

NGHIÊN CỨU ĐIỀU KHIỂN LƯỢNG ỔN ĐỊNH QUANG CỦA HỆ NGUYÊN TỬ BA MỨC NĂNG LƯỢNG CẤU HÌNH LAMBDA

Lê Thị Minh Phương¹, Lê Thành Khiêm²,
Lê Văn Đoài³, Nguyễn Tuấn Anh^{4,*}

¹Trường Đại học Sài Gòn

²Trường THPT Tháp Mười, huyện Tháp Mười, Đồng Tháp

³Trường Đại học Vinh

⁴Trường Đại học Công nghiệp Thực phẩm TP.HCM

*Email: anhhufi@gmail.com

Ngày gửi bài: 19/4/2019; Ngày chấp nhận đăng: 07/6/2019

TÓM TẮT

Bài báo trình bày mô hình giải tích cho hệ lưỡng ổn định quang học (OB) trong môi trường EIT ba mức năng lượng cấu hình Lambda. Trong trạng thái dừng, mối quan hệ cường độ vào - ra được trình bày dưới dạng giải tích. Mô hình này cho phép biểu diễn rõ ràng về cường độ ngưỡng và các đặc điểm của lưỡng ổn định quang học thay đổi liên tục với các thông số của trường laser, tham số kết hợp và các thông số vật lý khác của hệ nguyên tử.

Từ khóa: Lưỡng ổn định quang học, môi trường cộng hưởng nguyên tử, cấu hình Lambda.

1. GIỚI THIỆU

Lưỡng ổn định quang học (Optical bistability - OB) là một trong những hiện tượng hấp dẫn và thú vị của quang phi tuyến vì các ứng dụng tiềm năng trong khoa học quang học và công nghệ lượng tử ánh sáng, chẳng hạn như chuyển mạch toàn quang, bộ nhớ toàn quang, bóng bán dẫn quang học, cổng logic toàn quang và bộ vi xử lý. Trong những năm đầu nghiên cứu OB, mối quan tâm lớn tập trung vào việc sử dụng hệ nguyên tử hai mức năng lượng [1-2]. Sự phụ thuộc của cường độ ánh sáng vào chiết suất của môi trường và khả năng hấp thụ của môi trường là hai cơ chế khác nhau để tạo ra lưỡng ổn định quang hấp thụ và lưỡng ổn định quang tán sắc. Chú ý rằng, trạng thái lưỡng ổn định quang chỉ xảy ra ở một số giá trị của cường độ sáng đầu vào [2-3]. Mặc dù trạng thái lưỡng ổn định quang của hệ nguyên tử hai mức năng lượng đã được quan sát bằng thực nghiệm nhưng vẫn còn hạn chế các ứng dụng do chỉ có một trường quang học được sử dụng, do đó thiếu sự điều khiển cho sự chuyển đổi cường độ ngưỡng.

Sự ra đời của hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (Electromagnetically induced transparency - EIT) [4] đã cung cấp một môi trường tuyệt vời để thúc đẩy sự tiến bộ trong nghiên cứu OB vì môi trường EIT có một số tính chất quan trọng như tăng cường phi tuyến Kerr [6] và khả năng điều khiển cường độ ngưỡng của OB.

Trong môi trường EIT, các nghiên cứu đầu tiên là trong hệ nguyên tử ba mức năng lượng [7-17]. Khi đó, trạng thái OB của hệ nguyên tử ba mức năng lượng có thể được điều khiển bởi cường độ hay pha tương ứng của trường điều khiển. Từ đó, một số tính chất của hệ nguyên tử ba mức năng lượng có ảnh hưởng đến OB đã được nghiên cứu rộng rãi [9-15].

Hầu hết các nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm trong trạng thái OB đã được phát triển trong hệ nguyên tử bốn hoặc năm mức năng lượng trong thời gian gần đây [18-23].

Tuy nhiên, cho đến nay chưa có mô hình nghiên cứu giải tích cho trạng thái OB trong môi trường EIT đa mức. Mô hình giải tích sẽ cho chúng ta có được cái nhìn sâu sắc và ý nghĩa vật lý cơ bản của OB thay đổi liên tục thông qua sự điều khiển của trường laser liên kết, cụ thể là độ lệch tần số và cường độ trường. Trong bài báo này, nhóm tác giả phát triển mô hình giải tích cho trạng thái OB của hệ nguyên tử ba mức năng lượng cấu hình Λ của nguyên tử ^{87}Rb . Trong trạng thái ổn định, mối quan hệ cường độ vào – ra được biểu diễn dưới dạng giải tích. Ảnh hưởng của các thông số trường laser điều khiển của môi trường EIT trong trạng thái OB được nghiên cứu.

2. MÔ HÌNH LƯƠNG ỔN ĐỊNH NGUYÊN TỬ

Xét một môi trường có chiều dài L bao gồm hệ nguyên tử ba mức năng lượng được đặt trong buồng cộng hưởng vòng một chiều như Hình 1 [16]. Hai gương M3 và M4 là phản xạ toàn phần, trong khi đó hai gương M1 và M2 giống nhau, mỗi gương có hệ số phản xạ R và hệ số truyền qua T , với $R + T = 1$.

Trong buồng cộng hưởng vòng, trường laser dò có cường độ E_p lan truyền bên trong buồng cộng hưởng, nhưng trường laser điều khiển có cường độ E_c không lưu thông trong buồng cộng hưởng.

Xét điện trường biểu diễn có dạng:

$$E = E_p e^{-i\omega_p t} + E_c e^{-i\omega_c t} + cc \quad (1)$$

Phương trình lan truyền sóng của trường laser dò được chi phối bởi phương trình Maxwell, trong gần đúng lưỡng cực và gần đúng hàm bao biến thiên chậm ta có [1]:

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} + c \frac{\partial E_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p}{2\varepsilon_0} P(\omega_p) \quad (2)$$

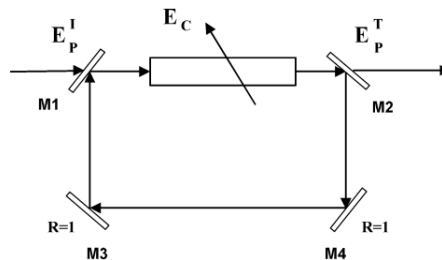
Với c và ε_0 là vận tốc ánh sáng và độ thẩm điện của chân không. $P(\omega_p)$ là độ phân cực của môi trường trong quá trình dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ được cho bởi:

$$P(\omega_p) = Nd_{21}\rho_{21} \quad (3)$$

với d_{21} biểu thị mô men lưỡng cực điện và ρ_{21} là phần tử ma trận mật độ tương ứng.

Thay phương trình (3) vào phương trình (2) có mối quan hệ biên độ trường cho trạng thái ổn định như sau:

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = i \frac{Nd_{21}\omega_p}{2c\varepsilon_0} \rho_{21} \quad (4)$$



Hình 1. Buồng cộng hưởng vòng một chiều có 4 gương (M1-M4) và mẫu nguyên tử có chiều dài L . Gương M3 và M4 phản xạ toàn phần ($R = 1$).

Cường độ trường tới và trường truyền qua tương ứng là E_p^I và E_p^T .

Trường kết hợp E'_p đi vào môi trường nguyên tử tới gương M2 và một phần ánh sáng đi qua M2 là E_p^T , một phần ánh sáng đi tới gương M4 và M3 và đi vào môi trường đóng vai trò tín hiệu phản hồi ngược. Sau đó hai sóng ánh sáng từ hai nhánh này giao thoa với nhau tại gương M2 tạo nên ánh sáng tổng hợp của buồng cộng hưởng vòng. Trường dò ở đầu vào mẫu nguyên tử là $E_p(0)$ và lan truyền đến cuối mẫu nguyên tử $E_p(L)$. Đối với buồng cộng hưởng vòng, các điều kiện biên trong trạng thái ổn định cho trường tới và truyền qua được cho bởi [2]:

$$E_p(L) = E_p^T / \sqrt{T} \quad (5c)$$

$$E_p(0) = \sqrt{T} E_p^T + R E_p(L) \quad (5b)$$

Số hạng thứ hai trong phương trình (5b) đóng vai trò là cơ chế phản hồi ngược từ gương, đó là điều kiện cần thiết để xuất hiện lưỡng ổn định quang. Nghĩa là sẽ không có lưỡng ổn định xảy ra nếu $R = 0$.

Trong giới hạn trường trung bình, nhóm tác giả chuẩn hóa biên độ trường vào (Y) và biên độ trường ra (X) bởi các đại lượng:

$$Y = \frac{d_{21} E'_p}{\hbar \sqrt{T}}, X = \frac{d_{21} E_p^T}{\hbar \sqrt{T}} \quad (6)$$

Chúng ta có được mối quan hệ cường độ vào – ra cho trường dò:

$$Y = X - iC \rho_{21} \quad (7)$$

$$\text{với } C = \frac{N \omega_p L d_{21}^2}{2c \epsilon_0 \hbar T} \quad (8)$$

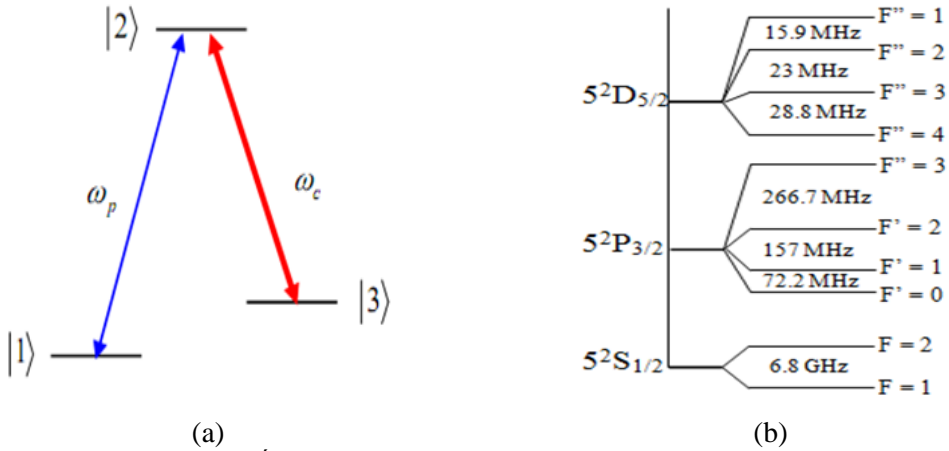
là tham số kết hợp của hệ nguyên tử được đặt trong buồng cộng hưởng vòng. Biểu thức (7) cho thấy phương trình lưỡng ổn định có chứa phần tử ma trận mật độ ρ_{21} đối với dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. Các phần tử ma trận mật độ được tính toán từ phương trình Liouville hoặc Von Neumanm được cho bởi [19]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Lambda \rho \quad (9)$$

trong đó H là Hamilton toàn phần và $\Lambda \rho$ đại diện cho quá trình phân rã.

3. PHÂN TÍCH TRẠNG THÁI LƯƠNG ỔN ĐỊNH TRONG CẤU HÌNH A

Ở đây, nhóm tác giả sử dụng môi trường khí nguyên tử ^{87}Rb với các mức năng lượng được lựa chọn như trên Hình 2(b). Trong đó các mức $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ lần lượt là các trạng thái $5^2 S_{1/2}, F=2 \leftrightarrow 5^2 P_{3/2}, F'=2$ và $5^2 S_{1/2}, F=1 \leftrightarrow 5^2 P_{3/2}, F'=2$, trong đó F là ký hiệu số lượng tử của mô men góc toàn phần của nguyên tử khi tính đến ảnh hưởng của spin hạt nhân (cấu trúc siêu tinh tế) ở trạng thái khảo sát.



(a) Cấu hình Lambda trong hệ nguyên tử ba mức năng lượng;
 (b) Sơ đồ cấu trúc các mức năng lượng siêu tinh tế của nguyên tử ^{87}Rb .

Giả thiết rằng chùm laser dò (có cường độ rất bé) và laser điều khiển (có cường độ rất lớn) đều phát ở chế độ liên tục và đơn mode tương ứng với các tần số ω_p và ω_c và có cường độ tương ứng là E_p và E_c . Cường độ trường thường được đo thông qua tần số dao động Rabi Ω_p và Ω_c , được định nghĩa là:

$$\Omega_p = -\frac{2d_{21}E_p}{\hbar} \quad \text{và} \quad \Omega_c = -\frac{2d_{23}E_c}{\hbar} \quad (10)$$

trong đó: d_{21} và d_{23} tương ứng là các mô men dịch chuyển lưỡng cực điện giữa các dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ và $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Độ lệch tần số của trường laser dò và liên kết được định nghĩa là:

$$\Delta_p = \omega_p - \omega_{21} \quad \text{và} \quad \Delta_c = \omega_c - \omega_{23} \quad (11)$$

Trong khuôn khổ lý thuyết bán cổ điển, sử dụng gần đúng lưỡng cực điện và gần đúng sóng quay, nghiệm của hệ nguyên tử ba mức năng lượng cho bởi [24]:

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{31}(\rho_{33} - \rho_{11}) + \gamma_{21}\rho_{22} + \frac{i\Omega_p}{2}(\rho_{21} - \rho_{12}) \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -(\gamma_{21} + \gamma_{23})\rho_{22} + \frac{i\Omega_p}{2}(\rho_{12} - \rho_{21}) + \frac{i\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \gamma_{31}(\rho_{11} - \rho_{33}) + \gamma_{23}\rho_{22} + \frac{i\Omega_c}{2}(\rho_{23} - \rho_{32}) \quad (14)$$

$$\dot{\rho}_{21} = \bar{\gamma}_{21}\rho_{21} + \frac{i\Omega_p}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{i\Omega_c}{2}\rho_{31} \quad (15)$$

$$\dot{\rho}_{23} = \bar{\gamma}_{23}\rho_{23} + \frac{i\Omega_c}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{13} \quad (16)$$

$$\dot{\rho}_{31} = \bar{\gamma}_{31}\rho_{31} + \frac{i\Omega_c}{2}\rho_{21} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{32} \quad (17)$$

Trong đó: $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ và $\rho_{ki} = \rho_{ik}^*$; $\gamma = \frac{\gamma_{21} + \gamma_{23} + \gamma_{31}}{2}$; $\bar{\gamma}_{21} = -(\gamma - i\Delta_p)$; $\bar{\gamma}_{23} = -(\gamma - i\Delta_c)$; $\bar{\gamma}_{31} = -(\gamma_{31} - i(\Delta_p - \Delta_c))$; γ_{ik} tương ứng với tốc độ phân rã Γ_{ik} từ trạng thái $|i\rangle$ tới $|k\rangle$ như $\gamma_{ik} = \frac{1}{2} \left(\sum_{E_j < E_i} \Gamma_{ij} + \sum_{E_l < E_k} \Gamma_{kl} \right)$.

Giải các phương trình ma trận mật độ của chuyển động từ (12) đến (17) để tìm nghiệm ρ_{21} . Từ phương trình (13), (14), và (17) rút ra được:

$$\rho_{33} - \rho_{22} = \frac{1}{2} + \frac{i \left[(\gamma_{23} - 3\gamma_{31})\Omega_p^2 + (\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\Omega_c^2 \right]}{4\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\Omega_p} (\rho_{12} - \rho_{21}) - \frac{(\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\Omega_c}{2\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\Omega_p} (\bar{\gamma}_{13}\rho_{13} + \bar{\gamma}_{31}\rho_{31}) \quad (18)$$

Thay phương trình (18) vào phương trình (16), sau nhiều tính toán và sắp xếp lại, thu được:

$$\left[16\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\bar{\gamma}_{23}\bar{\gamma}_{13} + 4\Omega_p^2\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) - 2(\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\Omega_c^2\bar{\gamma}_{13} \right] \rho_{13} = i8\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\Omega_c\bar{\gamma}_{23}\rho_{12} \quad (19)$$

$$- 2\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\Omega_c\Omega_p - i\Omega_c \left[(\gamma_{23} - 3\gamma_{31})\Omega_p^2 + (\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\Omega_c^2 \right] (\rho_{12} - \rho_{21}) + 2(\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\bar{\gamma}_{31}\Omega_c^2\rho_{31}$$

Đặt:

$$A = \Omega_c \left[(\gamma_{23} - 3\gamma_{31})\Omega_p^2 + (\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\Omega_c^2 \right]$$

$$B = 2\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\Omega_c\Omega_p$$

$$A_{123} = \left[16\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\bar{\gamma}_{23}\bar{\gamma}_{13} + 4\Omega_p^2\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) - 2(\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\Omega_c^2\bar{\gamma}_{13} \right]$$

$$A_{23} = 8\gamma_{31}(\gamma_{21} + \gamma_{23})\Omega_c\bar{\gamma}_{23}$$

$$A_{31} = 2(\gamma_{21} + 3\gamma_{31})\bar{\gamma}_{31}\Omega_c^2$$

Khi đó, phương trình (19) trở thành:

$$\rho_{31} = \frac{i(AA_{123} + A_{13}A - A_{32}A_{123})\rho_{21} + i(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)\rho_{12} - (A_{123} + A_{13})B}{(A_{123}A_{321} - A_{13}A_{31})} \quad (20)$$

Thay phương trình (20) vào phương trình (15), tìm thấy nghiệm của phân tử ma trận như sau:

$$i\Omega_p \left[- \frac{(A_{123}A_{321} - A_{13}A_{31}) \left[2\bar{\gamma}_{12}(A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}) - \Omega_c(AA_{321} + A_{31}A - A_{23}A_{321}) \right]}{\Omega_c(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)} + (A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}) \right]$$

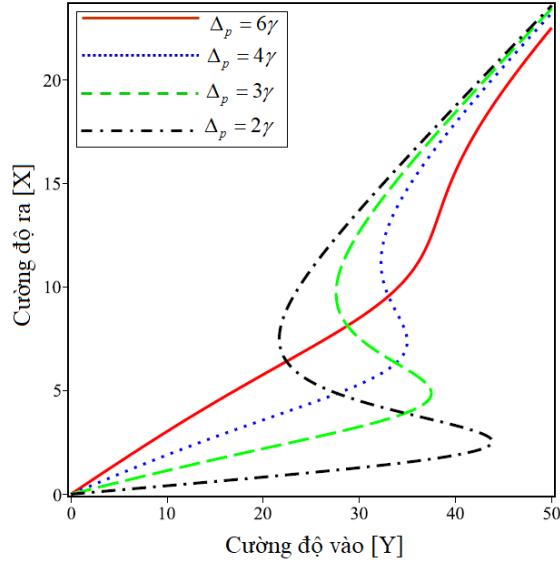
$$- i\Omega_c \left[\frac{(A_{123} + A_{13}) \left[2\bar{\gamma}_{12}(A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}) - \Omega_c(AA_{321} + A_{31}A - A_{23}A_{321}) \right]}{\Omega_c(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)} - (A_{321} + A_{31}) \right] B$$

$$\rho_{21} = \frac{\left[\frac{2\bar{\gamma}_{12}(A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}) - \Omega_c(AA_{321} + A_{31}A - A_{23}A_{321})}{\Omega_c(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)} \right] \times \left[\frac{2\bar{\gamma}_{21}(A_{123}A_{321} - A_{13}A_{31}) - \Omega_c(AA_{123} + A_{13}A - A_{32}A_{23})}{\Omega_c(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)} - \Omega_c(A_{31}A_{32} - AA_{321} - A_{31}A) \right]}{\left[\frac{2\bar{\gamma}_{12}(A_{321}A_{123} - A_{31}A_{13}) - \Omega_c(AA_{321} + A_{31}A - A_{23}A_{321})}{\Omega_c(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)} \right] \times \left[\frac{2\bar{\gamma}_{21}(A_{123}A_{321} - A_{13}A_{31}) - \Omega_c(AA_{123} + A_{13}A - A_{32}A_{23})}{\Omega_c(A_{13}A_{23} - AA_{123} - A_{13}A)} - \Omega_c(A_{31}A_{32} - AA_{321} - A_{31}A) \right]}$$

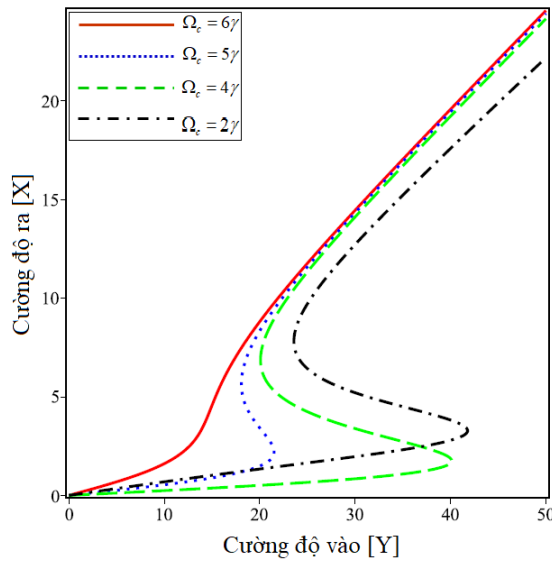
Với A_{kji} và $\bar{\gamma}_{ji}$ tương ứng là liên hợp phức của A_{ijk} và γ_{ij} .

Theo biểu thức (9) và (21), có thể phân tích trạng thái của môi trường liên tục thay đổi với các thông số điều khiển của laser liên kết, cụ thể là độ lệch tần số và cường độ trường. Kết quả có thể áp dụng cho các nguyên tử và phân tử có cấu trúc quang phổ tương tự như trình bày trong Hình 2(b). Nhóm tác giả áp dụng cho môi trường khí nguyên tử ^{87}Rb [24] có tốc độ không kết hợp giữa trạng thái $|3\rangle$ và $|1\rangle$ là $\gamma_{31} = 0,003\gamma$.

Đầu tiên, nhóm tác giả cho thấy các trạng thái OB của hệ nguyên tử với các giá trị khác nhau của độ lệch tần số trường laser dò, cố định các thông số của trường laser liên kết là $\Omega_c = 3\gamma, \Delta_c = 0$. Hình 3 cho thấy, khi giảm độ lệch tần số trường laser dò thì ngưỡng chuyển mạch và độ rộng của OB tăng, vì khi đó phi tuyến Kerr được tăng cường đáng kể trong miền lân cận cộng hưởng của môi trường EIT.



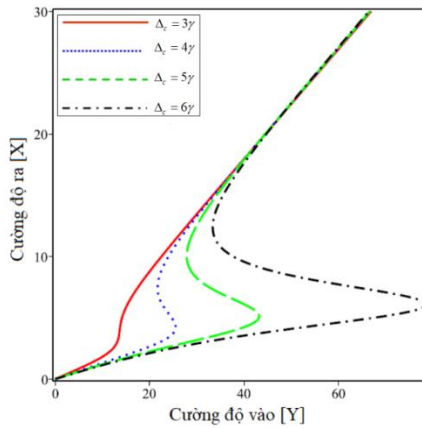
Hình 3. Đồ thị của hệ thức cường độ vào – ra của lưỡng ổn định tại một số giá trị của Δ_p . Các tham số khác được sử dụng là $\Omega_c = 3\gamma, \Delta_c = 0$ và $C = 80\gamma$.



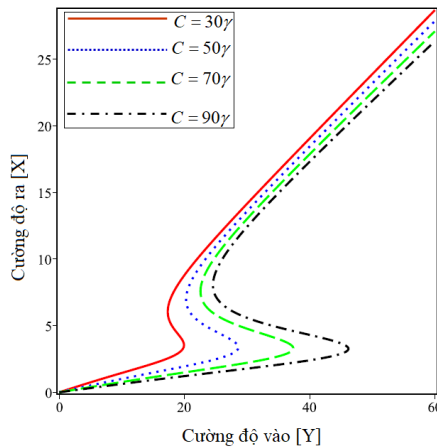
Hình 4. Đồ thị của hệ thức cường độ vào – ra của lưỡng ổn định tại một số giá trị của Ω_c . Các tham số khác được sử dụng là $\Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = 0$ và $C = 80\gamma$.

Ảnh hưởng của cường độ trường laser liên kết Ω_c lên trạng thái OB của hệ được thể hiện trên Hình 4. Ở đây, giá trị của độ lệch tần số trường laser dò và điều khiển được cố định tại giá trị $\Delta_p = 2\gamma$ và $\Delta_c = 0$, tương ứng. Nhóm tác giả nhận thấy rằng cường độ ngưỡng và độ rộng OB giảm khi tăng tần số Rabi. Điều này là do khi tăng tần số Rabi sự hấp thụ giảm và đồng thời phi tuyến Kerr của môi trường được tăng cường, làm cho trường bùồng cộng hưởng dễ dàng đạt giá trị bão hòa.

Để nghiên cứu ảnh hưởng của độ lệch tần số trường laser điều khiển lên OB, nhóm tác giả khảo sát quan hệ cường độ vào – ra tại một số giá trị của độ lệch tần số trường liên kết, như trong Hình 5. Kết quả cho thấy rằng có thể làm giảm cường độ ngưỡng và độ rộng OB, bằng cách điều chỉnh độ lệch tần số trường laser điều khiển gần cộng hưởng với tần số nguyên tử, do sự phụ thuộc của phi tuyến Kerr với độ lệch tần số trường liên kết.



Hình 5. Đồ thị của hệ thức cường độ vào – ra của lưỡng ổn định tại một số giá trị của Δ_c . Các tham số khác được sử dụng là $\Delta_p = 2\gamma, \Omega_c = 2\gamma$ và $C = 80\gamma$



Hình 6. Đồ thị của hệ thức cường độ vào – ra của lưỡng ổn định tại một số giá trị của C . Các tham số khác được sử dụng là $\Delta_p = 2\gamma, \Omega_c = 2\gamma, \Delta_c = 0$

Ảnh hưởng của tham số C lên OB được thể hiện trên Hình 6. Ở đây, nhóm tác giả cố định các thông số của trường laser dò và liên kết là $\Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = 0$ và $\Omega_c = 2\gamma$, tương ứng. Khi càng tăng tham số C , độ rộng và cường độ ngưỡng OB tăng do C tỷ lệ thuận với mật độ nguyên tử $C = N\omega_p L d_{21}^2 / 2c\epsilon_0 \hbar T$. Về mặt vật lý, khi tăng C dẫn đến tăng sự hấp thụ ánh sáng trường laser dò, do đó làm cường độ ngưỡng cao hơn.

4. KẾT LUẬN

Nhóm tác giả đã đề xuất một mô hình giải tích cho lưỡng ổn định quang của hệ nguyên tử ba mức năng lượng cấu hình Lambda. Với kết quả giải tích, trạng thái lưỡng ổn định quang được phân tích bằng cách điều khiển các thông số khác nhau của trường laser điều khiển và trường laser dò. Theo các điều kiện trạng thái ổn định, trạng thái lưỡng ổn định quang xuất hiện ở các tần số khác nhau của trường laser dò hoặc liên kết. Kết quả cũng cho thấy rằng cường độ ngưỡng và độ rộng lưỡng ổn định quang có thể được điều khiển bằng cách điều khiển cường độ của trường liên kết cũng như các thông số kết hợp. Nghiên cứu này có thể được sử dụng để khám phá các ứng dụng trong các thiết bị quang tử làm việc với cường độ ánh sáng thấp.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Abraham E., Smith S.D. - Optical bistability and related devices, Reports on Progress in Physics **45** (8) (1982) 815-885.
2. Lugiato L.A. - Theory of optical bistability, in E. Wolf (ed.), Progress in Optics **21** (1984) 71-216.
3. Gibbs H.M. - Optical bistability: Controlling light with light, Academic Press, New York (1985).
4. Boller K.J., Imamoglu A. and Harris S.E. - Observation of electromagnetically induced transparency, Physics Review Letters **66** (20) (1991) 2593.
5. Harris S.E., Hau L.V. - Nonlinear optics at low light levels, Physics Review Letters **82** (1999) 4611.
6. Wang H., Goorskey D., Xiao M. - Enhanced Kerr nonlinearity via atomic coherence in a three-level atomic system, Physics Review Letters **87** (2001) 073601.
7. Bergou J., Zhao D. - Effect of a squeezed vacuum input on optical bistability, Physical Review A **52** (1995) 1550-1560.
8. Gong S.Q., Du S.D., Xu Z.Z. and Pan S.H. - Optical bistability via a phase fluctuation effect of the control field, Physics Letters A **222** (1996) 237-240.
9. Hai Wang, Goorskey D.J., Xiao M. - Bistability and instability of three-level atoms inside an optical cavity, Physics Letters A **65** (2001) 011801R.
10. Joshi A., Yang W., Xiao M. - Effect of spontaneously generated coherence on optical bistability in three-level Λ -type atomic system, Physics Letters A **315** (2003) 203-207.
11. Joshi A., Yang W., Xiao M. - Effect of quantum interference on optical bistability in the three-level V-type atomic system, Physical Review A **68** (2003) 015806.
12. Cheng D., Liu C., Gong S. - Optical bistability and multistability via the effect of spontaneously generated coherence in a three-level ladder-type atomic system, Physics Letters A **332** (2004) 244-249.
13. Joshi A., Xiao M. - Optical multistability in three-level atoms inside an optical ring cavity, Physics Review Letters **91** (2003) 143904.
14. Joshi A., Brown A., Wang H., Xiao M. - Controlling optical bistability in a three-level atomic system, Physical Review A **67** (2003) 041801R.
15. Li J. - Coherent control of optical bistability in a microwave-driven V-type atomic system, Physica D: Nonlinear Phenomena **228** (2) (2007) 148-152.
16. Zhen Wang, Ai-Xi Chen, Yanfeng Bai, Wen-Xing Yang, Ray-Kuang Lee - Coherent control of optical bistability in an open Λ -type three-level atomic system, Journal of the Optical Society of America B **29** (2012) 2891-2896.

17. Joshi A., Xiao M. - Controlling steady-state and dynamical properties of atomic optical bistability, World Scientific Publishing (2012).
18. Li J.H., Lu X.Y., Luo J.M., Huang Q.J. - Optical bistability and multistability via atomic coherence in an N-type atomic medium, Physical Review A **74** (2006) 035801.
19. Lu X.Y., Li J.H., Liu J.B., Luo J.M. - Optical bistability via quantum interference in a four-level atomic medium, Journal of Physics B **39** (2006) 5161.
20. Sahrai M., Asadpour S.H., Mahrami H., Sadighi-Bonabi R. - Controlling the optical bistability via quantum interference in a four-level N-type atomic system, Journal of Luminescence **131** (2011) 1682-1686.
21. Sahrai M., Hamed H.R., Memarzadeh M. - Kerr nonlinearity and optical multi-stability in a four-level Y-type atomic system, Journal of Modern Optics **59** (2012) 980-987.
22. Hamed H.R., Asadpour S.H., Sahrai M., Arzhang B., Taherkhani D. - Optical bistability and multi-stability in a four-level atomic scheme, Optical and Quantum Electronics **45** (2013) 295-306.
23. Ebrahimi Zohravi L., Doostkam R., Mousavi S. M., Mahmoudi M. - Controlling the optical bistability in a Kobrak-Rice 5-level quantum system, Progress in Electromagnetics **25** (2012) 1-11.
24. Daniel Adam Steck, Rb⁸⁷ D Line Data: <http://steck.us/alkalidata>.

ABSTRACT

A STUDY OF OPTICAL STABILITY IN THREE-LEVEL Λ -TYPE EIT CONFIGURATION

Le Thi Minh Phuong¹, Le Thanh Khiem²

Le Van Doai³, Nguyen Tuan Anh^{4,*}

¹Saigon University

²Thap Muoi High School, Thap Muoi District, Dong Thap

³Vinh University

⁴Ho Chi Minh City University of Food Industry

*Email: anhhuifi@gmail.com

This paper presents the analytical model for optical bistability (OB) in a three-level Lambda-type system under the conditions of electromagnetically induced transparency (EIT). In the steady regime, the input-output intensity relations for the OB have been derived in analytical form. The model allows one to construct a clear picture on how the threshold intensity, and other characteristics of the OB are continuously modified with respects to controllable parameters of the laser fields, cooperation parameter, and other physical parameters of atomic system.

Keywords: Optical bistability, effects of atomic coherence, Lambda type.