

## SỰ TƯƠNG TỰ GIỮA DAO ĐỘNG CƠ VÀ HIỆU ỨNG EIT TRONG CẤU HÌNH BỐN MỨC CHỮ Y

Nguyễn Thị Huyền<sup>(1)</sup>, Mai Văn Lưu<sup>(2)</sup>, Thái Doãn Thanh<sup>(3)</sup>, Lê Văn Đoàn<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup>Trường THPT Nguyễn Sỹ Sách, Nghệ An

<sup>(2)</sup>Trường Đại học Vinh

<sup>(3)</sup>Trường Đại học Công nghiệp Thực phẩm TP.HCM

Ngày gửi bài: 25/4/2016

Ngày chấp nhận đăng: 12/6/2016

### TÓM TẮT

Trong nghiên cứu này chúng tôi phát triển sự nghiên cứu về sự tương tự giữa dao động cơ và hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (Electromagnetically Induced Transparency - EIT) cho môi trường nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình chữ Y. Theo đó, một hệ dao động cơ được đề xuất để minh họa cho sơ đồ kích thích bốn mức năng lượng cấu hình chữ Y. Kết quả cho thấy rằng phổ hấp thụ và tán sắc của công suất cơ rất giống với phổ EIT thu được trong cấu hình hệ nguyên tử bốn mức. Các sự tương tự cổ điển này giúp cho việc mô tả đơn giản, trực quan các quá trình giao thoa lượng tử phức tạp xảy ra bên trong hệ nguyên tử và cho phép minh họa các thí nghiệm về EIT cũng như các hiện tượng liên quan trong các hệ lượng tử.

### MECHANICAL OSCILLATORS ANALOGS AND ELECTROMAGNETICALLY-INDUCED-TRANSPARENCY (EIT) PHENOMENA IN A FOUR-LEVEL INVERTED-Y ATOMIC SYSTEM

#### ABSTRACT

In this work, we develop research on a classical analogy of electromagnetically induced transparency (EIT) for a four-level Y-type atomic medium using a mechanical oscillator system. According to that, the mechanical oscillator system has been proposed to illustrate for the excited scheme of four-level Y-type atomic system. It is shown that both of the absorption and dispersion spectra of the mechanical powers are very similar to that of the four-level Y-type atomic system. This classical analogy provides simple and intuitive physical description of complex quantum interference processes that occur in the atomic system and can be used to illustrate experimental observations of the EIT and related effects in quantum systems.

#### 1. MỞ ĐẦU

Hấp thụ và tán sắc là hai thông số cơ bản đặc trưng cho tính chất quang học của môi trường, chúng có mối quan hệ khăng khít với nhau thông qua hệ thức Kramer - Kronig và thường được biểu diễn tương ứng theo phần thực, phần ảo của độ cảm điện  $\chi$  được xác định thông qua sự phân cực của môi trường. Trong miền cộng hưởng, các hệ số này thay đổi nhanh theo tần số và quy luật thay đổi hoàn toàn phụ thuộc vào cấu trúc của nguyên tử (phân tử). Tuy nhiên, sự hấp thụ mạnh trong miền phổ cộng hưởng đã phần nào không cho phép quan sát được nhiều hiệu ứng quang tuyến tính cũng như phi tuyến. Vì vậy, làm giảm hấp thụ và tăng hệ số tán sắc trong miền cộng hưởng luôn được các nhà khoa học quan tâm nghiên cứu.

Một nghiên cứu đột phá nhằm làm giảm hay triệt tiêu hệ số hấp thụ đó là hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (EIT-Electromagnetically Induced Transparency) được khám phá bởi Harris năm 1989 [1] đã mở ra nhiều ứng dụng triển vọng trong một số lĩnh vực (mà trước đây chưa thể quan sát được do hấp thụ mạnh) như, làm chậm vận tốc nhóm ánh sáng [2], quang học phi tuyến ngưỡng thấp [3], tăng cường phi tuyến Kerr [4], trộn nhiều sóng [5],...

Trải qua hơn hai thập kỉ, đã có rất nhiều nhóm nghiên cứu về EIT và các ứng dụng liên quan [6]. Cấu hình cơ bản của EIT là hệ nguyên tử ba mức năng lượng được kích thích bởi hai trường ánh sáng laser (một trường laser dò và một trường laser điều khiển) đặt vào hai dịch chuyển khác nhau có cùng một mức chung và tạo ra một miền phổ trong suốt (một cửa sổ trong suốt) [7, 8]. Các nghiên cứu về EIT không chỉ dừng lại ở các cấu hình hệ ba mức năng lượng mà còn được mở rộng cho các hệ bốn mức [9], năm mức [10, 11] thậm chí sáu mức [12] để tạo được nhiều cửa sổ trong suốt hơn, do đó tăng khả năng ứng dụng vào thực tế. Tuy nhiên, đối với các cấu hình nhiều mức năng lượng thì bài toán cũng trở nên phức tạp hơn do sử dụng nhiều trường điều khiển hoặc/và nhiều dịch chuyển tham gia trong quá trình tương tác với các trường ánh sáng.

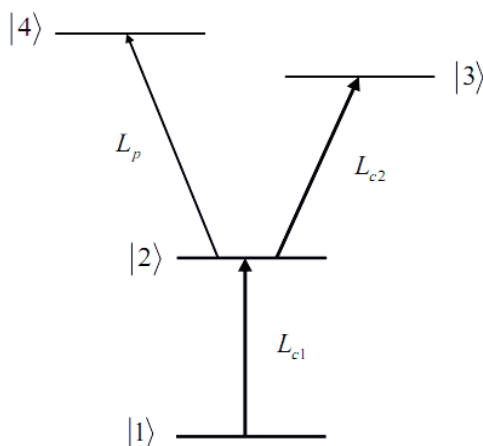
Do bản chất của hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ hoàn toàn là một hiệu ứng lượng tử nên việc hiểu bản chất vật lí cũng như mô tả hiện tượng này là rất khó khăn đối với học sinh, sinh viên khi chưa được tiếp cận cơ học và quang học lượng tử. Nhằm khắc phục khó khăn này và minh họa vào giảng dạy hiệu ứng giao thoa lượng tử trong hệ nguyên tử thì một số nhóm tác giả đã sử dụng mô hình Lorentz để liên hệ sự tương tự cổ điển về các hệ quang lượng tử khác nhau, chẳng hạn: hiệu ứng Ramann cộng hưởng kích thích [13], sự truyền đoạn nhiệt nhanh trong vật lí nguyên tử [14], dao động Rabi chân không [15], cộng hưởng Fano [16], EIT trong các hệ ba mức [17, 18] và bốn mức [19-21],...

Trong bài báo này chúng tôi phát triển nghiên cứu sự tương tự cổ điển của hiệu ứng EIT cho hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình chữ Y. Chúng tôi đề xuất mô hình dao động cơ để minh họa cho sơ đồ kích thích bốn mức chữ Y. Dẫn ra các phương trình dao động của hệ và khảo sát công suất dao động cơ cung cấp cho mạch dao động, chúng tôi thấy rằng phổ hấp thụ công suất tương tự với phổ EIT. Sự tương tự cổ điển này cung cấp sự mô tả bản chất vật lí đơn giản và trực quan các quá trình giao thoa lượng tử mà có thể được sử dụng để minh họa cho các quan sát thực nghiệm về EIT trong các hệ lượng tử.

## 2. EIT TRONG HỆ BỐN MỨC CHỮ Y

Chúng tôi khảo sát sơ đồ bốn mức năng lượng cấu hình chữ Y được kích thích bởi ba trường laser như được mô tả trên hình 1. Giả thiết rằng chùm laser dò  $L_p$  có cường độ rất nhỏ với tần số  $\omega_p$  còn các laser điều khiển  $L_{c1}$  và  $L_{c2}$  có cường độ rất lớn với các tần số  $\omega_{c1}$  và  $\omega_{c2}$ . Gọi  $\Delta_p, \Delta_{c1}$  và  $\Delta_{c2}$  là các độ lệch tần số của chùm dò và các chùm điều khiển với các dịch chuyển nguyên tử như trên hình 1:

$$\Delta_p = \omega_p - \omega_{42}, \quad \Delta_{c1} = \omega_{c1} - \omega_{21}, \quad \Delta_{c2} = \omega_{c2} - \omega_{32}. \quad (1)$$



**Hình 1. Sơ đồ bốn mức năng lượng cấu hình chữ Y**

Dưới tác dụng của các trường laser, sự tiến triển các trạng thái lượng tử của hệ nguyên tử được mô tả qua ma trận mật độ  $\rho$  theo phương trình Liouville [10]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Lambda\rho. \quad (2)$$

Ở đây,  $H$  là Hamintonian của hệ nguyên tử-trường;  $\Lambda$  đặc trưng cho các quá trình phân rã của nguyên tử. Hệ nguyên tử xét trong bài toán này có bốn mức năng lượng nên phương trình (2) là một hệ gồm  $4 \times 4 = 16$  phương trình cho các phần tử ma trận mật độ  $\rho_{ik}$ . Tuy nhiên, vì chúng ta chỉ quan tâm đến phần tử ma trận ứng với dịch chuyển tạo bởi chùm dò  $\rho_{42}$  nên ta chỉ cần viết 3 phương trình cho các phần tử ma trận mật độ mô tả độ liên kết giữa các mức. Trong gần đúng sóng quay và gần đúng lưỡng cực điện, bỏ qua các biến đổi trung gian, hệ 3 phương trình này có dạng:

$$\dot{\rho}_{42} = (i\Delta_p - \gamma_{42})\rho_{42} + \frac{i\Omega_{c1}}{2}\rho_{41} + \frac{i\Omega_{c2}}{2}\rho_{43} + \frac{i\Omega_p}{2}(\rho_{44} - \rho_{22}), \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{41} = [i(\Delta_{c1} + \Delta_p) - \gamma_{41}]\rho_{41} + \frac{i\Omega_{c1}}{2}\rho_{42} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{21}, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{43} = [i(\Delta_p - \Delta_{c2}) - \gamma_{43}]\rho_{43} + \frac{i\Omega_{c2}}{2}\rho_{42} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{23}. \quad (5)$$

Ở đây,  $\Omega_p = d_{42}E_p / \hbar$ ,  $\Omega_{c1} = d_{21}E_{c1} / \hbar$  và  $\Omega_{c2} = d_{32}E_{c2} / \hbar$  tương ứng là tần số Rabi được cảm ứng bởi chùm laser dò và các chùm laser điều khiển;  $E_p, E_{c1}$  và  $E_{c2}$  tương ứng là biên độ điện trường của chùm laser dò và các laser điều khiển;  $\gamma_{ik}$  đặc trưng cho tốc độ phân rã độ liên kết từ mức  $i$  sang mức  $k$  [11].

Giải hệ các phương trình (3)-(5) dưới điều kiện ban đầu  $\rho_{11} \approx \rho_{33} \approx \rho_{44} \approx 0$ ,  $\rho_{22} \approx 1$ , tức là ban đầu nguyên tử cư trú ở trạng thái  $|2\rangle$ , chúng ta tìm được nghiệm cho  $\rho_{42}$ :

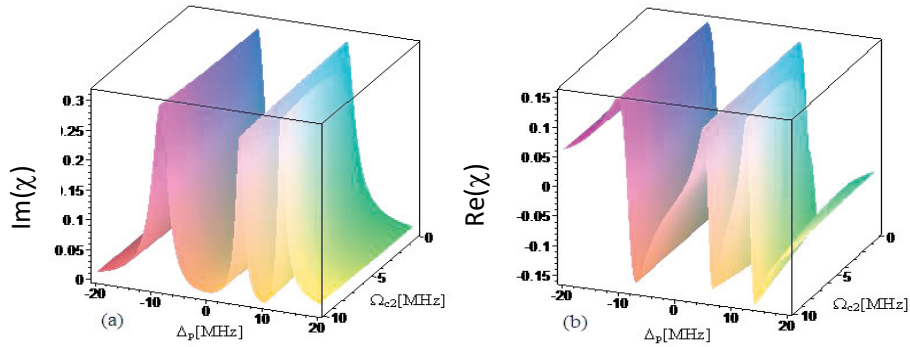
$$\rho_{42} = \frac{-i\Omega_p / 2}{\gamma_{42} - i\Delta_p + \frac{\Omega_{c1}^2 / 4}{\gamma_{41} - i(\Delta_p + \Delta_{c1})} + \frac{\Omega_{c2}^2 / 4}{\gamma_{43} - i(\Delta_p - \Delta_{c2})}}. \quad (6)$$

Mặt khác, độ cảm của nguyên tử đối với chùm laser dò liên hệ  $\rho_{42}$  theo biểu thức [10]:

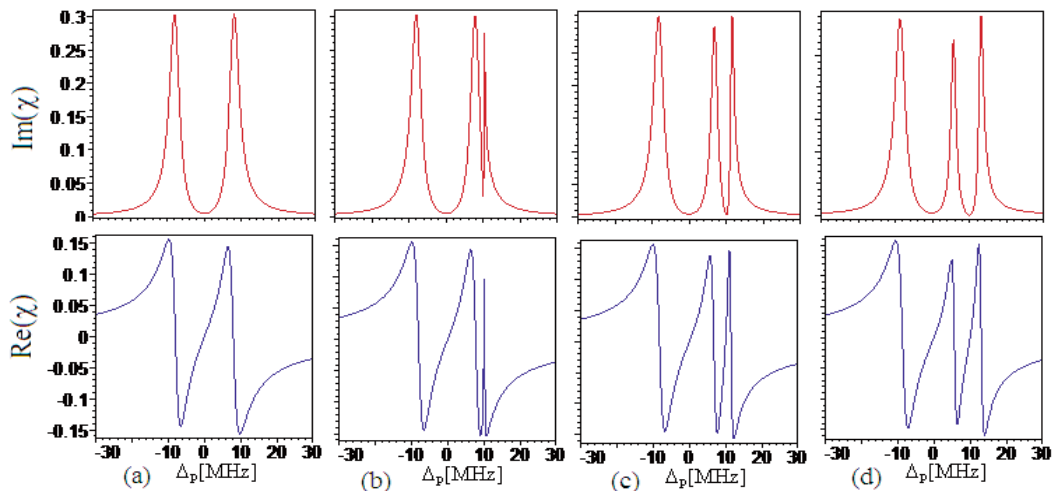
$$\chi = 2 \frac{Nd_{42}}{\epsilon_0 E_p} \rho_{42}, \quad (7)$$

Với  $N$  là mật độ nguyên tử, còn  $\epsilon_0$  là hằng số điện môi của chân không và  $d_{42}$  là phân tử mômen lưỡng cực điện của dịch chuyển  $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ .

Áp dụng cho hệ nguyên tử  $^{87}\text{Rb}$ , các trạng thái  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ ,  $|3\rangle$  và  $|4\rangle$  tương ứng với các mức  $5S_{1/2}(F=2)$ ,  $5P_{1/2}(F'=2)$ ,  $5D_{3/2}(F''=2)$  và  $5D_{3/2}(F''=3)$ . Các tham số của hệ nguyên tử  $^{87}\text{Rb}$  được sử dụng [22]:  $\gamma_{42} = 3 \text{ MHz}$ ,  $\gamma_{41} = 0,3 \text{ MHz}$ ,  $\gamma_{43} = 0,03 \text{ MHz}$  và  $d_{42} = 2,5 \cdot 10^{-29} \text{ C.m}$ .

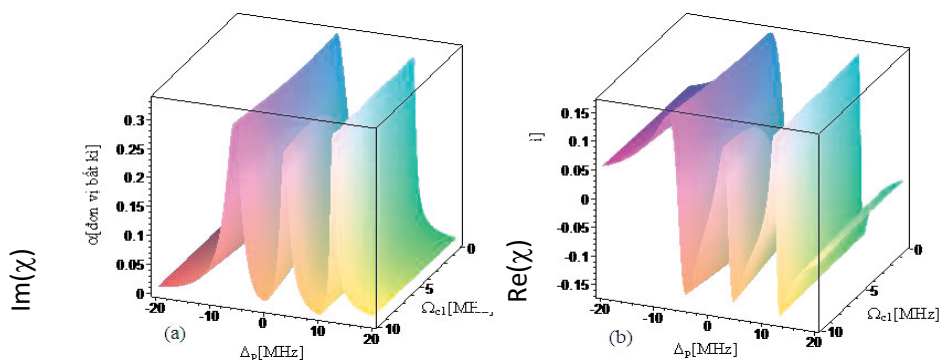


**Hình 2. Đồ thị ba chiều của hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) theo  $\Omega_{c2}$  và  $\Delta_p$  khi  $\Omega_{c1} = 15 \text{ MHz}$ ,  $\Delta_{c1} = 0$  và  $\Delta_{c2} = 10 \text{ MHz}$ .**

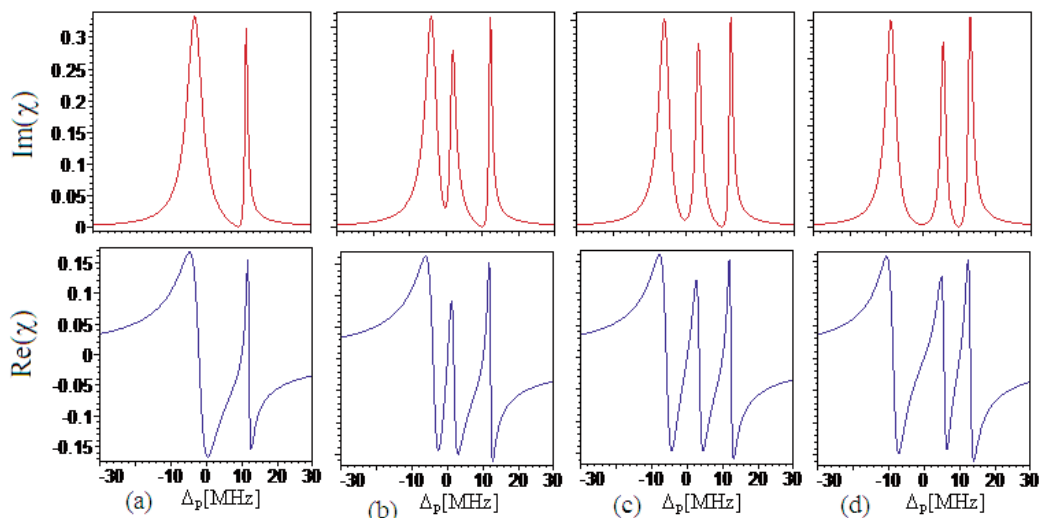


**Hình 3. Đồ thị hai chiều của phổ hấp thụ (trên) và tán sắc (dưới) theo  $\Delta_p$  khi  $\Omega_{c1} = 15 \text{ MHz}$ ,  $\Delta_{c1} = 0$ ,  $\Delta_{c2} = 10 \text{ MHz}$  và  $\Omega_{c2} = 0$  (a),  $\Omega_{c2} = 2 \text{ MHz}$  (b),  $\Omega_{c2} = 6 \text{ MHz}$  (c) và  $\Omega_{c2} = 10 \text{ MHz}$  (d)**

Trước hết, chúng tôi cố định các tham số của chùm laser  $L_{c1}$  tại các giá trị  $\Omega_{c1} = 15$  MHz,  $\Delta_{c1} = 0$  và  $\Delta_{c2} = 10$  MHz, khảo sát sự thay đổi của phổ hấp thụ  $[\text{Im}(\chi)]$  và tán sắc  $[\text{Re}(\chi)]$  của chùm laser dò theo  $\Omega_{c2}$ ,  $\Delta_p$  được cho bởi trên hình 2 trong không gian ba chiều. Từ hình này chúng ta thấy, khi chưa có trường laser liên kết  $L_{c2}$  (tức là,  $\Omega_{c2} = 0$ ) thì trên phổ hấp thụ có một miền phổ trong suốt (một cửa sổ EIT) tại tần số cộng hưởng nguyên tử và do đó cũng chỉ có một đường tán sắc thường trong miền phổ EIT – đây là trường hợp của hệ ba mức cấu hình bậc thang [8]. Tuy nhiên, khi có mặt của trường laser liên kết  $L_{c2}$  và tăng dần cường độ thì trên đồ thị phổ hấp thụ chùm laser dò xuất hiện thêm cửa sổ trong suốt thứ hai tại độ lệch tần  $\Delta_{c1} = 10$  MHz với độ sâu trong suốt tăng dần. Đồng thời, trên đồ thị của phổ tán sắc xuất hiện thêm đường cong tán sắc thường trong miền phổ EIT tương ứng. Để trực quan hơn, chúng tôi vẽ đồ thị phổ hấp thụ và tán sắc trong trường hợp này trong không gian hai chiều như được mô tả trên hình 3. Giải thích bản chất vật lý cho sự xuất hiện các cửa sổ EIT tương tự như trong công trình [18].



**Hình 4. Đồ thị ba chiều của hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) theo  $\Omega_{c2}$  và  $\Delta_p$  khi  $\Omega_{c2} = 10$  MHz,  $\Delta_{c2} = 10$  MHz và  $\Delta_{c1} = 0$**

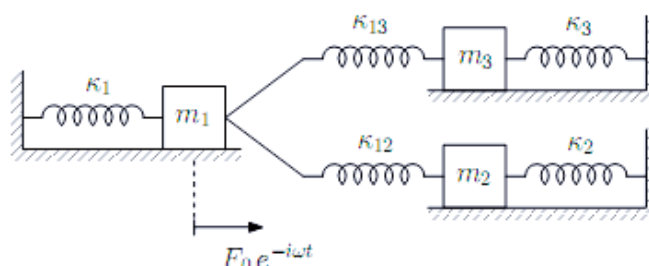


**Hình 5. Đồ thị hai chiều của phổ hấp thụ (trên) và tán sắc (dưới) theo  $\Delta_p$  khi  $\Omega_{c2} = 10$  MHz,  $\Delta_{c2} = 10$  MHz,  $\Delta_{c1} = 0$  và  $\Omega_{c1} = 0$  (a),  $\Omega_{c1} = 6$  MHz (b),  $\Omega_{c1} = 10$  MHz (c) và  $\Omega_{c1} = 15$  MHz (d)**

Tiếp theo, chúng tôi cố định các tham số của chùm laser  $L_{c2}$  tại các giá trị  $\Omega_{c2} = 10$  MHz,  $\Delta_{c2} = 10$  MHz,  $\Delta_{c1} = 0$ , khảo sát sự thay đổi của phổ hấp thụ  $[\text{Im}(\chi)]$  và tán sắc  $[\text{Re}(\chi)]$  của chùm laser dò theo  $\Omega_{c1}$ ,  $\Delta_p$  trong không gian ba chiều (hình 4) và trong không gian hai chiều (hình 5). Khi chưa có trường laser liên kết  $L_{c1}$  (tức là,  $\Omega_{c1} = 0$ ) – đây là trường hợp của hệ ba mức cấu hình chữ V, trên phổ hấp thụ có một cửa sổ EIT tại độ lệch tần  $\Delta_p = 10$  MHz và do đó cũng chỉ có một đường tán sắc thường trong miền phổ EIT [8]. Khi có mặt của trường laser liên kết  $L_{c1}$  và tăng dần cường độ thì trên đồ thị phổ hấp thụ chùm laser dò xuất hiện thêm cửa sổ trong suốt thứ hai tại độ lệch tần  $\Delta_p = 0$  với độ sâu trong suốt tăng dần. Đồng thời, trên đồ thị của phổ tán sắc xuất hiện thêm đường cong tán sắc thường trong miền phổ EIT tương ứng.

### 3. SỰ TƯƠNG TỰ GIỮA DAO ĐỘNG CƠ VỚI HIỆU ỨNG EIT

Như chúng tôi đã đề cập trong [18], để dễ dàng hình dung được hiện tượng kết hợp lượng tử trên đây, chúng ta có thể sử dụng mô hình dao động cơ của con lắc lò xo. Trong công trình này chúng tôi phát triển mô hình cho hệ bốn mức. Hệ con lắc lò xo tương ứng với cấu hình bốn mức năng lượng trong hình 1 sẽ có dạng như mô tả trên hình 6, trong đó, lò xo có độ cứng  $k_1$  một đầu được gắn cố định và đầu còn lại gắn vào vật  $m_1$ , lò xo  $k_{12}$  một đầu gắn vào  $m_1$  và đầu còn lại được gắn với vật  $m_2$ , lò xo  $k_{13}$  một đầu gắn vào  $m_1$  và đầu còn lại được gắn với vật  $m_3$ , lò xo  $k_2$  một đầu gắn vào  $m_2$  và đầu còn lại được cố định, lò xo  $k_3$  một đầu gắn vào  $m_3$  và đầu còn lại được gắn cố định. Tất cả hệ thống được đặt trên mặt phẳng ngang.



**Hình 6. Hệ dao động cơ tương ứng với cấu hình bốn mức chữ Y**

Sự tương tự vật lý giữa mô hình dao động từ này với hệ nguyên tử bốn mức năng lượng được kích thích bởi ba trường laser như sau: dao động từ  $m_1$  tương đương với dịch chuyển  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  với tần số cộng hưởng  $\omega_1 = \sqrt{(k_1 + k_{12} + k_{13}) / m_1}$ , dao động từ  $m_2$  tương đương với dịch chuyển  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  với tần số cộng hưởng  $\omega_2 = \sqrt{(k_2 + k_{12}) / m_2}$ , dao động từ  $m_3$  tương đương với dịch chuyển  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  với tần số cộng hưởng  $\omega_3 = \sqrt{(k_3 + k_{13}) / m_3}$ ; lò xo  $k_{12}$  gắn giữa vật  $m_1$  và  $m_2$  đóng vai trò như trường laser liên kết  $L_{c1}$  kích thích dịch chuyển  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , lò xo  $k_{13}$  gắn giữa vật  $m_1$  và  $m_3$  đóng vai trò như trường laser liên kết  $L_{c2}$  kích thích dịch chuyển  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ; và lực điều hòa  $F(t) = F_0 e^{-i\omega t}$  tác dụng vào vật  $m_1$  đóng vai trò là laser dò kích thích dịch chuyển  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ . Nếu chúng ta phân tích công suất truyền từ nguồn điều hòa

tới vật  $m_1$  là hàm của tần số  $\omega_p$  thì chúng ta sẽ thu được công tua hấp thụ cộng hưởng có dạng Lorentz (đỉnh công tua hấp thụ tại tần số  $\omega_1$ ). Tuy nhiên, nếu chúng ta cho vật  $m_2$  hoặc/và  $m_3$  dao động thì công tua hấp thụ sẽ bị thay đổi. Như chúng ta sẽ thấy sau đây, chúng ta sẽ thu được công tua hấp thụ có dạng tương tự như phổ EIT như đã khảo sát trong mục 2.

Để mô tả chuyển động cổ điển của hệ con lắc này, chúng ta sử dụng các tọa độ một chiều  $x_1, x_2$  và  $x_3$  biểu diễn li độ của các vật  $m_1, m_2$  và  $m_3$  so với vị trí cân bằng của chúng. Như vậy, phương trình chuyển động của các vật có thể được viết tương ứng dưới dạng:

$$\ddot{x}_1(t) + \gamma_1 \dot{x}_1(t) + \omega_1^2 x_1(t) - \Omega_{c1}^2 x_2(t) - \Omega_{c2}^2 x_3(t) = \frac{F_0}{m} e^{-i\omega_p t}, \quad (8a)$$

$$\ddot{x}_2(t) + \gamma_2 \dot{x}_2(t) + \omega_2^2 x_2(t) - \Omega_{c1}^2 x_1(t) = 0, \quad (8b)$$

$$\ddot{x}_3(t) + \gamma_3 \dot{x}_3(t) + \omega_3^2 x_3(t) - \Omega_{c2}^2 x_1(t) = 0. \quad (8c)$$

trong đó, chúng ta đã giả sử  $m_1 = m_2 = m, \Omega_{c1} = \sqrt{k_{12}/m}$  và  $\Omega_{c2} = \sqrt{k_{13}/m}$  là các tần số đặc trưng cho tần số Rabi được cảm ứng bởi trường laser liên kết trong mô hình nguyên tử;  $\gamma_1$  là hệ số ma sát liên quan đến tốc độ tiêu hao năng lượng của vật  $m_1$  tương ứng với tốc độ phát xạ tự phát của trạng thái  $|4\rangle$ ;  $\gamma_2$  là tốc độ tiêu hao năng lượng của vật  $m_2$  tương ứng với tốc độ phát xạ tự phát của trạng thái  $|2\rangle$  và  $\gamma_3$  là tốc độ tiêu hao năng lượng của vật  $m_3$  tương ứng với tốc độ phát xạ tự phát của trạng thái  $|3\rangle$ .

Vì chúng ta chỉ quan tâm công suất của lực dò bị hấp thụ bởi vật  $m_1$  nên chúng ta chỉ tìm nghiệm của  $x_1(t)$ . Chúng ta giả sử các nghiệm có dạng  $x_i(t) = B_i e^{-i\omega_p t}$  với  $B_i$  là hằng số ( $i = 1, 2$  và  $3$ ). Thay các biểu thức này vào các phương trình (8), chúng ta tìm được li độ dao động của vật  $m_1$  là:

$$x_1(t) = - \frac{(F_0 / m) e^{-i\omega_p t}}{(i\omega_p \gamma_1 + \omega_p^2 - \omega_1^2) - \frac{\Omega_{c1}^4}{i\omega_p \gamma_2 + \omega_p^2 - \omega_2^2} - \frac{\Omega_{c2}^4}{i\omega_p \gamma_3 + \omega_p^2 - \omega_3^2}}. \quad (9)$$

Chúng ta giả thiết  $k_1 = k_2 = k$  do đó  $\omega_1 = \omega_2$ . Ngoài ra, vì chúng ta khảo sát trong miền cộng hưởng của cả ba dao động tử nên có thể xem như  $\omega_1 = \omega_2 = \omega \approx \omega_p \approx \omega_c$ . Vì vậy, chúng ta có thể viết biểu thức (9) dưới dạng gần đúng như sau:

$$x_1(t) \approx \frac{(F_0 / m) e^{-i\omega_p t}}{\omega (i\gamma_1 - 2\Delta_p) - \frac{\Omega_{c1}^4}{\omega [i\gamma_2 - 2(\Delta_p + \Delta_{c1})]} - \frac{\Omega_{c2}^4}{\omega [i\gamma_3 - 2(\Delta_p - \Delta_{c2})]}} , \quad (10)$$

Ở đây:  $\omega_p^2 - \omega_1^2 \approx (\omega_p + \omega_1)(\omega_p - \omega_1) \approx 2\omega_1 \Delta_p$  và  $\omega_c^2 - \omega_2^2 \approx (\omega_c + \omega_2)(\omega_c - \omega_2) \approx 2\omega_2 \Delta_c$ .

Công suất cơ học của lực  $F(t)$  bị hấp thụ bởi dao động tử  $m_1$  được tính bởi công thức:

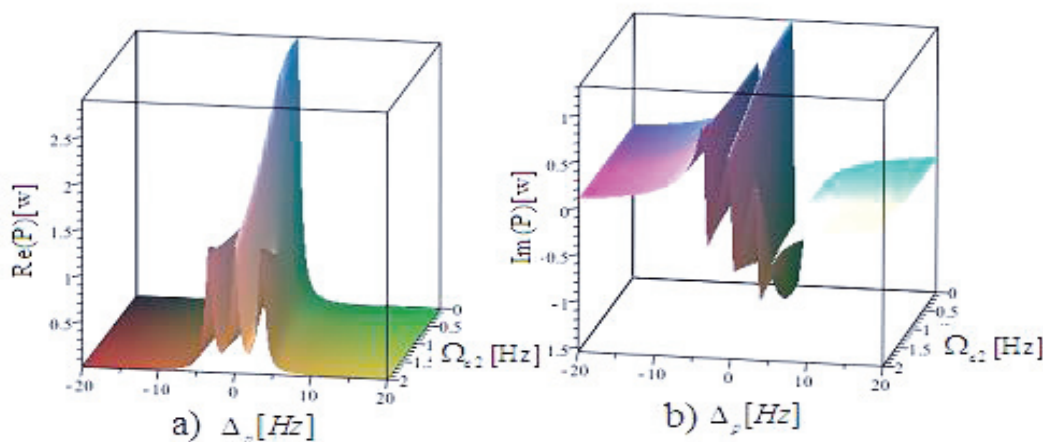
$$P_1(t) = F(t)\dot{x}_1(t). \quad (11)$$

Công suất trung bình trong một chu kỳ dao động được cho bởi:

$$P_1(\omega_p) = \frac{\int_0^{2\pi/\omega_p} P_1(t) dt}{2\pi/\omega_p} \approx \frac{i\omega F_0^2/m}{\omega(i\gamma_1 - 2\Delta_p) - \frac{\Omega_{c1}^4}{\omega[i\gamma_2 - 2(\Delta_p + \Delta_{c1})]} - \frac{\Omega_{c2}^4}{\omega[i\gamma_3 - 2(\Delta_p - \Delta_{c2})]}}. \quad (12)$$

Chúng ta khảo sát sự biến thiên của công suất cơ  $P_1(\omega_p)$  theo độ lệch tần số  $\Delta_p$  với các tham số khác được chọn trong đơn vị tần số là:  $\gamma_1 = 3, \gamma_2 = 0,5, \gamma_3 = 0,05, \omega = \sqrt{k/m} = 2$  và  $F/m$  được lấy bằng 10 lần lực trên đơn vị khối lượng.

Tương tự như trong mục 2, trước hết chúng ta cố định các tham số của con lắc lò xo  $k_{12}$  và khảo sát sự thay đổi của phần thực công suất  $[\text{Re}(p)]$  tương ứng với sự hấp thụ và phần ảo công suất  $[\text{Im}(p)]$  tương ứng với sự tán sắc công suất theo  $\Omega_{c2}$  và  $\Delta_p$ . Các tham số khác được chọn là  $\Omega_{c1} = 2$  Hz,  $\Delta_{c1} = 2$ Hz và  $\Delta_{c2} = 0$ . Phổ hấp thụ và tán sắc của công suất cơ  $P_1(\omega_p)$  trong không gian ba chiều được mô tả trên hình 7.

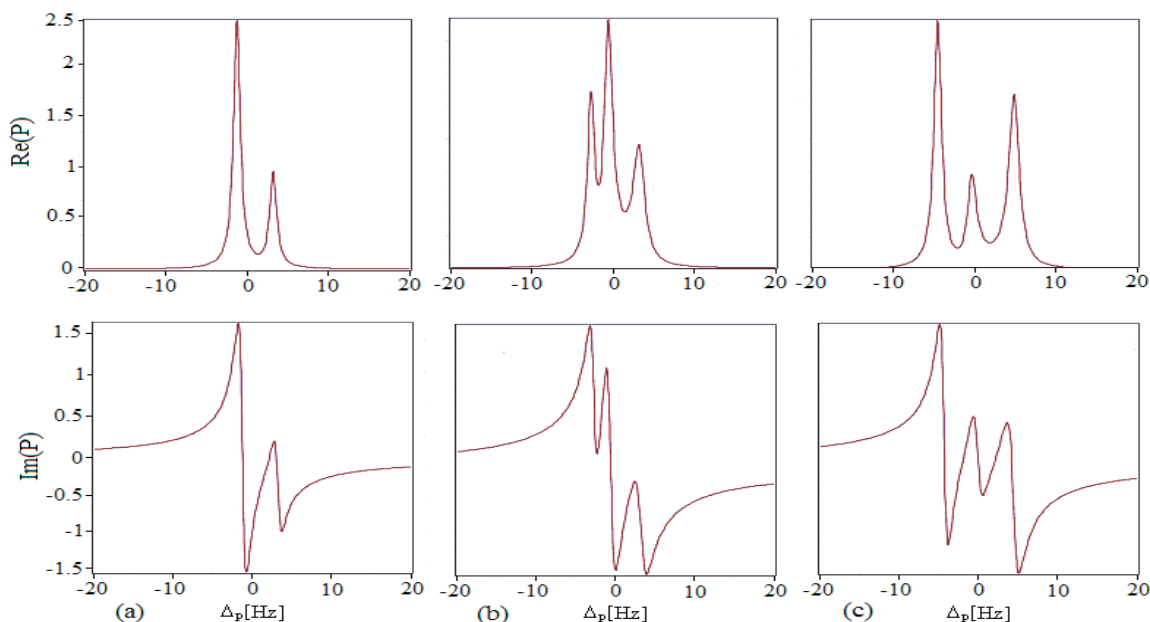


**Hình 7. Đồ thị ba chiều của phần thực công suất (a) và phần ảo công suất (b) theo  $\Delta_p$  và  $\Omega_{c2}$  khi chọn  $\Delta_{c2} = 0$  và  $\Delta_{c1} = 2$ Hz**

Từ hình 7a chúng ta thấy, khi  $\Omega_{c2} = 0$  chúng ta chỉ thu được một cửa sổ trong suốt của công suất cơ – là trường hợp hệ ba mức như đã khảo sát trong công trình [18]. Khi tăng dần  $\Omega_{c2}$  tới giá trị 2 Hz, chúng ta thấy xuất hiện thêm một cửa sổ trong suốt công suất trên công tủa hấp thụ của  $P_1(\omega_p)$  và độ sâu trong suốt cũng tăng dần. Chúng ta thấy hiện tượng này xảy ra giống như sự xuất hiện hiệu ứng EIT trong mục 2. Chúng ta có thể giải thích sự triệt tiêu hấp thụ trên công tủa của  $P_1(\omega_p)$  là kết quả của sự giao thoa triệt tiêu giữa các mode dao động của hệ con lắc lò xo được điều khiển bởi lực điều hoà bên ngoài, tương tự như sự giao thoa của biên độ xác suất dịch chuyển trong hệ nguyên tử mà dẫn tới hiệu ứng EIT [18]. Một kết quả quan trọng khác được mô phỏng bởi mô hình dao động cơ là hiện tượng tán sắc của công suất, như được mô tả trên hình 7b. Trong miền phổ hấp thụ bị suy giảm, chúng ta quan sát

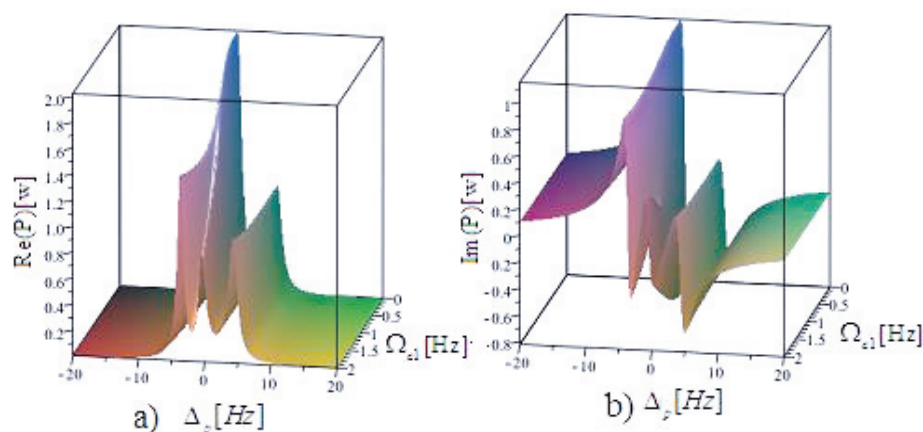


thấy các đường cong tán sắc thường rất dốc. Kết quả này tương tự với kết quả được quan sát về EIT. Tính chất này được sử dụng để làm chậm sự lan truyền của ánh sáng trong môi trường nguyên tử. Do đó, có thể quan sát hiệu ứng lan truyền như vậy bằng cách khảo sát sự hấp thụ trong môi trường chứa một tập hợp các “nguyên tử tương tự dao động cơ”. Để thấy rõ hơn sự thay đổi của đồ thị phần thực (trên) và phần ảo (dưới) của công suất cơ, chúng tôi vẽ đồ thị của  $\text{Re}(p)$  và  $\text{Im}(p)$  trong không gian hai chiều như hình 8 với các tham số như hình 7.

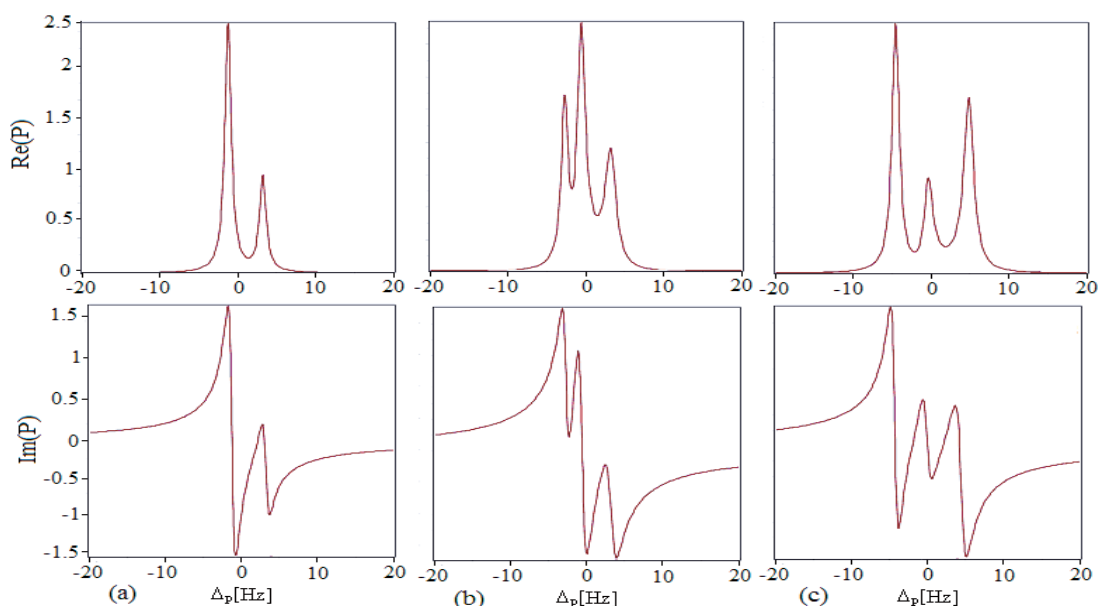


**Hình 8. Đồ thị hai chiều của phổ hấp thụ (trên) và tán sắc (dưới) của công suất cơ theo  $\Delta_p$  khi  $\Omega_{c1} = 2 \text{ Hz}$ ,  $\Delta_{c1} = 2 \text{ Hz}$ ,  $\Delta_{c2} = 0$  và  $\Omega_{c2} = 0$  (a),  $\Omega_{c2} = 1,5 \text{ Hz}$  (b) và  $\Omega_{c2} = 2 \text{ Hz}$  (c)**

Tiếp theo, chúng ta cố định các tham số của con lắc lò xo  $k_{13}$ , vẽ đồ thị của phần thực công suất  $[\text{Re}(p)]$  và phần ảo công suất  $[\text{Im}(p)]$  theo  $\Omega_{c1}$ ,  $\Delta_p$  như trên hình 9. Các tham số khác sử dụng trong hình 9 được chọn là  $\Omega_{c2} = 2 \text{ Hz}$ ,  $\Delta_{c2} = 2 \text{ Hz}$  và  $\Delta_{c1} = 0$ . Từ hình 9a ta thấy khi không có mặt của con lắc  $k_{12}$  thì mô hình của chúng ta trở về hệ ba mức, tức là chúng ta chỉ quan sát được một cửa sổ trong suốt công suất. Khi có thêm tác dụng của con lắc  $k_{12}$  và tăng dần tần số  $\Omega_{c1}$ , chúng ta thấy xuất hiện thêm cửa sổ trong suốt thứ hai trên công suất hấp thụ công suất. Khi tăng  $\Omega_{c1} = 2 \text{ Hz}$  thì hai cửa sổ trong suốt có độ sâu và độ rộng tương đương nhau. Từ hình 9b, ta thấy khi không có mặt con lắc  $k_{12}$  thì chỉ xuất hiện một miền tán sắc thường tương ứng với cửa sổ trong suốt trên công suất tán sắc. Khi có thêm con lắc  $k_{12}$  và tăng dần tần số  $\Omega_{c1}$ , chúng ta thấy xuất hiện thêm miền tán sắc thường thứ hai tương ứng với cửa sổ trong suốt thứ hai trên công suất tán sắc của công suất, độ rộng phổ của miền này cũng tăng lên theo sự tăng của  $\Omega_{c1}$  nhưng độ dốc của đường cong này bị giảm xuống. Để minh họa trực quan hơn về sự biến thiên của sự hấp thụ và tán sắc của công suất cơ theo cường độ  $\Omega_{c1}$ , chúng ta biểu thị kết quả trên đồ thị hai chiều của phần thực (trên) và phần ảo (dưới) của công suất như hình 10.



**Hình 9. Đồ thị ba chiều của phần thực công suất (a) và phần ảo công suất (b) theo  $\Delta_p$  và  $\Omega_{c1}$  khi chọn  $\Delta_{c1} = 0$  và  $\Delta_{c2} = 2\text{Hz}$**



**Hình 10. Đồ thị hai chiều của phổ hấp thụ (trên) và tán sắc (dưới) của công suất cơ theo  $\Delta_p$  khi  $\Omega_{c2} = 2\text{ Hz}$ ,  $\Delta_{c2} = 2\text{ Hz}$ ,  $\Delta_{c1} = 0$  và  $\Omega_{c1} = 0$  (a),  $\Omega_{c1} = 1,5\text{ Hz}$  (b) và  $\Omega_{c1} = 2\text{ Hz}$  (c)**

#### 4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này, chúng tôi đã đề xuất mô hình dao động cơ là hệ gồm ba con lắc lò xo để minh họa cho sơ đồ kích thích hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình chữ Y. Hệ số hấp thụ và tán sắc của môi trường nguyên tử bốn mức chữ Y cũng như “sự hấp thụ” và “tán sắc” công suất trong hệ dao động cơ đã được khảo sát. Chúng tôi đã chỉ ra được rằng hệ dao động cơ điển có phổ hấp thụ và tán sắc rất giống với phổ EIT trong môi trường nguyên tử bốn mức cấu hình chữ Y. Sự tương tự cổ điển này của EIT cung cấp cho sự mô tả đơn giản và trực quan về các quá trình giao thoa lượng tử phức tạp xảy ra bên trong hệ nguyên tử và có thể được sử dụng để minh họa cho các quán sát thực nghiệm về hiệu ứng EIT cũng như các hiệu ứng kết hợp lượng tử khác.

**TÀI LIỆU THAM KHẢO**

- [1]. A. Imamoglu, S.E. Harris, “*Lasers without inversion: Interference of dressed lifetime broadened states*”, Opt. Lett. 14, 1344 (1989).
- [2]. L. Hau, S. Harris, Z. Dutton, and C. Behroozi, “*Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*”, Nature, 397 (1999) 594.
- [3]. S. E. Harris, Lene Vestergaard Hau, “*Nonlinear optics at low light levels*”, Phys. Rev. Lett., 82, (1999) 4611.
- [4]. Le Van Doai, Dinh Xuan Khoa, and Nguyen Huy Bang, “*EIT enhanced self-Kerr nonlinearity in the three-level lambda system under Doppler broadening*”, Phys. Scr., 90 (2015) 045502 (6pp).
- [5]. D.A. Braje, V. Balic, S. Goda, G.Y. Yin, S.E. Harris, “*Frequency Mixing Using Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms*”, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 183601.
- [6]. M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J.P. Marangos, “*Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*”, Rev. Mod. Phys., 77 (2005) 633-673.
- [7]. Yong-qing Li and Min Xiao, *Electromagnetically induced transparency in a three-level A-type system in rubidium atoms*, Phys. Rev. A 51 (4) (1995) 2703-2706.
- [8]. J.G. Banacloche, Y.-q. Li, S.-z. Jin, and M. Xiao, *Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment*, Phys. Rev. A, vol. 51, No.1 (1995) 576-584.
- [9]. Amitabh Joshi, Min Xiao, *Electromagnetically induced transparency and its dispersion properties in a four-level inverted-Y atomic system*, Phys. Lett. A317 (2003) 370-377.
- [10]. J. Wang, L.B. Kong, X.H. Tu, K.J. Jiang, K. Li, H.W. Xiong, Y. Zhu, M.S. Zhan., “*Electromagnetically induced transparency in multi-level cascade scheme of cold rubidium atoms*”, Phys. Lett., A328 (2004) 437.
- [11]. Le Van Doai, Pham Van Trong, Dinh Xuan Khoa, and Nguyen Huy Bang, “*Electromagnetically induced transparency in five-level cascade scheme of <sup>85</sup>Rb atoms: An analytical approach*”, Optik 125 (2014) 3666 – 3669.
- [12]. D. Bhattacharyya, A. Ghosh, A. Bandyopadhyay, S. Saha and S. De, *Observation of electromagnetically induced transparency in six-level Rb atoms and theoretical simulation of the observed spectra*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48 (2015) 175503 (11p).
- [13]. P. R. Hemmer and M. G. Prentiss, “*Coupled-pendulum model of the stimulated resonance Raman effect*”, J. Opt. Soc. Am. B 5, 1613–1623 (1988).
- [14]. B. W. Shore, M. V. Gromovyy, L. P. Yatsenko, and V. I. Romanenko, “*Simple mechanical analogs of rapid adiabatic passage in atomic physics*”, Am. J. Phys., 77, 1183–1194 (2009).

- [15]. Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael, and T. W. Mossberg, “*Vacuum rabi splitting as a feature of linear-dispersion theory: Analysis and experimental observations*”, Phys. Rev. Lett., 64, 2499–2502 (1990).
- [16]. Yong S Joe, Arkady M Satanin, and Chang Sub Kim, “*Classical analogy of Fano resonances*”, Phys. Scr. 74 (2006) 259–266.
- [17]. C. L. Garrido Alzar, M. A. G. Martínez, and P. Nussenzeig, “*Classical analog of electromagnetically induced transparency*”, Am. J. Phys., 70, 37–41 (2002).
- [18]. Hồ Thị Thanh Lịch, Nguyễn Thọ Hoài, Lương Thị Yến Nga, Mai Văn Lư, Lê Văn Đoàn, Nguyễn Lê Thủy An, Nguyễn Tuấn Anh và Thái Doãn Thanh, “*Sự tương tự giữa sự trong suốt cảm ứng điện từ với dao động cơ, điện cổ điển*”, Tạp chí Khoa học Công nghệ và Thực phẩm, số 6 (2015) 1-10.
- [19]. Nguyễn Thị Huyền, “*Sự tương tự giữa dao động cơ và hiệu ứng EIT trong cấu hình bốn mức chữ Y*”, Luận văn Thạc sỹ vật lý, Đại học Vinh (2016).
- [20]. Z. Bai, C. Hang, and G. Huang, “*Classical analogs of double electromagnetically induced transparency*”, Opt. Comm. 291 (2013) 253–258.
- [21]. J. Harden, A. Joshi, and J.D. Serna, “*Demonstration of double EIT using coupled harmonic oscillators and RLC circuits*”, European Journal of Physics, Vol. 32, N0. 2 (2011).
- [22]. J. A. Souza, “*Electromagnetically-induced-transparency-related phenomena and their mechanical analogs*”, Phys. Rev. A 92 (2015) 023818.
- [23]. Daniel Adam Steck, “*Rb<sup>87</sup> D Line Data*”, <http://steck.us/alkalidata>.