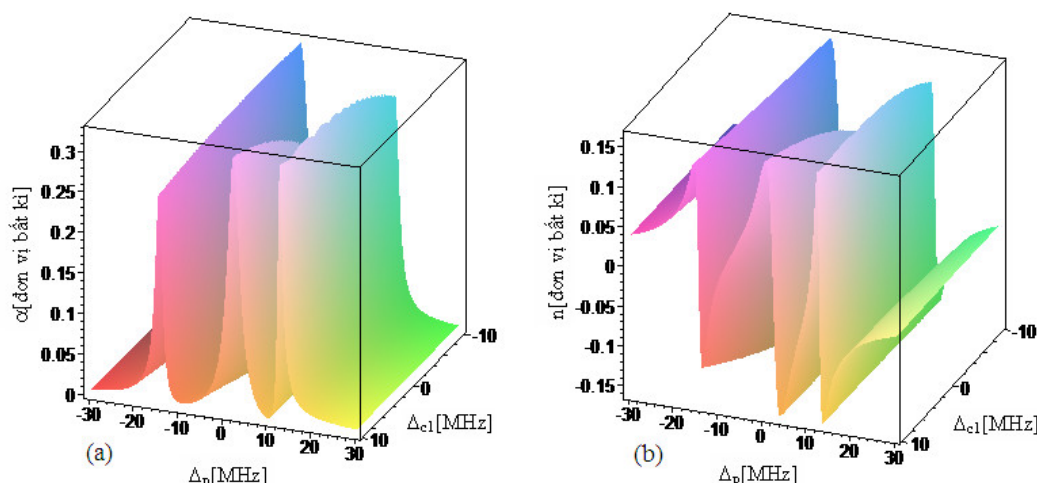
Hình 3. Đồ thị hai chiều của hệ số hấp thụ (màu đỏ) và tán sắc (màu xanh) tại một số giá trị của Δ_{c2} khi $\Omega_{c2} = 10$ MHz, $\Omega_{c1} = 16$ MHz và $\Delta_{c1} = 0$.

Theo hình 2 ta thấy rằng, khi thay đổi giá trị của độ lệch tần Δ_{c2} thì vị trí của cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ (hình 2a) và vị trí của miền tán sắc thường trên công tua tán sắc (hình 2b) cũng bị dịch chuyển tương ứng trên trục độ lệch tần chùm dò Δ_p . Sự dịch chuyển này thỏa mãn điều kiện cộng hưởng hai photon đối với cấu hình bậc thang $\Delta_p + \Delta_{c1} = 0$ và chữ V $\Delta_p - \Delta_{c2} = 0$. Điều này được minh họa trực quan hơn trên hình 3.

Theo hình 3a, khi $\Delta_{c2} = -10\text{MHz}$ thì cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ xuất hiện do sự có mặt của laser L_{c2} , và do đó, miền tán sắc thường trên công tua tán sắc bị dịch chuyển về vị trí $\Delta_p = -10\text{MHz}$ tương ứng trên trục độ lệch tần chùm dò. Theo hình 3b, khi $\Delta_{c2} = 0$ thì hai cửa sổ trong suốt (mà do sự có mặt của cửa hai chùm laser điều khiển) trùng vào nhau và do đó cũng chỉ có một miền tán sắc thường. Theo hình 3c, khi $\Delta_{c2} = +10\text{MHz}$ thì cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ và do đó miền tán sắc thường trên công tua tán sắc bị dịch chuyển về vị trí $\Delta_p = +10\text{MHz}$ tương ứng trên trục độ lệch tần chùm dò.

3.2. Ảnh hưởng theo độ lệch tần của chùm laser L_{c1}

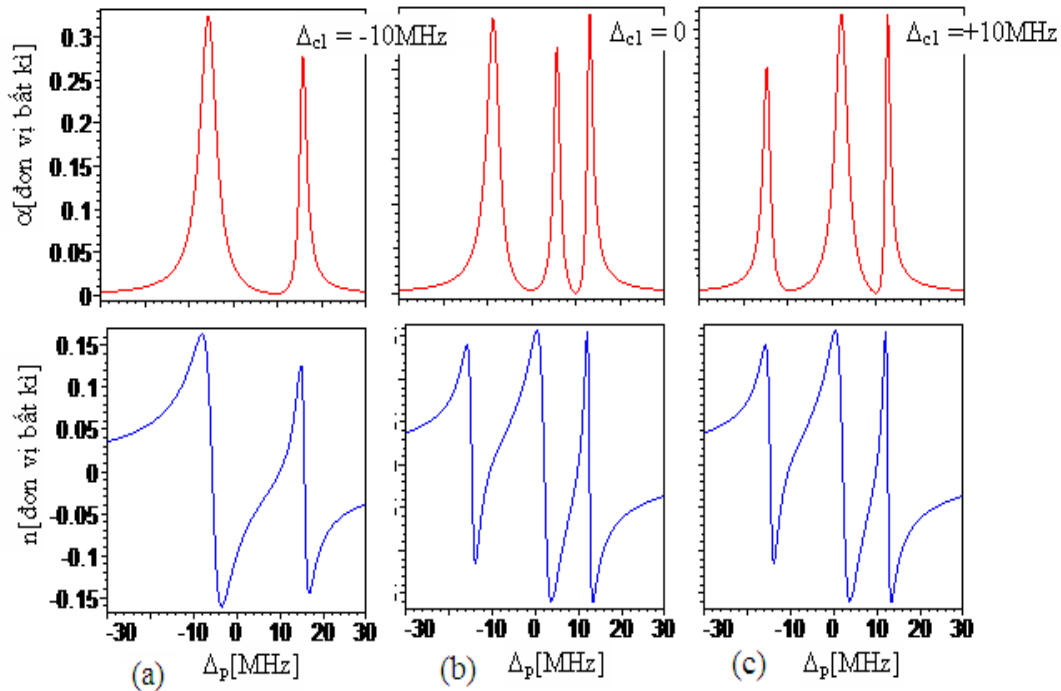
Bây giờ chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của độ lệch tần chùm laser L_{c1} lên công tua hấp thụ và tán sắc. Chúng tôi vẽ đồ thị ba chiều hệ số hấp thụ và tán sắc theo độ lệch tần của chùm laser điều khiển L_{c1} và độ lệch tần chùm dò khi cố định tần số Rabi của các chùm laser tại các giá trị $\Omega_{c1} = 16\text{MHz}$ và $\Omega_{c2} = 10\text{MHz}$ và cố định tần số của chùm laser L_{c2} tại độ lệch tần $\Delta_{c2} = 10\text{MHz}$. Kết quả được thể hiện trên hình 4.



Hình 4. Đồ thị ba chiều của hệ số hấp thụ và tán sắc theo các độ lệch tần Δ_{c1} và Δ_p khi $\Delta_{c2} = 10\text{MHz}$, $\Omega_{c1} = 16\text{MHz}$ và $\Omega_{c2} = 10\text{MHz}$.

Theo hình 4 ta thấy rằng, khi thay đổi giá trị của độ lệch tần Δ_{c1} thì vị trí của cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ hình 4a và vị trí của miền tán sắc thường trên công tua tán sắc hình 4b cũng bị dịch chuyển tương ứng trên trục độ lệch tần chùm dò Δ_p . Để cụ thể hơn chúng tôi vẽ đồ thị hai chiều tại một số giá trị của độ lệch tần Δ_{c1} như trên hình 5.

Theo hình 5a, khi $\Delta_{c1} = -10\text{MHz}$ thì cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ xuất hiện do sự có mặt của laser L_{c1} , và do đó, miền tán sắc thường trên công tua tán sắc bị dịch chuyển về vị trí $\Delta_p = +10\text{MHz}$ tương ứng trên trục độ lệch tần chùm dò, tức là hai cửa sổ trong suốt trùng vào nhau. Theo hình 5b, khi $\Delta_{c1} = 0$ thì cửa sổ trong suốt, và do đó, miền tán sắc thường tương ứng nằm tại vị trí cộng hưởng chùm dò. Theo hình 5c, khi $\Delta_{c1} = +10\text{MHz}$ thì cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ, và do đó, miền tán sắc thường trên công tua tán sắc bị dịch chuyển về vị trí $\Delta_p = -10\text{MHz}$ tương ứng trên trục độ lệch tần chùm dò.



Hình 5. Đồ thị hai chiều của hệ số hấp thụ và tán sắc tại một số giá trị của độ lệch tần Δ_{c1} khi $\Delta_{c2} = 10\text{MHz}$, $\Omega_{c1} = 16\text{MHz}$ và $\Omega_{c2} = 10\text{MHz}$.

4. KẾT LUẬN

Trong khuôn khổ lý thuyết bán cổ điển, sử dụng gần đúng sóng quay và gần đúng lưỡng cực điện chúng tôi đã tìm nghiệm dưới dạng giải tích cho hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc cho cấu hình chữ Y của nguyên tử ^{85}Rb khi chùm dò có cường độ bé so với hai chùm laser chùm điều khiển. Việc rút ra được biểu thức hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc sẽ tạo điều kiện thuận lợi cho các nghiên cứu ứng dụng sau này. Hệ quả là chúng tôi đã khảo sát ảnh hưởng của độ lệch tần của các trường laser điều khiển lên các hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc được thực hiện một cách dễ dàng. Kết quả cho thấy rằng, với cấu hình chữ Y bốn mức này xuất hiện các cửa sổ trong suốt đối với chùm laser dò. Độ sâu và độ rộng hoặc vị trí của các cửa sổ này có thể điều khiển được bằng cách thay độ lệch tần số của hai trường laser điều khiển.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. R. W. Boyd, “Slow and fast light: fundamentals and applications”, J. Mod. Opt. **56** (2009) 1908–1915.
- [2]. G. S. Agarwal, T. N. Dey, and S. Menon, “Knob for changing light propagation from subluminal to superluminal”, Phys. Rev. A **64** (2001) 053809.
- [3]. L. V. Doai, D. X. Khoa, and N. H. Bang, “EIT enhanced self-Kerr nonlinearity in the three-level lambda system under Doppler broadening” Phys. Scr. **90** (2015) 045502.
- [4]. A. Joshi, A. Brown, H. Wang, and M. Xiao, “Controlling optical bistability in a three-level atomic system”, Phys. Rev. A **67** (2003) 041801.
- [5]. 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) 497-505.

- [6]. K.J. Boller, A. Imamoglu, and S.E. Harris, “*Observation of electromagnetically induced transparency*”, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2593.
- [7]. S. Sena, T. K. Dey, M. R. Nath and G. Gangopadhyay, “*Comparison of Electromagnetically Induced Transparency in lambda, vee and cascade three-level systems*”, J. Mod. Opt. **62** (2014) 166-174.
- [8]. Daniel Adam Steck, ⁸⁷Rb D Line Data: <http://steck.us/alkalidata>.

ABSTRACT

EFFECTS FREQUENCY DETUNING OF COUPLING LASERS ON THE ABSORPTION AND DISPERSION COEFFICIENT OF THE ⁸⁵Rb ATOM IN THE Y SCHEME

In this work, an analytical expression for absorption and dispersion of ⁸⁵Rb atom for a weak probe laser beam induced by a strong coupling laser beam is derived. Absorption and dispersion coefficients can be controlled by frequency detuning of the coupling lasers. The results show that, with this configuration, transparent windows appear to probe the laser beam. The depth and width or position of these windows can be controlled by the frequency detuning of the coupling lasers.

Keywords: Electromagnetically induced transparency; Dispersion coefficient; Absorption coefficient.

*Nhận bài ngày 15 tháng 5 năm 2019
Hoàn thiện ngày 28 tháng 5 năm 2019
Chấp nhận đăng ngày 17 tháng 6 năm 2019*

Địa chỉ: ¹ Đại học Vinh.

**Email :* tiendungunivinh@gmail.com.