

ĐIỀU KHIỂN CHIẾT SUẤT NHÓM CỦA MÔI TRƯỜNG NGUYÊN TỬ BỐN MỨC BẬC THANG

Nguyễn Văn Phú⁽¹⁾, Hồ Hải Quang⁽¹⁾, Nguyễn Thị Ngân⁽¹⁾, Đinh Văn Diệp⁽²⁾,
Lương Nguyễn Tuyết Nghi⁽³⁾, Nguyễn Kim Thuận⁽⁴⁾, Lương Thị Yến Nga⁽¹⁾

¹ Trường Đại học Vinh, 182 Lê Duẩn, TP Vinh, Nghệ An

² Trường THPT Hoà Nội, Xuyên Mộc, Bà Rịa, Vũng Tàu

³ Trường THPT Nguyễn Trung Trực, Hoà Thành, Tây Ninh

⁴ Trường THPT Nguyễn Thái Bình, Dương Minh Châu, Tây Ninh

Ngày nhận bài 02/3/2022, ngày nhận đăng 27/6/2022

DOI : <https://doi.org/10.56824/vujs.2022nt28>

Tóm tắt: Sử dụng các gán đúng lưỡng cực điện, gán đúng sóng quay và gán đúng trường yếu, chúng tôi đã đưa ra được biểu thức giải tích cho hệ số hấp thụ, hệ số tán sắc, chiết suất nhóm và vận tốc nhóm trong môi trường nguyên tử bốn mức cấu hình bậc thang tương tác với trường laser dò và laser bơm. Mô hình được áp dụng cho hệ nguyên tử ^{85}Rb để nghiên cứu điều khiển chiết suất nhóm của môi trường nguyên tử theo cường độ và tần số của chùm laser bơm. Với mô hình kích thích này, chúng tôi tìm thấy hai miền trong suốt cảm ứng điện từ và do đó vận tốc nhóm ánh sáng cũng được điều khiển tại hai miền tần số này. Cụ thể, biên độ và dấu của chiết suất nhóm được thay đổi dễ dàng bằng cách điều chỉnh cường độ hoặc tần số của laser bơm. Tức là, việc điều khiển vận tốc nhóm của chùm dò có thể thay đổi giữa các chế độ ánh sáng nhanh và ánh sáng chậm bằng cách điều chỉnh cường độ hoặc tần số của laser bơm. Các kết quả giải tích có thể làm cơ sở lý thuyết cho các nghiên cứu thực nghiệm liên quan.

Từ khóa: Sự trong suốt cảm ứng điện từ; vận tốc nhóm ánh sáng; cấu hình kích thích bốn mức bậc thang.

1. Mở đầu

Ngày nay, sự phát triển mạnh mẽ trong công nghệ lưu trữ, xử lý và truyền thông tin quang... đòi hỏi các nhà khoa học không ngừng tìm kiếm các vật liệu hoặc phương pháp mới để điều khiển làm chậm hoặc tăng tốc vận tốc nhóm ánh sáng - đại lượng mang thông tin quang. Điều khiển làm giảm hoặc tăng chiết suất nhóm của môi trường hay điều khiển để chuyển đổi giữa các chế độ ánh sáng nhanh và ánh sáng chậm có thể mang lại bước đột phá trong công nghệ quang tử như [1]: mã hóa thông tin quang, lưu trữ và xử lý thông tin quang, máy tính lượng tử và thông tin lượng tử, chuyển mạch quang, v.v...

Mấu chốt để điều khiển được vận tốc nhóm ánh sáng là phải thay đổi được độ tán sắc của vật liệu. Tuy nhiên, điều này rất khó thực hiện được trong các vật liệu truyền thống. Bởi vì, độ tán sắc trong vật liệu này thường không thay đổi được nên vận tốc nhóm ánh sáng và chiết suất môi trường cũng không điều khiển được. Hơn nữa, các thiết bị quang tử hoạt động trong miền cộng hưởng sẽ gặp bất lợi là sự hấp thụ mạnh làm suy hao tín hiệu và gây nên các hiệu ứng nhiệt không mong muốn. Còn miền xa cộng hưởng có độ tán sắc dương nhưng có giá trị nhỏ nên thực tế ánh sáng được làm chậm không đáng kể.

Gần đây, sự khám phá hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (EIT) [2], [3] không chỉ làm triệt tiêu hấp thụ mà còn tạo ra các môi trường có độ tán sắc cực lớn và dương trong lân cận tần số cộng hưởng nguyên tử. Đặc biệt, độ lớn và dấu của tán sắc (tuyến tính và phi tuyến) của môi trường đối với một chùm ánh sáng hoàn toàn được điều khiển bởi trường ánh sáng khác [4], [5], do đó chúng ta có thể điều khiển làm chậm hoặc tăng vận tốc nhóm ánh sáng một cách dễ dàng [6]-[9]. Về mặt thực nghiệm, Hau và cộng sự đã quan sát ánh sáng được làm chậm tới 17 m/s trong môi trường ngưng tụ Bose-Einstein của nguyên tử Na ba mức cấu hình lambda ở nhiệt độ cỡ nK [10]. Kash và đồng nghiệp [11] đã cải tiến thí nghiệm của Hau và làm chậm ánh sáng tới 90 m/s trong hơi nguyên tử Rb ở nhiệt độ phòng. Các thí nghiệm sau đó đã quan sát được các xung ánh sáng lan truyền trong môi trường nguyên tử với vận tốc rất thấp, tới 8 m/s [12], thậm chí làm dừng hoàn toàn một xung ánh sáng trong khoảng vài micro giây [13].

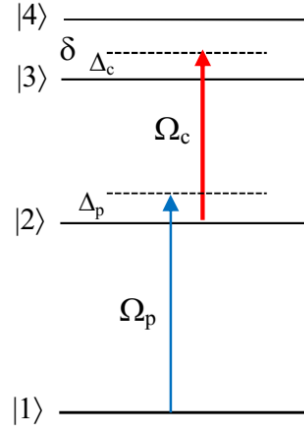
Những nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm về làm chậm ánh sáng trong các hệ nguyên tử ba mức năng lượng đã thu được những kết quả đột phá và mở ra nhiều triển vọng ứng dụng. Tuy nhiên, hạn chế cốt lõi trong hệ nguyên tử ba mức là chỉ có một miền phổ trong suốt hẹp mà tại đó ánh sáng được điều khiển làm chậm hoặc tăng tốc. Điều này đã hạn chế khả năng ứng dụng của môi trường ba mức vào các thiết bị quang tử đòi hỏi hoạt động được với ánh sáng đa tần số (do đó có thể ghép đa kênh). Vì thế, một số nhà nghiên cứu đã đề xuất đưa thêm các trường laser bơm để mở rộng từ 3 mức lên 4, 5 hoặc 6 mức năng lượng để điều khiển ánh sáng đa miền tần số [14]-[16]. Điển hình là công trình của nhóm tác giả Paspalakis [14] đã chỉ ra rằng nếu khảo sát hệ nguyên tử N+1 mức thì cần phải có N trường laser kích thích hệ nguyên tử. Nhờ đó, họ đã tạo ra được N-1 cửa sổ EIT và N-1 miền tán sắc thường tương ứng, do đó vận tốc nhóm ánh sáng được điều khiển và làm chậm tại N-1 miền tần số.

Một cách đơn giản khác để tăng số cửa sổ trong suốt đó là sử dụng các mức siêu tinh tế gần nhau và do đó một trường ánh sáng bơm có thể kích thích đồng thời được nhiều mức siêu tinh tế gần nhau. Điều này đã hạn chế được tối đa số trường ánh sáng bơm nhưng vẫn thu được nhiều miền phổ trong suốt [17].

Trong công trình này, chúng tôi nghiên cứu mô hình sử dụng hai mức siêu tinh tế gần nhau của trạng thái kích thích cho chùm bơm để tạo thành cấu hình bốn mức bậc thang nhưng vẫn sử dụng một chùm laser dò và một laser bơm. Sử dụng lý thuyết bán cổ điển khảo sát bài toán tương tác giữa nguyên tử nhiều mức năng lượng và các trường laser trong gần đúng lưỡng cực điện và gần đúng sóng quay, chúng tôi dẫn ra các biểu thức giải tích của hệ số hấp thụ, hệ số tán sắc, chiết suất nhóm và vận tốc nhóm cho cấu hình kích thích này. Mô hình được áp dụng cho nguyên tử ^{85}Rb và khảo sát sự thay đổi chiết suất nhóm tại các miền tần số khác nhau theo các tham số của trường laser bơm.

2. Mô hình lý thuyết

Cấu hình kích thích nguyên tử bốn mức năng lượng bởi hai trường laser (laser dò và laser điều khiển) được mô tả như trên Hình 1. Trường laser dò có tần số ω_p , cường độ E_p kích thích dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$; còn chùm laser bơm có tần số ω_c , cường độ E_c kích thích nguyên tử từ mức $|2\rangle$ lên hai mức gần nhau $|3\rangle$ và $|4\rangle$. Khoảng cách phổ giữa mức $|3\rangle$ và mức $|4\rangle$ là δ .



Hình 1: Sơ đồ kích thích hệ bốn mức năng lượng cấu hình bậc thang bởi hai trường laser

Dưới tác dụng của hai trường laser, sự tiến triển theo thời gian của các trạng thái nguyên tử được mô tả bởi phương trình Liouville [3]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + (\Lambda\rho) \quad (1)$$

Trong đó số hạng $\Lambda\rho$ đặc trưng cho các quá trình tích thoát của hệ, H là Hamilton toàn phần được xác định bởi

$$H = H_0 + H_I \quad (2)$$

với H_0 và H_I tương ứng là các Hamilton của nguyên tử tự do và Hamilton tương tác:

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| + \hbar\omega_4|4\rangle\langle 4| \quad (3)$$

$$H_I = \frac{\hbar}{2}\Omega_p|2\rangle\langle 1|e^{-i\omega_p t} + \frac{\hbar}{2}\Omega_c a_{32}|3\rangle\langle 2|e^{-i\omega_c t} + \frac{\hbar}{2}\Omega_c a_{42}|4\rangle\langle 2|e^{-i\omega_c t} + cc \quad (4)$$

a_{32} và a_{42} là tỷ số momen lưỡng cực giữa các dịch chuyển - đặc trưng cho cường độ liên kết của các dịch chuyển được cảm ứng bởi trường laser bom; $\Omega_p = \frac{d_{21}E_p}{\hbar}t$, $\Omega_c = \frac{d_{42}E_c}{\hbar}$

tương ứng là các tần số Rabi được cảm ứng bởi chùm laser dò và chùm laser bom.

Sử dụng các gần đúng lưỡng cực điện và gần đúng sóng quay, các phương trình ma trận mật độ của hệ nguyên tử bốn mức trong phương trình (1) được viết thành:

$$\dot{\rho}_{11} = \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}) + \Gamma_{21}\rho_{22} \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{21} = \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_c a_{32}\rho_{31} + \frac{i}{2}\Omega_c a_{42}\rho_{41} - \rho_{21}[i\Delta_p + \gamma_{21}] \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{31} = \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{23} + \frac{i}{2}\Omega_c a_{32}\rho_{21} - \rho_{31}[i(\Delta_p + \Delta_c + \delta) + \gamma_{31}] \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{41} = \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{24} + \frac{i}{2}\Omega_c a_{42}\rho_{21} - \rho_{41}[i(\Delta_p + \Delta_c) + \gamma_{41}] \quad (8)$$

trong đó $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ và $\Delta_c = \omega_c - \omega_{42}$ là độ lệch tần số của chùm laser dò và chùm laser bơm so với tần số dịch chuyển nguyên tử tương ứng, Γ_{21} là tốc độ phân rã độ cư trú từ mức $|2\rangle$ xuống mức $|1\rangle$ và γ_{mn} là tốc độ suy giảm độ kết hợp nguyên tử ρ_{mn} ($m, n = 1, 2, 3, 4$).

Dưới điều kiện trường laser dò yếu hơn nhiều so với trường laser điều khiển, xác định được nghiệm cho phần tử ma trận mật độ ρ_{21} liên quan đến sự đáp ứng của trường laser dò:

$$\rho_{21} = \frac{-i\Omega_p / 2}{\gamma_{21} - i\Delta_p + \frac{\Omega_c^2 a_{32}^2 / 4}{\gamma_{31} - i(\Delta_p + \Delta_c + \delta)} + \frac{\Omega_c^2 a_{42}^2 / 4}{\gamma_{41} - i(\Delta_p + \Delta_c)}} \quad (9)$$

Sự liên hệ giữa độ cảm điện của môi trường với phần tử ma trận mật độ được xác định bởi hệ thức [3]:

$$\chi = \frac{2Nd_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \rho_{21} \quad (10)$$

Tách các phần thực $\text{Re}(\chi)$ và phần ảo $\text{Im}(\chi)$ của độ cảm điện χ , kết quả thu được:

$$\text{Re}(\chi) = \frac{2Nd_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \text{Re}(\rho_{21}) = \frac{Nd_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{A}{A^2 + B^2} \quad (11)$$

$$\text{Im}(\chi) = \frac{2Nd_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \text{Im}(\rho_{21}) = -\frac{Nd_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{B}{A^2 + B^2} \quad (12)$$

trong đó:

$$A = -\Delta_p + \frac{\frac{\Omega_c^2}{4} a_{32}^2 (\Delta_p + \Delta_c + \delta)}{\gamma_{31}^2 + (\Delta_p + \Delta_c + \delta)^2} + \frac{\frac{\Omega_c^2}{4} a_{42}^2 (\Delta_p + \Delta_c)}{\gamma_{41}^2 + (\Delta_p + \Delta_c)^2} \quad (13)$$

$$B = \gamma_{21} + \frac{\frac{\Omega_c^2}{4} a_{32}^2 \gamma_{31}}{\gamma_{31}^2 + (\Delta_p + \Delta_c + \delta)^2} + \frac{\frac{\Omega_c^2}{4} a_{42}^2 \gamma_{41}}{\gamma_{41}^2 + (\Delta_p + \Delta_c)^2} \quad (14)$$

Do đó, các biểu thức hệ số hấp thụ (α) và tán sắc (n) liên hệ với phần ảo và phần thực của độ cảm điện như sau [3]:

$$\alpha = \frac{\omega_p}{c} \text{Im}(\chi) = -\frac{\omega_p}{c} \frac{Nd_{21}^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{B}{A^2 + B^2} \quad (15)$$

$$n = 1 + \frac{\text{Re}(\chi)}{2} = 1 + \frac{Nd^2_{21}}{\epsilon_0 \hbar} \frac{A}{A^2 + B^2} \quad (16)$$

Khi đó, vận tốc nhóm ánh sáng được xác định bởi [3]:

$$v_g = \frac{c}{n + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p}} = \frac{c}{n_g} \quad (17)$$

trong đó, n_g là chiết suất nhóm:

$$n_g = n + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p} \approx \omega_p \frac{dn}{d\omega_p} \quad (18)$$

Thay (16) vào (18) ta được

$$n_g = \omega_p \frac{Nd^2_{21}}{4\epsilon_0 \hbar} \frac{d}{d\omega_p} \left(\frac{A}{A^2 + B^2} \right) = \omega_p \frac{Nd^2_{21}}{4\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{A'(A^2 + B^2) - (2A.A' + 2B.B').A}{[A^2 + B^2]^2} \quad (19)$$

trong đó, A' và B' là các đạo hàm của A và B theo Δ_p và được xác định bởi:

$$A' = -1 + \frac{\frac{\Omega_c^2}{4} a_{32}^2 \cdot [\gamma_{31}^2 + (\Delta_p + \Delta_c + \delta)^2 - 2\Delta_p(\Delta_p + \Delta_c + \delta)]}{[\gamma_{31}^2 + (\Delta_p + \Delta_c + \delta)^2]^2} + \frac{\frac{\Omega_c^2}{4} a_{42}^2 \cdot [\gamma_{41}^2 + (\Delta_p + \Delta_c)^2 - 2\Delta_p(\Delta_p + \Delta_c)]}{[\gamma_{41}^2 + (\Delta_p + \Delta_c)^2]^2} \quad (20)$$

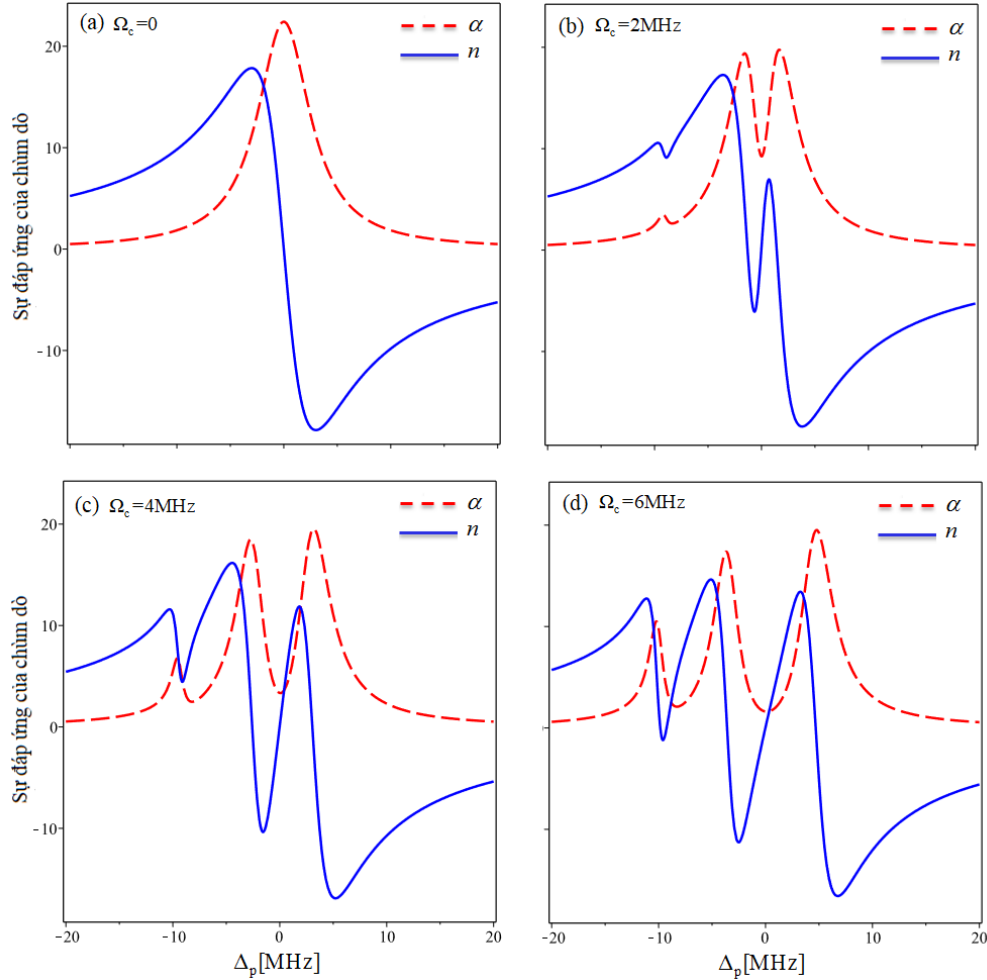
$$B' = -\frac{2\Delta_p \frac{\Omega_c^2}{4} a_{32}^2 \gamma_{31}}{[\gamma_{31}^2 + (\Delta_p + \Delta_c + \delta)^2]^2} - \frac{2\Delta_p \frac{\Omega_c^2}{4} a_{42}^2 \gamma_{41}}{[\gamma_{41}^2 + (\Delta_p + \Delta_c)^2]^2} \quad (21)$$

3. Kết quả và thảo luận

Để cụ thể, các kết quả tính toán được áp dụng cho môi trường nguyên tử ^{85}Rb với các mức năng lượng $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ và $|4\rangle$ tương ứng với các trạng thái siêu tinh tế $5S_{1/2}(F=3)$, $5P_{3/2}(F'=4)$, $5D_{5/2}(F''=3)$ và $5D_{5/2}(F''=4)$. Các thông số như sau [18]: $\delta=9\text{ MHz}$, mật độ nguyên tử $N = 10^{14}$ nguyên tử/ m^3 , mômen lưỡng cực điện đối với dịch chuyển của chùm dò $d_{21}=1,6 \times 10^{-29}$ C.m, tỷ số cường độ liên kết tỷ đối $a_{32} : a_{42} = 1 : 1,46$, các tốc độ phân rã của các trạng thái kích thích $\gamma_{21}=3\text{ MHz}$ và $\gamma_{32}=\gamma_{42}=0,5\text{ MHz}$, tần số của dịch chuyển $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ là $\omega_p=3,77 \times 10^{14}$ Hz.

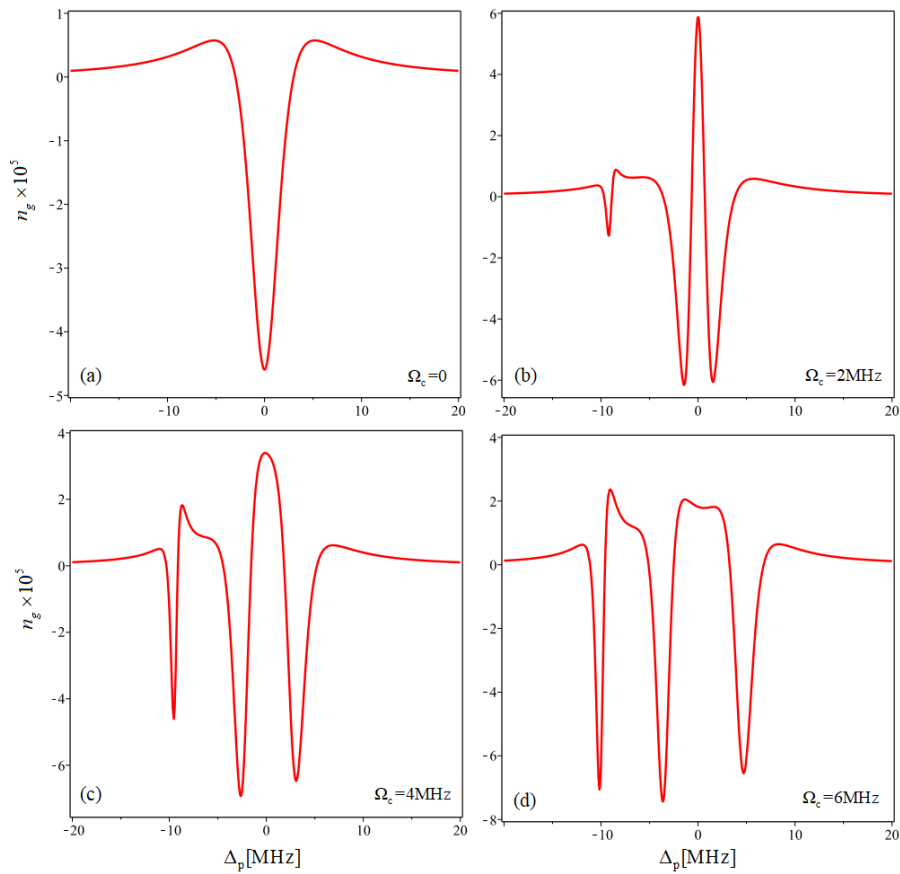
Trước hết, chúng ta khảo sát sự thay đổi của phổ hấp thụ và tán sắc theo cường độ

của chùm laser bơm bằng cách cố định tần số của laser bơm trùng với dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, tức là $\Delta_c = 0$ và vẽ đồ thị hệ số hấp thụ (đường đứt nét) và tán sắc (đường liền nét) tại các giá trị khác nhau của cường độ (hay tần số Rabi) của laser bơm, như trên Hình 2.



Hình 2: Đồ thị của hệ số hấp thụ (đường nét đứt) và hệ số tán sắc (đường nét liền) theo độ lệch tần số chùm dò tại các giá trị khác nhau của tần số Rabi của laser bơm $\Omega_c = 0$ (a), $\Omega_c = 2 \text{ MHz}$ (b), $\Omega_c = 4 \text{ MHz}$ (c) và $\Omega_c = 6 \text{ MHz}$ (d) khi $\Delta_c = 0$

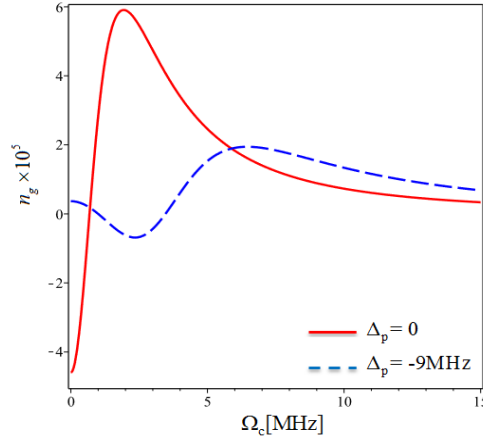
Từ Hình 2a, chúng ta thấy khi chưa có trường laser bơm thì hệ số hấp thụ đạt cực đại tại cộng hưởng và tán sắc tương ứng là tán sắc dị thường, còn hai bên tần số cộng hưởng là tán sắc thường. Khi có mặt chùm laser bơm thì trên đồ thị hệ số hấp thụ xuất hiện hai cửa sổ EIT tại các vị trí $\Delta_p = -9 \text{ MHz}$ và $\Delta_p = 0$ (xem các đường nét đứt trong các Hình 2b-2d). Đồng thời, độ sâu và độ rộng của các cửa sổ EIT cũng tăng khi tăng tần số Rabi Ω_c . Đặc biệt, khi $\Omega_c = 6 \text{ MHz}$ thì độ sâu của hai cửa sổ EIT xấp xỉ đạt 100%. Tương ứng với sự xuất hiện của hai cửa sổ EIT thì trên đồ thị tán sắc cũng xuất hiện hai đường cong tán sắc thường. Khi tăng cường độ laser bơm thì độ cao của các đường tán sắc này cũng được tăng lên, tuy nhiên độ dốc của các đường tán sắc thường giảm (xem các đường liền nét trong các Hình 2b-2d).



Hình 3: Đồ thị của chiết suất nhóm theo độ lệch tần chùm laser dò các giá trị khác nhau của tần số Rabi của laser bơm $\Omega_c = 0$ (a), $\Omega_c = 2$ MHz (b), $\Omega_c = 4$ MHz (c) và $\Omega_c = 6$ MHz (d) khi $\Delta_c = 0$

Tiếp theo, sự biến thiên của chiết suất nhóm được khảo sát theo độ lệch tần số laser dò tại các giá trị khác nhau của laser bơm như trên Hình 3. Từ hình vẽ chúng ta thấy rằng, trong miền cộng hưởng khi chưa có chùm laser bơm (ứng với $\Omega_c = 0$) thì chiết suất nhóm âm tại độ lệch tần số $\Delta_p = -3$ MHz và $\Delta_p = 3$ MHz, gọi là miền ánh sáng nhanh, còn hai bên miền cộng hưởng có chiết suất nhóm dương, gọi là miền ánh sáng chậm. Tuy nhiên, khi có mặt của laser bơm với $\Omega_c = 2$ MHz thì trên đồ thị chiết suất nhóm xuất hiện hai đỉnh dương tại hai vị trí của cửa sổ EIT và xen kẽ với các đỉnh dương là các đỉnh âm. Tăng dần cường độ laser bơm thì biên độ của các đỉnh này bị thay đổi, cụ thể: khi tần số Rabi Ω_c nhỏ cỡ 2 MHz, độ trong suốt của cửa sổ EIT tại $\Delta_p = 0$ đạt khoảng 50% còn cửa sổ EIT tại $\Delta_p = -9$ MHz vừa xuất hiện thì biên độ của đỉnh chiết suất nhóm tại $\Delta_p = 0$ có giá trị $n_g = 6 \cdot 10^5$ và lớn hơn nhiều biên độ của chiết suất nhóm tại đỉnh $\Delta_p = -9$ MHz có giá trị $n_g = 1 \cdot 10^5$. Tăng dần giá trị của Ω_c thì biên độ của đỉnh chiết suất nhóm tại $\Delta_p = 0$ giảm xuống, còn biên độ của chiết suất nhóm tại đỉnh $\Delta_p = -9$ MHz được tăng lên. Khi $\Omega_c = 4$ MHz thì biên độ của đỉnh chiết suất nhóm tại $\Delta_p = 0$ có giá trị $n_g = 2 \cdot 10^5$ nhỏ hơn biên độ của chiết suất nhóm tại đỉnh $\Delta_p = -9$ MHz có giá trị $n_g = 2,5 \cdot 10^5$. Hiện tượng này có thể được giải thích là do: khi tăng cường độ laser bơm tới giá trị $\Omega_c = 6$ MHz thì độ

đốc của đường cong tán sắc tại $\Delta_p = 0$ giảm (do cửa sổ EIT được mở rộng) nên chiết suất nhóm giảm, còn độ cao của đường cong tán sắc tại $\Delta_p = -9$ MHz tăng do đó chiết suất nhóm tăng.



Hình 4: Đồ thị của chiết suất nhóm theo tần số Rabi của laser bơm tại $\Delta_p = 0$ (đường liền nét) và $\Delta_p = -9$ MHz (đường đứt nét) khi $\Delta_c = 0$

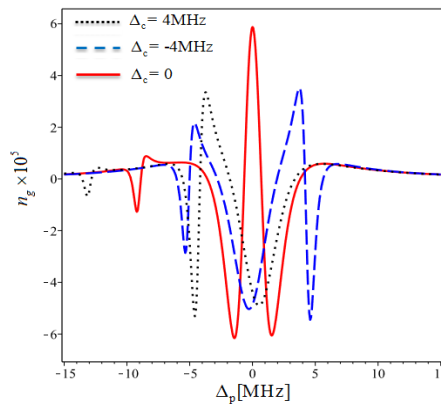
Để thấy rõ hơn sự phụ thuộc của chiết suất nhóm theo cường độ laser bơm, chúng ta vẽ đồ thị biểu diễn sự biến thiên của chiết suất nhóm theo tần số Rabi của laser bơm Ω_c tại $\Delta_p = 0$ (đường liền nét) và $\Delta_p = -9$ MHz (đường đứt nét) như trên Hình 4. Từ đường liền nét trên Hình 4, chúng ta thấy khi $\Omega_c = 0$ thì chiết suất nhóm âm (do tán sắc dị thường), tăng dần Ω_c thì chiết suất nhóm cũng tăng dần và chuyển từ giá trị âm sang giá trị dương. Khi $\Omega_c = 2$ MHz thì chiết suất nhóm đạt cực đại sau đó giảm dần khi Ω_c tiếp tục tăng. Chúng ta thấy khi $\Omega_c = 0$ thì chiết suất nhóm dương (do xa cộng hưởng là tán sắc thường), khi chúng ta tăng dần Ω_c thì chiết suất nhóm giảm dần và chuyển từ giá trị dương sang giá trị âm. Khi $\Omega_c = 6$ MHz thì chiết suất nhóm đạt cực đại sau đó giảm dần khi Ω_c tiếp tục tăng. Các hiện tượng này có thể được giải thích như sau:

- Đối với chiết suất nhóm tại $\Delta_p = 0$: khi có mặt laser bơm làm xuất hiện đường tán sắc thường trong miền tán sắc dị thường, dẫn đến chiết suất nhóm thay đổi từ âm (tương ứng với tán sắc dị thường) sang dương (tương ứng với tán sắc thường). Khi cường độ trường laser bơm tăng thì độ sâu và độ rộng của cửa sổ EIT cũng tăng lên, điều này làm cho độ cao của đường cong tán sắc thường tăng nhưng độ dốc lại giảm xuống nên chiết suất nhóm tăng tới giá trị cực đại ứng với $\Omega_c = 2$ MHz. Sau đó, chiết suất nhóm giảm khi ta tiếp tục tăng cường độ laser bơm.

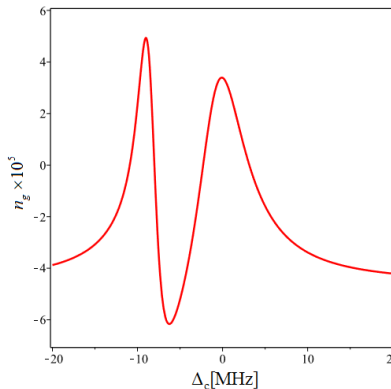
- Đối với chiết suất nhóm tại $\Delta_p = 9$ MHz: khi có mặt laser bơm làm xuất hiện đường tán sắc thường trong miền tán sắc thường xa cộng hưởng. Khi cường độ laser bơm còn nhỏ, các đường tán sắc thường (gây bởi hiệu ứng EIT) làm giảm độ cao của đường tán sắc thường xa cộng hưởng nên làm cho chiết suất nhóm giảm từ giá trị dương sang giá trị âm. Khi chúng ta tiếp tục tăng cường độ laser bơm thì đường tán sắc thường do hiệu ứng EIT trở nên vượt trội và độ dốc đường tán sắc này tăng lên nên chiết suất nhóm chuyển từ giá trị âm sang giá trị dương. Tuy nhiên, khi tiếp tục tăng cường độ laser bơm sẽ làm giảm độ dốc của đường tán sắc nên chiết suất nhóm tăng đến giá trị cực đại và sau đó giảm.

Như vậy, bằng cách thay đổi cường độ laser bơm thì chúng ta có thể thay đổi được biên độ và dấu của chiết suất nhóm, tức là thay đổi giữa các chế độ lan truyền ánh sáng nhanh và ánh sáng chậm.

Bên cạnh sự thay đổi chiết suất nhóm theo cường độ laser bơm thì vị trí của các miền chiết suất nhóm cũng thay đổi được theo tần số laser bơm. Hình 5 thể hiện sự biến thiên của chiết suất nhóm theo độ lệch tần số laser dò khi thay đổi độ lệch tần số laser bơm $\Delta_c = -4$ MHz và $\Delta_c = 4$ MHz (cố định $\Omega_c = 2$ MHz). Từ Hình 5 ta thấy khi độ lệch tần số chùm laser bơm bị lệch về giá trị âm hoặc dương thì các đỉnh chiết suất nhóm (dương và âm) cũng bị dịch chuyển tương ứng. Sự dịch chuyển như vậy giúp chúng ta có thể chuyển từ miền ánh sáng nhanh sang miền ánh sáng chậm và ngược lại. Chẳng hạn, cố định tần số laser dò cộng hưởng với dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, nghĩa là $\Delta_p = 0$ còn tần số Rabi $\Omega_c = 2$ MHz và vẽ đồ thị chiết suất nhóm theo độ lệch tần số laser bơm như trên Hình 6. Hình 6 cho thấy xuất hiện hai cặp giá trị âm - dương của chiết suất nhóm tại các miền tần số khác nhau của laser om. Cụ thể, một đỉnh dương của chiết suất nhóm được chuyển thành một đỉnh âm và ngược lại bằng cách thay đổi độ lệch tần số Δ_c một lượng cỡ 6 MHz, đây cũng là một ưu điểm của hệ bốn mức năng lượng trong mô hình đã sử dụng.



Hình 5: Sự biến thiên của chiết suất nhóm theo độ lệch tần số laser dò tại một số giá trị khác nhau của độ lệch tần số laser bơm $\Delta_c = 0$ (đường liền nét), $\Delta_c = -4$ MHz (đường gạch gạch) và $\Delta_c = 4$ MHz (đường chấm chấm) khi $\Omega_c = 2$ MHz



Hình 6: Sự biến thiên của chiết suất nhóm theo độ lệch tần số laser bơm khi $\Delta_p = 0$ và $\Omega_c = 2$ MHz

4. Kết luận

Bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ ở trạng thái dừng trong gần đúng của nhiễu loạn cấp 1 và sử dụng các gần đúng vật lý, 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 bốn mức năng lượng cấu hình bậc thang tương tác với hai trường laser. Các kết quả tính toán được áp dụng cho môi trường nguyên tử ^{85}Rb và cho thấy rằng hệ này xuất hiện hai cửa sổ EIT tại các vị trí $\Delta_p = 0$ và $\Delta_p = -9$ MHz, do đó, ánh sáng được làm chậm tại hai miền tần số này. Độ sâu và độ rộng của các cửa sổ EIT cũng như vị trí của chúng đã được điều khiển bởi cường độ và tần số của laser bơm. Do đó, độ cao và độ dốc của các đường tán sắc thường cũng được thay đổi tương ứng. Sự thay đổi của các đường cong tán sắc làm thay đổi biên độ và dấu của chiết suất nhóm ánh sáng dò. Theo đó, chúng ta dễ dàng điều khiển sự lan truyền chùm dò từ chế độ ánh sáng nhanh sang ánh sáng chậm và ngược lại bằng cách thay đổi cường độ hoặc tần số của chùm bơm. Mô hình có thể hữu ích cho việc lựa chọn các tham số và giải thích các kết quả thực nghiệm liên quan.

Lời cảm ơn: Công trình này được thực hiện dưới sự tài trợ của đề tài “Nghiên cứu ảnh hưởng của phân cực, pha của trường laser và của trường ngoài lên vận tốc nhóm của ánh sáng đa tần số trong môi trường khí nguyên tử có mở rộng Doppler”, mã số: B2022-TDV-05.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] R. W. Boyd, “Slow and fast light: fundamentals and applications,” *Journal Mod. Opt.*, **56**, 1908-1915, 2009.
- [2] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, “Observation of electromagnetically induced transparency,” *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2593, 1991.
- [3] N. H. Bang, L. V. Doai and D. X. Khoa, “Controllable optical properties of multiple electromagnetically induced transparency in gaseous atomic media”, *Commun. Phys.*, **28**, 1-33, 2019.
- [4] L. V. Doai and D. X. Khoa, “Analyzing enhancement and control of Kerr nonlinear coefficient in a three-level v-type inhomogeneously broadened atomic medium,” *Dalat university journal of science*, **11**, (1), 44-55, 2021.
- [5] N. L. T. An, V. N. Sáu và Đ. H. Sơn, “Tăng cường phi tuyến Kerr chéo của hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình chữ N dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ”, *Tạp chí khoa học Trường Đại học Vinh*, Tập 47, Số 1A, tr. 5-13, 2018.
- [6] N. T. Anh, L. T. Hiếu, T. T. Hiếu và L. V. Đoàn “Điều khiển vận tốc nhóm ánh sáng dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ trong môi trường nguyên tử Rb ba mức,” *Tạp chí khoa học Trường Đại học Vinh*, Tập 46, Số 2A, tr. 21-30, 2017.
- [7] L. N. M. Anh, N. H. Bằng, L. T. H. Hiếu và L. V. Đoàn, “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,” *Tạp chí khoa học Trường Đại học Vinh*, Tập 46, Số 2A, tr. 5-15, 2019.

- [8] L. V. Đoài và V. B. Tòng, “Sự khuếch đại ánh sáng dựa vào hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ trong môi trường nguyên tử ba mức cấu hình chữ V,” *Tạp chí khoa học Đại học Đà Lạt*, Tập 10, Số 3, tr. 124-137, 2020.
- [9] N. V. Phu, N. H. Bang and L. V. Doai, “Controlling group velocity via an external magnetic field in a degenerated three-level lambda-type atomic system,” *Photonics Letters of Poland*, **13** (1), 13-15, 2021.
- [10] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Bejroozi, “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas,” *Nature* **397**, 594, 1999.
- [11] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, M. O. Scully, “Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas,” *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 229, 1999.
- [12] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, “Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation”, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1767, 1999.
- [13] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, and R. L. Walsworth, “Storage of Light in Atomic Vapor”, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 783-786, 2001.
- [14] E. Paspalakis and P. L. Knight, “Electromagnetically induced transparency and controlled group velocity in a multilevel system,” *Phys. Rev. A.*, **66**, 015802, 2002.
- [15] L. Li, H. Guo, F. Xiao, X. Peng, and X. Chen, “Control of light in an M-type five-level atomic system,” *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 22, No. 6, pp. 1309-1313, 2005.
- [16] D. Han, Y. Zeng, Y. Bai , H. Cao , W. Chen , C. Huang and H. Lu, “Controlling the group velocity in a five-level K-type atomic system,” *Opt. Comm.*, **281**, 4712-4714, 2008.
- [17] L. V. Doai, P. V. Trong, D. X. Khoa and N. H. Bang, “Electromagnetically induced transparency in five-level cascade scheme of ^{85}Rb atoms: An analytical approach,” *Optik*, **125**, 3666, 2014.
- [18] Daniel Adam Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, 2018. <http://steck.us/alkalidata>

SUMMARY

CONTROLLING THE GROUP INDEX IN A FOUR-LEVEL CASCADE ATOMIC MEDIUM

Nguyen Van Phu ⁽¹⁾, Ho Hai Quang ⁽¹⁾, Nguyen Thi Ngan ⁽¹⁾, Dinh Van Diep ⁽²⁾,
Luong Nguyen Tuyen Nghi ⁽³⁾, Nguyen Kim Thuan ⁽⁴⁾, Luong Thi Yen Nga ⁽¹⁾

¹ Vinh University, Nghe An

² Hoa Noi High School, Xuyen Moc, Ba Ria-Vung Tau

³Nguyen Trung Truc High School, Hoa Thanh, Tay Ninh

⁴Nguyen Thai Binh High School, Duong Minh Chau, Tay Ninh

Received on 02/3/2022, accepted for publication on 27/6/2022

Under weak probe field, rotating wave and electric dipole approximations, we have derived analytic expressions for absorption and dispersion coefficients, group index and group velocity in a four-level cascade atomic medium interacting with the probe and pump laser fields. The model is applied to ⁸⁵Rb atomic system to study the control of the fast and slow light propagation of the probe beam according to the intensity and frequency of the pump laser beam. With this excitation model, we find two transparent domains and thus the light group velocity is also controlled at these two frequency domains. In particular, the amplitude and the sign of the group index are easily changed by adjusting the intensity or frequency of the pump laser. That is, the probe beam propagation can be changed between fast and slow light modes by adjusting the intensity or frequency of the pump laser. Our analytical results can be useful for related experimental studies.

Keywords: Electromagnetically induced transparency; group velocity; four-level cascade-type atomic system.